

А. И. БЕРГ

Т е о р и я  
и р а с ч е т  
л а м п о в ы х  
г е н е р а  
т о р о в

# СПИСОК ВАЖНЕЙШИХ ОПЕЧАТОК.

(Берг — Теория и расчет ламповых генераторов).

Страница	Строка	Напечатано:	Должно быть:
20	10 снизу	$F$ выше . <sup>3</sup>	$F$ выше $3 \cdot 10^3$
24	Ур. (7)	$i_a = \frac{(e_a - E_{a_0}) + \mu v_c}{R}$	$i_a = \frac{(e_a - E_{a_0}) + \mu v_c}{R_i}$
30	Ур. (14)	$= 0,5 I + 0,5 I_s \cos \omega t$	$= 0,5 I_s + 0,5 I_s \cos \omega t$
30	Ур. (15)	$i_a = I + I_a \cos \omega t$	$i_a = I_{a_0} + I_{a_1} \cos \omega t$
35	Ур. (9)	$Z_p = \sqrt{\left(\frac{L}{CR}\right)^2 + \frac{L}{CR}(R_c - R_L)} = \frac{L}{CR} \sqrt{1 + \frac{CR(R_c - R_L)}{L}}$	$Z_p = \sqrt{\left(\frac{L}{CR}\right)^2 + \frac{L}{CR^2}(R_c - R_L)^2} = \frac{L}{CR} \sqrt{1 + \frac{C(R_c - R_L)^2}{L}}$
35	14 сверху	$\frac{CR(R_c - R_L)}{L} \ll 1$	$\frac{C(R_c - R_L)^2}{L} \ll 1$
38	15 сверху	$J = \frac{V}{\rho}$	$I = \frac{V}{\rho}$
53	3 снизу	$I_1 = \frac{10 \cdot 9,1}{91,0} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ ампер}$	$I_{a_1} = \frac{10 \cdot 9,1}{91 \cdot 10^3} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ ампер}$
65	1 снизу	$\frac{\partial i_a}{\partial i_a} = \frac{cd}{cf} = R_i$	$\frac{\Delta v_a}{\Delta i_a} = \frac{cd}{cf} = R_i D$
66	2 сверху	$\frac{2E_a}{I_s} = \frac{bd}{ab}$	$\frac{2V_a}{I_s} = \frac{bd}{ab}$
70	16 сверху	$E_c = D(E_a - E_{a_0}) + (V_c - DV)$	$E_c = D(E_a - E_{a_0}) - (V_c - DV)$
74	Форм. (17)	числитель: $X_1(R_2^2 + X_1^2) + X_2(R_2^2 + X_1^2)$	числитель: $X_1(R_2^2 + X_2^2) + X_2(R_1^2 + X_1^2)$
	1 снизу	$= \frac{1}{\omega_0 C_2} \left( \frac{L_1}{C_2} - R_1^2 \right)$	$= \frac{1}{\omega_0 C_3} \left( \frac{L_1}{C_3} - R_1^2 \right)$

Страница	Строка	Напечатано:	Должно быть:
90	14 сверху	$\frac{Z_{9k}}{R_{91}} = \frac{1}{11}$	$\frac{Z_9}{R_{91}} = \frac{2}{45}$
92	8 снизу	$\frac{Z_{92}}{R_{91}} = \frac{1}{96}$	$\frac{Z_{92}}{R_{91}} = \frac{1}{72}$
96	7 сверху	$= j \frac{k^2 - 1 + p}{k \omega C_n}$	$j = \frac{k^2 - 1 + p}{k \omega C}$
96	8 сверху	$x_{n_1} = j \frac{p}{\omega C_n}$	$x_{n_1} = j \frac{p}{\omega C}$
98	13 снизу	Средняя колонка: $\frac{k^2 p}{k^2(1-p) - 1}$	$\frac{k^2}{k^2(1-p) - 1}$
106	Форм. 5	После формулы (5) пропущено след.: Так определяется амплитуда к-той гармоники, когда ф-ция разложена в ряд только по синусам или косинусам кратных дуг с учетом угла сдвига фаз.	
112	4 сверху	Раскрывая неопределенность при $k=1$	Полагая $k=1$
112	Форм. 22	$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{4(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)(\psi_2 - \psi_1)}{\cos 2\psi_1 - \cos 2\psi_2}$	$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{4(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}{\psi_2^2 - \psi_1^2}$
143	8 сверху	$V_c = \frac{V'_c - V''_c}{1 - \cos \psi}$	$V_c = \frac{V'_c + V''_c}{1 - \cos \psi}$
167	16 сверху	от 0 до угла $\psi$	от 0 до $\psi_1$
169	Форм. (11)	$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot (\psi_1 + \psi_2)$	$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2)$
169	Форм. (12)	$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{1}{4} \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2^2 - \psi_1^2}$	$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = 4 \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2^2 - \psi_1^2}$
169	Форм. (15)	$R'_i = \frac{R_i(2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2)}{2\pi}$	$R'_i = \frac{2\pi}{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}$
179	7 снизу	$V_c = DI_{a_1}(R_{i_2} + R_9)$	$V_c = DI_{a_1}(R'_i + R_9)$
186	10 сверху	$-n \frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi_1 - \psi_3 \cos \psi_8}{1 - \cos \psi_3}$	$-n \frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi_8 - \psi_3 \cos \psi_3}{1 - \cos \psi_3}$
200	2-я строчка в таблице	Числитель: $X_1(R_2 + X_2)^2 + X_2(R_1^2 + X_1^2)$	$X_1(R_2^2 + X_2^2) + X_2(R_1^2 + X_1^2)$

Страница	Строка	Напечатано:	Должно быть:
223	11 сверху	$X_2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}$	$X_2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = 0$
238	5 снизу	220 ватт	220 вольт
11	3 снизу	43 ватт	43 вольт
247	12 снизу	в формулу (7)	в формулу (6)
264	Форм. 4	Знаменатель: $2\pi(1 - \cos \psi)$	$\pi(1 - \cos \psi)$
274	3 формула	Знаменатель $2\pi(1 - \cos \psi_c)$	$\pi(1 - \cos \psi_c)$
292	11 снизу	$\dots = a_2 \cos \psi$	$\dots = a_2 \cos \psi I_m$
297	3-я строчка снизу сред- ней колонки	3) $V_c =$ $= \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + \frac{1 - \cos 2\psi}{1 - \cos \psi}$	3) $V_c = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} +$ $+ DV \frac{1 - \cos 2\psi}{1 - \cos \psi}$
430	Последняя строчка в таблице	В отношении предельных значений абсолютных напряжений режимы максимальной и минимальной мощности нужно переставить.	



А. И. БЕРГ

# ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД — 1932



## ПРЕДИСЛОВИЕ.

Эта книга является продолжением труда «Основы радиотехнических расчетов», первая часть которого, под названием «Усилители», вышла в первом издании в 1928 г. и во втором издании в 1930 г. Таким образом «Теория и расчет ламповых генераторов» является II частью «Основ».

Значительный промежуток времени между выходом I и этой, II части, произошел из-за моего длительного пребывания за границей и, кроме того, вследствие чрезвычайной перегрузки текущей служебной работой, не оставлявшей времени для доработки этого курса.

Содержание книги соответствует тому, что излагалось мною в течение последних лет (1926—1931) в Электротехническом институте, Военно-морской академии и Военно-технической академии РККА. Однако, отсутствие времени, а также желание выпустить эту книгу к началу учебного 1931—1932 года заставило меня отбросить значительную часть предполагавшейся к изданию работы. Так, в этом издании не помещены главы об устойчивости частоты генератора и работе генератора при питании переменным напряжением, недостаточно полны главы о самовозбуждении генератора и о работе генератора на ненастроенную нагрузку, а также выпущено большое количество примеров и задач, с целью сокращения курса, вышедшего далеко за пределы обусловленных рамок. Это же послужило препятствием к помещению целого ряда вопросов, имеющих специальный характер, как например—особенностей некоторых коротковолновых и ультра-коротковолновых схем, сопоставления наиболее известных методов модуляции и др.

Таким образом мы выпускаем эту книгу первым изданием в том виде, до которого нам ее удалось довести к осени 1931 года, в надежде на то, что и в настоящем, неполном виде она принесет пользу нашим новым многочисленным техническим кадрам. Мы надеемся, что второе издание удастся дополнить всем необходимым материалом.

Поэтому я обращаюсь с просьбой к читателям об указании на ошибки, неточности, неясные места и др. недостатки, а также на сведения, не помещенные, но которые следовало бы поместить во втором издании. За все указания приношу заранее благодарность.

Выпускаемый труд является продуктом многолетней работы, при чем методы изложения, а также и последовательность его, вырабатывались на занятиях со студентами и слушателями Академий. Нам казалось необходимым обратить особенное внимание на методику изложения и на систематизацию материала, имея в виду читателя,

изучающего теорию ламповых генераторов самостоятельно, под руководством преподавателя. Учитывая быстрый рост техники, а также необходимость развивать в себе критическое отношение к читаемому, мы приводим обширную библиографию по всем рассматриваемым вопросам. В связи с затруднениями получения некоторых мало распространенных журналов или по недосмотру могли быть пропущены некоторые работы. Мы просим авторов и всех читателей, которые заметят отсутствие какой-нибудь статьи или справки, нам об этом сообщить, с целью пополнения библиографической части и облегчения труда следующим научным работникам.

Приношу благодарность моему другу и постоянному сотруднику по педагогической работе инж. Н. С. Бесчастнову, приложившему, как обычно, не мало усилий для издания этой книги.

Всем лицам, трудам которых эта книга обязана своим выходом, выражаю мою глубокую признательность.

*А. И. Берг.*

## ОГЛАВЛЕНИЕ.

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
<b>Глава I. Введение в изучение ламповых генераторов.</b>	
§ 1. Введение . . . . .	9
§ 2. Самовозбуждение ламповых генераторов . . . . .	10
1. Введение . . . . .	—
2. Явление резонанса токов в ветвях контура . . . . .	11
3. Возбуждение колебаний в контуре вследствие связи его с цепью сетки. Независимое возбуждение и самовозбуждение . . . . .	14
4. Роль лампы при самовозбуждении . . . . .	16
§ 3. Классификация ламповых генераторов. . . . .	17
<b>Глава II. Анализ уравнений статической и рабочей характеристик лампы.</b>	
§ 1. Уравнение прямолинейной характеристики лампы . . . . .	22
§ 2. Две системы координат для изучения работы лампового генератора . . . . .	25
§ 3. Два рода колебаний лампового генератора. . . . .	28
§ 4. Литература . . . . .	31
<b>Глава III. Колебания I рода при независимом возбуждении.</b>	
§ 1. Основные соотношения . . . . .	32
§ 2. Нагрев анода и коэффициент полезного действия генератора . . . . .	41
§ 3. Эквивалентная схема генератора . . . . .	50
§ 4. Рабочая характеристика генераторной лампы . . . . .	52
§ 5. Напряжения в цепях генератора . . . . .	55
§ 6. Оптимальная нагрузка генераторной лампы . . . . .	56
§ 7. Режимы работы лампы. Критический режим . . . . .	58
§ 8. Исследование условий получения предельной полезной мощности . . . . .	61
§ 9. Приближенная расчетная формула предельной мощности . . . . .	69
§ 10. Сводка расчетных формул . . . . .	70
§ 11. Литература . . . . .	—
<b>Глава IV. Колебательный контур лампового генератора.</b>	
§ 1. Общее выражение эквивалентного сопротивления колебательного кон- тура любого вида . . . . .	71
§ 2. Изменение величины и знака эквивалентного сопротивления с частотой . . . . .	73
§ 3. Практические расчетные формулы эквивалентного сопротивления контура . . . . .	76
§ 4. Влияние сопротивления в ветвях контура на частоту резонанса . . . . .	79
§ 5. Напряжения на элементах контура . . . . .	82
§ 6. Сопротивление колебательного контура по отношению к высшим гар- моникам тока . . . . .	85
1. Колебательный контур I вида . . . . .	86
2. Колебательный контур II вида . . . . .	88
3. Колебательный контур III вида . . . . .	90
§ 7. Фильтрация колебательным контуром гармоник . . . . .	93
§ 8. Сводка расчетных формул . . . . .	97
§ 9. Литература . . . . .	98

## Глава V. Анализ возможных форм импульса анодного тока

1. Введение . . . . .	99
2. Возможные формы импульсов анодного тока в зависимости от условий работы генератора . . . . .	—
3. Теория разложения сложных форм тока на составляющие . . . . .	104
4. Разложение треугольного импульса . . . . .	107
5. Разложение трапециoidalного импульса . . . . .	110
6. Разложение косинусoidalного импульса . . . . .	113
7. Разложение косинусoidalной трапеции . . . . .	117
8. Сравнение разложений косинусоиды и прямоугольника . . . . .	119
9. Графический метод разложения кривых в ряд Фурье . . . . .	122
10. Приложения к главе V . . . . .	126
11. Литература . . . . .	128

## Глава VI. Работа генератора при остроконечном (косинусoidalном) импульсе тока.

1. Введение . . . . .	128
2. Аналитическое выражение косинусoidalного импульса . . . . .	129
3. Потери на аноде и отдача . . . . .	132
4. Приведенное внутреннее сопротивление генераторной лампы при колебаниях II рода: . . . . .	138
5. Напряжения в цепях генератора при колебаниях II рода . . . . .	141
6. Рабочая и колебательная характеристики . . . . .	144
7. Критический коэффициент использования анодного напряжения . . . . .	150
8. Условия отдачи предельной мощности. Предельная нагрузка . . . . .	152
9. Метод расчета генератора по заданной полезной мощности . . . . .	156
10. Сводка расчетных формул . . . . .	163
11. Литература . . . . .	165

## Глава VII. Работа генератора при плоской форме импульса.

1. Введение . . . . .	166
2. Теория работы генератора при плоской форме импульса анодного тока . . . . .	167
3. Исследование работы с плоским импульсом . . . . .	174
4. Подробный расчет работы лампы Г-49 при плоском импульсе . . . . .	178
5. Представление о работе с перенапряженным режимом . . . . .	183
6. Сводка расчетных формул . . . . .	187
7. Литература . . . . .	—

## Глава VIII. Работа генератора на ненастроенную нагрузку.

1. Введение . . . . .	188
2. Фазовые соотношения в цепях схемы . . . . .	191
3. Исследование формы анодного импульса . . . . .	193
4. Основные зависимости . . . . .	197
5. Сводка расчетных формул . . . . .	200
6. Литература . . . . .	201

## Глава IX. Самовозбуждение лампового генератора.

1. Введение . . . . .	201
2. Математический анализ колебаний I рода при включении колебательного контура в анодную цепь и при индуктивной связи . . . . .	202
3. Замечание об отрицательном сопротивлении генерирующей лампы . . . . .	209
4. Условия самовозбуждения при других видах связи. Общая теорема о необходимой связи . . . . .	210
5. Самовозбуждение колебаний II рода . . . . .	214
6. Литература . . . . .	216

## Глава X. Работа лампового генератора при сложной схеме.

1. Введение . . . . .	218
2. Некоторые положения из теории связанных колебаний . . . . .	222

	Стр.
3. Энергетический баланс в связанных контурах . . . . .	223
4. Сильная связь двух контуров. Волны связи . . . . .	225
5. Работа по сложной схеме при критической связи . . . . .	230
6. Работа по сложной схеме при произвольной величине связи при неза- висимом возбуждении . . . . .	239
7. Сводка расчетных формул . . . . .	242
8. Литература . . . . .	244

### Глава XI. Теория затягивания.

1. Изменение ваттного (активного) сопротивления эквивалентного контура с расстройкой контуров при различной связи между ними . . . . .	245
2. Изменения безваттного (реактивного) сопротивления, самоиндукции и затухания эквивалентного контура . . . . .	250
3. Условия самовозбуждения при сложной схеме . . . . .	251
4. Анализ условий самовозбуждения. Теория затягивания . . . . .	253
5. Литература . . . . .	259

### Глава XII. Цепь сетки лампового генератора.

1. Введение . . . . .	260
2. Форма импульса сеточного тока . . . . .	263
3. Потери в цепи сетки . . . . .	265
4. Примеры . . . . .	270
5. Практический метод определения полных потерь . . . . .	272
6. Сводка расчетных формул . . . . .	274
7. Литература . . . . .	275

### Глава XIII. Умножение частоты ламповым генератором.

1. Введение . . . . .	275
2. Общее уравнение анодного тока при удвоении . . . . .	276
3. Исследование формы анодного импульса при удвоении . . . . .	277
4. Коэффициенты постоянной составляющей анодного тока и второй гар- моники при удвоении частоты . . . . .	280
5. Эквивалентная схема удвоителя частоты . . . . .	282
6. Напряжения в цепях лампы при удвоении частоты . . . . .	283
7. Выбор режима работы удвоителя частоты . . . . .	285
8. Сводка расчетных формул лампового удвоителя частоты . . . . .	287
9. Теория утроения частоты . . . . .	290
10. Выбор режима работы генераторной лампы при утроении частоты . . . . .	293
11. Сводка расчетных формул . . . . .	296
12. Литература . . . . .	298

### Глава XIV. Общая теория модуляции.

1. Введение . . . . .	298
2. Уравнение модулированных колебаний. Глубина модуляции . . . . .	301
3. Мощность модулированных колебаний. Мощности: предельная, средняя, минимальная и телефонная. Действующее значение модулированного тока . . . . .	304
4. Состав модулированных колебаний. Боковые полосы. Мощность в бо- ковых полосах . . . . .	307
5. Методы модуляции. Классификация их. Физическая картина и принци- пальные схемы основных методов модуляции . . . . .	310
6. Особые случаи модуляции . . . . .	317
7. Литература по общей теории модуляции . . . . .	321

### Глава XV. Анодная модуляция с самовозбуждением.

1. Введение . . . . .	323
2. Условия работы генераторной лампы при неискаженной анодной моду- ляции с самовозбуждением . . . . .	324
3. Закон изменения основных токов и напряжений генератора . . . . .	330
4. Основная схема анодной модуляции с самовозбуждением и эквивалент- ная схема . . . . .	332



	Стр.
5. Работа генератора при анодной модуляции с самовозбуждением . . . . .	334
6. Работа модулятора при анодной модуляции. Общие принципы . . . . .	337
7. Наивыгоднейшие условия работы модулятора . . . . .	342
8. Расчет величины модуляционной самоиндукции . . . . .	348
9. Расчет элементов высокой частоты . . . . .	352
10. Анодная модуляция при „постоянном напряжении“ . . . . .	354
11. Основные выводы. Сводка расчетных формул . . . . .	256
12. Примеры. . . . .	359
13. Литература об анодной модуляции с самовозбуждением. . . . .	365

## Глава XVI. Анодная модуляция при независимом возбуждении.

1. Введение. . . . .	366
2. Возможные режимы работы генераторной лампы . . . . .	367
3. Вид практически полученных модуляционных характеристик . . . . .	370
4. Модуляция при недонапряженном режиме на протяжении всей модуляционной характеристики. Основные соотношения. . . . .	371
5. Пример на модуляцию при недонапряженном режиме . . . . .	377
6. Пример на модуляцию при критическом режиме на несущей волне . . . . .	385
7. Пример модуляции при перенапряженном режиме . . . . .	388
8. Общие выводы. Сводка расчетных формул. . . . .	390
9. Литература по анодной модуляции при независимом возбуждении . . . . .	392

## Глава XVII. Сеточная модуляция.

1. Введение. . . . .	392
2. Экспериментальные данные. . . . .	394
3. Модуляционная характеристика при модуляции смещением. . . . .	396
4. Основные зависимости. . . . .	398
5. О линейной зависимости между постоянной составляющей анодного тока и напряжением смещения . . . . .	403
6. Основные выводы. Сводка расчетных формул . . . . .	404
7. Работа модуляторной лампы при сеточной модуляции смещением . . . . .	406
8. Теоретический расчет сеточной модуляции смещением . . . . .	409
9. Технические расчеты сеточной модуляции . . . . .	417
10. Литература о сеточной модуляции . . . . .	421

## Глава XVIII. Усиление модулированных колебаний.

1. Введение . . . . .	422
2. Возможные режимы мощного каскада . . . . .	423
3. Работа мощного усилителя с отсечкой в 90° . . . . .	426
4. Экспериментальная проверка теории усиления модулированных колебаний . . . . .	430
5. Примеры . . . . .	431
6. Литература об усилении модулированных колебаний . . . . .	434

Таблица обозначений . . . . .	435
-------------------------------	-----

Сокращенные названия журналов . . . . .	—
---	---

## Г Л А В А I.

### ВВЕДЕНИЕ В ИЗУЧЕНИЕ ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ.

#### § 1. Введение.

За короткий срок своего существования ламповый генератор постепенно выдвинулся на первое место среди источников получения токов высокой частоты, и в настоящее время еще не видно признаков появления достойных его соперников, а можно лишь предугадывать дальнейшие пути его эволюции.

Ламповый генератор получил повсеместное применение не без основания. Перед более старыми источниками быстро-переменных незатухающих токов—машиной высокой частоты и дугой—он имеет то преимущество, что с одинаковой легкостью вырабатывает токи всевозможных частот, от самых высоких до самых низких. При этом трансформация частоты может происходить с высокой отдачей, позволяющей считать ламповый генератор технически совершенно созревшим прибором.

Благодаря появлению лампового генератора развился радиотелефон, стало возможным радиовещание, зародилось и пышно расцвело радиолюбительство. В связи с возможностью легко получить токи очень высоких частот, до того не находившие применения из-за незнакомства с ними, приоткрылась завеса над совершенно неисследованной областью радиотехники—областью коротких волн, и сразу же достижения здесь превзошли все самые смелые ожидания. Нельзя недооценивать заслуги лампового генератора, позволившего расшатать и заставившего в корне пересмотреть все старые теории распространения электромагнитных волн.

Однако, в связи с относительной новизной вопроса, далеко не все стороны его разработаны с одинаковой полнотой и строгостью. Есть еще немало проблем, недостаточно освещенных как теоретически, так и практически. Но к настоящему времени основные процессы в ламповом генераторе, достаточно сложно переплетенные между собой, изучены настолько, что технический расчет его может быть произведен с точностью не меньшей, чем расчеты в смежных отраслях техники.

С другой стороны и теоретическое изучение явлений в ламповом генераторе получило достаточно солидную практическую проверку и базируется на вполне надежном фундаменте.

Все это позволяет рассматривать преобразование частоты электронной лампы как самостоятельную техническую задачу, охватывающую широкий цикл вопросов, необычайно интересных и быстро

развивающихся как каждый в отдельности, так и все в общей совокупности.

Ниже излагается общая теория и обосновывается технический расчет лампового генератора. Не ставя себе целью энциклопедически охватить все многообразие всевозможных схем и способов работы, мы здесь стремимся дать достаточно ясное изложение основных и наиболее характерных сторон явлений в ламповом передатчике.

## § 2. Самовозбуждение лампового генератора.

### 1. Введение.

При соблюдении известных условий в колебательном контуре, включенном в одну из цепей электронной лампы, возникают и поддерживаются незатухающие колебания. Это явление происходит при выполнении определенных соотношений между параметрами лампы, свойствами контура и характером и степенью связи между колебательным контуром и другими цепями лампы.

Так как для возникновения колебаний никаких посторонних источников питания контура переменным током не требуется, то явление называется *самовозбуждением*, а ламповый генератор, работающий в подобных условиях, — *генератором с самовозбуждением*. Причина самовозбуждения колебаний кроется главным образом в свойствах самой лампы, так как при отсоединении ее из схемы колебания без постороннего питания возникнуть не могут. Мало того, лампа не только способствует возникновению колебаний, но сама же ограничивает предельную величину, до которой они могут доходить, так что каким изменением величины связи между цепями лампы не удастся усилить колебания выше определенного предела.

Таким образом мы видим, что изучение явления самовозбуждения следует сосредоточить преимущественно на самой лампе.

Эта способность электронной лампы поддерживать незатухающие колебания в контуре, включенном в одну из ее цепей, является одним из самых ценных свойств электронной лампы. Оно находит широчайшее применение хотя бы уже по одному тому, что при помощи ламповых генераторов одинаково просто возбуждаются колебания в самом широком спектре частот, от многих миллионов до нескольких десятков периодов в секунду. Кроме того, при помощи лампы легко удастся получать колебания с совершенно различной мощностью от сотых долей ватта до сотен киловатт и очень просто менять мощность в данной схеме в самых широких пределах.

Ни один источник питания колебательного контура, ни искра, ни дуга, ни машина высокой частоты, не обладает той гибкостью и тем многообразием свойств, как электронная лампа. Поэтому, с открытием явления самовозбуждения, применявшиеся до того источники возбуждения токов высокой частоты встретили серьезнейшего соперника, который вскоре вытеснил их из большинства областей применения колебаний высокой и низкой частоты.

Самовозбуждение происходит при соблюдении определенных соотношений между свойствами цепей лампы и самой лампы. Оно может происходить при целом ряде различных группировок параметров це-

пей лампы, или, как говорят, при различных схемах. Так как в зависимости от схемы меняются условия генерирования и выявляются различные свойства лампового генератора, то следует изучить наиболее характерные из них. Так, колебания, возникающие в контуре, могут быть либо вполне устойчивыми и легко воспроизводимыми, либо же несут характер случайных, легко сбиваемых и трудно восстанавливаемых процессов. Очевидно, что наибольший интерес для техники представляют колебания, обладающие полной устойчивостью: необходимо, чтобы ламповый генератор обеспечивал получение в контуре определенной мощности при заданной частоте и чтобы данная схема при повторном включении давала всегда тот же эффект. Далеко не всегда это наблюдается на практике, и поэтому следует изучить условия возникновения и поддержания устойчивых колебаний и причин, препятствующих этому.

Наконец, так как режим работы самой лампы может меняться в самых широких пределах, например при изменении накала, напряжений на сетке и на аноде, то следует изучить, в какой степени и в каком направлении сказываются эти изменения режима самой лампы на работе всей схемы, т. е. на частоте и амплитуде колебаний в контуре.

Следует отметить, что ламповый генератор, обеспечивающий получение с большой легкостью колебаний в контуре, является механизмом достаточно капризным и чувствительным, если не ставить его в надлежащие условия работы.

Мы изучим процесс самовозбуждения колебаний в двух режимах работы лампы: *при колебаниях первого рода*, когда работа происходит на прямолинейном участке характеристики лампы, и *при колебаниях второго рода*, когда форма тока в анодной цепи резко отлична от формы напряжения на сетке. Поскольку рабочая точка остается на прямолинейной части характеристики, возможен достаточно точный математический анализ всего процесса. При уходе рабочей точки на загибы анализ несколько осложняется. Но все же в обоих случаях возможен достаточно точный учет всех явлений как качественный, так и количественный.

В настоящей главе мы ставим себе целью изучить процесс самовозбуждения незатухающих колебаний в контуре, включенном в анодную цепь трехэлектродной лампы, с чисто физической, скорее качественной, чем количественной стороны. Поэтому формулы, которыми мы воспользуемся, будут носить приближенный характер и должны служить лишь для уяснения взаимной связи между явлениями, протекающими в различных частях лампы.

Кроме того, мы рассмотрим здесь лишь один частный случай, когда анодный ток меняется в пределах прямолинейной части характеристики, так как этого вполне достаточно для уяснения сущности процесса самовозбуждения.

## 2. Явление резонанса токов в ветвях контура.

Физическая сущность процесса самовозбуждения кроется, как уже было указано выше, прежде всего в свойствах самой лампы и далее в свойствах связанных между собой цепей лампы.

Рассмотрим простейшую цепь, состоящую из двух ветвей, из которых одна содержит самоиндукцию и сопротивление, а другая — емкость (см. черт. 1). Круговая частота собственных колебаний контура, образованного двумя его ветвями, равна  $\omega_0 \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$ .

Составим выражение для сопротивления разветвления, т. е. для так называемого *эквивалентного сопротивления* контура. Имеем:

$$\frac{1}{\bar{Z}_s} = \frac{1}{R + j\omega L} + j\omega C = \frac{1 - \omega^2 LC + j\omega RC}{R + j\omega L},$$

откуда:

$$\bar{Z}_s = \frac{R + j\omega L}{1 - \omega^2 LC + jR\omega C}. \quad (1)$$

Предположим, что:

- 1) цепь питается переменным током с частотой  $\omega_0$ ;
- 2) при частоте  $\omega_0$  безваттное сопротивление  $\omega_0 L$  много больше ваттного (активного) сопротивления  $R$ .

Тогда:

$$1 - \omega_0^2 LC = 0 \quad \text{и} \quad \bar{Z}_s = \frac{1}{j} \cdot \frac{R + j\omega_0 L}{R\omega_0 C}.$$

Модуль этого выражения равен:

$$Z_s = \frac{\sqrt{R^2 + \omega_0^2 L^2}}{R\omega_0 C},$$

и так как согласно предположению  $\omega_0^2 L^2 \gg R^2$ , то приблизительно:

$$Z_s = \frac{\omega_0 L}{R\omega_0 C} = \frac{L}{RC}$$

Черт. 1. Схема простейшего колебательного контура.

или, так как  $Z_s$  есть чисто активное сопротивление, то:

$$R_s = \frac{L}{CR}. \quad (2)$$

Формула (2) выражает сопротивление разветвления, образованного двумя ветвями контура, так называемое *эквивалентное сопротивление контура*, при условии питания его частотой, равной частоте его собственных свободных колебаний.

Введем обозначение:  $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ .

Эта величина называется *характеристикой контура*. Так как

$$C = \frac{1}{\omega_0^2 L},$$

то:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \omega_0 L.$$

Следовательно эквивалентное сопротивление может быть представлено под видом:

$$R_s = \frac{L}{RC} = \frac{\omega_0^2 L^2}{R} = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 R} = \frac{\rho^2}{R}. \quad (3)$$

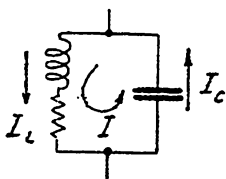
Пусть контур питается током с амплитудой  $I_a$  и с частотой  $\omega_0$ ; тогда на эквивалентном сопротивлении появляется падение напряжения:

$$V = I_a \cdot \frac{\rho^2}{R}; \quad (4)$$

и если обозначить ток, идущий по индуктивной ветви контура, через  $I_L$  и ток, идущий по емкостной ветви его, — через  $I_c$ , то, выражая напряжение  $V$  при посредстве этих токов, получаем:

$$V = I_L \sqrt{R^2 + \omega_0^2 L^2} = I_c \cdot \frac{1}{\omega_0 C}; \quad (5)$$

но  $\omega_0^2 L^2 \gg R^2$ , поэтому токи  $I_L$  и  $I_c$  почти точно равны между собой. Вместе с тем эти токи сдвинуты по фазе друг относительно друга почти на  $180^\circ$ , так как один из них опережает напряжение на контуре, другой же отстает от него на  $90^\circ$ . Следовательно можно считать, что по контуру циркулирует ток  $I = I_L = I_c$  (см. черт. 2).



Черт. 2. Направление колебательного тока в ветвях контура.

Этот ток мы называем *колебательным током*, и возбуждение его в контуре составляет назначение лампового генератора. Напряжение  $V$  называется *колебательным напряжением*.

Нетрудно установить отношение между током, питающим контур  $I_a$ , и колебательным током  $I$ .

Для этого воспользуемся выражениями (4) и (5):

$$V = I_a \frac{\rho^2}{R} = I \cdot \rho, \quad .$$

откуда

$$I = I_a \frac{\rho}{R}, \quad (6)$$

и так как  $\rho$  много больше  $R$ , то колебательный ток значительно превосходит анодный ток, питающий контур.

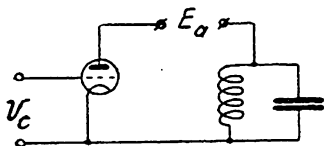
Итак мы установили, что при питании некоторого разветвления из емкости и самоиндукции переменным током, имеющим частоту собственных свободных колебаний контура, образованного двумя ветвями разветвления, по контуру циркулирует ток, называемый колебательным, значительно превосходящий питающий ток. Частота этого тока соответствует частоте собственных свободных колебаний контура.

Изученное свойство токов разветвления известно из общего курса электротехники и называется явлением *резонанса токов*.

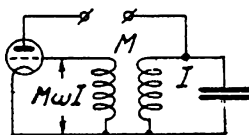
### 3. Возбуждение колебаний в контуре вследствие связи его с цепью сетки. Независимое возбуждение и самовозбуждение.

Рассмотренный выше контур включается либо в анодную цепь, либо в цепь сетки лампы. Рассмотрим более обычный случай, когда контур включен в анодную цепь. Для питания колебательного контура нужно, как показано выше, послать по анодной цепи ток частоты  $\omega_0$ . Этот переменный ток, очевидно, накладывается на постоянный анодный ток лампы, так что результирующий ток является пульсирующим. Переменный ток в анодной цепи появляется при питании сетки переменным напряжением. Это питание, или возбуждение, может производиться либо от постороннего источника питания (см. черт. 3), дающего частоту  $\omega_0$ , либо путем связи цепи сетки с колебательным контуром (см. черт. 4).

В первом случае мы имеем *генератор с посторонним или независимым возбуждением* и, строго говоря, никакого генерирования здесь не происходит. Все явление в данном случае сводится к управлению колебаниями в контуре через цепь сетки электронной лампы подобно тому, как это происходит в схемах усилителей с настроен-



Черт. 3. Схема генератора с независимым возбуждением.



Черт. 4. Схема генератора с самовозбуждением.

ным контуром в анодной цепи. Единственная разница между этими двумя случаями заключается в мощности, выделяемой в контуре: в приемных схемах мощность ничтожно мала, в то время как в цепях генератора независимого возбуждения она может быть очень велика. Поэтому генератор с независимым возбуждением правильнее называть *усилителем мощности*.

Во втором случае, когда в цепи сетки возбуждается переменное напряжение вследствие связи ее с контуром, мы имеем дело с генератором в буквальном смысле этого слова. Поэтому этой схеме присвоено название *схемы с самовозбуждением*. В ней действительно нет никакого постороннего источника переменного тока.

Рассмотрим несколько подробнее физическую картину явления самовозбуждения.

Предположим, что по какой-либо причине в анодной цепи лампы возник, хотя бы очень слабый, толчок тока. Подобной причиной может быть любое нарушение равновесия в схеме, например изменение накала, включение анодного напряжения, изменение связи цепи сетки с контуром и др. Этот искусственно вызванный толчок тока может либо затухнуть, либо возрасти. В обоих случаях толчок тока в анодной цепи сказывается в появлении тока в колебательном контуре. Здесь *ток неустановившегося режима*, с которым мы очевидно имеем



дело, будет обязательно меняться с частотой собственных свободных колебаний контура:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

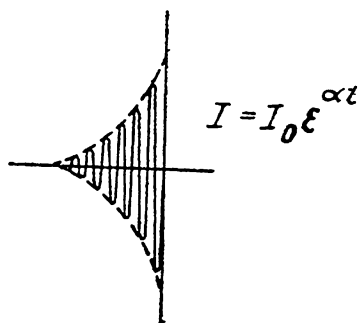
если контур способен к колебаниям, т. е. не является аperiodической системой.

Вследствие связи с сеткой, в данном примере — индуктивной связи, в цепи сетки появится напряжение, меняющееся с той же частотой  $\omega_0$ . Амплитуда напряжения на сетке равна:

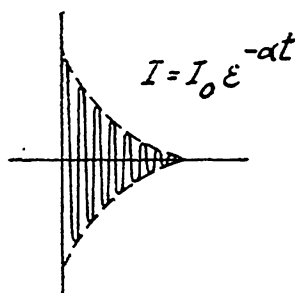
$$V_c = \pm M\omega_0 I.$$

Знак  $\pm$  здесь поставлен потому, что взаимоиנדукция может иметь различное значение.

Таким образом, вследствие связи контура с цепью сетки, каждое изменение проходящего по нему тока, как бы мало оно ни было, не-



Черт. 5. Закон нарастания амплитуды тока неустойчивого режима.



Черт. 6. Закон убывания амплитуды тока неустойчивого режима.

применно скажется в появлении на сетке переменного напряжения частоты собственных свободных колебаний контура.

Возможны два случая, Либо знак взаимоиנדукции выбран так, что возбужденное на сетке напряжение вызывает в анодной цепи ток, находящийся в фазе с первоначальным, случайно возникшим током. В таком случае амплитуда тока в контуре начнет постепенно усиливаться по закону:

$$I = I_0 \epsilon^{\alpha t},$$

где  $\epsilon$  — основание натуральных логарифмов.

Это означает, что колебания в контуре *самовозбуждаются* (см. черт. 5).

Либо же переменный ток, вызванный в анодной цепи изменением напряжения на сетке, оказывается противоположным по фазе с существующим там током неустойчивого режима. Тогда первоначальный ток затухнет, так как амплитуда тока в контуре будет убывать по закону (см. черт. 6):  $I = I_0 \epsilon^{-\alpha t}$ .

Это означает, что в этих условиях знак взаиминдукции выбран неверно и самовозбуждения возникнуть не может.

Ниже, в специальной главе, посвященной теории самовозбуждения лампового генератора, мы остановимся подробнее на изучении условий самовозбуждения различных схем при разной связи между цепями лампы. Здесь, в настоящей главе, имеющей целью дать основные физические представления о самовозбуждении, для нас достаточно установить, что:

*самовозбуждение в колебательном контуре может возникнуть только при определенном знаке связи (в данном примере — взаиминдукции) между контуром и сеткой, так как только в этом случае возникшие случайно слабые колебания могут быть лампой усилены.*

#### 4. Роль лампы при самовозбуждении.

Мы установили, что колебания могут возникнуть в колебательном контуре, включенном в анодную цепь электронной лампы, вследствие того что любой ток неустановившегося режима, имеющий всегда круговую частоту  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , при правильном подборе связи между

контуром и цепью сетки, будет возрастать, а не затухать. При этом мы выяснили, что явлению „самораскачивания колебаний“ или самовозбуждению способствует свойство разветвления пропускать по своим ветвям токи, значительно превосходящие ток, питающий разветвление, если этот питающий ток имеет частоту собственных свободных колебаний контура. Таким образом даже весьма слабый импульс тока в анодной цепи, попадая в контур, в нем усиливается, приобретает частоту  $\omega_0$ , передается в цепь сетки и воспроизводится в усиленном виде в анодной цепи.

Но кроме рассмотренных выше фактов следует еще обратить внимание на самую лампу и на ее роль в процессе установления незатухающих колебаний в контуре.

Роль лампы, в основном, сказывается в трех отношениях.

Во-первых трехэлектродная лампа, обладая большой усилительной способностью, реагирует очень резко на изменения напряжения на сетке, как бы слабы они ни были. Поэтому даже весьма малое напряжение на сетке, появляющееся на ней вследствие связи с контуром, возбуждает в анодной цепи переменный ток, дающий на контуре напряжение, значительно превосходящее напряжение на сетке. Таким образом усилительная способность лампы благоприятствует быстрому нарастанию случайных и слабых импульсов тока в анодной цепи, если связь сетки с контуром подобрана верно.

Во-вторых электронная лампа, обладая способностью пропускать токи только до совершенно определенного предела, называемого током насыщения, служит ограничителем роста возрастающих колебаний. Вследствие этого колебания, растущие по закону  $I = I_0 e^{at}$ , должны стабилизироваться на некотором пределе. Выше мы установили, что между амплитудой переменного тока в анодной цепи и амплитудой колебательного тока в контуре существует зависимость:

$$I_a = I \frac{R}{\rho}.$$

Следовательно ток  $I$  в контуре может расти только до тех пор, пока может возрастать ток  $I_a$ . Последний же не может быть больше половины тока насыщения (см. черт. 7), так как он наложен на постоянный анодный ток.

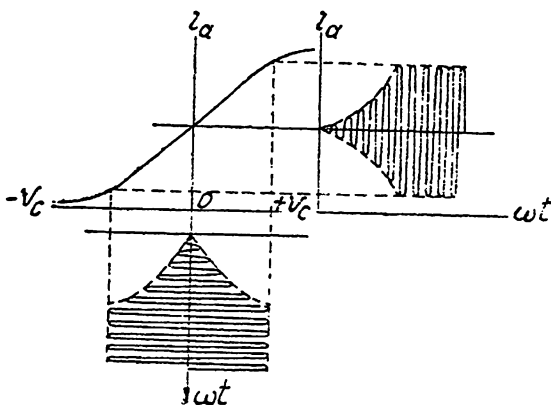
Поэтому постепенно нарастающие амплитуды должны прекратить дальнейший рост при достижении пульсирующим током верхнего загиба, и на этом пределе в контуре установятся незатухающие колебания по закону:

$$i = I \sin \omega t.$$

Наконец следует иметь в виду, что колебания происходят не только в колебательном контуре, но во всей системе, образованной схемой, взаимными связями и лампой.

Следовательно, имея дело с собственными свободными колебаниями в контуре, мы не должны забывать о зависимости этих колебаний от остальной схемы. Поэтому любые изменения, происходящие в одном из звеньев всей системы, неминуемо должны отразиться на частоте собственных свободных колебаний в контуре. В частности, изменения режима работы лампы, ее накала, анодного напряжения и др. сказываются не только на изменении силы колебательного тока, но, строго говоря, и на его частоте. Это легко понять, если присмотреться к схеме генератора с самовозбуждением, где лампа шунтирует контур и следовательно оказывает несомненное влияние на свойства всей колебательной системы.

На изучении условий обеспечения устойчивости частоты мы остановимся ниже. Здесь нам необходимо отметить лишь эту третью роль лампы, о которой забывать не следует. Ведь, действительно, мы ожидаем получить от генерирующей лампы не какие бы то ни было колебания, а колебания, устойчивые как по амплитуде, так и по частоте.



Черт. 7. Границы переменного тока анодной цепи: - верхний и нижний загибы.

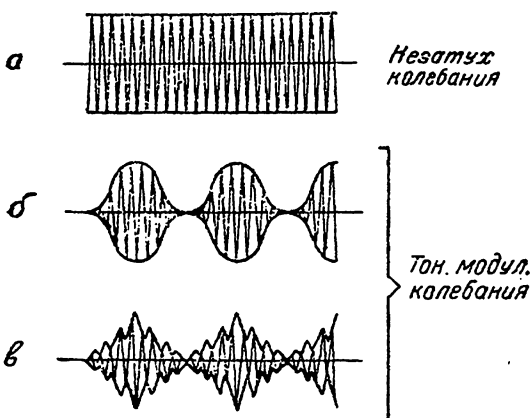
### § 3 Классификация ламповых генераторов.

Ламповые генераторы можно классифицировать по целому ряду признаков.

Первым признаком, по которому можно разделить все ламповые генераторы на 2 группы, является *мощность*. Конечно, невозможно провести резкую границу между маломощными и мощными генераторами, но все же следует отметить, что у большинства маломощных генераторов основным требованием является *чистота* колебаний, отсутствие ненужных гармоник и *стабильность*, устойчивость генерируемой частоты; при этом соображения о коэффициенте полезного действия от-

ходят на второй план. В отличие от этого у мощных генераторов основным свойством является *отдача*, получаемая обычно ценою допущения в анодных цепях большого количества гармоник с различными амплитудами, фазами и частотами. Обычно маломощные генераторы предназначаются для лабораторных и измерительных целей, в цепях приемников, в задающих каскадах, стабилизированных тем или иным путем, для приема незатухающих колебаний и др.

Хотя и трудно провести резкую границу между обоими типами генераторов, но можно принять, что при мощностях от десятых и сотых долей ватта до нескольких десятков ватт генераторы могут называться маломощными. Далее, от десятков до сотен ватт следуют генераторы средней мощности, которые в зависимости от условий работы можно причислить к той или иной группе, и наконец при мощностях, измеряемых киловаттами, идут мощные генераторы.



Черт. 8. *a* — Незатухающие колебания. *б* — Колебания, модулированные одной частотой. *в* — Сложно-модулированные колебания,

По роду генерируемых колебаний различают генераторы *чисто незатухающих* колебаний и генераторы, работающие *модулированными* колебаниями, причем к последней группе относятся как *тонально модулированные* генераторы, служащие для телеграфной работы, так и генераторы, колебания которых модулируются речью или музыкой (см. черт. 8). Следует отметить, что в прежние годы тонально модулированные генераторы были доминирующим типом, применявшимся почти исключительно на всех кораблях, в сухопутных частях и в авиации. Широкая полоса частот, занимаемая при

этом способе передачи, является их наиболее уязвимым местом и недостатком, из-за которого они в настоящее время постепенно вытесняются генераторами *чисто незатухающих* колебаний.

Однако есть и сейчас области применения тонально модулированных генераторов, к которым прежде всего следует отнести область коротких и ультракоротких волн. Во всех случаях, в которых не удастся или не требуется обеспечить полную устойчивость генерируемой частоты, или когда по соображениям распространения волн это выгодно, тонально модулированные колебания еще находят применение и приносят пользу.

Но, повторяем, время работает против них, и постепенно они вытесняются из общих в специальные области радиотехники.

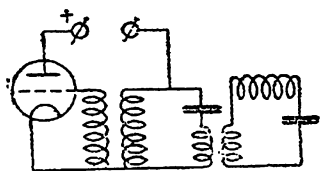
Что касается радиотелефонных генераторов и передатчиков, то наибольшее распространение получили схемы *анодной* и *сеточной* модуляции, подробно рассматриваемые ниже.

В зависимости от *схемы* следует различать генераторы, работаю-

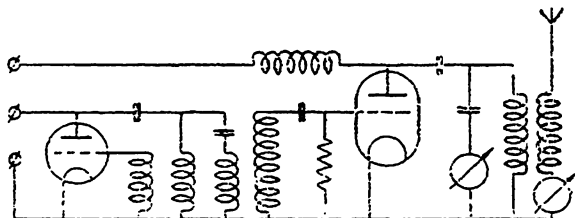
щие по простой схеме (см. черт. 3), т. е. нагруженные одним настроенным контуром, и генераторы, работающие по сложной схеме, т. е. нагруженные двумя или более контурами (см. черт. 9). Применение промежуточных контуров имеет целью облегчение подбора нагрузки к данному типу ламп и главным образом освобождение антенны от высших гармоник, создающих помехи. Освобождение от гармоник можно осуществить и иными методами, например применением определенного режима работы генератора, но обычно это связано с заметным ухудшением отдачи. Более целесообразно применять фильтрующие контуры.

В генераторах с *самовозбуждением* применение сложной схемы ведет, в известных условиях, к нежелательной неустойчивости колебаний, к скачкам тока и частоты при перестройках и при управлении ключом. Так как, вместе с тем, промежуточные колебательные контуры применяются весьма широко и дают ряд ценных преимуществ, то мощные генераторы с самовозбуждением тоже отживают свой век, переходя в лаборатории и в специальные области.

Таким образом мы переходим к следующей большой группе генераторов, классифицируемых по методу возбуждения колебаний: на генераторы с *самовозбуждением* и генераторы с *независимым возбуждением* (см. черт. 10).

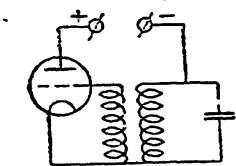


Черт. 9. Сложная схема лампового генератора с самовозбуждением.



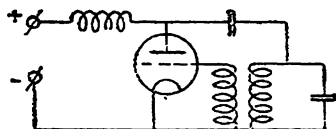
Черт. 10. Генератор независимого возбуждения с двумя каскадами.

Не будет преувеличением, если утверждать, что почти вся эволюция, происходившая за последнее десятилетие с ламповыми генераторами, имела основным стимулом стремление к обеспечению *устойчивости*



Черт. 11. Схема генератора с последовательным питанием.

колебаний. В борьбе за устойчивость отживает свой век мощный генератор с самовозбуждением. В процессе этой борьбы возникли и находят все более широкое применение многокаскадные схемы с независимым возбуждением, схемы умножения частоты нейтринные схемы и др.



Черт. 12. Схема генератора с параллельным питанием

Здесь не преследуется цель исчерпывающего перечисления всех существующих в настоящее время схем генераторов с независимым возбуждением, и лишь главные из них будут детально разобраны ниже. Отметим, что генератор независимого возбуждения, стабизованный кварцем или иным средством, с нейтрализацией

зацией паразитных емкостей и подавлением высших гармоник, — это установившийся тип современного генератора, на создание которого понадобилось не менее 10 лет технических исканий.

В зависимости от способа включения генераторных ламп в схему различают схемы *последовательного* (черт. 11) и *параллельного* (черт. 12) питания. В первом случае через генераторную лампу проходит сумма всех токов, питающих колебательный контур; во втором — только постоянная составляющая тока, потребляемого от источника питания. Вторая схема получила для мощных генераторов большее распространение.

По способу питания переменным током анодов или сеток генератора с самовозбуждением или независимым возбуждением различают схемы *однотактные* и *двух- или многотактные*. Часто генераторы, питаемые переменным током от источника однофазного тока, называют еще — в зависимости от схемы включения и питания ламп — *однополупериодными* или *двухполупериодными* (периодными). Отметим, что существуют схемы питания нескольких генераторных ламп многофазным переменным током без выпрямления, позволяющие получить почти чисто незатухающие колебания.

Остановившись на *питании*, отметим два основных его вида: питание от *машины постоянного тока высокого напряжения* и питание *выпрямленным и сглаженным переменным током*. Высоковольтные машины постоянного тока для питания анодов строят в настоящее время до напряжений в 10—15 000 вольт (при мощностях не менее 10—20 киловатт). Этот удобный способ питания, развивающийся и по настоящее время и постепенно вытесняющий кенотрон и ртутный выпрямитель, получил за последние годы опасного и, пожалуй, более сильного конкурента в лице так называемых газотронов, т. е. ртутных выпрямителей с раскаленным катодом и эмиссией электронов. Отдача этих новых «газовых кенотронов» достигает 95—98%, т. е. на много превосходит отдачу кенотронов, а перед ртутными выпрямителями они имеют то преимущество, что позволяют питание более высоким напряжением — до 20 000 вольт.

Наконец, следует различать еще генераторы по вырабатываемой ими частоте колебаний. Трудно провести строго обоснованную границу длин волн. Мы считаем удобным производить следующую классификацию:

- |                     |                               |  |
|---------------------|-------------------------------|--|
| 1. Волны длинные:   | $\lambda = 2000 - 20\,000$ м; | $F = 1,5 \cdot 10^5$ до $1,5 \cdot 10^4$ ; |
| 2. " средние:       | $\lambda = 200 - 2\,000$ "    | $F = 1,5 \cdot 10^6$ до $1,5 \cdot 10^8$ ; |
| 3. " промежуточные: | $\lambda = 100 - 200$ "       | $F = 3 \cdot 10^8$ до $1,5 \cdot 10^9$ ;   |
| 4. " короткие:      | $\lambda = 10 - 100$ "        | $F = 3 \cdot 10^7$ до $3 \cdot 10^8$ ;     |
| 5. " ультракороткие | от 1 до 10 м.                 | $F = 3 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^9$ ;     |
| 6. " дециметровые   | — короче одного метра;        | $F$ выше . 8                               |

К первой группе относятся длинноволновые генераторы, питающие мощные станции дальнего действия, трансатлантические и континентальные, работающие почти исключительно чисто незатухающими колебаниями и телеграфированием. Эти генераторы обычно достаточно устойчивы и не требуют применения специальных и сложных методов стабилизации; надежность передачи на этих волнах — уверенное перекрытие заданных расстояний — в значительно меньшей мере зависит от времени суток и года, чем у передатчиков более коротких волн.

Ко второй группе относится огромное большинство работающих

в настоящее время станций, в частности почти все радиовещательные телефонные передатчики. Загрузка этого диапазона растет по мере приближения к более коротким волнам, и одновременно усугубляются, с одной стороны, требования к устойчивости волн и, с другой стороны, растут и трудности ее обеспечения. В этом диапазоне стабилизация еще легко осуществляется без применения принципа умножения частоты.

Волна около 200 м лежит вблизи от теоретической границы между длинными и короткими волнами. Она не годится для дальней связи, так как сильнее других волн поглощается в верхних слоях атмосферы. По мере перехода к собственно коротким волнам все более выявляются специфические особенности схем соединения, питания и стабилизации коротковолновых ламповых генераторов, и методы последовательного умножения частоты, нейтрализации и др. находят здесь широкое применение.

Волны порядка 10—20 м лежат в области так называемых «эховолн», лежащих на границе частот, пригодных для дальней связи на земном шаре, волн коротких и волн ультракоротких, отличающихся тем свойством, что они распространяются лишь на дальность видимого горизонта между передатчиком и приемником. Можно думать, что ультракоротким волнам предстоит большое будущее, в особенности для целей ближнего радиовещания. Но для завоевания прав гражданства в общем спектре радиочастот ультракоротким волнам еще недостает необходимой устойчивости и мощности колебаний. Схемы генераторов ультракоротких волн имеют ряд особенностей, отличающих их от схем более длинноволновых.

Наконец следует еще выделить в особую группу генераторы *тональных*, т. е. слышимых, низких частот колебаний. Их не следует смешивать, даже терминологически, с генераторами, работающими *тонально-модулированными* колебаниями. Первые дают, в общем случае, чисто незатухающие колебания, легко стабилизуемые например камертоном. Вторые работают группами колебаний с амплитудами, меняющимися с низкой частотой. Вследствие наличия специфических свойств, схемы тональных генераторов следует выделить в самостоятельную группу.

Итак мы рассмотрели всевозможные группировки ламповых генераторов в зависимости от общих этим группам признаков. Отдельных классов или групп оказывается, как мы видим, большое множество, и группы в большей или меньшей мере самостоятельны и обладают резко выраженными признаками. Поэтому, говоря о ламповом генераторе, приходится иметь в виду необходимость определения его основных свойств для причисления к той или иной группе, предъявления к нему совершенно определенных требований и, во многих случаях, применения для расчета его, постройки, проектирования и испытания разных методов и приемов.

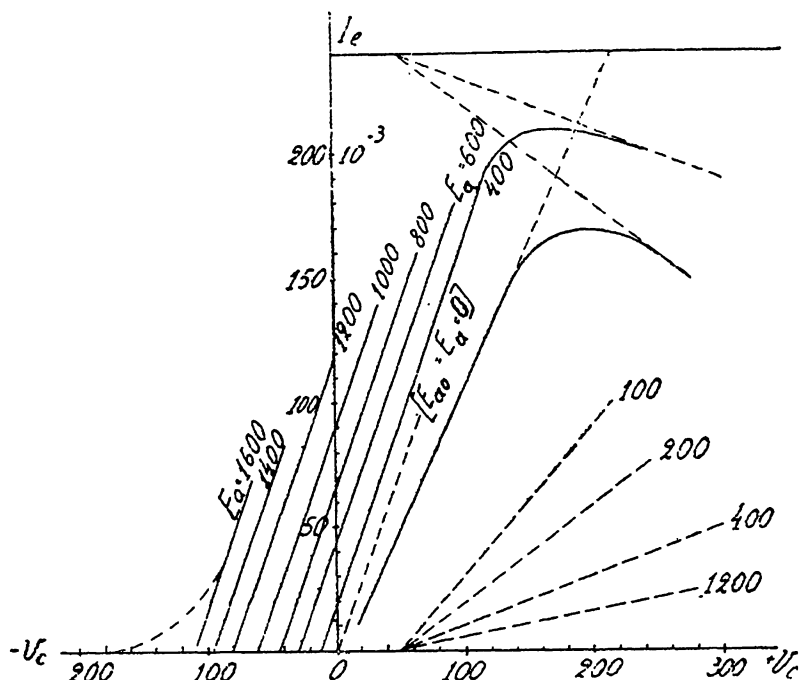
На изложенных выше принципах и признаках производится классификация при изложении теории и методов расчета ламповых генераторов.



# АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ СТАТИЧЕСКОЙ И РАБОЧЕЙ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАМПЫ.

## § 1. Уравнение прямолинейной характеристики лампы.

Характеристики трехэлектродной лампы не могут быть выражены точно никаким математическим уравнением. Но для технических расчетов в этом обычно и нет необходимости. Достаточно заменить сложные кривые прямыми, простирающимися от оси абсцисс до тока



Черт. 13. Идеализированные характеристики лампы типа Г-5 (старое название).

насыщения. Наибольшая ошибка при этом происходит в нижней части кривых, около нижнего загиба. Здесь, очевидно, упрощенная прямолинейная характеристика далеко отходит от существующей на самом деле. Однако нижний загиб занимает лишь небольшой участок всей характеристики, и точный учет его нужен только при изучении условий получения неискаженной формы тока на нем (например при радиотелефонии, в некоторых случаях).

Пример замены семейства криволинейных характеристик идеализированными, прямолинейными, представлен на черт. 13, для лампы типа Г-5 (старое название).

Из черт. 13 нетрудно определить параметры, справедливые для идеализированной характеристики, а именно:

крутизну характеристики:  $S = 1,67$  миллиампер на вольт;

коэффициент усиления:  $\mu = 12$ ;

внутреннее сопротивление:  $R_i = 7200$  ом.

Эти параметры для другой лампы того же типа могут отличаться процентов на двадцать, двадцать пять.

При замене реальных характеристик идеализированными необходимо обеспечить возможно точное совпадение точек на основном участке характеристик, имеющем наибольшую протяженность. Для того чтобы произвести замену с учетом этого требования, обратимся к основному уравнению лампы, справедливому для небольших участков прямолинейной части.

Анодный ток является функцией анодного и сеточного напряжений

$$i_a = f(e_a, v_c).$$

Следовательно изменения его могут быть выражены полным дифференциалом:

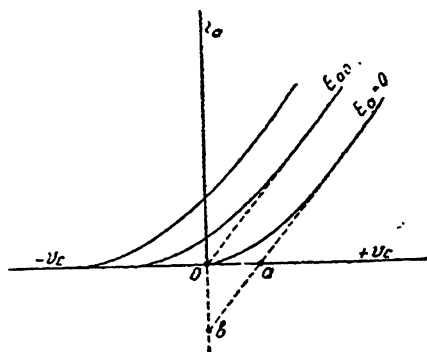
$$di_a = \frac{\partial i_a}{\partial v_c} \cdot dv_c + \frac{\partial i_a}{\partial e_a} \cdot de_a. \quad (1)$$

Согласно определению:

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial v_c} \text{ и } \frac{\partial i_a}{\partial e_a} = \frac{1}{R_i}.$$

Следовательно:

$$di_a = S dv_c + \frac{1}{R_i} \cdot de_a. \quad (2)$$



Черт. 14. Расположение идеализированных (выпрямленных) характеристик.

Это уравнение справедливо для небольших изменений тока. Желая распространить его на всю характеристику, мы должны принять, что крутизна ее остается постоянной и равной той, которая имеется на наиболее интересном для нас среднем участке реальной характеристики. Очевидно, что и остальные параметры определяются тем же условием.

Интегрируя уравнение (2) в предположении, что  $S$  и  $R_i$  являются постоянными величинами, получаем:

$$i_a = S v_c + \frac{1}{R_i} e_a + \text{const.} \quad (3)$$

Физический смысл постоянной интегрирования легко понять, если обратиться к черт. 14.

Здесь криволинейная характеристика, соответствующая анодному напряжению  $E_a = 0$ , заменена прямолинейной, пересекающей ось абсцисс в точке  $a$ . Вместе с тем идеализированная характеристика, соответствующая некоторому анодному напряжению  $E_{a0}$  — называемому *напряжением приведения*, проходит через начало координат. Следовательно, заменяя реальные характеристики идеализированными прямыми, мы

должны учесть, что в уравнении (3) при  $V_c = 0$  и  $E_a = E_{ao}$  анодный ток равен нулю,  $i_a = 0$ . Подставляя это в уравнение (3), имеем:

$$0 = \frac{1}{R_i} E_{ao} + \text{const}, \quad (4)$$

откуда

$$\text{const} = -\frac{1}{R_i} E_{ao}.$$

Подставляя определенную таким образом постоянную интегрирования в уравнение (3), получаем:

$$i_a = S v_c + \frac{1}{R_i} (e_a - E_{ao}). \quad (5)$$

Это уравнение удобнее представлять в другом виде:

$$i_a = S [v_c + D (e_a - E_{ao})] \quad (6)$$

или еще иначе:

$$i_a = \frac{(e_a - E_{ao}) + \mu v_c}{R}. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) представляют уравнения того семейства прямолинейных характеристик, которым мы заменяем, для технических расчетов, реально существующее семейство криволинейных характеристик, причем, согласно выставленному нами требованию, эта замена произведена так, что наклон (крутизна) и расположение наших прямых совпадают с наклоном и расположением прямолинейных участков реальных характеристик, имеющих наибольшую протяженность в их средней части. Таким образом можно ожидать, что для большинства технических расчетов подобная замена не приведет к недопустимым погрешностям. Облегчение же математического анализа при замене кривых сложнейшего вида прямыми получается очень большое, и это сможет быть оценено читателем только при окончании изучения данного курса, так как некоторые формулы получаются, даже при нашем упрощении, достаточно громоздкими. Их вид при криволинейных характеристиках был бы еще более неприемлемым.

Многочисленная проверка в лаборатории точности расчетов, произведенных методами, излагаемыми ниже и основанными на упрощенных характеристиках, приводит нас к глубокому убеждению о полной допустимости принятого нами упрощения. Следует добавить, что большинство авторов, публиковавших за последние 10 лет работы по ламповым генераторам, базировалось тоже на прямолинейных характеристиках.

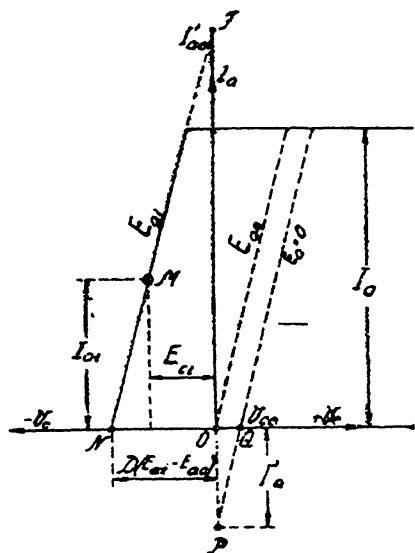
<sup>1)</sup> Баркгаузен обозначает напряжение:  $v_c + D e_a = e_{st}$  и пишет:

$$i_a = S \cdot e_{st}$$

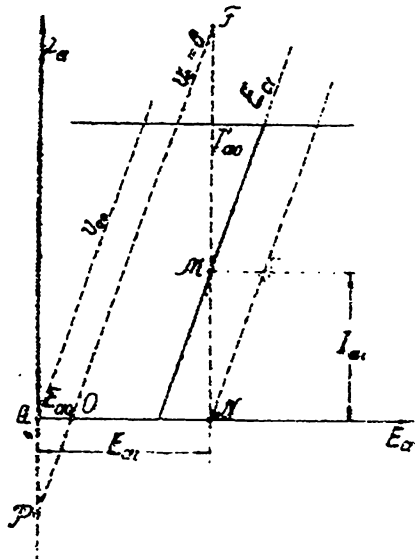
где  $e_{st}$  — „управляющее“ напряжение на сетке или „эквивалентное“ напряжение сетки.

## § 2. Две системы координат для изучения работы лампы генератора.

Уравнения (6) и (7) выражают семейство идеализированных характеристик трехэлектродной лампы. Они содержат три переменных: анодный ток  $i_a$ , анодное напряжение  $e_a$  и напряжение на сетке  $v_c$ . Желая изобразить уравнение с тремя переменными на плоскости, мы должны, очевидно, две из переменных откладывать по осям координат, а третью переменную учитывать путем нанесения ряда прямых, из ко-



Черт. 15. Изображение выпрямленных характеристик в системе координат  $(i_a, v_c)$ .



Черт. 16. Изображение выпрямленных характеристик к системе координат  $(i_a, e_a)$ .

торых каждая соответствует некоторому определенному и постоянному ее значению.

Нанося всегда анодный ток по оси ординат, мы получаем характеристики в двух системах координат.

Первая система имеет оси: ось ординат—анодный ток, ось абсцисс—напряжение на сетке; постоянным параметром служит анодное напряжение:

$$i_a = f(v_c) \text{ при } e_a = \text{const.}$$

Вторая система имеет оси: ось ординат—анодный ток, ось абсцисс—напряжение на аноде; параметром служит постоянное напряжение на сетке:

$$i_a = f(e_a) \text{ при } v_c = \text{const.}$$

На черт. 15 и 16 уравнения прямолинейной характеристики представлены графически в обеих системах координат.

Справедливость наших построений для основных уравнений легко показать.

Разберем например уравнение (7).

$$i_a = \frac{e_a - E_{ao} + \mu v_c}{R_i}. \quad (7)$$

1. Анодный ток равен нулю при условии, что

$$e_a - E_{ao} + \mu v_c = 0.$$

Это условие должно быть выполнено во всех точках, лежащих на осях абсцисс обоих чертежей. Проверим это, например, на точках  $Q$ ,  $N$  и  $O$ .

а) В точке  $N$  имеем:  $e_a = E_{ai}$ . Значок  $i$  обозначает, что данное анодное напряжение выбрано исходным, т. е. заданным источником питания анода. Следовательно, для точки  $N$  имеем:

$$E_{ai} - E_{ao} + \mu v_c = 0,$$

откуда:

$$v_c = -D(E_{ai} - E_{ao});$$

легко видеть, что точке  $N$  действительно соответствует это напряжение на сетке.

б) В точке  $O$  имеем:  $i_a = 0$ ,  $E_a = E_{ao}$ ,  $v_c = 0$ . Очевидно, что уравнение удовлетворяется.

в) В точке  $Q$  имеем:  $i_a = 0$ ,  $E_a = 0$ ; следовательно:

$$0 = -E_{ao} + \mu v_c,$$

откуда:

$$v_c = +DE_{ao}.$$

Очевидно, что точке  $Q$  действительно соответствует данное напряжение.

2. Для точки  $M$ , исходной рабочей точки, имеем:

$$E_a = E_{ai}, \quad v_c = -E_{ci},$$

и следовательно:

$$i_a = I_{ai} = \frac{E_{ai} - E_{ao} - \mu E_{ci}}{R_i}.$$

3. Для точки  $P$  имеем:

$$E_a = 0, \quad v_c = 0;$$

следовательно:

$$i_a = -\frac{E_{ao}}{R_i} = I'_a.$$

4. Для фиктивной точки  $F$  имеем:

$$E_a = E_{ai}, \quad v_c = 0,$$

откуда:

$$I'_{ao} = \frac{E_{ai} - E_{ao}}{R_i}$$

Таким образом мы показали, что уравнения (5) и (6) графически представляются правильно во всех точках наших чертежей 15 и 16.

Удобство применения системы координат черт. 16 будет показано ниже. Необходимо постепенно к ней привыкать, так как она для изучения ламповых генераторов более удобна, хотя и менее распространена, чем первая.

Обратимся к численному примеру.

**Пример.** Пусть  $E_{ai}=500$  вольт,  $E_{ao}=100$  вольт,  $R_i=5000$  ом,  $\mu=4$  и исходное напряжение смещения на сетке  $E_{ci}=-50$  вольт. Построение показано на черт. 17.

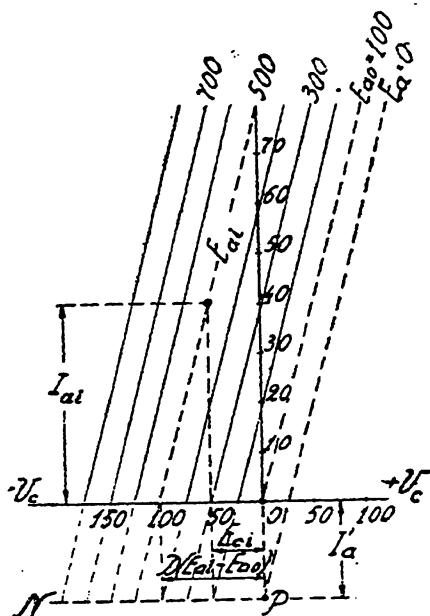
По уравнению (6) находим исходный анодный ток:

$$I_{ai} = \frac{500 - 100 - 4 \cdot 50}{5000} = 40 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$

$$D(E_{ai} - E_{ao}) = 100 \text{ вольт.}$$

$$I'_{ao} = \frac{E_{ai} - E_{ao}}{R_i} = \frac{400}{5000} = 80 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$

$$= -\frac{E_{ao}}{R_i} = -\frac{100}{5000} = -20 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$



Черт. 17. Численный пример на построение выпрямленных характеристик.

Предлагается изучающему, в виде упражнения, нанести уравнение (6) с цифровыми данными настоящего примера на чертеж в системе координат

$(i_a, e_a)$  при  $u_i = \text{const.}$

На черт. 18 приведены статические характеристики американской генераторной лампы UV-851 в системе координат  $(i_a, e_a)$ . Лампа имеет данные (фирменные) при

$$\begin{cases} E_a = 2000 \text{ вольт,} \\ E_c = -65 \text{ » ;} \\ S = 15 \cdot 10^{-3} \text{ ампер/вольт,} \\ \mu = 20, \\ R_i = 1400 \text{ ом.} \end{cases}$$

Допустимое анодное рассеяние мощности:

$$P_{an} = 750 \text{ ватт,} \\ P = 1 \text{ кВт.}$$

### § 3. Два рода колебаний лампового генератора.

Выведенное нами в предшествующем параграфе уравнение прямой характеристики позволяет сделать ряд выводов о форме колебаний тока в анодной цепи лампового генератора. Уравнение имеет вид:

$$i_a = S [v_c + D (e_a - E_{an})]. \quad (6)$$

Под  $v_c$  и  $e_a$  мы можем понимать напряжения на сетке и на аноде, не только поданные тем или иным источником их питания, например батареей, машиной, выпрямителем напряжения и др., но и переменные величины, связанные с процессами, происходящими в цепях лампы при генерировании. Так, если на сетку подано постоянное и не меняющееся по времени напряжение смещения:  $-E_c$  и во время колебаний

на него накладывается меняющееся по времени напряжение:  $V_c \cos \omega t$ , то результирующее напряжение на сетке равно:

$$v_c = V_c \cos \omega t - E_c. \quad (8)$$

При этом совершенно безразлично, происходит ли работа генератора с самовозбуждением или с независимым возбуждением.

Подобно этому, если постоянное напряжение на аноде, подаваемое внешним источником питания, равно  $E_a$ , а на колебательном контуре имеется колебательное напряжение, меняющееся по закону:  $V \cos \omega t$ , то мгновенное значение результирующего напряжения на аноде равно:

$$e_a = E_a - V \cos \omega t. \quad (9)$$

Знак минус перед вторым слагаемым здесь поставлен потому, что напряжение на сетке и переменное напряжение на аноде противоположны по фазе. Действительно, чем больше напряжение на сетке, тем сильнее анодный ток и тем больше падение напряжения на колебательном контуре, а значит — тем большее напряжение вычитается из напряжения питания анода, следовательно тем меньше результирующее напряжение на аноде  $e_a$ . Заменяя в уравнении (6) величины напряжений на сетке и на аноде величинами, определяемыми выражениями (8) и (9), получим:

$$i_a = S [V_c \cos \omega t - DV \cos \omega t - E_c + D(E_a - E_{an})]^1. \quad (10)$$

<sup>1)</sup> Сравн.: Фрейман, И. Г. Курс радиотехники, 1928, стр. 82.



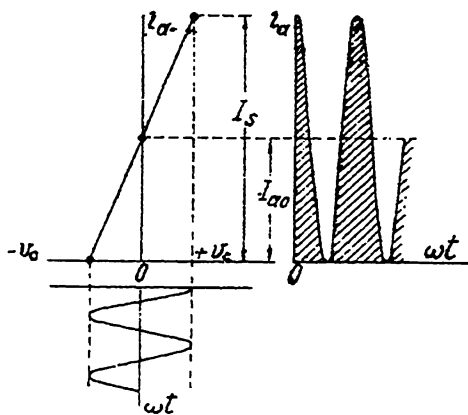
Полученное уравнение (10) определяет мгновенное значение анодного тока при одновременном изменении напряжения на аноде и на сетке по тому закону, которому они подчиняются при работе лампового генератора.

Это уравнение служит основным во всей теории лампового генератора, и мы им будем постоянно пользоваться.

В первую очередь разберем, исходя из этого уравнения, два наиболее характерных случая работы генератора.

В первом случае анодный ток, изменяясь по времени, точно следует закону изменения сеточного напряжения. Тогда мы говорим об *отсутствии искажения формы тока*, и колебания, характеризуемые этим свойством, называем *колебаниями I рода*. Это название дано по аналогии с работой дугового генератора незатухающих колебаний.

Легко видеть, что при колебаниях первого рода анодный ток во время генерации не выходит за пределы прямолинейной части характеристики, т. е. рабочая точка не заходит далее нижнего и верхнего загибов. При невыполнении этого условия мы имеем дело с искажениями формы тока на верхнем или на нижнем загибе. Искажения на верхнем загибе происходят, если колебания напряжения на сетке выводят рабочую точку за пределы верхнего загиба, т. е. за предел тока насыщения; искажения на нижнем загибе — когда к сетке приложено достаточно большое отрицательное напряжение смещения. Последний случай соответствует *колебаниям II рода*. Здесь форма анодного тока отличается от формы напряжения на сетке. Математическое различие между этими двумя основными родами колебаний будет дано ниже.



Черт. 19. Колебания I рода с жонным использованием анодного тока.

а) Колебания I рода. Предельным случаем колебаний I рода является такой случай, когда анодный ток изменяется между током насыщения (верхним загибом) и нулем, достигая первого в момент времени, когда  $\omega t = 0$ , и нуля — в момент времени, когда  $\omega t = 180^\circ$ , так как мы приняли косинусоидальный закон изменения сеточного напряжения (см. черт. 19).

Полагая в уравнении (10):  $\omega t = 180^\circ$ , имеем:

$$0 = [-V_c - E_c + D(E_a - E_{ao}) + DV] S \quad (11)$$

и, вычитая (11) из (6), имеем:

$$i_a = S(V_c - DV)(1 + \cos \omega t). \quad (12)$$

Полагая в уравнении (10):  $\omega t = 0^\circ$ , и полагая:

$$i_a = I_s,$$

имеем

$$I_s = 2S(V_c - DV). \quad (13)$$

Деля (12) на (13), получаем:

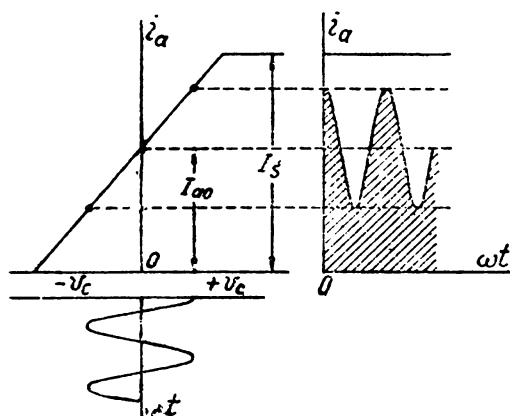
$$i_a = \frac{I_s}{2} (1 + \cos \omega t) = 0,5 I_s + 0,5 I_s \cos \omega t. \quad (14)$$

Здесь  $0,5 I_s$  есть исходный анодный ток в нашем случае. Следовательно:  $0,5 I_s = I_{ao}$ , и формула (14) принимает вид:

$$i_a = I_{ao} + I_{ao} \cos \omega t. \quad (15)$$

В формуле (15) символом  $I_{ao}$  обозначена амплитуда переменного тока, наложенного на постоянный ток  $I_{ao}$ .

Таким образом мы видим, что уравнение (15), выражающее анодный ток в предельном случае колебаний I рода, когда  $I_{ao} = I_{ax} = 0,5 I_s$ ,



Черт. 20. Колебания I рода с неполным использованием анодного тока.

анодный ток меняется между пределами 0 и  $2I_{ao}$ , и форма переменного тока:  $I_{ao} \cos \omega t$  в точности соответствует форме напряжения на сетке:  $V_c \cos \omega t$ ; искажение формы тока отсутствует.

Все это с очевидностью следует из рассмотрения чертежа 19.

Искажение формы тока отсутствует также в том случае, если амплитуда переменной составляющей анодного тока менее величины  $I_s - I_{ao}$ , если исходный анодный ток больше половины тока насыщения (см. черт. 20), а также тогда, когда амплитуда переменного тока менее постоянной составляющей, если последняя менее половины тока насыщения.

Наконец, искажения отсутствуют и тогда, когда постоянная составляющая равна половине тока насыщения, а переменный ток имеет амплитуду, меньшую этой величины.

Из сказанного следует, что рассмотренные нами условия работы лампового генератора подобны условиям работы мощных усилителей, изученных нами в последней главе курса „Основы радиотехнических расчетов, часть I, Расчеты усилителей“.

Подробное изучение работы генератора в условиях колебаний I рода

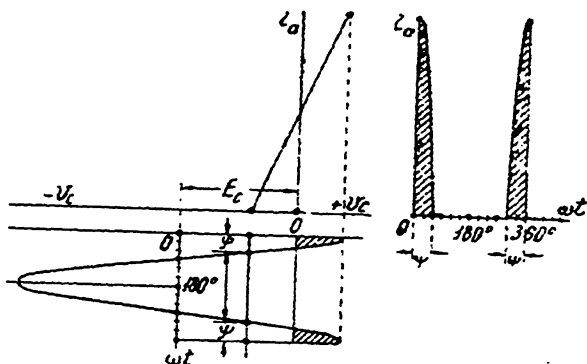
производится в главе III настоящего курса. Обратимся теперь к определению условий колебаний II рода.

б) Колебания II рода. Обратимся к нашему основному уравнению:

$$i_a = S [V_c \cos \omega t - DV \cos \omega t - E_c + D(E_a - E_m)]. \quad (6)$$

Если отрицательное смещение на сетке достаточно велико, то возможно, что анодный ток будет не только доходить до значений равных нулю в момент времени  $\omega t = 180^\circ$ , но что он будет отсутствовать полностью в течение некоторого промежутка времени. Угол  $\omega t = \psi$ , при котором ток прекращается, называется *углом отсечки анодного тока*. Это название дано по аналогии с отсечкой пара золотником паровой машины.

При колебаниях второго рода анодный ток отсутствует между значениями  $\omega t = \psi$  и  $360^\circ - \psi$ . Форма тока сильно искажена. Ток существует между значениями  $\omega t = 0$  и  $\omega t = \pm \psi$ . Таким образом здесь мы имеем дело с кратковременными импульсами анодного тока. Сказанное иллюстрируется черт. 21.



Черт. 21. Колебания II рода в ламповом генераторе.

Уравнение (6) остается в силе и в этом случае. Это подробно изучается в главе VI настоящего курса. Отметим здесь лишь, что в условиях колебаний II рода происходит работа большей части ламповых генераторов, так как при этом отдача гораздо больше и потери на аноде меньше. Во всех случаях, когда допустимо искажение формы тока, колебания II рода находят на практике применение.

## § 4. Литература.

1. Vallauri. Действие трехэлектродных пустотных приборов. Итальянский журнал „Elettrotecnica“, том IV, стр. 18, 1917.
2. Ballantine, S. Рабочие характеристики трехэлектродного усилителя. Журнал „PIRE“, том 7, № 2, апрель 1919, стр. 129—162.
3. Bijl, van der. Теория и рабочие характеристики термивного усилителя. Журнал „PIRE“, том 7, № 2, апрель 1919, стр. 97—129.
4. Chaffee, L. Осциллографическое исследование характеристик электривной лампы. Журнал „PIRE“, том 10, № 6, дек. 1922, стр. 440—451.
5. Tolmie. Пространственные характеристики триода. Журнал „PIRE“, том 12, № 2, апрель 1924, стр. 177—193.
6. Зилитинкевич, С. И. Определение параметров и построение характеристик триода. „ТибП“, № 24, май 1924, стр. 142—150.
7. Gutton, C. Трехэлектродная лампа. Париж, 1925. Характеристики, стр. 14 и дальше.
8. Остроумов, Б. А. Прибор для автоматического получения характеристик и т. д., „ТибП“, том VII, № 6 (39), дек. 1926, стр. 568—575.
9. Одинцов, А. Характеристики электронных ламп, полученные автоматически. „ТибП“, том VIII, № 2 (41), апрель 1927, стр. 177—188.

# КОЛЕБАНИЯ I РОДА ПРИ НЕЗАВИСИМОМ ВОЗБУЖДЕНИИ.

## § 1. Основные соотношения.

*Задачей лампового генератора является преобразование питающего тока в быстропеременный.*

Это преобразование может происходить, в зависимости от схемы генератора и от режима его работы, с различной отдачей.

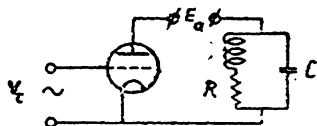
Мы остановимся прежде всего на физической и математической картине процесса получения тока высокой частоты; условия же получения высокой отдачи при этом преобразовании изучим несколько позже (в главе VI).

Для осуществления задачи преобразования частоты, как мы видели в главе I, в анодную цепь электронной лампы включают колебательный контур, настраиваемый на ту длину волны, которую необходимо получить, и питают сетку лампы либо от самостоятельного источника, либо путем связи ее с основным колебательным контуром. В первом случае, по аналогии с электрическими динамомашинами, мы имеем *ламповый генератор с независимым возбуждением*, во втором случае — *генератор с самовозбуждением*.

Таким образом мы различаем три основных элемента, имеющихсся в каждом ламповом генераторе:

1. Цепь питания анода.
2. Колебательный контур анодной цепи.
3. Цепь возбуждения сетки.

Черт. 22. Схема генератора с независимым возбуждением.



Выделяя питание, как задачу не характерную для процесса преобразования частоты, и изучение различных способов возбуждения сетки в самостоятельную проблему, мы остановимся прежде всего на изучении простейшей схемы лампового генератора с независимым возбуждением как для уяснения физической стороны процессов, так и для обоснования основных зависимостей.

Обратимся к черт. 22. Здесь трехэлектродная лампа, анодная цепь которой питается от некоторого источника постоянного тока с напряжением  $E_a$ , имеет в анодной цепи колебательный контур с параметрами  $L$ ,  $R$  и  $C$ , и цепь сетки ее возбуждается от постороннего источника переменным напряжением  $V_c$ .

Это наиболее употребительная и простейшая схема лампового генератора, по которой легче всего показать сущность его действия.

Сущность работы лампового генератора заключается в том, что, при действии в цепи сетки некоторого напряжения, *в колебательном контуре возбуждается (генерируется) ток высокой частоты* treбуемой мощности.

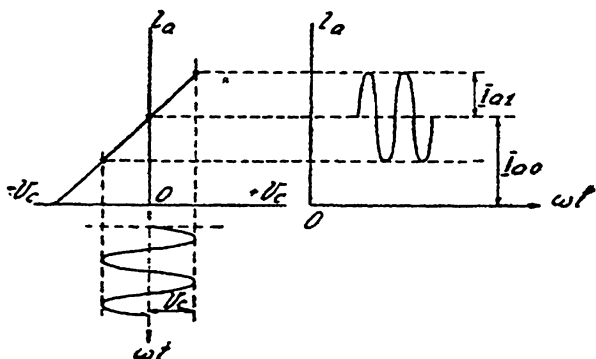
Но о генерировании можно говорить лишь в том случае, если напряжение на сетке возбуждается не посторонним источником, а вследствие связи цепи сетки с основным колебательным контуром, т. е. в случае генератора с самовозбуждением. Однако все основные зави-

симости устанавливаются легче и остаются справедливыми при изучении генератора по схеме, указанной на черт. 22.

Предположим, что характеристика лампы может, в известных пределах, считаться прямолинейной и что изменения анодного тока, вызванные возбуждением сетки синусоидальным переменным напряжением, не выходят за пределы прямолинейной части характеристики. Это предположение, являющееся лишь частным случаем, не имеет, вообще говоря, принципиального значения и принимается здесь лишь для упрощения выводов и для более рельефного обрисовывания основных явлений. Таким образом мы остановимся на генераторе, работающем с малыми колебаниями, или, как говорят, колебаниями 1 рода.

В дальнейшем (в главе VI) мы детально изучим более общие случаи.

При сделанном допущении можно считать, что действие в цепи сетки синусоидального переменного напряжения



Черт. 23. Изменения напряжения на сетке и анодного тока во время генерирования.

$$v_c = V_c \sin \omega t \quad (1)$$

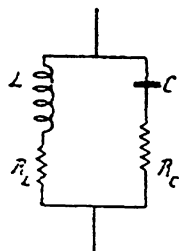
приводит к изменению анодного тока в полном соответствии с формой напряжения в цепи сетки. Другими словами, искажения формы питающего напряжения не происходит. Если в анодной цепи имеется в исходный момент времени постоянный ток  $I_{a0}$ , то при появлении возбуждающего напряжения  $V_c$  на сетке в анодной цепи возникает переменный ток вида

$$i_{a1} = I_{a1} \sin \omega t, \quad (2)$$

налагающийся на исходный ток  $I_{a0}$ , так что общее выражение для силы тока в анодной цепи имеет вид:

$$i_a = I_{a0} + I_{a1} \sin \omega t. \quad (3)$$

Черт. 24. Простейший колебательный контур.



При сделанных предположениях можно считать, что процесс хорошо иллюстрируется черт. 23.

Проходя по анодной цепи лампы, переменный ток встречает настроенный на частоту возбуждения сетки колебательный контур. В этом колебательном контуре должен, как сказано выше, появиться колебательный ток требуемой частоты и мощности.

Для лучшего уяснения этого процесса остановимся на свойствах колебательного контура несколько подробнее, причем для общности выводов предположим, что обе ветви контура, как индуктивная, так

и емкостная, обладают ваттными сопротивлениями, которые обозначим  $R_L$  и  $R_c$  соответственно (см. черт. 24).

Так как для переменного анодного тока колебательный контур представляет некоторое разветвление, то выведем прежде всего выражение для сопротивления обеих, включенных параллельно, ветвей контура.

Сопротивление индуктивной ветви равно:

$$\bar{Z}_L = R_L + j\omega L. \quad (4)$$

Сопротивление емкостной ветви равно:

$$\bar{Z}_c = R_c - j\frac{1}{\omega C}. \quad (5)$$

Поэтому сопротивление разветвления этих ветвей получается из выражения:

$$\frac{1}{\bar{Z}_s} = \frac{1}{\bar{Z}_L} + \frac{1}{\bar{Z}_c} = \frac{1}{R_L + j\omega L} + \frac{1}{R_c - j\frac{1}{\omega C}} = \frac{R_c - j\frac{1}{\omega C} + R_L + j\omega L}{(R_L + j\omega L)(R_c - j\frac{1}{\omega C})},$$

откуда полное комплексное сопротивление разветвления равно:

$$\bar{Z}_s = \frac{R_L R_c + \frac{L}{C} + j\left(\omega L R_c - \frac{R_L}{\omega C}\right)}{R_L + R_c + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}. \quad (6)$$

Мы предполагаем, что ветви контура настроены на частоту, которую требуется возбудить, т. е. что контур находится в резонансе. Это означает, что соблюдено условие:

$$\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0,$$

где  $\omega_0 = 2\pi f_0$  и  $f_0$  — частота возбуждающего цепь сетки напряжения, равная частоте резонанса контура.

При этом условии полное комплексное сопротивление контура равно:

$$\bar{Z}_s = \frac{R_L R_c + \frac{L}{C} + j\omega_0 L (R_c - R_L)}{R_L + R_c}. \quad (7)$$

В большинстве случаев допустимо считать, что ваттные сопротивления ветвей значительно меньше безваттных сопротивлений при резонансной частоте, т. е. что

$$R_L \ll \omega_0 L \text{ и } R_c \ll \frac{1}{\omega_0 C},$$

а следовательно и подавно:

$$R_L R_c \ll \frac{L}{C}.$$

Поэтому в первом приближении можно принять, что полное комплексное сопротивление контура равно:

$$\bar{Z}_s = \frac{L}{C(R_L + R_c)} + j\omega_0 L \frac{R_c - R_L}{R_L + R_c}. \quad (8)$$

Обозначая сумму сопротивлений обеих ветвей

$$R_L + R_c = R$$

и принимая во внимание, что

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

и, следовательно, что

$$\omega_0 L = \frac{L}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho,$$

получаем выражение для модуля полного сопротивления:

$$Z_s = \sqrt{\left(\frac{L}{CR}\right)^2 + \frac{L}{CR}(R_c - R_L)} = \frac{L}{CR} \sqrt{1 + \frac{CR(R_c - R_L)}{L}}. \quad (9)$$

В соответствии со сделанным выше предположением о малости ваттных сопротивлений по сравнению с безваттными, считаем, что

$$\frac{CR(R_c - R_L)}{L} \ll 1;$$

поэтому можно для практических расчетов принимать

$$Z_s = \frac{L}{CR}$$

или, так как последнее выражение характеризует чисто ваттное (активное) сопротивление, то:

$$R_s = \frac{L}{CR}. \quad (10)$$

Путем простых преобразований полученное выражение можно привести к одному из следующих видов:

$$R_s = \frac{\rho^2}{R}, \quad (11)$$

$$R_s = \frac{\omega_0^2 L^2}{R}; \quad (12)$$

$$R_s = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 R}. \quad (13)$$

Формула (10) или ее разновидности (11), (12) и (13) определяют, в первом приближении, величину полного сопротивления развет-

вления колебательного контура. Это одно из основных выражений теории ламповых генераторов, которым постоянно пользуются.

Полученные выражения для сопротивления колебательного контура, настроенного на частоту возбуждения сетки, показывают, что это сопротивление является чисто ваттным сопротивлением. Очевидно, что при каждом изменении частоты возбуждающего напряжения ветви колебательного контура окажутся не настроенными в резонанс, и полное сопротивление колебательного контура будет иметь либо индуктивный, либо емкостный характер. Условия работы генератора при расстроенном контуре рассматриваются в главе VIII курса.

О величине полного сопротивления можно составить себе представление, если учесть, что  $\frac{L}{C} \gg R$ . Очевидно, что это сопротивление должно измеряться сотнями, тысячами или десятками тысяч ом. Это сопротивление называется сопротивлением нагрузки анодной цепи лампового генератора. Таким образом мы видим, что переменный анодный ток встречает на своем пути, в случае настройки колебательного контура в резонанс, большое, чисто активное сопротивление.

Возвращаемся к рассмотрению физической картины получения тока высокой частоты в генераторе.

Переменная слагающая анодного тока, проходя по ваттному сопротивлению  $R_s$ , вызывает на нем падение напряжения  $V$ , где:

$$v = V \sin \omega_0 t$$

и

$$v = i_{a1} R_s \quad \text{и} \quad V = I_{a1} R_s.$$

С другой стороны, имея на зажимах колебательного контура разность потенциалов  $v$ , мы получим в двух ветвях контура токи:

$$i_L = \frac{v}{R_L + j\omega_0 L} \quad \text{и} \quad i_c = \frac{v}{R_c - j\frac{1}{\omega_0 C}}.$$

Амплитуды этих токов равны:

$$I_L = \frac{V}{\sqrt{R_L^2 + \omega_0^2 L^2}} = \frac{V}{\omega_0 L \sqrt{1 + \left(\frac{R_L}{\omega_0 L}\right)^2}}; \quad (14)$$

$$I_c = \frac{V}{\sqrt{R_c^2 + \frac{1}{\omega_0^2 C^2}}} = \frac{1}{\omega_0 C} \frac{V}{\sqrt{1 + (\omega_0 C R_c)^2}}. \quad (15)$$

Полагая опять-таки, что

$$\frac{\omega_0 L}{R_L} \gg 1 \quad \text{и} \quad \omega_0 C R_c \ll 1,$$

можно в первом приближении принять, что токи равны:

$$I_L = \frac{V}{\omega_0 L} = \frac{V}{\rho} \quad (16)$$

и

$$I_c = V \omega_0 C. \quad (17)$$



Таким образом полные выражения для мгновенных значений переменных токов в обеих ветвях колебательного контура получают вид:

$$i_L = \frac{V}{\sqrt{R_L^2 + \omega_0^2 L^2}} \sin(\omega_0 t - \varphi_L), \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_L &= \frac{\omega_0 L}{R_L}; \\ i_c &= \frac{V}{\sqrt{R_c^2 + \frac{1}{\omega_0^2 C^2}}} \sin(\omega_0 t - \varphi_c), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi_c = -\frac{1}{\omega_0 C R_c}.$$

Так как

$$\frac{\omega_0 L}{R_L} \gg 1 \quad \text{и} \quad \frac{1}{\omega_0 C R_c} \gg 1,$$

то  $\varphi_L$  и  $\varphi_c$  близки к  $\frac{\pi}{2}$ , и следовательно сдвиг фаз между токами  $i_L$  и  $i_c$  равен почти что  $180^\circ$ . По величине токи в обеих ветвях можно считать практически равными, так как ваттные сопротивления ветвей малы, а безваттные — равны.

Таким образом, по колебательной цепи циркулирует как бы один ток  $i \cong i_L \cong i_c$  (см черт. 25).

Этот ток мы называем *колебательным током* и напряжение на контуре — *колебательным напряжением*. Колебательный ток, проходя через сопротивление  $R$ , выделяет в нем мгновенную мощность

$$i^2 R$$

и среднюю мощность за период:

$$P = \frac{1}{2} I^2 R.$$

(20) Черт. 25. Направления токов в ветвях контура.

*Выделение этой мощности при изменении колебательного тока с заданной частотой  $\omega_0 = 2\pi f_0$  является конечной целью работы лампового генератора.*

Таким образом мы видим, что сущность действия лампового генератора в рассматриваемой схеме, когда цепь сетки возбуждается посторонним источником, сводится к тому, что в настроенном контуре, включенном в анодную цепь, появляется ток, сила которого целиком зависит от величины напряжения на сетке, от свойств колебательного контура и лампы.

Явление полностью объясняется обычными для электротехники

законами, в частности — законом резонанса токов в настроенной разветвленной цепи. В подобной схеме (черт. 22), строго говоря, никакого генерирования тока не происходит, так как цепь сетки возбуждается некоторым посторонним источником, который и вызывает появление переменного анодного тока и колебательного тока в контуре. Все явление сводится к управлению анодным током из цепи сетки, и действие генератора в рассматриваемой схеме, т. е. при независимом возбуждении, сводится к действию релэ: цепь сетки управляет колебаниями цепи анода, обычно гораздо более мощными, чем колебания в цепи сетки. Процесс же генерирования, в строгом смысле слова, происходит только в генераторах с самовозбуждением, которое мы рассмотрим в следующих главах (глава IX).

Для подтверждения только что сказанного выведем еще несколько выражений, которые нам понадобятся и при дальнейшем изложении.

Амплитуда колебательного тока равна:  $J = \frac{V}{\rho}$ ; но колебательное напряжение равно:

$$V = I_{a1} R_s = \frac{\rho^2}{R} I_{a1}, \quad (21)$$

откуда получаем соотношение между амплитудами колебательного тока в контуре и амплитудой переменной составляющей анодного тока:

$$I = I_{a1} \cdot \frac{\rho^2}{R} \cdot \frac{1}{\rho} = I_{a1} \cdot \frac{\rho}{R}. \quad (22)$$

Из последнего выражения следует, что колебательный ток больше переменного анодного тока в  $\frac{\rho}{R}$  раз. Это явление, известное из общей электротехники, говорит о том, что  $I \gg I_{a1}$ , и известно под названием *резонанса токов*. Таким образом происходит значительное усиление тока в колебательном контуре, и *обычно колебательный ток во много раз превосходит не только переменный анодный ток, но и ток насыщения лампы*.

Действительно, наибольшее значение, которое может иметь переменный ток в анодной цепи при колебаниях  $I$  рода, не может быть больше половины эмиссионного тока:  $I_{a1} \max \leq 0,5 I_s$ .

Величина же  $\rho$  обычно больше ваттного сопротивления  $R$  в десятки и сотни раз.

Таким образом *получение тока той или иной силы в колебательном контуре зависит не столько от параметров лампы и в частности от ее эмиссионного тока, сколько от свойств контура, и колебательный ток может в десятки раз превосходить величину эмиссионного тока*.

Пример. Пусть  $\rho = 100$  и  $R = 5$ , тогда

$$I = \frac{\rho}{R} \cdot I_{a1} = 20 I_{a1} \cong 10 \cdot I_s.$$

В рассмотренной схеме независимого возбуждения ламповый генератор по существу ничем не отличается от усилителя с настроенным

контуром в анодной цепи. Разница заключается лишь в назначении всего устройства. В усилительной схеме необходимо получить возможно большую степень усиления напряжения при переходе из цепи сетки в цепь анода, другими словами: характеристикой усилительного действия является отношение колебательного напряжения  $V$  к напряжению  $V_c$  на сетке. Чем это отношение больше, тем больше степень усиления и тем лучше работает схема с точки зрения усиления напряжения. Если же схема работает как генератор, то конечной целью является выделение мощности в колебательном контуре, и получение того или иного колебательного напряжения на контуре является второстепенным фактором.

Однако, при работе лампового генератора, когда идет речь о получении мощности в контуре и эта мощность не слишком мала, то возникает чисто технический вопрос о том, с какой отдачей, с каким коэффициентом полезного действия эта мощность получается. Этот вопрос имеет для радиопередатчиков решающее значение, для усилителей же — безусловно второстепенное. Поэтому следует остановиться на потерях в ламповом генераторе и оценке их величин. Это мы сделаем в следующем параграфе.

Сделаем сводку формул полезной мощности, выделяемой в колебательном контуре. Эта мощность выражается:

1.  $P = \frac{1}{2} I_a^2 R$  — через колебательный ток и ваттное сопротивление контура;

2.  $P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s$  — через переменный анодный ток и полное сопротивление разветвлений контура; так как  $I_{a1} R_s = V$  и  $P = \frac{1}{2} I_{a1} V$ , то

3.  $P = \frac{1}{2} \frac{V^2}{R_s}$  — является выражением мощности через колебательное напряжение и сопротивление разветвления.

**Пример.** *Задается* колебательный контур с параметрами:

Сопротивление индуктивной ветви . . . . .  $R_L = 3$  ома

Сопротивление емкостной ветви . . . . .  $R_c = 1$  ом

Емкость контура . . . . .  $C = 900$  см.

*Задается* длина волны, на которую контур настроен:

$$\lambda = 1000 \text{ м.}$$

К контуру *подводится* переменный ток с амплитудой:

$$I_{a1} = 50 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$

*Требуется рассчитать:*

а) Самоиндукцию контура:  $L$ .

б) Эквивалентное сопротивление контура:  $R_s$ .

в) Колебательное напряжение на контуре:  $V$

г) Амплитуды токов в ветвях контура:  $I_L$  и  $I_c$ .

- д) Фазы токов в ветвях:  $\varphi_L$  и  $\varphi_C$ .  
 е) Полезную мощность в контуре:  $P$ .

*Расчет.*

- а) Определяем самоиндукцию контура:

$$L = \frac{\lambda^2 \cdot 10^4}{39,5 C} = 28,1 \cdot 10^4 \text{ см.}$$

- б) Эквивалентное сопротивление контура:

$$R_s = \frac{L}{CR}, \text{ где } R = 3 + 1 = 4 \text{ ома;}$$

$$R_s = 70,3 \cdot 10^8 \text{ ома.}$$

Можно было бы считать по другим формулам:

$$R_s = \frac{(\omega L)^2}{R},$$

$$R_s = \frac{1}{(\omega C)^2 R},$$

где

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} = 530 \text{ ом.}$$

- в) Колебательное напряжение на контуре:

$$V = I_{a1} R_s = 3510 \text{ вольт.}$$

- г) Амплитуда тока в индуктивной ветви:

$$I_L = \frac{V}{\sqrt{R_L^2 + \omega^2 L^2}},$$

$$I_L = \frac{3510}{\sqrt{9 + 28,1 \cdot 10}} = 6,62 \text{ ампер.};$$

Амплитуда тока в емкостной ветви:

$$I_c = \frac{V}{\sqrt{R_c^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

$$I_c = \frac{3510}{\sqrt{1 + 28,1 \cdot 10}} = 6,62 \text{ ампер.}$$

Таким образом мы видим, что в пределах точности вычисления оба тока равны. Эти токи можно было бы вычислить и иначе, например по формуле:

$$I = I = I_c = \frac{V}{\omega L} = V \omega C,$$

или из соотношения:

$$I = I_{a1} \cdot \frac{\rho}{R}, \quad \text{где} \quad \rho = \omega L = \frac{1}{\omega C}.$$

д) Фазы токов в ветвях:

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \frac{\omega L}{R_L} = 176,5,$$

откуда

$$\varphi_L = 89,7^\circ;$$

$$\operatorname{tg} \varphi_C = -\frac{1}{\omega C R_C} = -530,$$

откуда

$$\varphi_C = -89,8^\circ.$$

Таким образом мы видим, что токи сдвинуты друг относительно друга по фазе на угол  $179,5^\circ$ , т. е. они почти точно противоположны по фазе.

е) Полезная мощность в контуре равна

$$P = 0,5 \cdot I_{a1} V = 0,5 \cdot 50 \cdot 10^{-3} \cdot 3510 = 87,5 \text{ ватт};$$

Она же могла бы быть вычислена по формулам:

$$P = 0,5 I_{a1}^2 R_s = 0,5 \frac{V^2}{R_s} = 0,5 I^2 R.$$

## § 2. Нагрев анода и коэффициент полезного действия лампового генератора.

Анодная цепь лампового генератора состоит из: источника питания, колебательного контура и промежутка анод—катод. Энергия, расходуемая источником питания, затрачивается на установление колебательного тока в контуре и на нагрев анода. Отдача генератора тем выше, чем меньше греется анод, другими словами: чем меньше мощность, рассеиваемая на аноде, при той же величине мощности, выделяемой в колебательном контуре.

Нагрев анода электронной лампы зависит от силы тока, проходящего через лампу, и от напряжения между анодом и катодом лампы. Если мгновенное значение анодного тока равно  $i_a$  и мгновенное значение анодного напряжения равно  $v_a$ , то мгновенное значение мощности, теряемой на аноде, равно:

$$P_{an} = i_a v_a. \quad (22a)$$

В возбужденном ламповом генераторе анодный ток равен:

$$i_a = I_{a0} + i_{a1},$$

где  $I_{a0}$ —постоянный ток, текущий через лампу, и  $i_{a1}$  — переменная составляющая анодного тока.

Так как на колебательном контуре происходит падение напря-

жения  $v$ , то мгновенное значение анодного напряжения, если источник дает напряжение  $E_a$ , равно:

$$v_a = E_a - v.$$

Подставляя эти выражения для  $i_a$  и  $v_a$  в формулу (22а), приводим ее к следующему виду:

$$P_{ан} = (I_{a0} + i_{a1}) (E_a - v).$$

Среднее значение мощности, рассеиваемой на аноде, за период равно:

$$P_{ан} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (I_{a0} + i_{a1}) (E_a - v) d\omega t$$

и так как

$$\begin{aligned} i_{a1} &= I_{a1} \sin \omega t, \\ v &= V \sin \omega t \end{aligned}$$

и интеграл синуса за период равен нулю, то:

$$\begin{aligned} P_{ан} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{a0} E_a d\omega t - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{a1} V \sin^2 \omega t d\omega t = \\ &= I_{a0} E_a - \frac{1}{2} I_{a1} V. \end{aligned} \quad (23)$$

В этом выражении первый член представляет мощность, расходуемую источником питания, например анодной батареей; второй член выражает полезную мощность. Таким образом *мощность, рассеиваемая на аноде, равна разности между мощностью, подводимой к ламповому генератору от источника питания, и мощностью, потребляемой в колебательном контуре*. Обозначим подводимую мощность через:

$$P_0 = I_{a0} E_a.$$

В ламповом генераторе, работающем по рассматриваемой нами схеме и с поставленными в предшествующей главе ограничениями, заключающимися в том, что рабочая точка при генерировании не выходит за пределы прямолинейной части характеристики лампы, постоянный анодный ток не меняет своей величины при генерировании, и колебания анодного тока происходят относительно исходного постоянного тока  $I_{a0}$ , остающегося неизменным за все время процесса. В этих условиях мощность, расходуемая источником питания при отсутствии генерирования, равна  $I_{a0} E_a$ .

Пока не происходит генерирования в колебательном контуре вся подводимая мощность расходуется на нагрев анода. Во время генерирования анод нагревается слабее, так как часть энергии расходуется в колебательном контуре.

Подобная разгрузка анода при появлении колебаний характерна для лампового генератора, работающего слабыми колебаниями (колебаниями I рода). Ниже будет показано, что этот закон отнюдь не является общим.

Итак, мы установили, что у *лампового генератора, работающего слабыми колебаниями* (колебаниями I рода) *потери на аноде при одинаковой подводимой мощности тем меньше, чем сильнее колебания.*

Таким образом, мы приходим к необходимости ввести понятие *о коэффициенте полезного действия лампового генератора*, под которым понимается *отношение полезной мощности, расходуемой в колебательном контуре, к мощности, потребляемой от источника питания анода.* Очевидно, что подобным определением мы характеризуем лишь коэффициент полезного действия трансформации частоты, так как в него не входят затраты энергии на накал, на нагрев сетки (если есть сеточный ток) и др. потери. На основании данного определения КПД трансформации частоты выражается формулой:

$$\eta = \frac{P}{I_{a0} E_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{a1} V}{I_{a0} E_a} \quad (24)$$

Это выражение можно писать и иначе, а именно:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{a1}^2 R_s}{I_{a0} E_a} \quad (25)$$

Колебательное напряжение на контуре в рассматриваемой схеме обычно не превосходит величины анодного напряжения  $V < E_a$ .

Обозначим отношение амплитуды колебательного напряжения к анодному напряжению буквой  $\xi$ :

$$\xi = \frac{V}{E_a}. \quad (26)$$

Это отношение мы называем *коэффициентом использования анодного напряжения.*

Введем еще обозначения:

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_s} \quad (27)$$

для отношения амплитуды переменного анодного тока к эмиссионному току и

$$\alpha_0 = \frac{I_{a0}}{I_s} \quad (28)$$

для отношения постоянного анодного тока к эмиссионному току далее, обозначим:

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \gamma. \quad (29)$$

При этих обозначениях отдача может быть представлена в виде:

$$\eta = 0,5 \cdot \gamma \cdot \xi \quad (30)$$

Очевидно, что предельное значение для коэффициента  $\alpha_1$  при колебаниях I рода есть 0,5 и для коэффициента  $\alpha_0$  тоже, при условии, что

изменения тока не выходят за пределы прямолинейной части характеристики; поэтому предельное значение коэффициента  $\gamma$  равно единице.

Коэффициент  $\xi$ , который мы называли коэффициентом использования напряжения, тоже обычно не больше единицы. Поэтому наибольшее значение, которое может при этих условиях иметь отдача, есть 0,5.

Таким образом, мы приходим к выводу, что при малых колебаниях (колебаниях I рода) отдача трансформации частоты в ламповом генераторе не может превосходить 50%.

Остановимся на соотношении:

$$P_{ан} = P_{а0} - P;$$

согласно определению понятия о коэффициенте полезного действия

$$P_{а0} = \frac{P}{\eta};$$

поэтому:

$$P_{ан} = P \frac{1 - \eta}{\eta}. \quad (31)$$

*Это очень важное соотношение между нагревом анода и полезной мощностью следует всегда иметь в виду.* Мощность, расходуемая на нагрев анода, может быть равна, больше или меньше полезной мощности, а именно при:

$$\begin{array}{ll} \eta > 0,5 & P_{ан} < P \\ \eta = 0,5 & P_{ан} = P \\ \eta < 0,5 & P_{ан} > P \end{array}$$

В изучаемом случае, когда отдача не может быть больше 50%, рассеяние на аноде всегда превосходит полезную мощность и иногда во много раз. Но, как уже сказано выше, во многих случаях нагрев анода при слабых колебаниях опасности для лампы не представляет. Лишь при предъявлении специальных требований к работе лампового генератора, когда ставится задача одновременного получения большой мощности и полного отсутствия искаженной формы тока, можно ожидать достижения предельного нагрева анода.

Таким образом, мы видим, что при работе в пределах прямолинейной части характеристики следует различать два случая:

1. Когда предел получаемой мощности ставится участком прямолинейной части характеристики, находящимся в распоряжении, и допустимый нагрев анода еще не достигается;

2. Когда предел увеличения полезной мощности ставится нагревом анода, при неполном использовании находящейся в распоряжении прямолинейной характеристики.

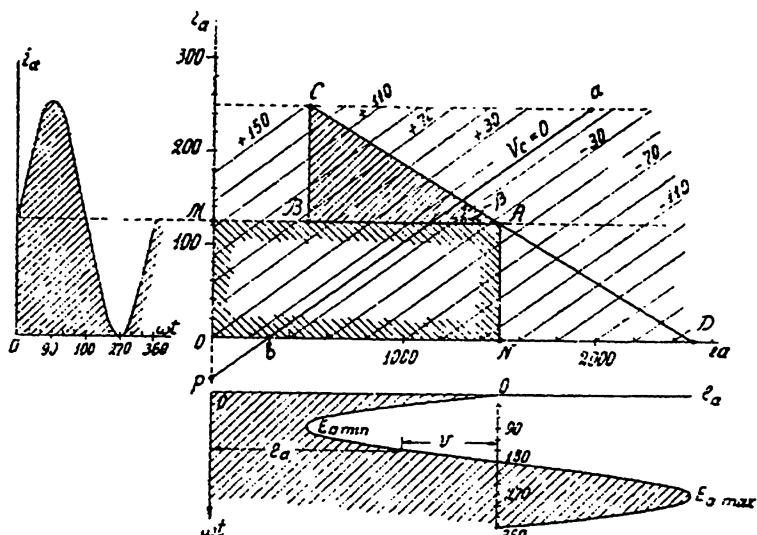
**Пример 1 к §§ 1 и 2.** Для лучшего усвоения сказанного выше обратимся к численному примеру. При этом выполним графически все построения, вытекающие из теории. Данный пример имеет целью приучить читателя к пользованию формулами и построениями, которые мы будем в дальнейшем постоянно применять. Поэтому изучающему следует обращать внимание не на последовательность действий, а на их сущность. Расчеты, которые мы рекомендуем выполнять в определенной последовательности, нами будут даны ниже.



1. Имеем генераторную лампу с данными:  
 крутизна характеристики:  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  ампер на вольт,  
 проницаемость сетки:  $D = 0,1$ ,  
 внутреннее сопротивление:  $R_i = 6,67 \cdot 10^3$  ом,  
 напряжение приведения:  $E_{ao} = 300$  вольт,  
 нормальное анодное напряжение:  $E_a = 1500$  вольт,  
 ток насыщения:  $I_s = 0,250$  ампер.

Наносим семейство характеристик, заданное этими электрическими данными, на клетчатку, в системе координат:  $(i_a, e_a)$ . Для этого обращаемся к уравнению прямолинейной характеристики:

$$i_a = S[v_c + D(e_a - E_{ao})]$$



Черт. 26. Изображение основных зависимостей в системе координат  $(i_a, e_a)$ .

и решаем его для нескольких, наиболее характерных точек.

Имеем при  $v_c = 0$  и  $i_a = I_s$ :

$$250 \cdot 10^{-3} = 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot 0,1 (E_a - 300);$$

отсюда определяем анодное напряжение, при котором ток достигает насыщения при напряжении на сетке, равном нулю:

$$E_{as} = 1970 \text{ вольт.}$$

Найденную точку обозначим на чертеже буквой  $a$ .

2. Через точку  $a$  и точку  $b$  с координатами  $(v_c = 0, E_a = E_{ao}, i_a = 0)$  проводим прямую  $ab$ . Ее продолжение пересекает ось ординат в точке  $p$ . Эта прямая выражает статическую характеристику при постоянном напряжении на сетке, равном:  $V_c = 0$ , и при различных анодных напряжениях.

3. Наклон прямой к оси абсцисс имеет определенный физический смысл. Действительно:

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{E_{as} - E_{a0}}{I_s} = R_i. \quad (32)$$

В условиях нашего примера имеем:

$$\frac{1970 - 300}{0,250} = 6670 \text{ ом.}$$

4. Параллельно прямой  $ab$  проводим, через равные промежутки анодного и сеточного напряжений, несколько прямолинейных характеристик. Так как коэффициент усиления лампы равен 10, то промежутки в 200 вольт по анодному напряжению отвечают промежуткам в 20 вольт по сеточному напряжению. По этим данным проведены остальные характеристики на черт. 26.

5. Выбираем исходную рабочую точку при нормальном анодном напряжении и половине тока насыщения. При таком выборе анодный ток может во время генерирования изменяться в пределах от нуля до тока насыщения. Такие условия мы называем условиями *предельных колебаний I рода*.

Для получения выбранной начальной точки необходимо подать на сетку некоторое исходное постоянное напряжение смещения, легко определяемое из основного уравнения:

$$I_{a1} = 125 \cdot 10^{-3} = 1,5 \cdot 10^{-3} [E_c + (1500 - 300) 0,1],$$

откуда

$$E_c = -36,5 \text{ вольт.}$$

6. Включаем в анодную цепь колебательный контур, настроенный на частоту напряжения, возбуждающего сетку. Сопротивление разветвления этого контура, его *эквивалентное* сопротивление является нагрузкой для лампы. Выбранный колебательный контур имеет сопротивление:

$$R_g = 8000 \text{ ом.}$$

7. Подаем на сетку напряжение возбуждения с амплитудой:

$$V_c = 183 \text{ вольт.}$$

8. Так как сопротивление нагрузки равно 8000 ом, а амплитуда переменного анодного тока равна:  $I_{a1} = 0,125$  ампер, то колебательное напряжение получается равным:

$$V = 8000 \cdot 0,125 = 1000 \text{ вольт.}$$

9. Полезная мощность равна:

$$P = 0,5 \cdot I_{a1} \cdot V = 0,5 \cdot 0,125 \cdot 1000 = 62,5 \text{ ватт;}$$

ее можно было бы также рассчитать по другим формулам, например:

$$P = 0,5 \cdot I_{a1}^2 R_g = 0,5 \cdot (0,125)^2 \cdot 8000 = 62,5 \text{ ватт.}$$

10. Подводимая мощность равна:

$$P_0 = I_{a0} E_a = 0,125 \cdot 1500 = 187,5 \text{ ватт.}$$

11. Потери на аноде:

$$P_{ак} = P_0 - P = 187,5 - 62,5 = 125 \text{ ватт.}$$

12. Коэффициент полезного действия:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = 33,3\%.$$

Таким образом мы связали все основные электрические величины, характеризующие работу генератора. Обратимся снова к черт. 26.

а) Слева на нем представлен анодный ток, пульсирующий по закону:

$$i_a = I_{a0} + I_{a1} \sin \omega t = 0,125 + 0,125 \sin \omega t.$$

Ток меняется между пределами:  $i_a = I_s = 0,250$  ампер и нулем. Среднее значение тока как во время возбуждения сетки посторонним источником, так и при отсутствии его, остается равным 0,125 ампер.

б) Справа внизу представлено изменение анодного напряжения по закону:

$$e_a = E_a - V \sin \omega t = 1500 - 1000 \sin \omega t.$$

Максимальное его значение равно:  $E_{a \max} = 2500$  вольт.

Минимальное его значение:  $E_{a \min} = 500$  вольт.

в) Напряжение на сетке меняется по закону:

$$v_c = -E_c + V_c \sin \omega t = -36,5 + 183 \sin \omega t$$

в пределах от

$$v_{c \max} = -36,5 + 183 = +146,5 \text{ вольт}$$

до

$$v_{c \min} = -36,5 - 183 = -219,5 \text{ вольт.}$$

Одновременное изменение указанных величин происходит так, как показано в таблице:

$\omega t$	$\sin \omega t$	$i_a$	$e_a$	$v_c$
0	0	0,125	1500	- 36,5
90	+ 1	0,250	500	+ 146,5
180	0	0,125	1500	- 36,5
270	- 1	0,0	2500	+ 219,5

Таким образом мы видим, что во время генерирования рабочая точка перемещается по прямой CAD вверх и вниз.

Прямая CAD называется *рабочей характеристикой* генерирующей лампы. Она выражает геометрическое место рабочих точек во время генерации.

Наклон рабочей характеристики к оси абсцисс имеет определенный физический смысл:

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{AB}{BC},$$

где

$$AB = V \text{ и } BC = I_{a1};$$

следовательно:

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{V}{I_{a1}} = R_s, \quad (33)$$

т. е. мы видим, что *наклон рабочей характеристики к оси абсцисс (оси анодных напряжений) при колебаниях  $I$  рода выражает сопротивление нагрузки генератора.*

Чем сопротивление нагрузки больше, тем меньше угол  $\beta$ .

г) Рассмотрим треугольник  $ABC$ . Площадь его равна:  $0,5 \cdot AB \cdot BC$ , но  $AB = V$ , а  $BC = I_{a1}$ , следовательно площадь треугольника  $ABC$  равна:

$$P = 0,5 V I_{a1},$$

а это выражение численно равно мощности генератора. Таким образом в выбранной нами системе координат *полезная мощность генератора изображается площадью прямоугольного треугольника с катетами  $V$  и  $I_{a1}$ .*

д) *Подводимая мощность* изображается площадью прямоугольника  $ONAM$ . Действительно,  $AN = I_{a0}$  и  $ON = E_a$ , следовательно:

$$AN \cdot ON = I_{a0} E_a = P_0$$

**Пример 2 к §§ 1 и 2. Фазовые соотношения.** Остановимся на установлении соотношения фаз между напряжениями и токами в цепях генератора. Для этого воспользуемся уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} i_a &= I_{a0} + I_{a1} \sin \omega t \\ e_a &= E_a - V \sin \omega t \\ v_c &= -E_c + V_c \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

На черт. 27 выполнено графическое построение этих уравнений для некоторых произвольных числовых значений амплитуд и постоянных составляющих электрических величин.

Из черт. 27 видно, что переменный анодный ток и переменное напряжение на аноде противоположны по фазе: когда ток проходит через максимум, напряжение на аноде имеет наименьшее свое значение. Наоборот, напряжение на сетке и переменный анодный ток находятся в фазе. В данном примере напряжение на сетке наложено на отрицательное постоянное напряжение, называемое *напряжением смещения*, и имеет положительное значение в пределах от  $\omega t = 30^\circ$  до  $150^\circ$ . Когда напряжение на сетке положительно, по цепи сетки течет сеточный ток, представленный на верхней части чертежа. Он обычно много слабее анодного тока.

**Пример 3 к § 2.** Мы указали, что мгновенное значение анодных потерь выражается функцией:

$$i_a e_a = (I_{a0} + I_{a1} \sin \omega t) (E_a - V \sin \omega t). \quad (35)$$

Рассмотрим на численном примере вид этой функции.  
Дана лампа с параметрами:

$$E_a = 1000 \text{ вольт}$$

$$I_s = 0,3 \text{ ампер}$$

$$S = 3 \cdot 10^{-3} \text{ ампер/вольт}$$

$$R_s = 5000 \text{ ом.}$$

Требуется определить вид кривой мгновенных анодных потерь при работе лампы в условиях предельного режима при колебаниях I рода.

Решение. При предельном режиме колебаний I рода анодный ток изменяется между нулем и током насыщения. Следовательно исходный постоянный ток должен быть выбран на середине анодной характеристики, т. е. он должен быть равен:

$$I_{a0} = 0,5 \cdot I_s = 150 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$

Находим амплитуду колебательного напряжения; так как

$$I_{a1} = 0,150 = I_{a0},$$

то

$$V = I_{a1} R_s = 0,150 \cdot 5000 = 750 \text{ вольт.}$$

Полезная мощность равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1} V = 0,5 \cdot 0,150 \cdot 750 = 56 \text{ ватт.}$$

Подводимая мощность равна:

$$P_0 = I_{a0} E_a = 0,150 \cdot 1000 = 150 \text{ ватт.}$$

Отдача равна:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{56}{150} = 0,375.$$

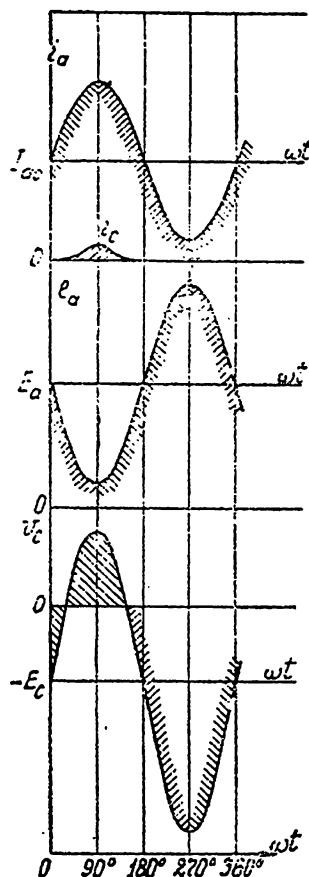
Средние потери на аноде:

$$P_{ан} = 150 - 56 = 94 \text{ ватт.}$$

Амплитуда напряжения возбуждения сетки задается равной

$$V_c = 125 \text{ вольт.}$$

По этим данным выполнено построение, показанное на черт. 28. Здесь в левой части чертежа показана наклонная прямая, называемая *рабочей характеристикой* генераторной лампы. Это есть геометрическое место рабочих точек во время генерации. С этой линией мы уже знакомы из предшествующего примера и к ней мы еще вернемся ниже.



Черт. 27. Фазовые соотношения между токами и напряжениями в цепях генератора.

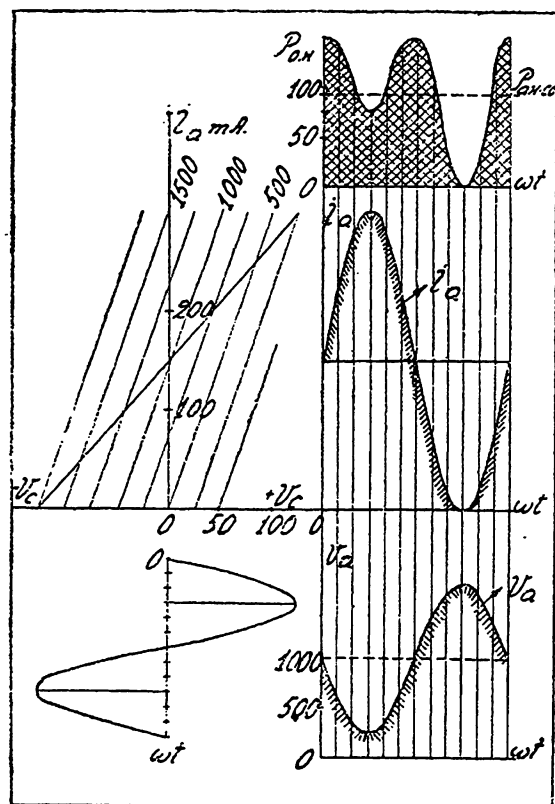
В правой средней и нижней части чертежа показаны анодный ток и анодное напряжение, изменяющиеся по времени.

В верхней части чертежа показано графическое построение произведения:  $i_a e_a$ , выражающее мгновенные потери на аноде.

Мы видим, что кривая мгновенных потерь имеет два максимума и два минимума за период. Наибольшие потери на аноде получаются, когда

напряжение на сетке равно исходному сеточному напряжению, соответствующему току покоя лампы. Это — потери при отсутствии генерации. Один минимум приходится на момент наименьшего значения анодного напряжения и наибольшего значения анодного тока. Если бы анодное напряжение во время колебаний доходило до нуля, т. е. если бы колебательное напряжение имело амплитуду, равную анодному напряжению, подаваемому источником питания, то минимальные потери на аноде при первом минимуме получились бы равными нулю. Второй минимум приходится на момент наименьшего значения анодного тока, в нашем примере доходящего до нуля.

Среднее значение мгновенных потерь на аноде, равное 94 ватт, показано на верхнем чертеже пунктирной прямой. Наибольший интерес представ-



Черт. 28. Мгновенные и средние потери на аноде генераторной лампы.

ляют средние потери, так как при быстротечности процессов в лампе анод не успевает следить за изменениями прилагаемой к нему нагрузки. Его температура устанавливается по средним потерям. Однако иметь представление о характере кривой изменения потерь за период весьма полезно. К этому вопросу мы еще будем возвращаться.

### § 3. Эквивалентная схема генератора.

Мы установили в § 3 главы II, что уравнение прямолинейной, идеализированной характеристики генераторной лампы имеет вид:

$$i_a = S[v_c + D(e_a - E_{a0})]. \quad (36)$$

В настоящей главе мы изучаем генерирование при колебаниях I рода, причем мы приняли, что напряжение на сетке меняется по закону:

$$v_c = V_c \sin \omega t - E_c \quad (37)$$

и что следовательно мгновенное значение анодного напряжения равно:

$$e_a = E_a - V \sin \omega t. \quad (38)$$

Подставляя последние два выражения в уравнение (36), мы получаем основное уравнение лампового генератора применительно к выбранному нами синусоидальному закону изменения напряжения на сетке:

$$i_a = S[(V_c - DV) \sin \omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (39)$$

Это уравнение вполне сходно с уравнением (10) гл. II, с тою лишь разницей, что там нами принят косинусоидальный закон изменения для напряжения на сетке.

В момент, соответствующий  $\omega t = 90^\circ$ , мы имеем:

$$i_a = S[V_c - DV - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (40)$$

В этот момент анодный ток достигает своего наибольшего значения, равного, при условии полного использования всего тока насыщения, двойному значению постоянного анодного тока и, вместе с тем двойному значению амплитуды переменной составляющей анодного тока

$$i_a = 2I_{a0} = 2I_{a1} = I_s, \quad (41)$$

т. е.:

$$2I_{a1} = S[V_c - DV - E_c + D(E_a - E_{a0})]; \quad (42)$$

в момент, соответствующий  $\omega t = 270^\circ$ , анодный ток равен нулю, т. е.

$$0 = S[-(V_c - DV) - E_c + D(E_a - E_{a0})], \quad (43)$$

Вычитая (43) из (42) мы получаем:

$$2I_{a1} = 2S(V_c - DV) \quad (44)$$

или

$$I_{a1} = SV_c - SDV. \quad (45)$$

Путем простых преобразований находим далее:

$$I_{a1} + SDI_{a1}R_s = I_{a1}\left(1 + \frac{R_s}{R_i}\right) = SV_c. \quad (46)$$

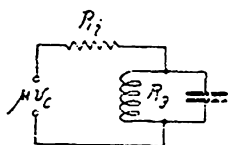
Следовательно,

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_i + R_s}. \quad (47)$$

Выражение (47) связывает амплитуду переменного анодного тока при колебании I рода с амплитудой напряжения возбуждения сетки, сопротивлением лампы и сопротивлением нагрузки генератора. Это весьма важное соотношение, к которому мы постоянно будем возвращаться.

Рассматривая последнюю формулу, мы видим, что амплитуда пере-

менного тока анодной цепи равна частному от деления в  $\mu$  раз увеличенного напряжения на сетке на сумму двух последовательно включенных сопротивлений анодной цепи:  $R_g$  и  $R_t$ . Это позволяет рассматривать



Черт. 29. Эквивалентная схема лампового генератора.

процесс с другой точки зрения. Получается так, как будто бы переменный анодный ток возбуждается напряжением на аноде лампы, равным  $\mu V_c$  и действующим в схеме, показанной на черт. 29. Эта схема называется эквивалентной схемой лампового генератора при колебаниях I рода. Она позволяет, при расчете переменного тока анодной цепи, не рассматривать вовсе явлений в сетке, перенося сеточное напряжение на анод.

Пользуясь этой эквивалентной схемой и выражением (47), мы установим ниже ряд необходимых нам зависимостей.

#### § 4. Рабочая характеристика генераторной лампы.

Обратимся к эквивалентной схеме генерирующей лампы (черт. 29) и к формуле (47), определяющей амплитуду переменного тока генератора, как функцию напряжения на сетке и нагрузки. Перепишем эту формулу в другом виде:

$$I_{a1} = V_c \cdot \frac{\mu}{R_t} \cdot \frac{R_t}{R_t + R_g},$$

откуда

$$I_{a1} = V_c \cdot S \cdot \frac{R_t}{R_t + R_g}. \quad (48)$$

Обозначая

$$S \cdot \frac{R_t}{R_t + R_g},$$

через  $S_g$  имеем:

$$I_{a1} = S_g \cdot V_c. \quad (49)$$

Таким образом мы выразили амплитуду переменного анодного тока через напряжение на сетке и крутизну новой характеристики, которую будем называть *рабочей характеристикой* лампы. Из формулы (49) и из определения следует, что крутизна рабочей характеристики зависит от нагрузки анодной цепи: чем больше сопротивление нагрузки, тем меньше крутизна рабочей характеристики. Так, при  $R_t = R_g$  имеем  $S_g = 0,5 S$ ; при  $R_t = 4 R_g$  имеем  $S_g = 0,2 S$ .

Для лучшего уяснения значения и вида рабочей характеристики обратимся к численному примеру.

**Пример.** На черт. 30 представлено семейство анодных характеристик лампы с данными, похожими на данные ламп типа P=5. Из чертежа определяем основные параметры лампы:

Крутизна  $S$  равна:

$$S = \frac{1,5}{4} \cdot 10^{-3} = 0,375 \cdot 10^{-3}.$$



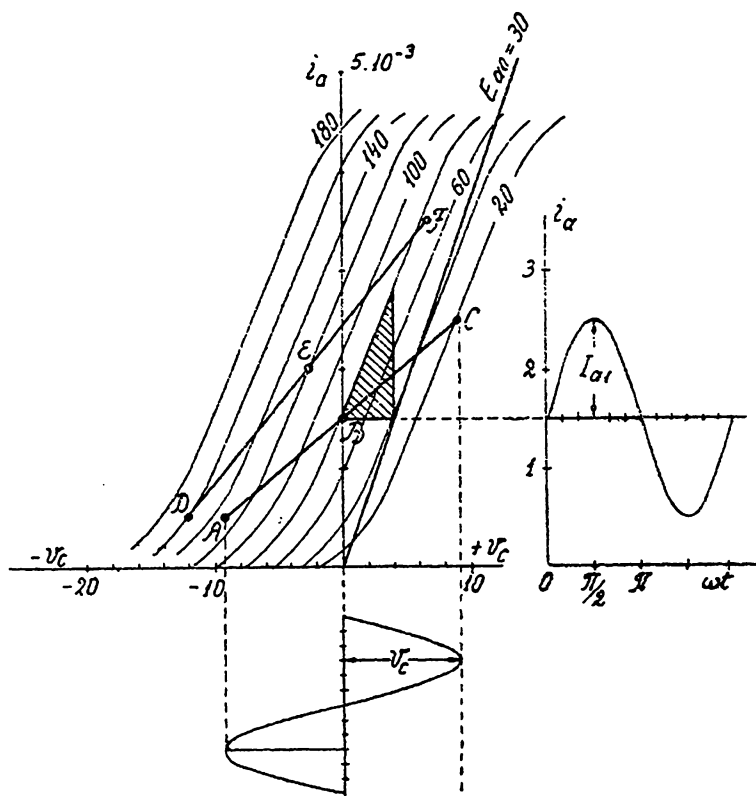
Коэффициент усиления равен:

$$\mu = \frac{40}{4} = 10.$$

Внутреннее сопротивление равно:

$$R_i = 26,7 \cdot 10^{-3} \text{ ом.}$$

Выберем исходный режим в точке  $B$ , характеризуемой данными: анодным напряжением:  $E_a = 80$  вольт, напряжением смещения  $E_c = 0$  вольт



Черт. 30. Рабочая характеристика генератора.

и исходным анодным током  $I_{a0} = 1,5$  миллиампер. На сетку подается напряжение  $V_c = 9,1$  вольт. В анодной цепи включено сопротивление  $R_g = 64,3 \cdot 10^{-3}$  ом. При этих условиях амплитуда переменной составляющей анодного тока равна, на основании формулы (47):

$$I_1 = \frac{10 \cdot 9,1}{91,0} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$$

Крутизна рабочей характеристики равна:

$$S_d = S \cdot \frac{R_i}{R_i + R_g} = 0,375 \cdot 10^{-3} \cdot 0,293 = 0,111 \cdot 10^{-3} \text{ ампер на вольт.}$$

Рассчитаем несколько точек рабочей характеристики по уравнению (39) § 3. Приведем это уравнение:

$$i_a = S[V_c \sin \omega t - DV \sin \omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})] \quad (39)$$

В условиях нашего примера имеем:

$$D = 0,1 \text{ и } E_{a0} = 40 \text{ вольт.}$$

Остальные величины определены уже выше.

В момент времени  $\omega t = 0$ , имеем:

$$i_a = I_{a0} = 0,375 \cdot 10^{-3} [0,1 \cdot (80 - 40)] = 1,5 \cdot 10^{-3}.$$

В момент времени  $\omega t = 90^\circ$  имеем:

$$i_a = 0,375 \cdot 10^{-3} [9,1 - 0,1 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 64,3 \cdot 10^{+3} + 0,1 \cdot 40] = 2,5 \cdot 10^{-3}$$

при

$$\omega t = 270^\circ$$

$$i_a = 0,5 \cdot 10^{-3}.$$

При всех промежуточных значениях времени рабочая точка будет находиться где-нибудь на прямой линии  $ABC$ .

Напряжение на сетке меняется по закону:

$$v_c = 9,1 \cdot \sin \omega t.$$

Переменный анодный ток равен:

$$i_{a1} = 1 \cdot 10^{-3} \cdot \sin \omega t.$$

Колебательное напряжение на контуре равно:

$$v = I_{a1} R_p \sin \omega t = 64,3 \cdot \sin \omega t.$$

Следовательно, мгновенное значение напряжения на аноде определяется формулой:

$$e_a = 80 - 64,3 \cdot \sin \omega t.$$

Таким образом, когда напряжение на аноде имеет наибольшее значение, равное  $80 + 64,3 = 144,3$ , напряжение на сетке равно:  $-9,1$  вольт. Когда напряжение на аноде имеет наименьшее значение, равное:  $80 - 64,3 = 15,7$  вольт, напряжение на сетке имеет наибольшее значение, равное:  $9,1$  вольт.

Отсюда мы видим, что напряжения на сетке и переменное напряжение на аноде противоположны по фазе, как уже указывалось выше.

На том же черт. 30 показана вторая рабочая характеристика  $DEF$ , соответствующая исходному режиму:

анодное напряжение  $E_{a1} = 120$  вольт,

напряжение смещения  $E_{c1} = -2,5$  вольт,

исходный ток  $I_{a1} = 1,5$  миллиампер.

## § 5. Напряжения в цепях генератора.

Остановимся на установлении зависимости между напряжениями в цепях сетки и анода генераторной лампы. Из формулы (47) § 3 определим в первую очередь *напряжение возбуждения сетки*.

$$V_c = DI_{a1}(R_i + R_g). \quad (50)$$

Формула (50) определяет напряжение, которое задающий генератор (т. е. генератор с самовозбуждением, возбуждающий сетку нашей лампы) должен подавать на сетку генератора независимого возбуждения для получения в анодной цепи тока с амплитудой  $I_{a1}$ , если сопротивление нагрузки анодной цепи равно  $R_g$ .

*Колебательное напряжение* равно:

$$V = I_{a1} R_g.$$

Следовательно, *степень усиления напряжения* в цепях лампы, т. е. отношение колебательного напряжения к напряжению возбуждения сетки равно:

$$\frac{V}{V_c} = \frac{R_g}{R_i + R_g}. \quad (51)$$

Определим *напряжение смещения*. Для этого вернемся к нашей основной формуле (39) § 3. Перепишем ее:

$$i_a = S[(V_c - DV) \sin \omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]; \quad (39)$$

В случае предельных колебаний I рода, т. е. когда анодный ток меняется от нуля до тока насыщения, мы имеем при  $\omega t = 270^\circ$

$$\sin \omega t = -1 \text{ и } i_a = 0,$$

т. е.

$$0 = S[-(V_c - DV) - E_c + D(E_a - E_{a0})],$$

отсюда находим напряжение смещения в случае предельных колебаний I рода:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) - (V_c - DV). \quad (51a)$$

Если же минимальный анодный ток не равен нулю, а достигает значения  $I_{a \min}$ , то из того же уравнения определяем напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) - (V_c - DV) - \frac{I_{a \min}}{S}. \quad (52)$$

**Пример.** В анодной цепи некоторой лампы с параметрами:  $S = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $D = 0,1$ ,  $R_i = 5 \cdot 10^3$ , при нагрузке ее активным сопротивлением  $R_g = 12,1 \cdot 10^3$  ом, необходимо получить амплитуду переменного тока, равную:  $I_{a1} = 75 \cdot 10^{-3}$

Требуется рассчитать напряжение смещения в случае предельных колебаний I рода.

Решение. По формуле (50) находим:  $V_c = 128$  вольт, колебательное напряжение равно:  $V = 910$  вольт, напряжение смещения:  $E_c = -43$  вольта.

Если бы по условиям задачи, при прочих равных условиях, амплитуда переменного тока была только  $35 \cdot 10^{-3}$  при постоянной составляющей  $75 \cdot 10^{-3}$ , то минимальный анодный ток был бы  $75 - 35 = 40$  миллиампер и напряжения равнялись бы соответственно:  $V_c = 60$ ,  $V = 424$  и  $E_c$  тоже — 43 вольт.

## § 6. Оптимальная нагрузка генераторной лампы.

Согласно формуле (47) § 3 настоящей главы, амплитуда переменного анодного тока равна:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_i + R_s}.$$

Следовательно, полезная мощность равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} (\mu V_c)^2 \cdot \frac{R_s}{(R_i + R_s)^2}. \quad (53)$$

Предположим, что амплитуда напряжения возбуждения сетки  $V_c$ , задаваемого посторонним генератором, остается постоянной. Кроме того, постоянными величинами являются  $R_i$  и  $\mu$ . Поставим себе задачу установить условия получения от генераторной лампы с параметрами  $\mu$ ,  $S$  и  $R_i$  наибольшей мощности, путем подбора сопротивления нагрузки анодной цепи. При этом предположим, что анодный ток ничем не ограничен, т. е. ток насыщения не связывает нас вовсе. Тогда мы можем найти искомую величину оптимальной нагрузки путем приравнивания нулю производной полезной мощности по сопротивлению нагрузки, считая все остальные величины в формуле (53) постоянными. Имеем:

$$\frac{\partial P}{\partial R_s} = 0,$$

т. е.

$$(R_i + R_s)^2 - 2(R_i + R_s)R_s = 0,$$

откуда находим

$$R_i = R_s. \quad (54)$$

Подставляя найденное выражение для оптимальной нагрузки в формулу (53), находим величину наибольшей мощности:

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \frac{(\mu V_c)^2}{R_i}. \quad (55)$$

Интересно установить, насколько резко выражен максимум полезной мощности, данной формулой (55). Для этого рассчитаем значения отношения  $\frac{P}{P_{\max}}$  для различных нагрузок  $R_s$ . Составим выражение:

$$\frac{P}{P_{\max}} = 4 \cdot \frac{\frac{R_s}{R_i}}{\left(1 + \frac{R_s}{R_i}\right)^2}. \quad (56)$$

Рассчитанные по формуле (56) значения полезной мощности приведены в таблице I.

Таблица I.

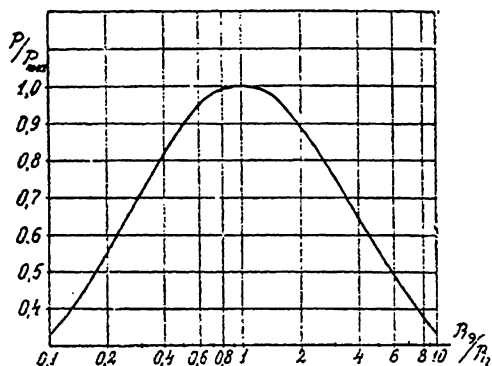
Изменение полезной мощности при подборе анодной нагрузки генератора.

$R_g/R_i$	$1 + \frac{R_g}{R_i}$	$\left(1 + \frac{R_g}{R_i}\right)^2$	$\frac{R_g/R_i}{(1 + R_g/R_i)^2}$	$P/P_{\max}$
0,25	1,25	1,57	0,16	0,64
0,33	1,33	1,77	0,187	0,75
0,50	1,50	2,25	0,222	0,89
1,00	2,00	4,00	0,25	1,00
2,00	3,00	9,00	0,222	0,89
3,00	4,00	16,00	0,187	0,75
4,00	5,00	25,00	0,16	0,64

Данные таблицы I построены на черт. 31.

Рассматривая таблицу I и черт. 31, мы видим, что максимум полезной мощности выражен очень тупо. Действительно, при четырехкратном превышении внешней нагрузки оптимальной, полезная мощность уменьшается только на 36%. Отсюда следует, что стремиться к нагрузке генератора оптимальным сопротивлением нет никакого расчета. Ниже мы увидим, что обычно этого достигнуть просто невозможно.

Обратимся к черт. 32. Здесь в координатной системе ( $i_a, e_a$ ) представлено три возможных случая работы лампы: при  $R_i$  меньшем, равном и большем, чем сопротивление нагрузке. Во всех трех случаях исходный режим взят тот же, т. е. точка А, характеризуемая тем же постоянным анодным током, постоянным анодным напряжением и постоянным напряжением смещения на сетке. Во всех трех случаях амплитуда напряжения на сетке  $V_c$  считается одинаковой. Вертикальные катеты заштрихованных треугольников представляют амплитуды переменного тока. Горизонтальные катеты представляют амплитуды колебательного напряжения. Следовательно, заштрихованные площади выражают полезную мощность, отдаваемую лампой при данной нагрузке. Действительно, площадь треугольника



Черт. 31. Изменение полезной мощности с изменением сопротивления нагрузки, при постоянном напряжении возбуждения сетки.

$$ABM = 0,5 \cdot AM \cdot BM,$$

а так как

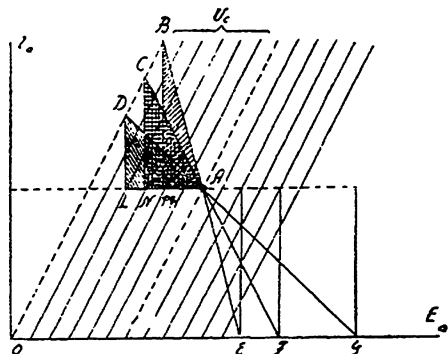
$$AM = V, \text{ а } BM = I_{a1},$$

то площадь треугольника

$$P = \frac{1}{2} \cdot V \cdot I_{a1};$$

то же самое относится к остальным треугольникам.

Прямые  $DG$ ,  $CF$  и  $BE$  изображают рабочие характеристики, соответствующие различным нагрузкам. При этом прямая  $DG$  соответствует нагрузке, сопротивление которой больше внутреннего сопротивления лампы; прямая  $CF$  соответствует сопротивлению нагрузки, равному внутреннему сопротивлению лампы; наконец, прямая  $BE$  представляет сопротивление, которое меньше внутреннего сопротивления лампы.



Черт. 32. Изменение треугольников полезной мощности при изменении сопротивления нагрузки.

Из чертежа легко видеть, что наибольшая полезная мощность соответствует треугольнику  $ANC$ , при котором сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению. Треугольник  $ABM$  соответствует сопротивлению  $R_s$ , равному  $0,5 R_i$ , и мощность, представляемая его площадью, равна  $0,89$  предшествующей. Треугольник  $ADL$  соответствует сопротивлению  $R_s$ , равному  $2,0 R_i$ , и его площадь опять-таки выражает  $0,89$  макси-

мальной мощности, определяемой треугольником  $ANC$ .

Таким образом, наше графическое построение подтверждает теоретический вывод о том, что наибольшая полезная мощность отдается лампой при введении в анодную цепь сопротивления, равного внутреннему сопротивлению лампы.

Считаем полезным подчеркнуть еще раз, что наш вывод построен на предположении постоянства возбуждающего напряжения на сетке. Таким образом, для генератора с независимым возбуждением, сетка которого питается от постороннего источника, наш вывод справедлив.

Кроме того, мы не учитывали вовсе ограничения, накладываемого на наши выводы наличием тока насыщения. Могло бы, например, оказаться, что эмиссия, необходимая для получения точки  $C$  треугольника  $ANC$ , превосходила бы эмиссию нашей лампы. Тогда пришлось бы примириться с тем, что сопротивление было бы больше оптимального.

## § 7. Режимы работы лампы. Критический режим.

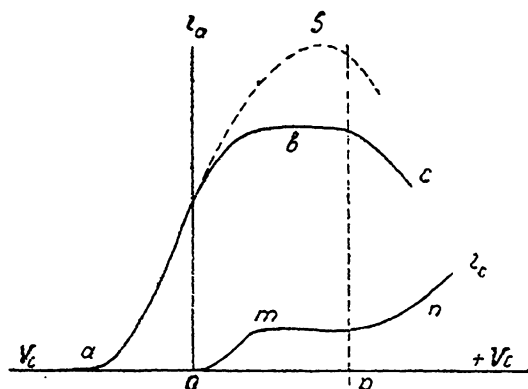
В изученных выше процессах не учитывалось то обстоятельство, что при переходе рабочей точки в область положительных напряжений на сетке, появляется сеточный ток. Если этот ток очень слаб по сравнению с анодным током, то его присутствие не вносит ничего нового в процессы, и им можно пренебречь. Нам следует изучить условия,

при которых сеточный ток возрастает настолько, что его нужно учитывать.

Семейство характеристик трехэлектродной лампы сохраняет свой вид, показанный на черт. 30, лишь в известных пределах изменения анодных и сеточных напряжений. Сеточный ток начинает быстро возрастать, если напряжение на сетке растет и становится одного порядка со значением анодного напряжения. Обычно значения сеточного и анодного напряжений, при которых начинается быстрый рост сеточного тока, соответствует области, в которой анодный ток начинает ослабевать. Подобная картина представлена на черт. 33. Здесь кривая *abc* представляет характеристику анодного тока, а кривая *omn* — характеристику сеточного тока. При напряжении на сетке равном *ор* происходит перегиб кривых сеточного и анодного токов.

При другом значении накала катода, т. е. при изменении значения эмиссионного тока, форма анодной характеристики меняется, как показано пунктиром *S* на том же чертеже.

Очевидно, что пренебречь сеточным током в той области, в которой он становится сравнимым по величине с анодным током, нельзя. Обычно появление большого сеточного тока нежелательно и, следовательно, надо избегать доходить до района перегиба характеристик.



Черт. 33. Характеристики анодного и сеточного токов лампы.

Мы уже отмечали выше, что анодное напряжение во время генерирования меняется по закону:  $e_a = E_a - V \sin \omega t$ , в то время как сеточное напряжение подчиняется зависимости:  $V_c \sin \omega t - E_c$ . Следовательно, напряжение на сетке и переменное напряжение на аноде противоположны по фазе. Поэтому как-раз в то время, когда напряжение на сетке достигает наибольших значений, вызывающих появление сеточного тока, напряжение на аноде принимает наименьшие значения, вследствие чего сеточный ток еще усиливается. При это может оказаться, что наибольшее положительное напряжение на сетке становится равным наименьшему напряжению на аноде. Уже давно установилась терминология, характеризующая три возможных режима лампового генератора:

1. Режим *перенапряженный*. Он характеризуется выполнением неравенства:  $E_a - V < V_c - E_c$ . При этом сеточный ток достигает больших значений.

2. Режим *критический*. Он связан равенством:

$$E_a - V = V_c - E_c.$$

3. Режим *недонапряженный*. Он имеет место при выполнении

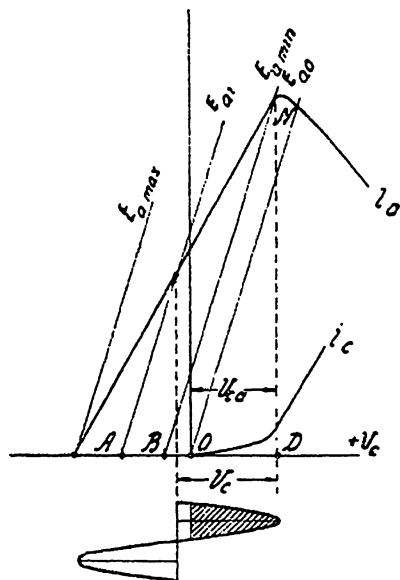
неравенства:  $E_a - V > V_c - E_c$ . При этом сеточные токи бывают обычно очень слабыми, и ими можно, в первом приближении, пренебречь.

Возможность перехода в область перенапряженного режима тем больше, чем выше коэффициент использования анодного напряжения  $\xi = V/E_a$ , т. е. чем больше колебательное напряжение при заданном анодном напряжении. Таким образом, при слабых колебаниях, когда колебательное напряжение невелико, этот режим мало вероятен. Наоборот, при переходе к более мощным колебаниям вероятность появления перенапряженного режима увеличивается.

Обычно ламповый генератор с независимым возбуждением может быть поставлен в любые условия работы. В этом он отличается от генератора с самовозбуждением. Следовательно, можно добиться такого режима, при котором генератор будет отдавать предельную мощность, но не переходить еще в область перенапряженного режима. Обратимся к изучению этих условий.

Для этого воспользуемся графическим методом, как более наглядным. В главе VI, при изучении колебаний II рода мы дадим аналитический вывод условия критического режима.

Обратимся к черт. 34. Здесь представлена идеализированная характеристика некоторой лампы, т. е. характеристика, предположенная прямой от нижнего загиба, соответствующего началу появления анодного тока, до верхнего загиба, соответствующего точке появления значительного сеточного тока. Эта точка на анодной характеристике обозначена буквой  $N$ . Она со-



Черт. 34. Критический режим работы генераторной лампы. Ответствует началу появления перенапряженного режима. Примем точку  $N$  за граничную точку между перенапряженным и недонапряженным режимами, т. е. за точку критического режима. Согласно условию в этой точке выполняется равенство:

$$E_a - V = V_c - E_c.$$

Обозначим положительное значение импульса сеточного напряжения через  $V_{ca}$  и исходное анодное напряжение через  $E_{ai}$ . Так как мы изучаем условия получения предельной мощности, то надо предположить, что анодный ток изменяется от нуля до тока насыщения и что исходная рабочая точка выбрана на середине характеристики, т. е.  $I_{ai} = 0,5 I_s$ . Поэтому и амплитуда переменного тока должна быть равна  $I_{a1} = 0,5 I_s$ . Согласно определению имеем:

$$S = \frac{ND}{BD} = \frac{2I_{a1}}{BD},$$



откуда

$$BD = 2I_{a1}/S = I_s/S.$$

Колебательное напряжение равно:  $E_{ai} - E_{a\min} = V$ ; изменение напряжения на сетке, соответствующее колебательному напряжению, равно:

$$AB = DV.$$

Согласно определению имеем для критического режима:

$$V_{ca} = E_{ai} - V;$$

это же условие, исходя из принятых на черт. 34 обозначений, может быть выражено следующим образом:

$$OD = AB + BD - OA$$

или, пользуясь введенными обозначениями и принимая во внимание, что

$$OA = D(E_{ai} - E_{a0}),$$

имеем:

$$E_{ai} - V = DV + \frac{2I_{a1}}{S} - D(E_{ai} - E_{a0}). \quad (57)$$

Отсюда находим значение критического коэффициента использования анодного напряжения, как отношение:

$$\xi_{кр} = \frac{V}{E_{ai}} = 1 - \frac{I_s}{E_a S(1+D)} - \frac{D}{1+D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}. \quad (58)$$

Так как обычно  $D$  много меньше единицы, то в первом приближении получаем:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_s}{SE_a} - \frac{DE_{a0}}{E_a} {}^1); \quad (59)$$

если же еще и величина  $E_{a0}$  достаточно мала, то формула для расчета критического коэффициента еще более упрощается:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_s}{SE_a}. \quad (60)$$

Формулы (58), (59) и (60) определяют величину коэффициента использования анодного напряжения, при котором получается критический режим, т. е. величину критического коэффициента использования анодного напряжения.

## § 8. Исследование условий получения предельной полезной мощности.

В § 6 настоящей главы мы изучили влияние изменения нагрузки анодной цепи на величину мощности, отдаваемой генераторной лампой. Там же мы указали, что в большинстве случаев практики математи-

<sup>1)</sup> Это выражение введено нами в 1927 г. на лекциях в Электротехническом институте; см. также: 1) Фрейман И. Г., Курс радиотехники, 1928 г., стр. 83—85. 2) Крылов, ТИТБП № 1(52), стр. 72—74, 1928, февраль.

ческое выполнение равенства величин внешнего сопротивления и внутреннего сопротивления лампы наталкивается на затруднения. Остановимся теперь на изучении условий обеспечения получения от лампы предельной мощности, с учетом всех реальных условий ее работы.

Остановимся, прежде всего, на выводе формулы для амплитуды переменного анодного тока при критическом режиме. Для этого воспользуемся формулой (57) предыдущего параграфа. Путем простого преобразования ее получаем:

$$I_{a1} = \frac{E_{ai}(1+D) - DE_{ao}}{R_s(1+D) + 2R_i D} \quad (61)$$

или

$$I_{a1} = \frac{E_{ai} - \frac{D}{1+D} \cdot E_{ao}}{R_s + 2R_i \frac{D}{1+D}}. \quad (62)$$

Член  $\frac{D}{1+D}$  обычно очень мал. Например, при  $D=0,01$  им условно можно пренебречь, а при  $D=0,1$  он достигает величины 0,09. Поэтому, если  $E_{ao} < E_a$ , то в первом приближении можно считать, что амплитуда переменного анодного тока достаточно точно выражается формулой:

$$I_{a1} = \frac{E_{ai}}{R_s + 2R_i \frac{D}{1+D}}. \quad (63)$$

Полезная мощность равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} E_{ai}^2 \frac{R_s}{\left[ R_s + 2R_i \frac{D}{1+D} \right]^2}. \quad (64)$$

Чтобы найти условия получения предельной мощности при изменении нагрузки лампы, составляем выражение для производной от мощности по нагрузке и приравниваем его нулю:

$$\frac{\partial P}{\partial R_s} = \left( R_s + 2R_i \frac{D}{1+D} \right)^2 - R_s \cdot 2 \left( R_s + 2R_i \frac{D}{1+D} \right) = 0, \quad (65)$$

откуда видно, что наивыгоднейшая нагрузка равна:

$$R_{s_{кр}} = 2R_i \frac{D}{1+D}. \quad (66)$$

Формула (66) определяет наивыгоднейшую нагрузку генераторной лампы при критическом режиме. Мы получили ее чисто математическим путем и должны проверить, насколько возможно в действительных условиях обеспечить ее. Подставляя выражение (66) в формулу (64), получаем искомую формулу для предельной мощности при критическом режиме:

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \cdot \frac{E_{ai}^2}{R_{s_{кр}}}. \quad (67)$$

Сравнивая полученные нами выражения для оптимальной нагрузки по § 6:  $R_p = R_i$  и последнее выражение (66), а также обе мощности, получаемые при условии нагрузки генераторной лампы такими сопротивлениями, мы должны констатировать большую разницу между ними.

Представляет интерес выяснить, при какой отдаче получается предельная мощность при критическом режиме (67).

Для этого рассмотрим, чему должен быть равен коэффициент критического использования анодного напряжения при наивыгоднейшей нагрузке (66). Другими словами, найдем величину колебательного напряжения, которое получается при критическом режиме и наивыгоднейшей нагрузке. Для этого обратимся к формуле (58) предыдущего параграфа и определим из нее коэффициент критического использования анодного напряжения:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{2 I_{a1}}{E_{ai} \cdot S (1 + D)} - \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_{ai}}. \quad (68)$$

Пренебрегая последним членом и полагая:  $I_{a1} R_s = V$ , получаем, если  $D$  мало по сравнению с единицей:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{2 V}{E_{ai} \cdot S R_s}. \quad (69)$$

Считая, что нагрузка взята наивыгоднейшая, т. е. та, которая определяется формулой (66), получаем, полагая  $D$  малым:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{2 V}{E_{ai} \cdot S 2 R_i \cdot D} = 1 - \xi_{кр}, \quad (70)$$

откуда

$$\xi_{кр} = 0,5.$$

Таким образом коэффициент критического использования при наивыгоднейшей нагрузке получается равным 0,5 и колебательное напряжение при этих условиях равняется половине напряжения на аноде.

На этом основании можно ожидать, что отдача получится очень небольшой. Действительно, так как мы работаем в условиях колебаний I рода, то, при предельных значениях амплитуды переменного анодного тока и постоянной его составляющей, равных  $0,5 I_s$ , отношение этих величин равно единице, а следовательно отдача равна:

$$\eta_{кр} = 0,5 \cdot 0,5 \cdot 1 = 0,25 \quad (71)$$

Таким образом, *отдача при работе с критическим режимом и при наивыгоднейшей нагрузке получается равной 25%, что крайне мало*. При этой отдаче потери на аноде превосходят полезную мощность в 3 раза.

Итак, мы видим, что определенная математическим путем наивыгоднейшая нагрузка оказывается неприемлемой на практике из-за слишком малого коэффициента полезного действия генератора в этих условиях.

Поэтому следует искать условий, при которых отдача может быть повышена. Так как отношение коэффициентов переменной составляющей и постоянной составляющей  $\alpha_1$  и  $\alpha_0$  не может быть при

колебаниях первого рода повышено больше, чем до единицы, то единственным возможным способом увеличения отдачи является повышение колебательного напряжения, т. е. отказ от работы с наивыгоднейшей нагрузкой, определяемой формулой (66). В пределе коэффициент использования равен единице, и следовательно отдача в пределе равна 0,5. Это есть предельное значение отдачи при колебаниях I рода. Практически такая величина не может быть никогда достигнута, так как при  $\xi=1$  наступает критический, или вернее — *перенапряженный* режим, и форма переменного анодного тока меняется, так как появляется значительный сеточный ток. Следовательно, отдача, равная 50%, является теоретическим пределом при колебаниях I рода.

Повышение отдачи за счет увеличения колебательного напряжения при том же значении амплитуды переменного анодного тока, равного половине тока насыщения, может быть достигнуто только путем *увеличения* сопротивления нагрузки генератора.

Очевидно, что то значение сопротивления нагрузки, при котором одновременно использован весь эмиссионный ток лампы — от нуля до тока насыщения — и все имеющееся напряжение на аноде (от источника питания) определяет в то же время условия отдачи генераторной лампой предельной мощности и работу с наибольшей возможной отдачей при колебаниях I рода.

Численное значение этого сопротивления находим из равенства:

$$I_{a1} R_g = 0,5 I_s R_g = V = E_{a1},$$

отсюда:

$$R_{g_{np}} = \frac{2 E_{a1}}{I_s}. \quad (72)$$

Величина сопротивления нагрузки лампового генератора, работающего колебаниями I рода, в условиях отдачи наибольшей возможной мощности (предельной мощности) и наибольшей отдачи (50%), называется *предельной нагрузкой*.

Точнее величина предельной нагрузки получается, если в числителе ставить не полное напряжение питания анода, а колебательное напряжение, в частности — критическое колебательное напряжение:

$$R_{g_{np}} = \frac{2 V_{кр}}{I_s} \quad (73)$$

Следует иметь в виду, что для того, чтобы использовать выгоды включения предельной нагрузки, надо выбирать исходные условия работы лампы, так, чтобы исходный ток равнялся половине тока насыщения. Этого можно достигнуть путем включения необходимого напряжения смещения на сетке, если только лампа не имеет правой характеристики. Наконец, очевидно, что сопротивление нагрузки, определяемое формулой (66) с учетом критического режима, меньше такового, определяемого формулой (72). Поэтому, практически, желая быстро подобрать предельную нагрузку, следует принимать коэффициент использования равным примерно 0,8—0,9 и считать, следовательно:

$$R_{g_{np}} = (0,8 - 0,9) \frac{E_{a1}}{I_s}. \quad (74)$$

Для того чтобы не гадать, можно рекомендовать предварительно рассчитать критическое колебательное напряжение по формуле (58) § 7 и вычисленное значение подставлять в формулу (73).

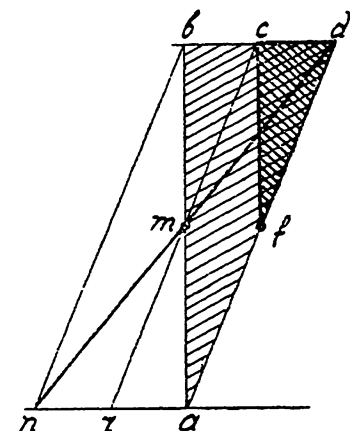
Можно однако непосредственно рассчитать предельную нагрузку простым преобразованием формулы (58) § 7. Из нее получаем:

$$R_{\text{пр}} = \frac{\xi_{\text{кр}}}{1 - \xi_{\text{кр}}} \cdot \frac{2R_i D}{1 + D} \cdot \left(1 + \frac{E_{\infty}}{I_s R_i}\right). \quad (75)$$

Формула (75) позволяет найти предельную нагрузку генератора, работающего колебаниями I рода и отдающего предельную мощность, если известны ток насыщения лампы и параметры ее. Следует, однако, иметь в виду, что коэффициент критического напряжения обычно близок к единице и, следовательно, в знаменателе последнего выражения стоит разность двух величин, весьма близких друг другу; поэтому необходимо расчет производить достаточно точно, чтобы не впасть в грубую ошибку. Например, если  $\xi = 0,95$  то  $1 - 0,95 = 0,05$ ; если же ошибочно принять  $\xi$  равным 0,97, то  $1 - 0,97 = 0,03$ , и ошибка в определении предельного сопротивления достигала бы 40%.

Вполне допустимое упрощение в формуле (75) заключается в отбрасывании третьего множителя, если  $E_{\infty}$  достаточно мало, и в пренебрежении знаменателем второго множителя, — если проницаемость мала по сравнению с единицей. При последних упрощениях удобная расчетная формула имеет вид:

$$R_{\text{пр}} = \frac{\xi_{\text{кр}}}{1 - \xi_{\text{кр}}} \cdot 2R_i D^1). \quad (76)$$



Черт. 35. Сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению лампы.

Представляет интерес установить, в каких условиях предельное сопротивление нагрузки (72) становится больше или меньше внутреннего сопротивления лампы. Для разъяснения этого рассмотрим примеры. На черт. 35—37 выполнено построение идеализированных характеристик трех различных ламп, имеющих тот же ток насыщения, ту же крутизну характеристики и работающих при одинаковом значении постоянной составляющей анодного тока. Разница в свойствах ламп заключается в их внутреннем сопротивлении. Будем считать внутреннее сопротивление нормальным в первом случае, тогда во втором оно очень велико (проницаемость мала), и в третьем оно очень мало (проницаемость велика).

Во всех трех случаях величина

$$\frac{\partial I_a}{\partial i_a} = \frac{cd}{cf} = R_i$$

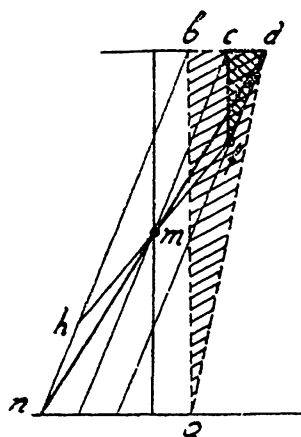
<sup>1)</sup> См. И. Г. Фрейман, Курс радиотехники, 1928, стр. 83, формула 35.

определяет внутреннее сопротивление лампы. Подобно этому отношение

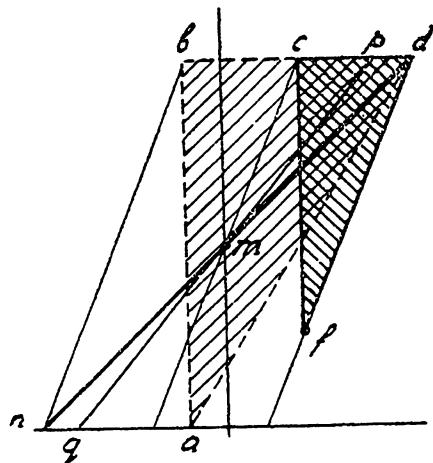
$$\frac{2 E_a}{I_s} = \frac{bd}{ab}$$

определяет величину сопротивления нагрузки.

Из черт. 35 видно, что внутреннее сопротивление равно сопротивлению нагрузки, так как  $\frac{cd}{cf} = \frac{bd}{ab}$ . Следовательно, это соответствует тому идеальному случаю, когда оптимальная нагрузка, определяемая как равенство внутреннего и внешнего сопротивлений, совпадает с предельной нагрузкой.



Черт. 36. Сопротивление нагрузки меньше внутреннего сопротивления лампы.



Черт. 37. Сопротивление нагрузки больше внутреннего сопротивления лампы.

Во втором случае предельное сопротивление меньше внутреннего, т. е.  $\frac{bd}{ba} < \frac{cd}{cf}$ . Если бы нагрузка равнялась внутреннему сопротивлению, то рабочая характеристика проходила бы по прямой  $hf$ , имеющей крутизну в два раза меньшую, чем статическая характеристика. Но при этом лампа не дала бы предельной мощности, т. к. не весь имеющийся в распоряжении анодный ток был бы использован. Для повышения отдаваемой мощности приходится сопротивление нагрузки уменьшать с тем, чтобы рабочая характеристика проходила по прямой  $pd$ . Таким образом, мы видим, что у лампы с большим внутренним сопротивлением предельное сопротивление меньше внутреннего сопротивления лампы.

В третьем случае предельное сопротивление больше внутреннего, т. е.  $\frac{bd}{ba} > \frac{cd}{cf}$ . При равенстве внешнего и внутреннего сопротивлений рабочая характеристика проходила бы по линии  $pq$ , имеющей крутизну

в два раза меньшую, чем статическая характеристика лампы. Но при этом не было бы полностью использовано все имеющееся в распоряжении анодное напряжение, и полезная мощность была бы меньше предельной. Для получения предельной мощности следует увеличить сопротивление нагрузки, доводя его до того значения, при котором рабочая характеристика пройдет по прямой  $nd$ , и лампа будет полностью использована. Таким образом, мы видим, что у лампы с малым внутренним сопротивлением предельная величина сопротивления нагрузки больше внутреннего сопротивления лампы.

Из сказанного в этой главе следует, что необходимо раз навсегда отбросить сопоставление сопротивлений наивыгоднейшей нагрузки и внутреннего сопротивления лампы при колебаниях I рода, так как:

1) вывод о существовании оптимальной нагрузки, равной внутреннему сопротивлению лампы, получается только в предположении постоянства напряжения возбуждения на сетке, что на практике вовсе не обязательно, и

2) при этом выводе не учитывается, что ток насыщения существует и может воспрепятствовать использованию оптимальной нагрузки,

3) предельная нагрузка должна обязательно связываться с использованием анодного напряжения, так как только при недонапряженном режиме лампа может, в условиях колебаний I рода, дать предельную мощность; между тем равенство внешнего и внутреннего сопротивлений ничего не говорит о степени использования анодного напряжения.

Желая рассчитать наивыгоднейшую величину сопротивления нагрузки, при которой лампа действительно может работать и отдавать предельную мощность, следует пользоваться формулой (73) или (76).

Обратимся к численному примеру.

**Пример.** Требуется произвести расчет генератора в условиях колебаний I рода, отдающего предельную полезную мощность.

Дана лампа с параметрами:

$$S = 2 \cdot 10^{-3}, \quad D = 0,1, \quad R_i = 5 \cdot 10^3 \text{ ом}, \quad E_{a0} = 200 \text{ вольт}.$$

Задается нормальное напряжение на аноде:  $E_a = 1000$  вольт.

Известен ток насыщения лампы  $I_s = 0,150$  ампер.

Допустимые потери на аноде  $P_{an} = 80$  ватт.

**Решение.** Выбираем условия предельных колебаний I рода. Таким образом анодный ток меняется от нуля до тока насыщения, и постоянная составляющая равна:  $0,5 \cdot 150 \cdot 10^{-3} = 75$  миллиампер. Этой же величине равна амплитуда переменного анодного тока.

1. Критический коэффициент [формула (59) § 7]  $\xi = 0,91$ .

2. Колебательное напряжение  $V = \xi E_a = 910$  вольт.

3. Сопротивление нагрузки анодной цепи:  $R_s = V/I_{a1} = 12,1 \cdot 10^3$  ом, оно же могло быть найдено по формуле (75) § 8:

$$R_s = \frac{\xi}{1-\xi} \cdot \frac{2DR_i}{1+D} \left( 1 + \frac{E_{a0}}{I_s R_i} \right).$$

4. Полезная мощность (предельная):  $P = \frac{1}{2} I_{a1} V = 34$  ватт,

5. Подводимая мощность:  $P_0 = I_{a0} E_a = 75$  ватт.

6. Отдача  $\eta = P/P_0 = 45\%$ .

7. Потери на аноде:  $P_{ан} = P_0 - P = 41$  ватт.

Они же могли быть найдены по формуле:

$$P_{ан} = P \frac{1 - \eta}{\eta}.$$

8. Напряжение возбуждения сетки (50) § 5:  $V_c = 128$  вольт.

9. Напряжение смещения на сетке (51а) § 5:  $E_c = 43$  вольт.

По этим данным выполнено построение на черт. 38. Здесь заштрихованный треугольник  $ABC$  изображает полезную мощность при рассчитанном нами сопротивлении нагрузки. Прямая  $CF$  представляет рабочую характеристику. Площадь  $AMON$  представляет подводимую мощность. Точка  $A$ , исходная рабочая точка, имеет координаты:  $I_{a0} = 75 \cdot 10^{-3}$  ампер,  $E_{a1} = 1000$  вольт,  $E_c = -43$  вольт. Минимальное напряжение на аноде равно:  $1000 - 910 = 90$  вольт, в этот момент положительное напряжение на сетке равно:  $128 - 43 = 85$  вольт, следовательно, режим почти точно критический.

На том же чертеже показан треугольник  $AED$ , представляющий полезную мощность в случае применения сопротивления нагрузки, равной внутреннему сопротивлению лампы. Из чертежа, ясно насколько первая площадь больше второй.

Если бы мы захотели воспользоваться формулой (66) § 8, то получили бы наивыгоднейшее сопротивление нагрузки при критическом режиме:  $R_s = 2R_i \frac{D}{1 + D} = 910$  ом. Полезная мощность, рас-

считанная по формуле (67), была бы:  $P = \frac{1}{8} \cdot \frac{E_{a1}^2}{R_s} = 132$  ватт. Одна-

ко, для получения этой мощности потребовался бы такой ток, которого данная лампа дать не в состоянии. Действительно: колебательное напряжение равно:  $V = \sqrt{2PR_s} = 490$  вольт. Амплитуда переменного тока:  $I_{a1} = 0,54$  ампер и эмиссионный ток  $I_s = 1,08$  ампер, т.-е. примерно в 7 раз больше, чем лампа имеет. Из этого примера видно, что формула (67) для расчета предельной мощности мало пригодна.



## § 9. Приближенная расчетная формула предельной мощности.

Предельная мощность, которую может дать генераторная лампа при колебаниях первого рода, определяется тремя факторами:

- 1) величиной допустимого анодного рассеивания при отсутствии колебаний,
- 2) значениями тока насыщения и анодного напряжения,
- 3) величиной сопротивления нагрузки анодной цепи.

Мощность, рассеиваемая на аноде при отсутствии колебаний, равна:  $I_{a0} E_a$ . Ее можно выразить иначе:

$$P_{an} = 0,5 I_s E_a, \quad (77)$$

так как

$$I_{a0} = 0,5 I_s.$$

Предельная полезная мощность может быть определена, исходя из того соображения, что амплитуда переменного анодного тока не может превосходить половины тока насыщения, а колебательное напряжение — величины анодного напряжения. Поэтому предельная мощность должна быть близка к значению:

$$P = 0,5 \cdot I_{a1} \cdot V = \sim 0,5 \cdot 0,5 I_s E_a = 0,25 I_s E_a.$$

Очевидно, что практически полезная мощность будет несколько меньше данного значения, так как колебательное напряжение обычно меньше питающего. Поэтому следует в предварительных расчетах базироваться на формуле:

$$P = 0,2 \cdot I_s E_a. \quad (78)$$

Из сравнения формул (77) и (78) следует, что при колебаниях I рода всегда мощность, рассеиваемая на аноде, больше полезной мощности. Этого не следует забывать при выборе лампы для получения некоторой заданной мощности: надо рассчитывать на то, что до начала генерации на аноде лампы должно рассеиваться трех — пятикратное значение полезной мощности.

Отсюда следует, что колебания I рода крайне невыгодны с точки зрения расхода энергии, так как большая часть мощности, подводимой к лампе от источника питания, расходуется на ее же аноде.

Кроме того, следует помнить, что при колебаниях I рода наиболее опасным моментом для анода является момент *отжатия ключа*. Обратное наблюдается, как мы увидим ниже, при колебаниях II рода.

Опасным моментом, например, может оказаться срыв колебаний в генераторе с самовозбуждением, если во время генерирования постепенно поднимать анодное напряжение и увеличивать полезную мощность: здесь может оказаться, что во время генерирования анод держит рассеиваемую на нем мощность, а при случайном срыве колебаний, когда вся подводимая мощность тратится на нагрев, последняя превосходит допустимый предел, и анод перегорает. Таким образом, при постепенном повышении мощности во время генерации всегда следует помнить о том, что при прекращении ее анод сильно нагружается.

## § 10. Сводка расчетных формул.

Эквивалентное сопротивление колебательного контура или сопротивление нагрузки генератора:

Полезная мощность генератора:

Амплитуда колебательного напряжения на контуре:

Амплитуда колебательного тока:

Подводимая мощность:

Потери на аноде:

Коэффициент полезного действия:

Амплитуда переменного тока анодной цепи:

Крутизна рабочей характеристики:

Амплитуда напряжения возбуждения сетки генераторной лампы:

Напряжение смещения сетки.

Коэффициент критического режима:

Предельная величина сопротивления нагрузки генератора:

Приближенная формула для предельной полезной мощности:

$$R_s = \frac{L}{CR} = \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{1}{\omega^2 C^2 R} = \frac{\rho^2}{R}$$

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} \frac{V^2}{R_s} = \frac{1}{2} I_{a1} V = \frac{1}{2} I^2 R$$

$$V = I_a R_s = I \rho$$

$$I = \frac{V}{\rho} = I_{a1} \cdot \frac{\rho}{R}$$

$$P_0 = I_{a0} E_a$$

$$P_{an} = P_0 - P$$

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{a1} V}{I_{a0} E_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1}{a_0} \cdot \xi$$

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_i + R_s}$$

$$S_\partial = S \frac{R_i}{R_i + R_s}$$

$$V_c = D I_{a1} (R_i + R_s)$$

$$E_c = D (E_a - E_{a0}) + (V_c - DV)$$

$$\xi_0 = 1 - \frac{I_s}{(1+D)SE} - \frac{D}{1+D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}$$

$$R_s = \frac{2V}{I_s} = \frac{V^2}{2P} = \sim 0,9 \frac{E_a}{I_s}$$

$$P = 0,2 I_s E_a$$

## § 11. Литература.

1. Meissner, О ламповых передатчиках. Журнал ETZ 1919, №№ 7 и 8.
2. Blondel, A., Характеристики колебаний трехэлектродных ламп. C. R. Ac. des Sc. 1919, или App. PTT. стр. 295, 1920.
3. Blondel, A., Графическая теория аудионных генераторов и расчет амплитуды их колебаний. Журнал Rad-té, том I, стр. 7, 1920.
4. Eccles et Jordan, Использование двух параллельно включенных ламп для генерирования колебаний. Журнал El-п, том LXXXIII, стр. 299, 1919, и RGE, том VII, стр. 26, 1920.
5. Takagishi, Eijiro. Действие трехэлектродной лампы как генератора. Журнал El-п, том LXXXVI, стр. 346, 1921.
6. Appleton E. V. и B. van den Pol, О форме свободных колебаний триода. Журнал Phil. Mag, август 1921.
7. Joos, G. Теория генерирования электронной лампой. Журнал JdTТ, 1922, том XX, стр. 416 и App. d. Pil. №№ 23, 24, 1922.
8. Shuttleworth, Генерирование переменного тока триодами. Журнал JIEE, том LXI, № 323, окт. 1923, стр. 1121—1134.
9. Gutton, C., Трехэлектродная лампа. Париж, 1925, глава III, „Осцилляторы“.
10. Turner, L. B., Трехэлектродный генератор и усилитель: границы синусоидальных колебаний. Proc. Camb. Phil. Soc., 1930, том XXVI, часть II, окт. 1930, стр. 507—527.

## КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА.

### § 1. Общее выражение эквивалентного сопротивления колебательного контура любого вида.

Колебательный контур, включенный в цепь анода или сетки генераторной лампы, является необходимой и существенной принадлежностью каждого лампового генератора.

Простейший контур образуется разветвлением двух ветвей, из которых одна содержит самоиндукцию и ваттное сопротивление, а другая — емкость. Однако часто применяются более сложные контуры, образуемые некоторыми сочетаниями емкостных, индуктивных и ваттных сопротивлений в каждой ветви, причем одна ветвь обладает преимущественно индуктивным, а вторая — преимущественно емкостным сопротивлением. Для некоторой частоты безваттные сопротивления ветвей оказываются равными по абсолютной величине и противоположными по знаку. Эта частота называется *частотой резонанса* контура. Подобные контуры обычно конструируются с таким расчетом, чтобы безваттные сопротивления ветвей значительно преобладали над ваттными.

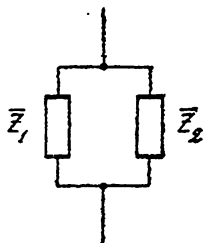
Для изучения действия лампового генератора необходимо иметь ясное представление о величине и характере сопротивления, представляемого разветвлением ветвей колебательного контура по отношению к поступающему в него переменному току.

Это сопротивление является *нагрузкой* для лампового генератора, называется *эквивалентным сопротивлением колебательного контура* и обозначается знаком  $Z_2$ . Как будет показано ниже, при настройке ветвей контура в резонанс эквивалентное сопротивление имеет чисто ваттный (активный) характер.

Величина эквивалентного сопротивления зависит от электрической схемы контура и от значений входящих в него составных элементов. Точные математические формулы, определяющие эквивалентное сопротивление, вообще говоря, довольно громоздки и в связи с многообразием возможных контуров имеют в окончательной форме совершенно различный вид. Но в общем виде можно составить совершенно точное выражение для эквивалентного сопротивления, справедливое для колебательного контура любого вида и для любой частоты.

Для установления этого общего выражения рассмотрим контур, ветви которого обладают комплексными сопротивлениями любого вида,  $\bar{Z}_1$  и  $\bar{Z}_2$ . (см. черт. 39).

Например, можно предположить, что каждая ветвь содержит самоиндукцию, емкость и сопротивление и что, кроме того, между ветвями



Черт. 39. Колебательный контур в самом общем виде.

имеется некоторая взаимоиндукция. В таком случае полные комплексные сопротивления ветвей имели бы вид:

$$\begin{aligned}\bar{Z}_1 &= R_1 + j \left[ \omega (L_1 \pm M) - \frac{1}{\omega C_1} \right], \\ \bar{Z}_2 &= R_2 + j \left[ \omega (L_2 \pm M_2 - \frac{1}{\omega C_2}) \right].\end{aligned}$$

Предполагая, что возможны и другие комбинации безваттных сопротивлений в каждой ветви, разберем более общий случай, когда полные комплексные сопротивления имеют вид:

$$\left. \begin{aligned}\bar{Z}_1 &= R_1 + jX_1 \\ \bar{Z}_2 &= R_2 + jX_2\end{aligned} \right\}. \quad (1)$$

Воспользовавшись этими обозначениями, составим общее выражение для эквивалентного сопротивления контура. Оно равно:

$$\bar{Z}_s = \frac{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2}{\bar{Z}_1 + \bar{Z}_2} = \frac{R_1 R_2 - X_1 X_2 + j(R_1 X_2 + R_2 X_1)}{R_1 + R_2 + j(X_1 + X_2)}. \quad (2)$$

Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned}R_1 + R_2 &= R \\ X_1 + X_2 &= X\end{aligned} \right\}.$$

Здесь  $R$  и  $X$  представляют суммарные ваттные и безваттные сопротивления обеих ветвей контура. Для сокращения письма введем еще обозначения:

$$\left. \begin{aligned}R_1 R_2 - X_1 X_2 &= A \\ R_1 X_2 + R_2 X_1 &= B\end{aligned} \right\}. \quad (3)$$

Вводя эти обозначения (3) в выражение для эквивалентного сопротивления контура (2), получаем:

$$\bar{Z}_s = \frac{A + jB}{R + jX}. \quad (4)$$

Для освобождения от комплексного выражения в знаменателе умножим числитель и знаменатель на сопряженный комплекс  $(R - jX)$ , тогда:

$$\bar{Z}_s = \frac{AR + BX + j(BR - AX)}{R^2 + X^2}. \quad (5)$$

Подставляя вместо  $A$ ,  $B$ ,  $R$  и  $X$  их полные выражения (3), получаем после несложных преобразований:

$$\bar{Z}_s = \frac{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2 + j(X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2)}{R^2 + X^2}. \quad (6)$$

В этом выражении:

$$\left. \begin{aligned}Z_2^2 &= R_2^2 + X_2^2 \\ Z_1^2 &= R_1^2 + X_1^2\end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Формула (6) определяет комплексное выражение для эквивалентного сопротивления колебательного контура любого вида в самой общей форме и справедлива для любой частоты.

Модуль этого комплекса равен:

$$Z_0 = \frac{1}{R^2 + X^2} \sqrt{(R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2)^2 + (X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2)^2}. \quad (8)$$

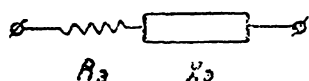
Последняя формула может служить для расчетов. Она определяет численное значение сопротивления разветвления, образованного двумя ветвями, при произвольном распределении в них емкостей, самоиндукций и ваттных сопротивлений.

## § 2. Изменение величины и знака эквивалентного сопротивления с частотой.

Так как в числитель и знаменатель общего выражения для эквивалентного сопротивления входят безваттные сопротивления, величина и знак которых зависят от частоты, то можно утверждать, что и сопротивление разветвления, образованное обеими ветвями колебательного контура, зависит от частоты.

Для изучения этой зависимости отделим в формуле (6) вещественную часть от мнимой:

$$\bar{Z}_0 = R_0 + jX_0, \quad (9)$$



$$R_0 = \frac{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2}{R^2 + X^2}, \quad (10)$$

$$X_0 = \frac{X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2}{R^2 + X^2}. \quad (11)$$

Черт. 40. Эквивалентная схема колебательного контура.

Величины  $R_0$  и  $X_0$  являются ваттной и безваттной составляющими комплексного выражения эквивалентного сопротивления. Таким образом, колебательный контур, образованный разветвлением двух ветвей, может быть заменен последовательным соединением двух сопротивлений  $R_0$ ,  $X_0$  (см. черт. 40).

Каждое из этих сопротивлений меняется с частотой. Установим прежде всего пределы этих изменений.

Рассмотрим выражение для эквивалентного ваттного сопротивления  $R_0$ .

$$R_0 = \frac{R_1 (R_2^2 + X_2^2) + R_2 (R_1^2 + X_1^2)}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}. \quad (12)$$

Это выражение, прежде всего, остается всегда положительным, так как оба безваттных сопротивления входят в него в квадрате; рассмотрим его значение при частоте, соответствующей минимальному значению знаменателя, т. е. при

$$X_1 = -X_2. \quad (13)$$

Обозначим эту частоту через  $f_p$ . Значение эквивалентного ваттного сопротивления при  $f=f_p$  равно:

$$R_{sp} = \frac{R_1(R_2^2 + X_2^2) + R_2(R_1^2 + X_1^2)}{(R_1 + R_2)^2}, \quad (14)$$

или, приблизительно, считая  $R_2$  и  $R_1$  много меньше, чем  $X_1$  и  $X_2$  при частоте  $f_p$ , что справедливо во всех колебательных контурах:

$$R_{sp} = \frac{R_1 X_2^2 + R_2 X_1^2}{(R_1 + R_2)^2}. \quad (15)$$

или на основании соотношения (13):

$$R_{sp} = \frac{X_1^2}{R} = \frac{X_2^2}{R}. \quad (16)$$

Частоту  $f_p$  будем называть *приближенной частотой резонанса контура*. При этой частоте безваттные сопротивления обеих ветвей контура *точно* скомпенсированы.

При изменении частоты в ту или другую сторону от частоты приближенного резонанса, эквивалентное ваттное сопротивление постепенно изменяется, достигая в пределах, т. е. при  $f=0$  или  $f=\infty$ , различных небольших численных значений, не представляющих для нас никакого интереса, так как в подобных условиях колебательные контуры никогда не работают.

Для нас важно установить, что около частоты, соответствующей резонансу контура, эквивалентное ваттное сопротивление, выражаемое формулой (14), весьма близко к своему максимуму.

Обратимся к безваттному эквивалентному сопротивлению контура  $X_s$ :

$$X_s = \frac{X_1(R_2^2 + X_1^2) + X_2(R_2^2 + X_1^2)}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}. \quad (17)$$

Установим прежде всего знак этого выражения. Знаменатель остается всегда положительным; числитель же, в зависимости от величины и знака каждого из составляющих безваттных сопротивлений  $X_1$  и  $X_2$ , может быть положительными или отрицательными.

Если числитель является положительной величиной, то эквивалентное безваттное сопротивление имеет характер *индуктивного* сопротивления, и весь контур может быть заменен последовательно соединенными — ваттным сопротивлением и самоиндукцией.

Если числитель является отрицательной величиной, то эквивалентное безваттное сопротивление имеет характер *емкостного* сопротивления, и весь контур может быть заменен последовательно соединенными — ваттным сопротивлением и емкостью.

Очевидно, что может встретиться еще и третий случай, когда числитель равен нулю и следовательно безваттное эквивалентное сопротивление полностью отсутствует. Для этой частоты, называемой *точной частотой резонанса*, колебательный контур может быть заменен одной ваттной составляющей полного эквивалентного сопротивления, то есть:

$$Z_s = R_s. \quad (18)$$

Обозначим эту частоту через  $f_0$ . Она определяется из уравнения:

$$X_1(R_2^2 + X_2^2) + X_2(R_1^2 + X_1^2) = 0. \quad (19)$$

Очевидно, что при допуске, принятом нами выше, то есть при пренебрежении малыми ваттными сопротивлениями ветвей по сравнению с значительно большими безваттными их сопротивлениями, точная частота резонанса, определяемая из уравнения (19), совпадает с приближенной частотой, находимой из выражения:

$$X_1 = -X_2. \quad (13)$$

Таким образом, приближенно при той частоте, при которой эквивалентное ваттное сопротивление проходит через максимум, эквивалентное безваттное сопротивление равно нулю и полное эквивалентное сопротивление контура выражается одним лишь эквивалентным ваттным сопротивлением.

Разница между приближенной и точной частотой резонанса будет тем меньше, чем незначительнее ваттные составляющие сопротивлений обеих ветвей контура по сравнению с безваттными.

Рассмотрим пример.

**Пример.** Дан контур, представленный на черт. 41.

Составим по формулам (12) и (17) выражения для ваттной и безваттной составляющих эквивалентного сопротивления:

$$R_s = \frac{R_1}{\omega^2 C_2^2 \left[ R_1^2 + \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2 \right]},$$

$$X_s = \frac{1}{\omega C_2} \cdot \frac{\frac{L_1}{C_2} - (R_1^2 + \omega^2 L_1^2)}{R_1^2 + \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2},$$

$$C_2 = 900 \text{ см} = 10^{-9} \text{ фарады},$$

$$L_1 = 10^6 \text{ см} = 10^{-3} \text{ генри},$$

$$R_1 = 10 \text{ ом}.$$

Рассчитываем угловую частоту приближенного резонанса:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} = 10^6.$$

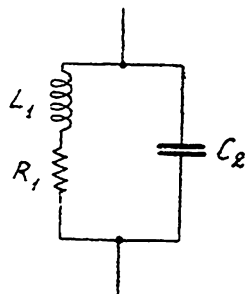
Точная частота резонанса находится из формулы (19):

$$\frac{L_1}{C_2} - R_1^2 - \omega_0^2 L_1^2 = 0,$$

откуда

$$\omega_0^2 = \frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{L_1^2},$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2}}};$$



Черт. 41. Контур простейшего вида.

так как в нашем примере  $\frac{L_1}{C_2} = 1000$ , а  $R_1 = 10$ , то точная частота резонанса почти не отличается от приближенной.

На черт. 42 представлено изменение эквивалентных сопротивлений — полного, ваттного и безваттного при изменении частоты от  $0,4\omega_0$  до  $1,6\omega_0$ . Для удобства построения по оси ординат взят логарифмический масштаб.

Нетрудно проверить расчетом, что  $R_p$  достигнет наибольшего значения, равного

$$R_p = \frac{1}{\omega_0^2 C_2^2 R} = 10^5 \text{ ом.}$$

Этой же величине равно полное эквивалентное сопротивление  $Z_p$  при частоте  $\omega_0$ .

Нетрудно понять физический смысл того, что для частот более низких, чем резонансная, контур имеет характер индуктивного сопротивления и наоборот.

При частоте  $\omega < \omega_0$  сопротивление индуктивной ветви меньше такового емкостной ветви, так как при  $\omega_0$  имеем:  $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$  и

$\omega L < \frac{1}{\omega C}$ . Следовательно, в этом случае мы

имели две ветви, из которых одна имеет меньшее сопротивление, чем другая. Очевидно, что результирующее сопротивление такого эквивалентного сопротивления контура оказывается менее меньшего из двух сопротивлений, и индуктивное сопротивление как бы шунтирует емкостное, определяя знак сопротивления разветвления.

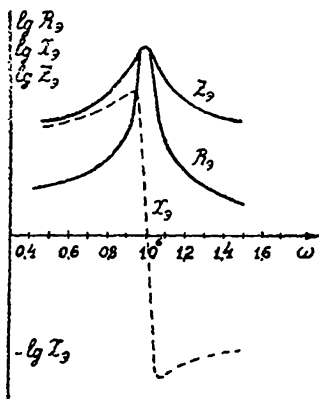
При частотах  $\omega > \omega_0$ , наоборот, емкостное сопротивление уменьшается, становится меньше индуктивного, его как бы шунтирует и придает эквивалентному сопротивлению характер емкостной нагрузки.

### § 3. Практические расчетные формулы эквивалентного сопротивления контура.

Выше мы установили, что эквивалентное сопротивление колебательного контура в самом общем виде выражается формулой

$$\bar{Z}_p = \frac{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2 + j(X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2)}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}.$$

Полученное выражение довольно громоздко, в особенности если учесть, что входящие в него величины должны быть еще развернуты. Однако, оно имеет то преимущество, что одинаково пригодно для контуров любого вида и справедливо для любых частот. Наконец, эта формула абсолютно точна, так как при выводе ее не введено никаких



Черт. 42. Изменение сопротивления колебательного контура с частотой.



упрощений и не сделано никаких допусков. Практический интерес имеют преимущественно контуры, питаемые на частоте их резонанса.

Точная частота резонанса контура получается путем решения уравнения:

$$X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2 = 0. \quad (19)$$

При этой частоте эквивалентное сопротивление контура равно:

$$\bar{Z} = \frac{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2}{R^2 + X^2}. \quad (12)$$

Формула (12) представляет общее выражение для эквивалентного сопротивления колебательного контура при точной частоте резонанса, определяемой из уравнения (19). Эта формула дана в самом общем виде и справедлива для контуров любого вида.

Практически обычно, при резонансной частоте:  $R_1 < X_1$  и одновременно  $R_2 < X_2$ , а, следовательно, подавно

$$R_1^2 \ll X_1^2,$$

$$R_2^2 \ll X_2^2.$$

Поэтому:

$$Z_1^2 = R_1^2 + X_1^2 = X_1^2 \left( 1 + \frac{R_1^2}{X_1^2} \right) \approx X_1^2$$

$$Z_2^2 = R_2^2 + X_2^2 = X_2^2 \left( 1 + \frac{R_2^2}{X_2^2} \right) \approx X_2^2$$

и следовательно:

$$X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2 \approx X_1 X_2^2 + X_2 X_1^2 = X_1 X_2 (X_2 + X_1) = 0,$$

и так как

$$X_1 X_2 \neq 0,$$

то

$$X_1 + X_2 = 0,$$

т. е.

$$X_1 = -X_2.$$

Отсюда следует, что практически обычно условие для точного резонанса весьма близко к условию для приближенного резонанса, т. е.

$$f_0 \approx f_p.$$

При этом допуске имеем для эквивалентного сопротивления колебательного контура простое выражение, справедливое для контуров любого вида:

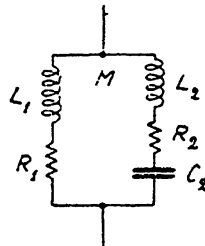
$$R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{X_2^2}{R}. \quad (16)$$

Формула (16) представляет в самом общем виде приближенное выражение для эквивалентного сопротивления колебательного контура любого вида, питаемого током, частота которого равна частоте резонанса контура, причем предполагается, что ваттные сопротивления ветвей контура при резонансной частоте малы по сравнению с безваттными. Поэтому формула (16) тем точнее, чем в большей мере выполняется последнее условие.

Для иллюстрации удобства пользования формулой рассмотрим 2 примера:

**Пример 1.** Рассмотрим контур, показанный на черт. 43. Одна ветвь контура образуется самоиндукцией и ваттным сопротивлением, вторая— самоиндукцией, емкостью и ваттным сопротивлением; обе ветви связаны общим потоком взаимоиндукции. Подобный контур часто встречается на практике в схеме, представленной на черт. 44.

Согласно формуле (16) эквивалентное сопротивление его равно:



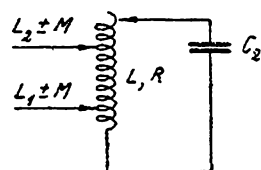
$$R_s = \frac{\omega_0^2 (L_1 \pm M)^2}{R_1 + R_2}.$$

или же:

$$R_s = \frac{\left[ \omega_0 (L_2 \pm M) - \frac{1}{\omega_0 C_2} \right]^2}{R_1 + R_2},$$

где

$$L_1 + L_2 + 2M = L$$



Черт. 43. Колебательный контур 2-го вида.

Черт. 44. Колебательный контур 2-го вида.

есть общая самоиндукция контура.

Согласно сказанному выше эта формула справедлива, если контур питается частотой  $\omega_0$ , равной частоте резонанса контура. Последняя находится из решения уравнения:

$$X_1 = -X_2,$$

т. е.

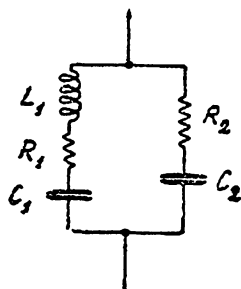
$$\omega_0 (L_1 \pm M) = - \left[ \omega_0 (L_2 \pm M) - \frac{1}{\omega_0 C_2} \right],$$

или

$$\omega_0 (L_1 + L_2 \pm 2M) - \frac{1}{\omega_0 C_2} = 0,$$

т. е.

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC_2}.$$



Черт. 45. Колебательный контур 3-го вида.

**Пример 2:** Рассмотрим контур, представленный на черт 45. Составим выражение для его эквивалентного сопротивления по формуле (16):

$$R_s = \frac{\left( \omega_0 L_1 - \frac{1}{\omega_0 C_1} \right)^2}{R_1 + R_2},$$

или же

$$R_s = \frac{1}{(\omega_0 C_2)^2 (R_1 + R_2)}.$$

Частота резонанса определяется из выражения:

$$\omega_0 L_1 - \frac{1}{\omega_0 C_1} - \frac{1}{\omega_0 C_2} = 0;$$

она равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}}} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}},$$

где

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Воспользовавшись формулой для частоты резонанса, легко привести формулу (16) к простому виду:

$$R_s = \frac{L_1}{C_2 R} \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

Приведенные примеры доказывают простоту и удобство пользования формулой общего вида:

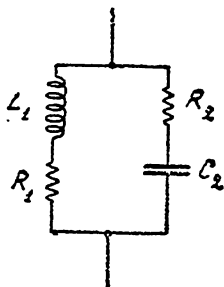
$$R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{X_2^2}{R}.$$

#### § 4. Влияние сопротивления в ветвях колебательного контура на частоту резонанса.

Рассмотрим простейший колебательный контур, образованный емкостью  $C_2$  и сопротивлением  $R_2$  в одной ветви и самоиндукцией  $L_1$  и сопротивлением  $R_1$  — в другой ветви, (см. черт. 46).

Согласно формуле (6) § 1, общее выражение для эквивалентного сопротивления подобного контура имеет вид:

$$\bar{Z}_s = \frac{R_1 \left( R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C_2^2} \right) + R_2 (R_1^2 + \omega^2 L_1^2) +}{(R_1 + R_2)^2 + \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} + j \frac{\left[ \omega L_1 \left( R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C_2^2} \right) - \frac{1}{\omega C_2} (R_1^2 + \omega^2 L_1^2) \right]}{(R_1 + R_2)^2 + \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2}.$$



Черт. 46. Колебательный контур 1-го вида.

Приравнявая мнимую часть числителя нулю, мы можем определить точную частоту резонанса контура  $\omega_0$ .

Имеем:

$$\omega_0 L_1 \left( R_2^2 + \frac{1}{\omega_0^2 C_2^2} \right) = \frac{1}{\omega_0 C_2} (R_1^2 + \omega_0^2 L_1^2),$$

откуда:

$$\omega_0 L_1 \left( \frac{L_1}{C_2} - R_2^2 \right) = \frac{1}{\omega_0 C_2^2} \left( \frac{L_1}{C_2} - R_1^2 \right),$$

и следовательно точная круговая частота резонанса равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2} - R_2^2}}, \quad (20)$$

а точная частота резонанса

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_2}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2} - R_2^2}}. \quad (21)$$

Обычно в колебательных контурах отношение самоиндукции к емкости значительно больше квадрата сопротивления каждой ветви. Поэтому второй радикал может рассматриваться как некоторый поправочный коэффициент, на который надо умножить частоту, выраженную приближенной формулой:

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_2}},$$

для того чтобы получить значение точной частоты.

В зависимости от соотношения между параметрами контура этот поправочный множитель может иметь различное значение, и его приходится учитывать при точных расчетах.

Таким образом точная частота равна

$$f_0 = f \cdot \theta,$$

где

$$\theta = \sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2} - R_2^2}}. \quad (22)$$

Рассматривая формулу (21), можно видеть, что сопротивления, вводимые в ветви контура, различно влияют на частоту резонанса, а именно:

1. *Сопротивление, вводимое в индуктивную ветвь контура, уменьшает частоту резонанса.*

Следовательно, при помощи приближенной формулы, пренебрегая влиянием сопротивления индуктивной ветви, мы находим частоту *более высокую*, чем точная частота резонанса.

2. *Сопротивление, вводимое в емкостную ветвь контура, увеличивает частоту резонанса.*

Следовательно, при подсчете по приближенной формуле, пренебрегая влиянием сопротивления емкостной ветви, мы находим частоту *более низкую*, чем точная частота резонанса.

Обратимся к примерам.

**Пример 1.** Дано:

$L_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  генри,

$C_2 = 2 \cdot 10^{-9}$  фарады,

откуда

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} = 10^6$$

и

$$f = 1,5916 \cdot 10^5.$$

Далее

$$\frac{L_1}{C_2} = \rho^2 = 25 \cdot 10^4 \text{ ом.}$$

Предположим, что в индуктивную ветвь вводится сопротивление  $R_1 = 10$  ом. Тогда точная частота резонанса должна быть рассчитана по формуле:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_2}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2}}} \quad (23)$$

Поправочный коэффициент, определяемый вторым радикалом, равен

$$\sqrt{\frac{\frac{L_1}{C_2} - R_1^2}{\frac{L_1}{C_2}}} = \sqrt{\frac{25 \cdot 10^4 - 10^2}{25 \cdot 10^4}} = \frac{499,89}{500} = 0,99978$$

и, следовательно, точная круговая частота равна

$$\omega_0 = 999\,780.$$

Таким образом, мы видим, что точная частота резонанса отличается от приближенной на

$$\frac{220}{6,28} = 35 \text{ периодов}$$

и

$$f_0 = 159\,160 - 35 = 159\,125,$$

то есть точная частота резонанса ниже приближенной примерно на 0,02 процента.

Из приведенного численного примера видно, что поправка, вводимая сопротивлением, вообще говоря, невелика, и при приближенных подсчетах, т. е. в большинстве случаев практики, ею можно пренебречь. Однако, ясно, что если расчет ведется с большой точностью, то поправками, выражающимися сотыми долями процента, конечно пренебречь нельзя.

Изменения частоты, вызываемые ваттными сопротивлениями в ветвях контура, могут быть использованы для тонкой перестройки контура на несколько единиц, десятков или сотен периодов. С другой стороны необходимо помнить, что любой внешний фактор, воздействующий на колебательный контур и меняющий в нем сопротивление, обычно несколько влияет и на частоту резонанса контура. Подобное явление происходит, например, при приближении к контуру металлических масс и др.

**Примеры.** Рассчитать точную и приближенную частоты резонанса

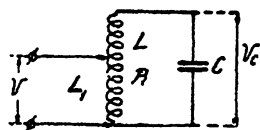
1.  $\begin{cases} L_1 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ генри} \\ C_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ фарады} \\ R_2 = 15 \text{ ом} \end{cases}$
2.  $\begin{cases} L_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ генри} \\ C_2 = 10^{-9} \text{ фарады} \\ R_1 = 10 \text{ ом} \\ R_2 = 8 \text{ ом} \end{cases}$
3.  $\begin{cases} L_1 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ генри} \\ C_2 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ фарады} \\ R_1 = 3 \text{ ом} \end{cases}$

### § 5. Напряжения на элементах контура.

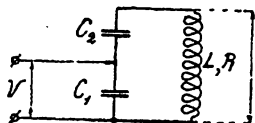
На практике часто встречаются контуры, представленные на черт. 47 и 48.

В обоих контурах одна из ветвей образована безваттным сопротивлением одного только знака, (например, одной только емкостью или одной только самоиндукцией), а вторая—двумя безваттными сопротивлениями разных знаков.

В приведенных выше примерах мы установили общий вид формул эквивалентного сопротивления подобных контуров:



Черт. 47. Напряжения на ветвях колебательного контура 2-го вида.



Черт. 48. Напряжения на ветвях колебательного контура 3-го вида.

для первого контура:

$$R_s = \frac{\omega^2 (L_1 + M)^2}{R}; \quad (24)$$

для второго контура:

$$R_s = \frac{L}{C_1 R} \cdot \frac{C_2}{C_1 + C_2}. \quad (25)$$

В виду большого практического интереса, представляемого этими контурами, выполним преобразование последних формул, вводя в них некоторый коэффициент, характеризующий напряжения на отдельных элементах их.

При питании контуров током, имеющим частоту резонанса этих контуров, обе ветви их представляют одинаковое сопротивление, и по ним текут токи одинаковой силы, но противоположные по фазе.

Разберем напряжения на элементах *первого контура*. Напряжение на конденсаторе  $V_c$  равно напряжению на всей самоиндукции контура:

$$L = L_1 + L_2 + 2M.$$

Напряжение же на части самоиндукции  $L_1 + M$ , образующей одну ветвь контура, очевидно меньше. Введя обозначение

$$p = \frac{L_1 + M}{L}, \quad (26)$$

имеем:

$$p = \frac{I\omega(L_1 + M)}{I\omega L} = \frac{V}{V_C} = \frac{V}{V_L}. \quad (27)$$

и, следовательно, напряжение на конденсаторе, равное напряжению на всей самоиндукции  $V_C = V_L$  равно:

$$V_C = \frac{V}{p}.$$

Вводя обозначение (26) в формулу (24) для эквивалентного сопротивления первого контура, имеем:

$$R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{\omega^2(L_1 + M)^2}{R} = \frac{p^2\omega^2 L^2}{R},$$

и так как  $\omega L = \rho$ , то окончательно:

$$R_s = \frac{p^2 \rho^2}{R}. \quad (28)$$

Формула (28) выражает эквивалентное сопротивление колебательного контура, представленного на черт. 47, через характеристику контура  $\omega L = \rho$  и коэффициент  $p$ , определяющий отношение напряжений на зажимах контура  $V$  к максимальному напряжению на контуре  $V_C$ .

Следуя таким же путем, мы можем вывести для второго контура формулу, подобную формуле (28). Отношение напряжения на емкости  $C_1$ , т. е. на зажимах разветвления контура, к напряжению на самоиндукции  $L$  равно:

$$p = \frac{V}{V_L} = \frac{I \cdot \frac{1}{\omega C_1}}{I\omega L} = \frac{\frac{1}{\omega C_1}}{\frac{1}{\omega C}} = \frac{C}{C_1}, \quad (29)$$

так как при частоте резонанса  $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ ,

где

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Вводя это выражение в формулу (25), получаем:

$$R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{1}{(\omega C_1)^2 R} = \frac{LC}{C_1^2 R} = \frac{L}{RC} \cdot \frac{C^2}{C_1^2} = \frac{p^2 \rho^2}{R}.$$

где:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

и

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Таким образом, мы видим, что для обоих рассмотренных контуров справедлива общая формула:

$$R_s = \frac{p^2 \rho^2}{R}, \quad (30)$$

где

$$p = \frac{L_1 + M}{L} \text{ — для первого контура,}$$

$$p = \frac{C}{C_1} \text{ — для второго контура.}$$

Легко установить для первого контура:

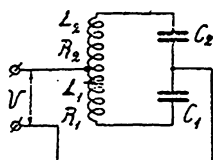
$$L_2 + M = (1 - p) L$$

и для второго контура:

$$C_1 = \frac{C}{p}$$

и

$$C_2 = \frac{C}{1 - p}.$$



Черт. 49. Колебательный контур 4-го вида.

Составим аналогичное выражение для эквивалентного сопротивления контура, представленного на черт. 49.

Этот контур часто встречается на практике и интересен тем, что олицетворяет наиболее общую схему, из которой, в частных случаях, например, при  $L_1 = 0$  или  $C_2 = \infty$  и др. легко получить более простые контуры.

Напишем выражение для эквивалентного сопротивления в общем виде:

$$R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{\left( L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} \right)^2}{R}.$$

Следуя принятому нами методу, обозначаем:

$$p_L = \frac{L_1}{L} = \frac{L_1}{L_1 + L_2},$$

$$p_C = \frac{C}{C_1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2};$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Применяя эти обозначения, получаем:

$$X_1^2 = \left( p_L L \omega - \frac{\rho C}{C \omega} \right)^2,$$

$$X_1^2 = \rho^2 (p_L - p_C)^2,$$



и так как

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} = \rho,$$

то и эквивалентное сопротивление равно:

$$R_s = \frac{(p_L - p_C)^2 \rho^2}{R_1 + R_2}. \quad (31)$$

Напряжения

$$V_L = I\omega L$$

и

$$V_C = \frac{I}{\omega C}$$

равные между собой, связаны с напряжением на зажимах контура, т. е. с величиной  $V$ ; простыми соотношениями; так как

$$V = (p_L - p_C)I\rho$$

и

$$V_L = V_C = I\rho,$$

где

$$\rho = \omega L = \frac{1}{\omega C}$$

то, следовательно

$$V = (p_L - p_C)V_L = (p_L - p_C)V_C$$

и

$$V_C = V_L = \frac{V}{p_L - p_C}.$$

## § 6. Сопротивление колебательного контура по отношению к высшим гармоникам тока.

До сих пор мы изучали свойства контура, питаемого частотами, либо близкими к резонансу, либо точно резонансной частотой. Мы установили, что для резонансной частоты контур представляет чисто ваттное сопротивление, для частоты более низкой, чем резонансная — индуктивное, и для частоты более высокой — емкостное сопротивление.

Все наши рассуждения относились к синусоидальному току одной определенной частоты.

В ламповых генераторах, работающих с высокой отдачей, обычно ток, поступающий в колебательный контур, не имеет формы чистой синусоиды одной определенной частоты, а, наоборот, содержит целый ряд наложенных друг на друга синусоидальных токов с различными амплитудами и фазами, имеющих частоты в целое число раз более высокие, чем частота основной синусоиды. Подобные условия имеют место при колебаниях II рода, к изучению которых мы подойдем в главе VI.

Токи более высоких кратных частот называются высшими гармониками по отношению к току основной частоты.

<sup>1)</sup> Формула (31) предложена инж. Н. С. Бесчастновым.

Колебательный контур, будучи настроен на основную частоту, оказывается совершенно расстроенным для частот высших гармоник и представляет для них некоторое емкостное сопротивление, очень небольшое по сравнению с величиной эквивалентного сопротивления при настройке на основную частоту.

Практический интерес представляет и тот случай, когда контур настроен на частоту одной из гармоник поступающего в него тока и необходимо знать сопротивление, представляемое контуром для основной, более низкой частоты. Очевидно, в данном случае он будет представлять собой некоторое индуктивное сопротивление небольшой величины.

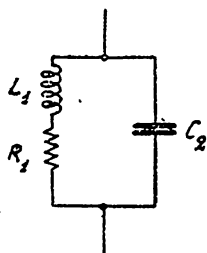
Так как контур представляет резко различное сопротивление для разных частот, то падение напряжения на нем для токов разной частоты тоже различно и, следовательно, токи, циркулирующие внутри контура, в его ветвях, совершенно различны по силе.

Таким образом, можно сказать, что контур обладает способностью выделять или ослаблять высшие или низшие гармоники поступающего в него сложного тока.

Это свойство контура представляет большой практический интерес и большую ценность. В зависимости от электрической схемы всего контура или его ветвей это свойство выражено различно. Поэтому следует остановиться на изучении свойств наиболее характерных контуров при питании их токами различных частот.

### 1. Колебательный контур I вида.

Колебательным контуром первого вида мы называем контур, представленный на черт. 50 и образованный двумя ветвями, из которых одна содержит емкость, а вторая — самоиндукцию.



Черт. 50. Контур 1-го вида.

Выше мы вывели формулу для эквивалентного сопротивления подобного контура по отношению к частоте его резонанса; для отличия от сопротивления, представляемого контуром для других частот, обозначим здесь это сопротивление значком  $\rho$ . Имеем:

$$R_{\rho 1} = \frac{\rho^2}{R_1}. \quad (32)$$

Остановимся на выводе формулы эквивалентного сопротивления по отношению к некоторой  $k$ -ой гармонике тока, имеющей круговую частоту  $k\omega$ . При этом выводе сделаем вполне допустимое упрощение, заключающееся в том, что для высших гармоник пренебрежем ваттным сопротивлением по сравнению с безваттными.

На основании сказанного пишем:

$$\bar{Z}_{\text{эк}} = \frac{j k \omega L_1 \cdot -j \frac{1}{k \omega C_2}}{i \left( k \omega L_1 - \frac{1}{k \omega C_2} \right)} = \frac{k \omega L_1}{j (k^2 \omega^2 L_1 C_2 - 1)},$$

но, согласно условию, контур настроен на частоту  $\omega$ , следовательно:

$$\omega^2 L_1 C_2 = 1;$$

поэтому:

$$\bar{Z}_{\text{эк}} = \frac{k \omega L_1}{j(k^2 - 1)} = -j\rho \cdot \frac{k}{k^2 - 1}. \quad (33)$$

Формула (33) справедлива для любого целого и дробного значения величины  $k$ , кроме значения  $k=1$ , для которого она дает неверное значение. Для  $k=1$  мы установили формулу (32). Отмеченное свойство формулы (33) следует из того, что при выводе ее мы пренебрегли ваттными сопротивлениями ветвей.

Рассматривая формулу (33), мы видим, что сопротивление, представляемое контуром I вида, имеющим резонансную частоту  $\omega$ , при питании его токами более высоких частот быстро падает. Практический интерес представляет сравнение формул (32) и (33). Для этого составим их отношение (взяв абсолютное значение формулы (33)):

$$\frac{Z_{\text{эк}}}{R_{\text{с1}}} = \frac{k}{k^2 - 1} \cdot \frac{R}{\rho}. \quad (34)$$

Формула (34) определяет абсолютную величину отношения эквивалентных сопротивлений колебательного контура I вида по отношению к основной частоте и частоте, отличающейся от нее в  $k$  раз.

**Пример.** Пусть  $k$  равняется 3, сопротивление контура  $R=10$  ом и характеристика его  $\rho=300$  ом. Составляем выражение (34) и находим:

$$\frac{Z_{\text{эк}}}{R_{\text{с1}}} = \frac{3}{8} \cdot \frac{10}{300} = \frac{1}{80},$$

т. е. для третьей гармоники наш контур представляет эквивалентное сопротивление в 80 раз меньшее, чем для основной частоты.

Если бы ваттное сопротивление контура было меньше 10 ом, например, 1 ом, то это отношение уменьшилось бы еще в 10 раз.

Отношение (34) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{Z_{\text{эк}}}{R_{\text{с1}}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{k}{k^2 - 1} \delta, \quad (35)$$

где

$$\delta = \frac{\pi R}{\rho}.$$

Выражение, написанное таким образом, сразу же разъясняет причину быстрого изменения сопротивления при изменении частоты. Здесь основным множителем, характеризующим контур, является его затухание  $\delta$ . Чем меньше сопротивление, а следовательно и затухание контура, тем резче выражена кривая его резонанса, тем она уже и острее. Поэтому контур, обладающий малым сопротивлением, более приспособлен выделять частоту своего резонанса, чем контур с большим затуханием.

Определим отношение токов в ветвях контура. Для упрощения от-

бросим ваттные сопротивления. Левая ветвь имеет при частоте  $k\omega$  сопротивление:

$$X_{1k} = jk\omega L_1.$$

Правая ветвь представляет для этой же частоты сопротивление:

$$X_{2k} = -\frac{j}{k\omega C_2}.$$

Следовательно, отношение сопротивлений ветвей равно:

$$\frac{X_{1k}}{X_{2k}} = -\omega^2 L C_1 k^2 = -k^2.$$

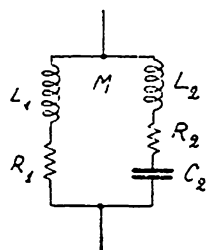
Таким образом, мы видим, что в емкостной ветви ток частоты  $k\omega$  оказывается в  $k^2$  раз сильнее тока той же частоты в ветви индуктивной.

Отсюда следует, что безразлично, с какой из ветвей нашего контура надо связывать другой контур, если в нем желательно иметь или устранить ту или иную гармонику тока, питающего наш контур.

## 2. Колебательный контур II вида.

Колебательным контуром II вида мы называем контур, представленный на черт. 51, одна ветвь которого образована индуктивным сопротивлением, а вторая — смешанным — индуктивным и емкостным.

Для этого контура имеем:



Черт. 51. Контур 2-го вида.

$$L_1 = pL,$$

$$L_2 = (1 - p)L,$$

$$L = L_1 + L_2;$$

$$p = \sqrt{\frac{L}{C}};$$

$$R = R_1 + R_2.$$

Для частоты резонанса контур представляет сопротивление:

$$R_{\text{э}} = \frac{p^2 \rho^2}{R}. \quad (36)$$

Выведем выражение для эквивалентного сопротивления по отношению к частоте  $k\omega$ , пренебрегая ваттными сопротивлениями ветвей. Имеем:

$$\frac{1}{\bar{Z}_{\text{э}}} = \frac{1}{jk\omega L_1} + \frac{1}{j\left(k\omega L_2 - \frac{1}{k\omega C_2}\right)},$$

откуда

$$\bar{Z}_{\text{э}} = -k\omega L_1 \frac{(k^2 \omega^2 L_2 C_2 - 1)}{j[k^2 \omega^2 C_2 (L_1 + L_2) - 1]};$$

согласно условию контур имеет резонансную частоту  $\omega$ ; следовательно

$$\omega^2 (L_1 + L_2) C_2 = 1;$$

далее,

$$\omega L_1 = p \rho,$$

поэтому

$$\bar{Z}_{эк} = -jkp\rho \cdot \frac{[k^2(1-p)-1]}{k^2-1}, \quad (37)$$

и, следовательно, вещественное значение комплекса (37) выражает искомое выражение эквивалентного сопротивления контура II вида по отношению к частоте  $k\omega$

$$Z_{эк} = \frac{k}{k^2-1} [k^2(1-p)-1] p \rho. \quad (38)$$

Рассматривая выражение (38), можно установить некоторую его особенность. Существует частота, определяемая из равенства

$$k^2(1-p)-1=0, \quad (39)$$

для которой контур представляет сопротивление, равное нулю, т. е. короткое замыкание <sup>1)</sup>. Можно поставить обратную задачу: определить то значение коэффициента  $p$ , при котором контур представляет сопротивление, равное нулю для частоты  $k\omega$ .

Решая (39) относительно  $p$ , находим:

$$p = \frac{k^2-1}{k^2}. \quad (40)$$

**Пример.** Пусть  $k=2$ . Тогда  $p = \frac{3}{4}$ . Следовательно, для второй гармоники контур, у которого  $L_1 = \frac{3}{4}L$  и  $L_2 = \frac{1}{4}L$  представляет короткое замыкание. Действительно,

$$2\omega L_1 - \frac{1}{2\omega C_2} = \frac{1}{2} \left( \omega L - \frac{1}{\omega C_2} \right) = 0.$$

Пусть  $k=3$ . Тогда  $p = \frac{8}{9}$ . Т. е., чтобы контур не представлял никакого сопротивления для третьей гармоники, надо взять  $L_1 = \frac{8}{9}L$  и  $L_2 = \frac{1}{9}L$ .

Для  $k=5$  имеем  $p = \frac{24}{25}$  и т. д.

Строго говоря, эквивалентное сопротивление в рассмотренных особых условиях не будет точно равняться нулю, так как ветви имеют некоторое ваттное сопротивление. Поэтому, вернее считать, что при выполнении условия (39) контур II вида имеет сопротивление  $Z_{эк} = R_2$ , где  $R_2$  есть ваттное сопротивление ветви с индуктивным и ем-

<sup>1)</sup> Эта мысль принадлежит И. Г. Фрейману, см. „Курс радиотехники“, 1928. стр. 53.

костным сопротивлениями. Но это сопротивление так мало по сравнению с эквивалентным сопротивлением по отношению к основной частоте, что его можно, в первом приближении, считать равным нулю.

Это весьма интересное свойство контура II вида находит практическое использование. Но об этом мы поговорим в главе о колебаниях II рода.

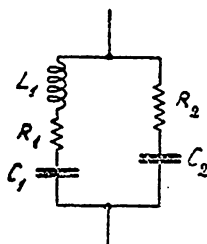
Составим выражение для отношения эквивалентных сопротивлений по отношению к частотам  $\omega$  и  $k\omega$ . Оно равно:

$$\frac{R_{э1}}{Z_{эк}} = \frac{k^2 - 1}{k[k^2(1-p) - 1]} \frac{p\rho}{R}. \quad (41)$$

Из формулы (41) легко видеть, что и для других частот, более высоких, чем частота резонанса контура, он имеет малое сопротивление. Так, при  $p = \frac{1}{2}$ ,  $\rho$  равном 300 и  $R$  равном 10 ом, имеем для второй гармоники

$$\frac{Z_{эк}}{R_{э1}} = \frac{1}{11}$$

Рассчитаем величину отношения сопротивлений ветвей для частоты  $k\omega$ . Пренебрегая ваттными сопротивлениями, имеем:



$$x_{1k} = jk\omega L_1 \text{ и } x_{2k} = jk\omega L_2 - \frac{j}{k\omega C_2}.$$

Следовательно, отношение сопротивлений равно:

$$\frac{x_{1k}}{x_{2k}} = \frac{k^2 p}{k^2(1-p) - 1}.$$

Черт. 52. Контур 3-го вида.

Токи частоты  $k\omega$  распределяются между ветвями контура обратно их сопротивлениям.

### 3. Колебательный контур III вида.

Контуром III вида называется контур, представленный на черт. 52 и содержащий в одной ветви емкостное, а в другой ветви смешанное, емкостное и индуктивное, сопротивление.

Эквивалентное сопротивление для резонансной частоты равно:

$$R_{э1} = \frac{L_1}{C_2 R} \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad (42)$$

где

$$R = R_1 + R_2.$$

Выведем выражение для эквивалентного сопротивления по отношению к частоте  $k\omega$ , пренебрегая ваттными сопротивлениями ветвей.

Имеем:

$$\frac{1}{Z_{эк}} = \frac{1}{j\left(k\omega L_1 - \frac{1}{k\omega C_1}\right)} + jk\omega C_2,$$

но, согласно условию, резонансная частота контура равна:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_1 C},$$

где

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2};$$

следовательно:

$$\omega^2 L_1 C_1 = \frac{1}{1-p},$$

где

$$p = \frac{C_1}{C_1 + C_2};$$

поэтому:

$$\frac{1}{Z_{\text{эк}}} = \frac{k \omega C_1 (1-p) - k \omega C_2 (k^2 - 1 + p)}{j(k^2 - 1 + p)};$$

но

$$C_1 (1-p) = C$$

и

$$C_2 p = C,$$

следовательно:

$$\frac{1}{Z_{\text{эк}}} = -\frac{k \omega C_2 (k^2 - 1)}{j(k^2 - 1 + p)},$$

и так как  $\frac{1}{\omega C_2} = p \rho$ , то окончательно:

$$Z_{\text{эк}}^- = -j \frac{p \rho}{k(k^2 - 1)} (k^2 - 1 + p). \quad (43)$$

Абсолютная величина вещественного значения последнего выражения дает искомую формулу эквивалентного сопротивления контура III вида по отношению к частоте  $k \omega$ :

$$Z_{\text{эк}} = \frac{p \rho}{k(k^2 - 1)} (k^2 - 1 + p). \quad (44)$$

Рассматривая это выражение, мы видим, что оно может оказаться равным нулю, если выполнено условие:

$$k^2 - 1 + p = 0, \quad (45)$$

т. е. если  $p = 1 - k^2$ , и так как  $p = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$ , т. е.  $p < 1$  и является положительной дробью, то равенство (45) может быть выполнено лишь при условии, что  $k < 1$ . Это означает, что подобный контур может представлять сопротивление, равное нулю, лишь для частот более низких, чем частота его резонанса. Другими словами, контур, настроенный на частоту  $\omega$ , может иметь сопротивление, равное нулю для частоты  $\frac{\omega}{k_1}$ , где  $k_1$  — любое целое число.

Например, пусть  $k = \frac{1}{2}$ , тогда  $p = \frac{3}{4}$ . Эквивалентное сопротивление для частоты  $\frac{\omega}{2}$  равно нулю. Контур имеет параметры:  $C_2 = \frac{4}{3} C$  и  $C_1 = 4C$ , т. е. если контур настроен на частоту  $\omega$ , где

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}} = \frac{2}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

то

$$\frac{\omega}{2} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}},$$

т. е. цепь  $L_1, C_1$  оказывается настроенной на частоту  $\frac{\omega}{2}$ , представляя для этой частоты сопротивление, равное нулю.

Это свойство контуров III вида находит практическое применение. Например, иногда (при умножении частоты, как мы увидим ниже) желательно, чтобы контур представлял возможно малое сопротивление для основной частоты сложного тока и большее сопротивление для некоторой высшей гармоники. Тогда необходимо настроить контур на частоту  $k\omega$  данной гармоники и выбрать величину  $p$  согласно условию (45). Тогда сложный ток выделит на зажимах контура большое напряжение при частоте  $k\omega$  и почти никакого напряжения при частоте  $\omega$ . Поэтому в контуре будет циркулировать сильный колебательный ток частоты  $k\omega$ , так как для этой частоты выполняется условие резонанса токов. Ток же частоты  $\omega$  будет иметь в контуре точно такую же силу, как и в цепи перед контуром.

Поэтому про контур III вида можно сказать, что он способен «выделить» необходимую, более высокую частоту, чем основная частота тока.

Составим выражение для отношения эквивалентных сопротивлений контура, для частот  $\omega$  и  $k\omega$ :

$$\frac{R_{s1}}{Z_{эк}} = \frac{k(k^2 - 1)}{k^2 - 1 + p} \frac{p\rho}{R}, \quad (46)$$

**Пример.** Пусть контур настроен на частоту  $\omega$  и взято:  $p = \frac{3}{4}$ , сопротивление контура  $R = 5$  ом и  $\rho = 300$  ом. Необходимо вычислить, во сколько раз такой контур имеет сопротивление для 2-ой гармоники меньше, чем для основной частоты. Находим по формуле (46)

$$\frac{Z_{s2}}{R_{s1}} = \frac{1}{96}.$$

Таким образом мы видим, что при настройке на основную частоту контур III вида ведет себя подобно контуру II вида, т. е. его сопротивление для высших гармоник падает. Особенности этого контура сказываются лишь по отношению к токам, имеющим частоту более низкую, чем частота его резонанса.

Составим выражение для отношения сопротивлений ветвей, пренебрегая их ваттными сопротивлениями.



Имеем:

$$\frac{x_{1\kappa}}{x_{2\kappa}} = \frac{-p}{k^2 - 1 + p}. \quad (47)$$

Токи частоты  $k\omega$  распределяются по ветвям обратно их сопротивлениям для данной частоты.

## § 7. Фильтрация колебательным контуром гармоник.

Фильтрацией гармоник называется способность колебательного контура выделять из сложного тока составляющую, имеющую частоту резонанса контура.

Эта способность, очевидно, выражена тем резче, чем меньше затухание контура. Однако, принято измерять фильтрующую способность контура не затуханием, а новой величиной, которой присвоено название *фильтрация*.

Предположим, что контур питается сложным током, образованным целым рядом наложенных друг на друга синусоидальных токов с разными частотами. Контур настраивается на ту частоту, которую необходимо выделить в нем. Для этой частоты мы имеем в ветвях контура явление резонанса токов. Этот ток основной частоты, циркулирующий внутри контура, называется колебательным током.

Однако, внутрь контура попадают и остальные составляющие сложного тока. Ветви контура, имеющие одинаковое сопротивление для резонансной частоты, имеют разное сопротивление для всех других частот сложного тока. Следовательно, токи высших гармоник распределяются между ветвями контура неравномерно. Обычно из всех гармоник сложного тока какая-нибудь одна либо более резко выражена, либо особенно нежелательна. Контур должен, следовательно, именно эту гармонику отделить от остальных и препятствовать ей попасть в следующие цепи, с ним связанные. Поэтому следует соседний контур связывать с той из ветвей контура, в которой мешающая составляющая выражена слабее всего.

На основании сказанного можно подойти к более точному определению термина *фильтрация*.

Фильтрацией называется частное от деления отношения полезного колебательного тока в контуре к току мешающей частоты в той ветви контура, где он слабее выражен, — на отношение токов тех же частот в цепи, питающей контур.

Если помнить, что речь идет о мешающем токе в одной из ветвей контура, то определение можно упростить.

Фильтрация есть *отношение полезного и мешающего токов в контуре, деленное на отношение полезного и мешающего токов в питающей цепи*.

Математически фильтрация определяется формулой:

$$F = \frac{\frac{I}{I_{\kappa}}}{\frac{I_{a_1}}{I_{a\kappa}}} \quad (48)$$

1) См. литературу к гл. IV (5).

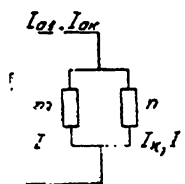
здесь:

- $I$  — полезный колебательный ток в контуре (частоты  $f$ ),
- $I_k$  — ток мешающей частоты  $kf$  в одной ветви контура,
- $I_{a_1}$  — полезная составляющая сложного питающего тока,
- $I_{ak}$  — мешающая составляющая питающего тока.

Например, если в питающем токе отношение полезной и мешающей составляющих равно двум, а в контуре это отношение доводится до 100, то фильтрация равняется  $\frac{100}{2} = 50$ . Таким образом, филь-

трация измеряется числами, большими единицы. Чем больше число, характеризующее фильтрацию, тем лучше контур выделяет нужную и фильтрует мешающую частоту.

Обозначения, принятые нами в формуле (48), базируются на том, что мы рассматриваем контур, включенный в анодную цепь лампового генератора. Поэтому питающие токи имеют значки „а“. Ток сложного вида, образованный суммой простых токов разной частоты, питает контур при колебаниях II рода. При колебаниях I рода, как мы уже видели, контур питается переменным током одной частоты, и понятие фильтрации здесь неприменимо.



Черт. 53. Контур в общем виде.

Для дальнейшего изучения явления нам удобнее несколько преобразовать формулу (48). Для этого обратимся к черт. 53.

Здесь представлено разветвление, образованное сопротивлениями любого вида. Это и есть наш контур. Обозначим токи и сопротивления в левой ветви значком „m“, а в правой ветви — значком „n“. Сопротивление правой ветви по отношению к току основной частоты обозначим:  $Z_{n1}$ , по отношению к частоте мешающего тока —  $Z_{nk}$ . Мы ставим себе целью распределить сопротивления между ветвями таким образом, чтобы в правой ветви мешающий ток был слабее, чем в левой. Следовательно, ее сопротивление по отношению к мешающему току должно быть больше, чем сопротивление левой ветви.

Обозначим, далее, эквивалентные сопротивления контура по отношению к основной и мешающей частотам через  $R_n$  и  $Z_{эk}$  соответственно.

Пользуясь этими обозначениями, можно написать выражение для напряжения на зажимах контура для тока частоты  $k\omega$ :

$$V_{k\omega} = I_{ak} \cdot Z_{эk} = I_k Z_{nk},$$

откуда

$$\frac{I_{ak}}{I_k} = \frac{Z_{nk}}{Z_{эk}},$$

и так как

$$x_{nk} \gg R_n,$$

то

$$\frac{I_{ak}}{I_k} \cong \frac{x_{nk}}{Z_{эk}}.$$

Подобно этому

$$\frac{I_{a1}}{I} = \frac{Z_{n1}}{R_{\partial 1}}$$

и так как

$$x_{n1} \gg R_n$$

то

$$\frac{I_{a1}}{I} \cong \frac{x_{n1}}{R_{\partial 1}}.$$

Вводя эти обозначения в формулу фильтрации, получаем:

$$F = \frac{I}{I_{\kappa}} \cdot \frac{I_{a\kappa}}{I_{a1}} = \frac{x_{n\kappa}}{x_{n1}} \cdot \frac{R_{\partial 1}}{Z_{\partial \kappa}}. \quad (49)$$

Выражения для  $\frac{R_{\partial 1}}{Z_{\partial \kappa}}$  нами получены выше для контуров трех видов.

Отношения  $\frac{x_{n\kappa}}{x_{n1}}$  составить легко. Таким образом мы можем перейти к изучению фильтрации основных типов контуров.

**а) Контур 1-го и 2-го видов.** Обратимся к черт 54. Здесь представлен контур 2-го вида. В частном случае, при  $p=1$ , он превращается в контур 1-го вида.

Отношение  $\frac{R_{\partial 1}}{Z_{\partial \kappa}}$  дано формулой (41).

Составляем выражение  $\frac{x_{n\kappa}}{x_{n1}}$ :

$$x_{n\kappa} = jk\omega L_n - \frac{j}{k\omega C_n} = j \frac{k^2(1-p) - 1}{k\omega C_n};$$

в частном случае, при  $k=1$ , имеем:

$$x_{n1} = -j \frac{p}{\omega C_n},$$

следовательно, отношение  $\frac{x_{n\kappa}}{x_{n1}}$  равно:

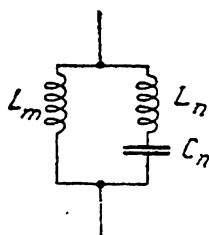
$$\frac{x_{n\kappa}}{x_{n1}} = - \frac{k^2(1-p) - 1}{kp}. \quad (50)$$

Подставляя выражения (41) и (50) в формулу (49), получаем фильтрацию для наших контуров:

$$F = \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \cdot \frac{\rho}{R}. \quad (51)$$

*Формула (51) определяет фильтрацию контуров 1-го и 2-го видов. Она одинакова для контуров обоих видов, так как коэффициент  $p$  в нее не входит.*

Умножая и разделяя выражение (51) на  $\pi$ , мы видим, что фильтрация тем больше, чем меньше затухание контура.



Черт. 54. Контур 2-го вида.

Например, при:  $\rho = 300$ ,  $R = 5$  ом, для второй гармоники имеем:

$$F = \left(1 - \frac{1}{4}\right) \frac{300}{5} = 45.$$

Для третьей гармоники имеем, при тех же условиях:

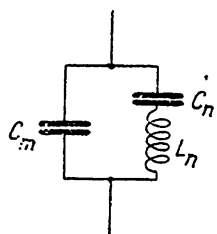
$$F = \frac{8}{9} \cdot \frac{300}{5} = 53.$$

б) Контур 3-го вида. Имеем черт. 55. Отношение  $\frac{R_{\text{э1}}}{Z_{\text{эк}}}$  дано формулой (46). Составляем выражение  $\frac{x_{nk}}{x_{n1}}$ :

$$x_{nk} = jk\omega L_n - \frac{j}{k\omega C_n} = j \frac{k^2 - 1 + p}{k\omega C_n}.$$

При  $k = 1$  имеем:

$$x_{n1} = j \frac{p}{\omega C_n},$$



следовательно, отношение  $\frac{x_{nk}}{x_{n1}}$  равно:

$$\frac{x_{nk}}{x_{n1}} = \frac{k^2 - 1 + p}{kp}. \quad (52)$$

Подставляя (46) и (52) в формулу (49), получаем:

$$F = (k^2 - 1) \frac{\rho}{R}. \quad (53)$$

Черт. 55. Контур 3-го вида.

Формула (53) определяет фильтрацию контура 3-го вида. Легко видеть, что фильтрация этого контура гораздо больше, чем фильтрация предшествующего типа контуров. Действительно, составляя отношение этих двух величин, получаем:

$$\frac{F_3}{F_{2,1}} = \frac{(k^2 - 1) \frac{\rho}{R}}{\left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \frac{\rho}{R}} = k^2. \quad (54)$$

Таким образом, если требуется обеспечить особо высокую степень фильтрации, то необходимо применять контур 3-го вида.

Например, при условиях предшествующего примера имеем: для второй гармоники  $F = 180$ , для третьей гармоники — 480.

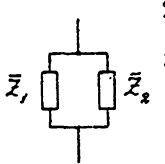
Эта способность контуров выделять нужную частоту и подавлять мешающую находит широкое применение в радиопередатчиках.

Правую ветвь наших контуров можно считать антенной, если передатчик работает по так называемой простой схеме. Тогда фильтрация характеризует отношение полезного и вредного токов в антенне при заданном отношении их в цепи анода генераторной лампы. Таким образом, применяя контуры с малым затуханием и надлежащего вида (например, 3-го вида), можно добиться значительного ослабления высших гармоник в радиосети.

Иногда на практике руководствуются тем требованием, чтобы мощность от любой гармоники в антенне была не более  $1/50000$  от мощности тока основной частоты. Это означает, что амплитуды токов должны относиться как 1 к 224, или что амплитуда гармоники не должна превосходить от 0,4 до 0,5% от амплитуды основной частоты. Это требование может быть, во многих случаях, выполнено простой схемой. Если же ставятся более тяжелые требования <sup>1)</sup>, то необходимо применять специальные схемы соединения генераторных ламп (двухтактные схемы), работать с определенным режимом лампы, обеспечивающим от появления недопустимо больших гармоник в цепи питания антенны, или же применять два связанных между собой контура. В последнем случае схема называется сложной и будет нами изучена в главе IX.

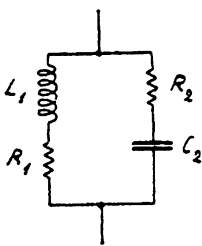
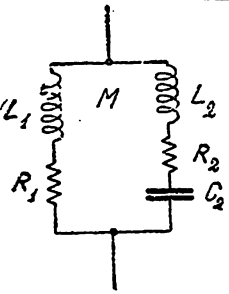
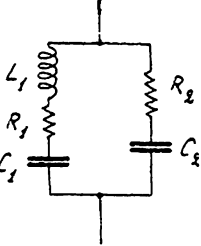
Отметим здесь еще, что слишком малое затухание контура может оказаться нежелательным при работе радиотелефонных передатчиков. Здесь требуется, чтобы излученная волна несла в форме модулированных колебаний широкую полосу низких частот, наложенных на основную, несущую частоту. При малом затухании легко срезать верхнюю часть спектра низких частот модуляции. Это ведет к искажениям при приеме и нареканиям на качество передачи станции. Поэтому, в радиотелефонных передатчиках, в особенности работающих длинными волнами, необходимо идти на некоторый компромисс между требованием к высокой фильтрации гармоник и требованием к высокому качеству передачи музыки или речи.

## § 8. Сводка расчетных формул.

1. Общие формулы. Контур любого вида. Контур не настроен.	
<p>1) Эквивалентное сопротивление расстроенного контура любого вида:</p> <p>2) Ваттная составляющая эквивалентного сопротивления:</p> <p>3) Безваттная составляющая эквивалентного сопротивления:</p>  <p>Во всех этих формулах:</p> <p>53. Контур из 2 ветвей в общем виде.</p>	$\bar{Z}_s = R_s + jX_s$ $R_s = \frac{R_1 Z_2^2 + R_2 Z_1^2}{R^2 + X^2}$ $X_s = \frac{X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2}{R^2 + X^2}$ $\begin{cases} R = R_1 + R_2 \\ X = X_1 + X_2 \\ Z_1^2 = R_1^2 + X_1^2 \\ Z_2^2 = R_2^2 + X_2^2 \end{cases}$
2. Общий случай. Контур настроен.	
<p>1) Условие приближенного резонанса:</p> <p>2) Общее выражение для эквивалентного сопротивления настроенного контура любого вида:</p> <p>3) Условие точного резонанса:</p>	$X_1 = -X_2$ $R_s = \frac{X_1^2}{R} = \frac{X_2^2}{R}$ $X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2 = 0$

<sup>1)</sup> За последнее время требования к ослаблению гармоник еще возросли, и есть голоса за доведение их до 0,01—0,05% по амплитуде от силы тока основной частоты.

### 3. Частные случаи контуров основных трех видов.

	Контур I вида	Контур II вида	Контур III вида
			
	Черт. 57	Черт. 58	Черт. 59
Эквивалентное сопротивление $R_p$ :	$\frac{\rho^3}{R}$ где: $\rho^2 = \frac{L_1}{C_2}$	$\frac{p^2 \rho^2}{R}$ где: $\rho^2 = \frac{L}{C_2}$ $L = L_1 + L_2$ $p = \frac{L_1}{L}$	$\frac{p^2 \rho^2}{R}$ где: $\rho^2 = \frac{L_1}{C}$ $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ $p = \frac{C}{C_2}$
Сопротивление по отношению к „k“ гармонике резонансной частоты $ Z_{\partial k} $ :	$\frac{k}{k^2 - 1} \cdot \rho$	$\frac{k}{k^2 - 1} [k^2(1-p) - 1] p \rho$	$\frac{k^3 - 1 + p}{k(k^2 - 1)} p \rho$
Отношение безваттных сопротивлений двух ветвей по отношению к „k“ гармонике:	$k^2$	$\frac{k^2 \rho}{k^2(1-p) - 1}$	$\frac{k^3 - 1 + p}{p}$
Фильтрация F:	$\left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \frac{\rho}{R}$	$\left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \frac{\rho}{R}$	$(k^3 - 1) \frac{\rho}{R}$

### § 9. Литература.

1. Анцелиович, Е. С., Многоволновые токи в колебательных цепях. ТИТБП, № 55, авг. 1929, стр. 381—342.
2. Jipnma, H., Метод измерения высокочастотного сопротивления колебательного контура. Журнал PIRE, том XVIII, стр. 537, март 1930.
3. Вонег, С. Р., Измерение емкости и самоиндукции в долях частоты и сопротивления при радио-частотах. Журнал Rev. Sc. Instr., том I, № 4, апрель 1930, стр. 243—259.
4. Ramsey R. R., Изменение сопротивления радио-частотного конденсатора с емкостью и частотой. Журнал PIRE, том XVIII, № 7, июль 1930. стр. 1226—1230.
5. Hansford and Faulkner, Детали мощного радиотелеграфного лампового передатчика. Журнал PIRE, март 1927, № 363.

6. Scott, K. L., Изменения самоиндукции катушек благодаря экранирующему действию токов Фуко в сердечниках. Журнал JIEE, том XVIII, № 10, окт. 1930, стр. 1750—1764.
7. Martial, A., Легкий расчет сопротивлений переменного тока графическим методом. Журнал QST Franc, № 81, дек. 1930, стр. 13—19.
8. Palermo and Grover., Изучение высокочастотного сопротивления однослойных катушек. Журнал PIRE, том XVI, № 12, дек. 1930, стр. 2041—2053.
9. Wheeler and Donald., Теория и действие настроенных высокочастотных систем связи. Журнал PIRE, том XIX, № 5, май 1931, стр. 738—805.
10. Jinima Hajima., Резонансное реактивное сопротивление и действующее последовательное сопротивление коротковолновых резонансных контуров. Журнал PIRE, том XIX, № 3, март 1931, стр. 467—475.
11. Дрожжин А. И., О формулах полного сопротивления колебательных цепей. „Вестник электротехники“ № 1, 1931, стр. 22—26.

## ГЛАВА V.

# АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ ФОРМ ИМПУЛЬСА АНОДНОГО ТОКА.

## § 1. Введение.

Форма импульсов анодного тока лампового генератора, вообще говоря, очень сложна. Лишь в исключительных случаях и при соблюдении специальных условий анодный ток имеет форму синусоиды одной определенной частоты. Большей же частью форма анодного импульса довольно значительно отличается от идеальной синусоиды. Возможных форм импульсов необычайно много, так как они зависят от целого ряда условий: от формы характеристики генераторной лампы, от режима ее работы — ее нагрузки, отдачи, накала, степени использования анодного напряжения, наличия сеточного тока и т. д. Поэтому крайне трудно базировать изучение и расчет лампового генератора на некоторой предвзятой, предполагаемой наиболее вероятной форме тока, полагая ее характерной и типичной для всех случаев.

Но для математического анализа работы лампового генератора в условиях колебаний II рода необходимо предположить существование импульсов, хотя и разной формы, но подчиняющихся некоторой закономерности.

С первых лет существования генераторов практика вынудила производить поверочные расчеты. При этом искали объяснения некоторым явлениям в особенностях формы анодного импульса. Каждый экспериментатор исходил при этом из форм токов, казавшихся ему наиболее вероятными в условиях данного опыта. Чем шире ставился эксперимент и чем богаче оказывался накопленный опытный материал, тем более общий характер приобретали выводы.

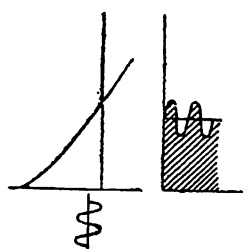
Однако, точное математическое выражение для анодного импульса либо не существует вовсе, либо оно настолько сложно, что базировать на нем теорию и расчет невозможно.

Рассмотрим на примерах, каковы возможные формы тока при различных условиях работы генератора.

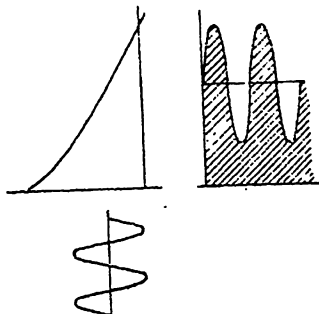
## § 2. Возможные формы импульса анодного тока в зависимости от условий работы генератора.

На черт. 60—70 представлены построенные графическим путем анодные импульсы различной формы, в зависимости от режима генератора.

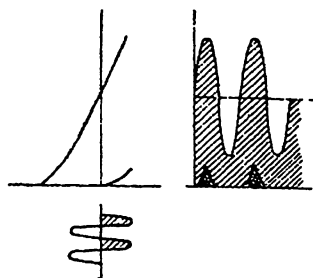
На черт. 60 представлен случай работы маломощными колебаниями I рода, причем рабочая точка все время остается в области отрицательных сеточных напряжений и, следовательно, сеточный ток отсутствует. Этот случай характерен для работы последнего каскада мощного усилителя, питающего тот или иной механизм — телефон, громкоговоритель и др., причем обязательным условием является получение



Черт. 60. Малые колебания I рода.

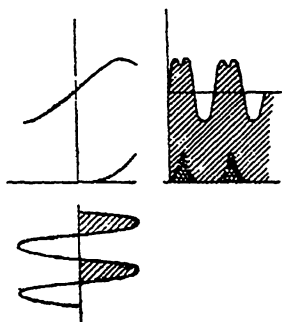


Черт. 61. Мощные колебания I рода. Сеточного тока нет.

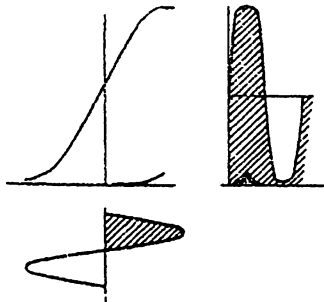


Черт. 62. Мощные колебания I рода. Имеется сеточный ток.

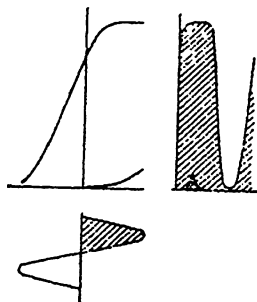
возможно большой «неискаженной» мощности. Последний термин определяет режим, при котором анодный ток имеет точно ту же форму, что и сеточный импульс, т. е. форму чистой синусоиды. Мощность,



Черт. 63. Колебания I рода при перенапряженном режиме.



Черт. 64. Мощные колебания I рода. Искажения на обоих загибах.



Черт. 65. Мощные колебания I рода. Искажения на верхнем загибе.

выделяемая при работе в подобных условиях, всегда значительно менее предельной мощности, которую может дать генератор, и отдача очень низка. Большая часть подводимой к лампе мощности выделяется на аноде.

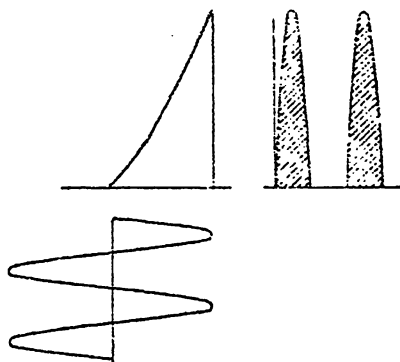
На черт. 61 представлен тот же режим, но при более мощных колебаниях. Сеточные импульсы все еще остаются в отрицательной области и сеточный ток отсутствует. Подобный режим характерен для последнего каскада усиления при условии, что лампа дает предель-



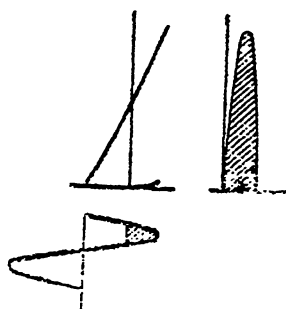
ную „неискаженную“ мощность. В аналогичных условиях работают и модуляторные лампы.

На черт. 62 представлен режим работы колебаниями I рода при условии перехода рабочей точки в область положительных сеточных напряжений, что связано с появлением сеточного тока. В данном случае положительные импульсы сеточного тока еще не велики, и поэтому заметного искажения формы тока не наступает.

На черт. 63 представлен тот же случай, но при более сильных импульсах сеточного напряжения, вызывающих достаточно большие сеточные токи и заметное искажение формы анодного тока. Если при колебаниях минимальное анодное напряжение бывает менее максимального положительного сеточного напряжения, то режим называется перенапряженным. Обычно в подобных условиях работают маломощные генераторы с самовозбуждением. Работа усилителя, выделяющего по-



Черт. 66. Колебания II рода без сеточного тока.



Черт. 67. Колебания II рода при наличии сеточного тока.

лезную мощность, в подобных условиях крайне нежелательна в связи с сильными искажениями формы тока.

На черт. 64 представлен режим работы лампы, при котором сеточные импульсы выводят рабочую точку за пределы прямолинейной части характеристики, вследствие чего происходит „детектирование“ на обоих загибах, и анодный ток получает форму уплощенной синусоиды. При этом максимальные сеточные положительные импульсы остаются менее минимальных анодных напряжений, и режим получается недонапряженный. При повышении накала верхний загиб мог бы быть поднят выше и искажения происходили бы лишь на нижнем загибе. В подобных условиях могут оказаться например модуляторные лампы, если на сетку подавать слишком большие напряжения от усилителя.

На черт. 65 представлен предшествующий случай, но при условии поднятия анодного напряжения, вследствие чего характеристика передвигается влево и искажения на нижнем загибе отсутствуют. Оказывается однако еще более уплощенной верхняя часть анодного импульса.

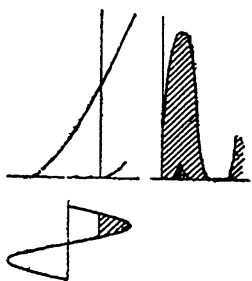
Все рассмотренные выше случаи мало характерны для работы генератора, так как отдача получается небольшая. В подобных условиях

работают обычно маломощные генераторы, последние каскады усиления и модуляторные лампы.

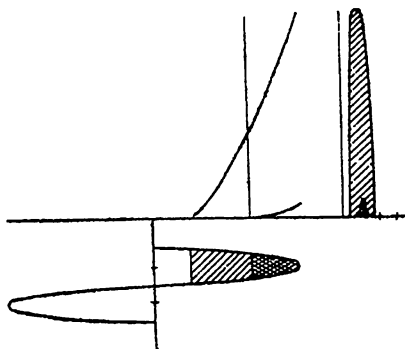
С целью повышения отдачи *переходят к колебаниям II рода.*

На черт. 66 представлен режим работы генератора при мощных колебаниях и искажении формы анодного импульса. В данном случае ток течет лишь в течение полупериода и работа происходит в области отрицательных сеточных напряжений; сеточный ток отсутствует. В подобных условиях работают не только генераторные лампы, но иногда и модуляторные, что очевидно нежелательно, так как форма анодного тока сильно отличается от подаваемого на сетку напряжения и модуляция должна происходить с искажением.

На черт. 67 представлен тот же случай, но с переходом рабочей точки в область положительных сеточных напряжений, что ведет к появлению сеточного тока и к еще большим искажениям. В подобных условиях еще менее желательна работа модуляторных ламп.



Черт. 68. Колебания II рода с большим углом отсечки.



Черт. 69. Колебания II рода при малом угле отсечки.

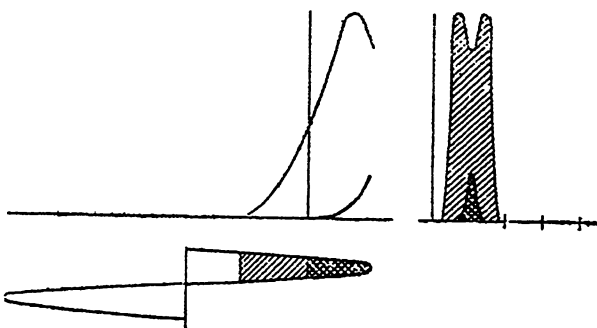
Этот режим характерен для работы генераторов с независимым возбуждением.

На черт. 68 представлен случай, аналогичный предыдущему, но исходная рабочая точка расположена не на нижнем загибе, а несколько выше. Благодаря этому форма анодного импульса несколько меняется, и искажения получаются за счет уплотнения нижней части импульса тока.

На черт. 69 представлен часто встречающийся режим лампового генератора, работающего с высокой отдачей. Работа происходит с большим отрицательным смещающим напряжением на сетке и при очень больших размахов сеточного напряжения, выводящих рабочую точку в область положительных сеточных напряжений. В верхней части ток имеет форму синусоиды, так как характеристика лампы в данном случае еще остается почти прямолинейной. Вследствие наличия большого отрицательного смещающего напряжения анодный ток течет лишь в течение небольшой доли периода. Благодаря этому анод греется сравнительно немного и работа генератора происходит с высокой отдачей. Анодный ток сильно искажен, и, как будет показано ниже, это ведет к появлению в анодной цепи большого количества токов более высокой частоты, чем частота сеточного напря-

жения. Подобные условия работы характерны для генератора с независимым возбуждением, работающего при недонапряженном режиме.

На черт. 70 представлен режим работы, отличающийся от предыдущего тем, что положительные импульсы напряжения на сетке выше минимального анодного напряжения, вследствие чего появляется довольно значительный сеточный ток, и анодный ток имеет седловину. Форма тока и в данном случае совершенно отлична от формы сеточного напряжения, и в анодной цепи появляется, как и в предыдущем случае, множество высших гармоник, т. е. токов более высокой частоты, чем основной ток, имеющий частоту сеточного импульса. Этот случай характерен для генератора, работающего в условиях наиболее полного использования и отдающего предельную мощность, которую данная лампа может дать. Режим очевидно перенапряженный. Отдача бывает довольно высока, в зависимости от величины смещающего напряжения. Наибольшая величина сеточного тока может достигать— в зависимости от типа лампы и от степени перенапряженности режима— значений в 0,1 до 0,6 и более от наибольшего значения анодного импульса.



Черт. 70. Колебания  $\Pi$  рода при перенапряженном режиме.

Таким образом мы видим, что в зависимости от условий, в которых происходит работа лампового генератора, анодный ток имеет совершенно различную форму: он может в большей или меньшей мере следовать закону синусоиды, но может и весьма существенно от нее отличаться.

Мы уже указывали выше, что в случае работы искаженными импульсами в анодной цепи появляются токи более высоких частот — высшие гармоники. Величина их зависит от формы тока. При изменении режима работы генератора обычно меняется и число и величина гармоник.

Подобные сложные формы тока часто встречаются и в „сильноточной“ электротехнике. Часто довольно просто выделить ту или иную высшую гармонику, накладывающуюся на основную синусоиду. Примером могут служить некоторые из кривых, приводимых на черт. 71 <sup>1)</sup>.

Здесь искаженная кривая, показанная тонкой сплошной линией, должна быть разложена на основную синусоиду и на высшие гармоники. Разложение произведено и основная синусоида показана толстой сплошной линией, а высшие гармоники — тонкими пунктирными линиями. Под каждой из кривых написана формула разложения.

<sup>1)</sup> По статье Негд, Гармоники и их эффект на форму волны.

Рассматривая чертежи и формулы, мы видим, что на вид суммарной кривой влияют не только частоты гармоник, наложенных на основную синусоиду, но и их амплитуды и фазы. Например: кривая *в* отличается от кривой *б* тем, что вторая гармоника, имея ту же фазу в обоих случаях, имеет амплитуду в два раза меньшую; кривая *ж* имеет вторую гармонику с той же амплитудой, что и кривая *б*, но фазу отличную; кривая *е* имеет опять-таки другую фазу; кривые *и* и *к* отличаются друг от друга тем, что третья гармоника имеет обратную фазу; на остальных кривых видно влияние гармоник более высокой частоты, чем вторая.

Выделение гармоник из кривой сложной формы, или, как принято говорить, разложение сложной кривой на составляющие синусоиды можно производить математическим путем, если соблюдены указанные ниже условия, или же графическим путем. Применение того или иного пути всецело зависит от навыков и конкретных условий. Существуют технические законченные приборы, выполняющие эту операцию автоматически.

Ниже мы приводим оба способа — математический и графический.

### § 3. Теория разложения сложного тока на составляющие.

Если периодическая функция удовлетворяет условиям Дирихле, т. е. в пределах от 0 до  $2\pi$  она:

- 1) интегрируема,
- 2) имеет конечное количество максимумов и минимумов,
- 3) имеет правильные разрывы непрерывности, т. е. при разрывах в бесконечность не превращается, то такая функция может быть разложена в ряд Фурье вида:

$$\begin{aligned} f(\omega t) = f(x) &= A_0 + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + A_3 \cos 3x + \dots + \\ &+ B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + B_3 \sin 3x + \dots = \\ &= A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (A_k \cos kx + B_k \sin kx) \end{aligned} \quad (1)$$

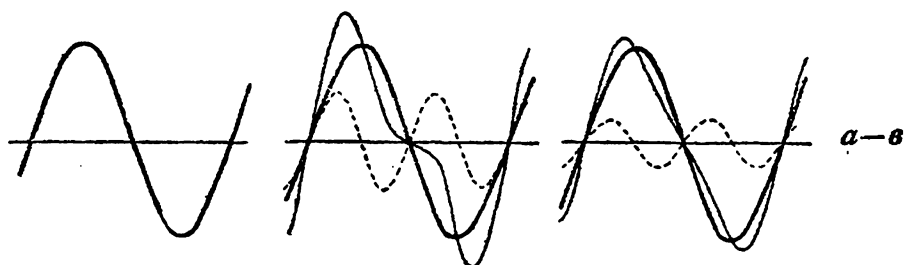
Это — бесконечный ряд, образованный правильными синусоидами с разной частотой и амплитудой, наложенными на некоторую постоянную составляющую. Амплитуды гармоник разложения вычисляются по следующим законам.

Величина постоянной составляющей:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\omega t) d\omega t. \quad (2)$$

Амплитуда некоторой  $k$ -ой гармоники косинусоидального ряда:

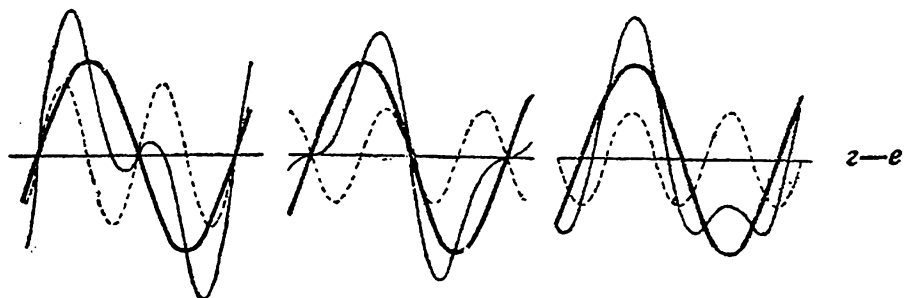
$$A_k = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) \cos kx dx = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\omega t) \cos k\omega t d\omega t. \quad (3)$$



$$y = a \sin x$$

$$y = a \sin x + \frac{a}{2} \sin 2x$$

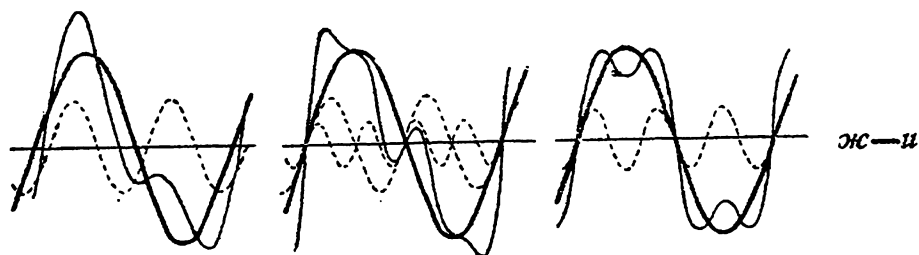
$$y = a \sin x + \frac{a}{4} \sin 2x$$



$$y = a \sin x + \frac{3a}{4} \sin 2x$$

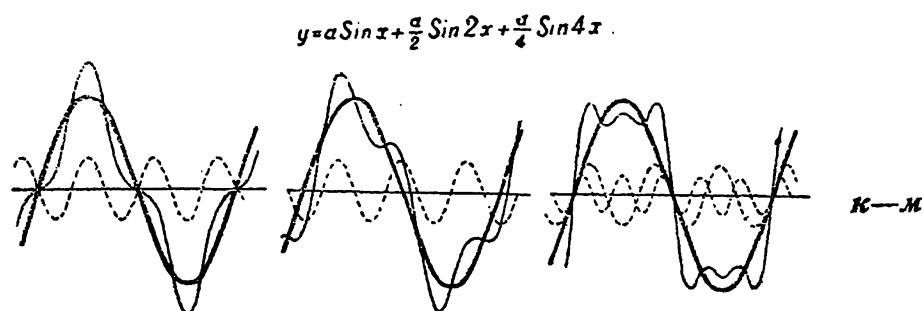
$$y = a \sin x - \frac{a}{2} \sin 2x$$

$$y = a \sin x + \frac{a}{2} \sin 2(x - \frac{\pi}{4})$$



$$y = a \sin x + \frac{a}{2} \sin 2(x - \frac{\pi}{8})$$

$$y = a \sin x + \frac{a}{3} \sin 3x$$



$$y = a \sin x - \frac{a}{3} \sin 3x$$

$$y = a \sin x + \frac{a}{3} \sin(x - \frac{\pi}{6})$$

$$y = a \sin x + \frac{a}{3} \sin 3x + \frac{a}{5} \sin 5x$$

Черт. 71, а—м. Изменение формы кривой при наличии гармоник.

Амплитуда  $k$ -ой гармоники синусоидального ряда:

$$B_k = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) \sin kx dx = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\omega t) \sin k\omega t d\omega t. \quad (4)$$

Амплитуда гармоники с частотой в  $k$  раз большей, чем основная частота, вычисляется по формуле:

$$C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}. \quad (5)$$

Как видно из приведенных выше формул, вид отдельных членов, вообще говоря, довольно прост, но все-таки разложение может оказаться достаточно сложным из-за необходимости учитывать коэффициенты, стоящие как у косинусоидального, так и у синусоидального ряда.

Разложение значительно упрощается, если рассматриваемая функция может быть названа «четной», т. е. если она удовлетворяет условию:

$$f(\omega t) = f(-\omega t). \quad (6)$$

т. е. два значения ее, соответствующие одинаковому по величине, но обратному по знаку аргументу, одинаковы, при выбранном начале координат. В этих условиях в разложении пропадает весь синусоидальный ряд, т. е.

$$B_k = 0 \quad (7)$$

и разложение принимает вид:

$$y = f(\omega t) = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (8)$$

При этом очевидно справедливы соотношения:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) dx = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\pi} f(x) dx \quad (9)$$

и

$$A_k = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(x) \cos kx dx = \frac{2}{\pi} \int_0^{+\pi} f(x) \cos kx dx. \quad (10)$$

Признаком четности функции является симметричность ее относительно оси ординат (см. черт. 72).

На черт. 72 действительно выполняется условие:

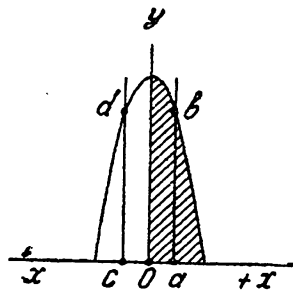
$$f(oa) = ab; f(oc) = dc \quad (\text{и при } oa = -oc) \quad ab = dc.$$

Примером несимметричной функции может служить кривая, показанная на черт. 73.

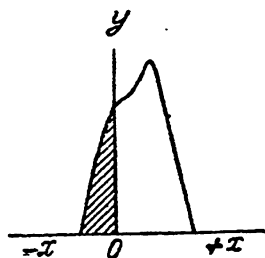
В данном случае никаким перемещением начала координат нельзя удовлетворить условию (6).

Из сказанного выше следует, что для математического разложения кривой анодного тока в ряд Фурье, необходимо знать закон, согласно которому ток периодически меняется. Однако именно это обычно

и неизвестно. Поэтому приходится подходить к вопросу с другого конца: попытаться заставить генератор работать с некоторой, заранее назначаемой формой тока. Так как в условиях работы генератора имеется множество факторов, влияние которых остается неизвестным, и расчет достаточно производить с некоторым приближением, то



Черт. 72. Четная кривая.



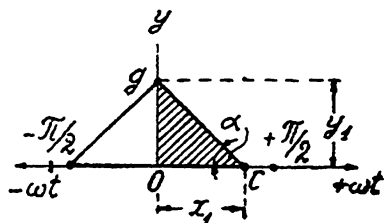
Черт. 73. Нечетная кривая.

Обратимся к примерам разложения некоторых простейших кривых математическим путем.

#### § 4. Разложение треугольного импульса.

Предположим, что анодный ток имеет форму импульса, представленную на черт. 74, т. е. что ток линейно нарастает до некоторого максимума, после чего линейно же и убывает. При этом, как представлено на черт. 74, ток проходит лишь в течение некоторой доли полупериода.

При выбранном начале координат мы имеем дело с четной функцией. Следовательно, вычисление коэффициентов разложения должно происходить по формулам:



Черт. 74. Треугольный импульс тока.

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-x_1}^{+x_1} f(x) dx = \frac{1}{\pi} \int_0^{x_1} f(x) dx, \quad (11)$$

$$A_k = \frac{2}{\pi} \int_0^{x_1} f(x) \cos kx dx. \quad (12)$$

Составим выражение для прямой, проходящей через точки g и c. Общий вид уравнения будет, очевидно:

$$y = -ax + b,$$

и так как

$$a = \operatorname{tg} \alpha = \frac{og}{oc} = \frac{y_1}{x_1}; \quad b = og = y_1,$$

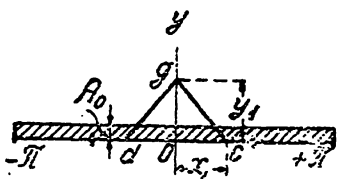
то имеем:

$$y = y_1 \frac{x_1 - x}{x_1} = f(x). \quad (13)$$

Пользуясь полученным уравнением и подставляя его в выражение (11), получаем значение постоянной составляющей тока:

$$A_0 = \frac{y_1}{\pi x_1} \int_0^{x_1} (x_1 - x) dx = \frac{1}{2\pi} y_1 x_1. \quad (14)$$

Так как постоянная составляющая представляет полное количество электричества, протекающее в течение периода в одном направлении, то найденное нами выражение может быть получено еще и другим путем. Для этого надо площадь треугольника, выражающую это количество, заменить равновеликой ей площадью прямоугольника, имеющего основание  $2\pi$  и высоту, равную искомой величине постоянной составляющей. Имеем, площадь треугольника  $gcd$  (черт. 75):



$$\frac{1}{2} y_1 2x_1 = y_1 x_1 = 2\pi A_0,$$

Черт. 75. Постоянная составляющая треугольного импульса.

откуда постоянная составляющая равна:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} y_1 x_1.$$

Пользуясь формулами (13) и (12), составляем выражение для амплитуды  $k$ -ой гармоники тока:

$$A_k = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{y_1}{x_1} \int_0^{x_1} (x_1 - x) \cos kx dx$$

и, после интегрирования и сокращений:

$$A_k = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{y_1}{x_1} \frac{1 - \cos kx_1}{k^2}. \quad (15)$$

Следовательно, разложение треугольного импульса имеет вид:

$$y = \frac{1}{2\pi} y_1 x_1 + \frac{2}{\pi} \frac{y_1}{x_1} (1 - \cos x_1) \cos x + \frac{2}{\pi} \frac{y_1}{x_1} \frac{1 - \cos 2x_1}{4} \cos 2x + \dots + \frac{2}{\pi} \frac{y_1}{x_1} \frac{1 - \cos kx_1}{k^2} \cos kx + \dots \quad (16)$$

В дальнейшем нас будут интересовать преимущественно постоянная составляющая, первая гармоника и отношение первой гармоники к постоянной составляющей. Поэтому выпишем эти выражения отдельно. Постоянная составляющая:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} y_1 x_1.$$



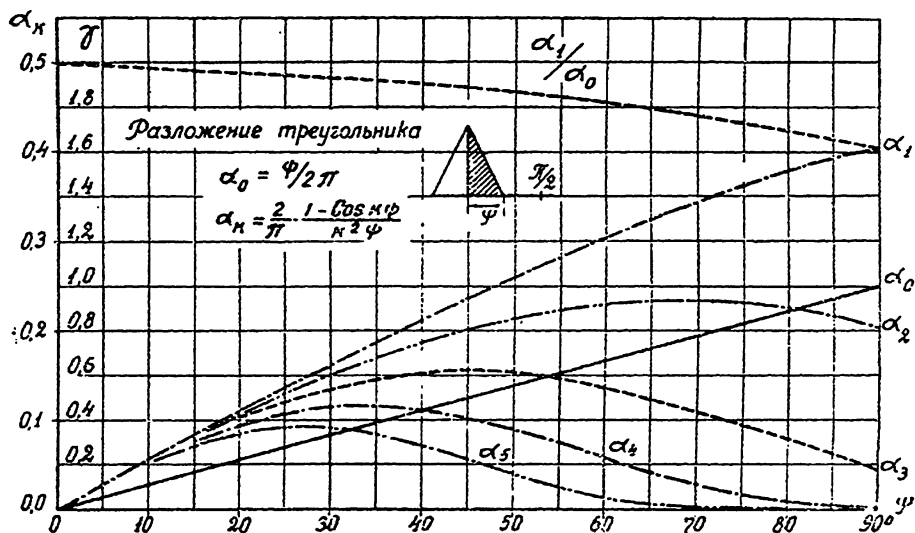
Первая гармоника:

$$A_1 = \frac{2}{\pi} \frac{y_1}{x_1} (1 - \cos x_1).$$

Отношение первой гармоники к постоянной составляющей:

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{4(1 - \cos x_1)}{x_1^2}.$$

Обычно необходимо знать отношение постоянной составляющей и амплитуд различных гармоник к величине наибольшей ординаты функции, в данном случае — к величине  $y_1$ . Эти отношения называются



Черт. 76. Разложение треугольного импульса.

коэффициентами разложения. Так, коэффициент постоянной составляющей равен:

$$\alpha_0 = \frac{A_0}{y_1},$$

коэффициент  $k$ -ой гармоники:

$$\alpha_k = \frac{A_k}{y_1}.$$

На черт. 76 приведены кривые, определяющие коэффициенты разложения до пятой гармоники, и отношение первой гармоники к постоянной составляющей, для различных углов отсечки  $x_1 = \psi$  от нуля до  $90^\circ$ .

**Численный пример.** Для угла отсечки в  $60^\circ$  имеем:  $\alpha_1 = 0,305$ ;  $\alpha_2 = 0,228$ ;  $\alpha_3 = 0,135$ ;  $\alpha_4 = 0,058$ ;  $\alpha_5 = 0,001$ ;  $\alpha_6 = 0,165$  и  $\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = 1,82$ .

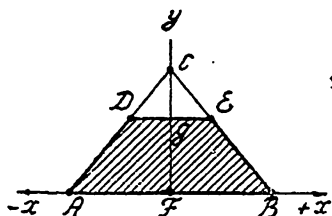
## § 5. Разложение трапециoidalного импульса.

Пользуясь формулами разложения треугольника, можно легко составить выражения для разложения трапеции. Для этого обратимся к черт. 77. Будем рассматривать трапецию как разность двух треугольников, одного  $ABC$  и другого  $DCE$ . Введем обозначения:

$$FB = \psi_2; GE = \psi_1; CF = y_2, Cg = y_1; GF = y_2 - y_1 = I_m.$$

Постоянную составляющую находим аналогично вышеизложенному, приравнявая площадь трапеции равновеликой ей площади прямоугольника:

$$\text{пл. } DEAB = \frac{1}{2} (2\psi_1 + 2\psi_2) I_m = (\psi_1 + \psi_2) I_m,$$



Черт. 77. Трапециoidalный импульс.

откуда находим:

$$2\pi I_0 = (\psi_1 + \psi_2) I_m,$$

следовательно коэффициент постоянной составляющей равен:

$$\alpha_0 = \frac{I_0}{I_m} = \frac{\psi_1 + \psi_2}{2\pi}.$$

Можно однако вывести последнее выражение и иначе. Постоянная составляющая для треугольника  $ABC$  равна:  $\frac{1}{2\pi} y_2 \psi_2$ ; для треугольника  $CDE$  она равна:  $\frac{1}{2\pi} y_1 \psi_1$ ; следовательно постоянная составляющая для трапециoidalного импульса равна разности этих двух выражений:

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} (y_2 \psi_2 - y_1 \psi_1);$$

но

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{\psi_2}{\psi_1},$$

следовательно:

$$y_2 = y_1 \frac{\psi_2}{\psi_1}.$$

Наконец,

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{y_1}{\psi_1} (\psi_2^2 - \psi_1^2) \quad \text{и} \quad I_m = y_2 - y_1 = y_1 \frac{\psi_2 - \psi_1}{\psi_1},$$

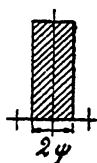
поэтому искомое выражение для коэффициента постоянной составляющей имеет вид:

$$\alpha_0 = \frac{I_0}{I_m} = \frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2).$$

Подобно этому имеем формулы для расчета  $k$ -ой гармоники для треугольника  $ACB$  и для треугольника  $CGE$ :

$$\frac{2}{\pi} \frac{y_2}{\psi_2} \frac{1 - \cos k \psi_2}{k^2} \quad \text{и} \quad \frac{2}{\pi} \frac{y_1}{\psi_1} \frac{1 - \cos k \psi_1}{k^2}.$$

Коэффициенты гармоник  
четырехугольного импульса тока.

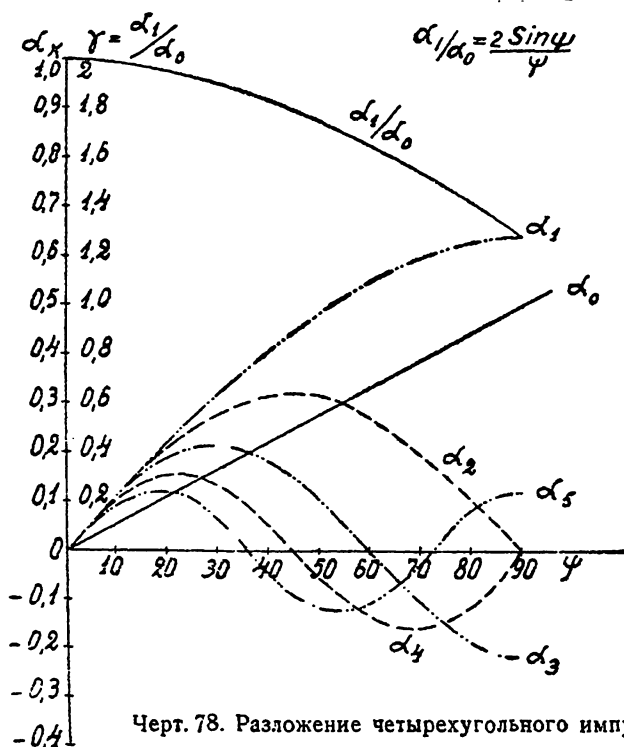


$$\alpha_0 = \psi / \pi$$

$$\alpha_k = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{k} \sin k \psi$$

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \sin \psi$$

$$\alpha_1 / \alpha_0 = \frac{2 \sin \psi}{\psi}$$



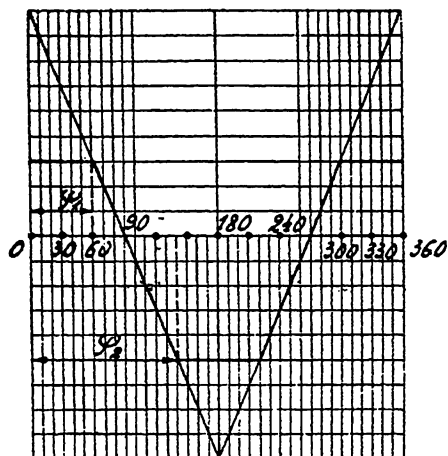
Черт. 78. Разложение четырехугольного импульса.

Следовательно, амплитуда  $k$ -ой гармоники трапеции равна:

$$I_k = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{k^2} \left[ \frac{y_2 (1 - \cos k \psi_2)}{\psi_2} - \frac{y_1 (1 - \cos k \psi_1)}{\psi_1} \right], \quad (17)$$

или, учитывая, что  $\frac{y_2}{\psi_2} = \frac{y_1}{\psi_1}$  и что  $I_m = y_1 \frac{\psi_2 - \psi_1}{\psi_1}$ , имеем окончательно:

$$\alpha_k = \frac{I_k}{I_m} = \frac{2}{\pi} \frac{\cos k\psi_1 - \cos k\psi_2}{k^2(\psi_2 - \psi_1)}. \quad (18)$$



Раскрывая неопределенность при  $k=1$ , получаем формулу для расчета коэффициента 1-ой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1}. \quad (19)$$

При  $k=2$  находим коэффициент 2-ой гармоники:

$$\alpha_2 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos 2\psi_1 - \cos 2\psi_2}{4(\psi_2 - \psi_1)}. \quad (20)$$

Коэффициент 3-й гармоники:

$$\alpha_3 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos 3\psi_1 - \cos 3\psi_2}{9(\psi_2 - \psi_1)}. \quad (21)$$

Черт. 79. Возможные формы трапециодального импульса.

Отношение 1-ой гармоники к постоянной составляющей:

$$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{4(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)(\psi_2 - \psi_1)}{\cos 2\psi_1 - \cos 2\psi_2}. \quad (22)$$

Очевидно, что полагая  $\psi_1 = 0$ , мы получаем выведенные выше выражения для разложения треугольника, а полагая  $\psi_1 = \psi_2$ , получаем решение для частного случая трапеции — для прямоугольника.

Численные значения коэффициентов разложения прямоугольника приведены на черт. 78.

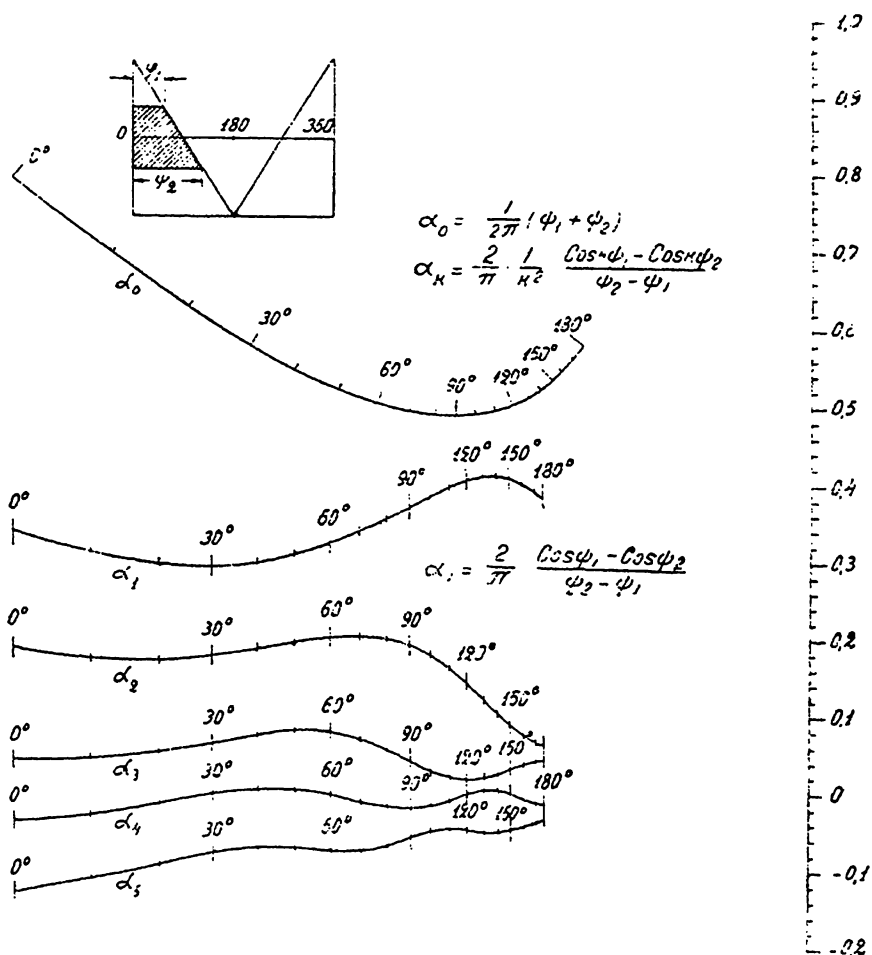
Формулы разложения прямоугольника имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{\psi}{\pi} & \alpha_2 &= \frac{1}{\pi} \sin 2\psi \\ \alpha_1 &= \frac{2}{\pi} \sin \psi & \alpha_3 &= \frac{2}{3\pi} \sin 3\psi \end{aligned} \right\} \alpha_k = \frac{1}{k} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \sin k\psi \quad (23)$$

Приведенные нами формулы разложения трапеции справедливы очевидно для любых значений углов  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , причем обязательно угол  $\psi_2$  больше угла  $\psi_1$ . Возможные при различных значениях углов формы тока ясны из черт. 79.

Для приближения расчетов, с которыми практически всегда приходится иметь дело, можно пользоваться номограммами, вычисленными по нашей просьбе инж. П. Мелентьевым (черт. 80 и 81).

Пользуясь номограммой на черт. 80, получаем, например для трапеции, определяемой углами  $\psi_2 = 90^\circ$  и  $\psi_1 = 30^\circ$ : коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,34$ ; коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,53$  и т. д. Номограмма на черт. 81 позволяет найти отношение коэффициента некоторой  $k$ -ой гармоники к коэффициенту постоянной составляющей



Черт. 80. Коэффициенты гармоник разложения трапециoidalной формы импульса.

## § 6. Разложение косинусоидального импульса.

Обратимся к изучению разложения косинусоидального импульса тока. Для этого рассмотрим черт. 82.

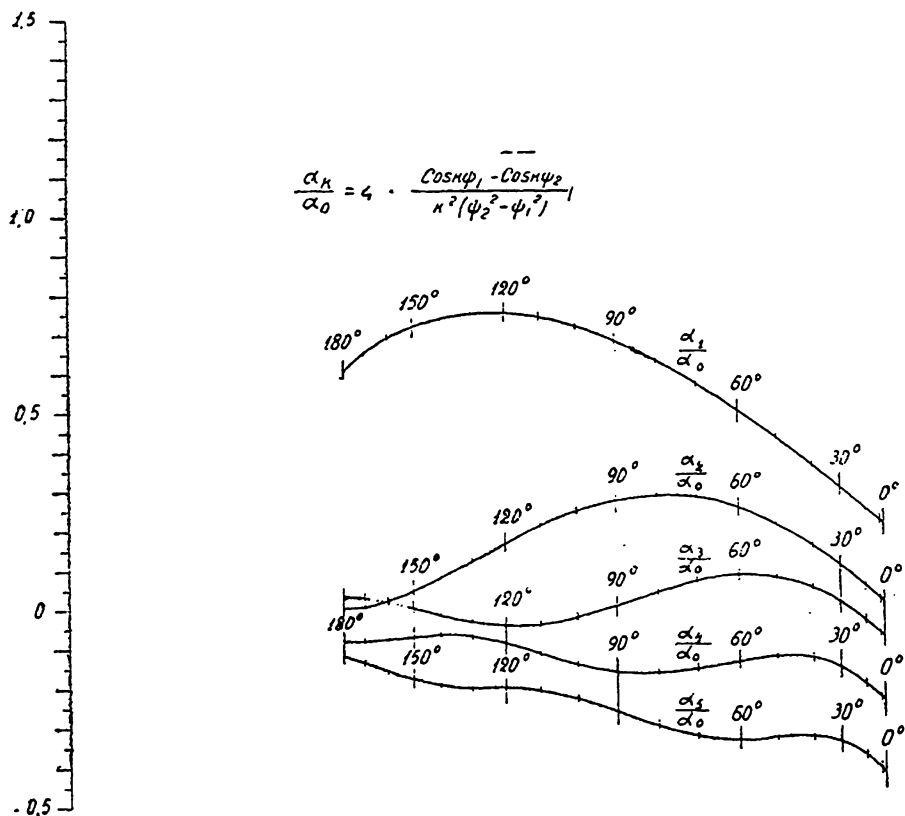
Здесь представлен импульс тока, при котором отсечка равна углу  $\psi$ . Выведем прежде всего общее выражение для косинусоидального

импульса тока. Для этого воспользуемся приведенными на чертеже обозначениями и напишем:

$$i = (A + B) \cos \omega t.$$

Нас интересуют лишь значения этой функции в пределах от 0 до  $\psi$ ; следовательно, формула для мгновенных значений тока, проходящего через лампу равна:

$$i^a = i - A.$$



Черт. 81. Отношение коэффициентов гармоник разложения трапециодальной формы импульса к постоянной составляющей.

Далее находим

$$A = A \cos \psi + B \cos \psi \text{ и } A = B \frac{\cos \psi}{1 - \cos \psi};$$

следовательно:

$$A + B = B \frac{1}{1 - \cos \psi};$$

поэтому

$$i = B \frac{\cos \omega t}{1 - \cos \psi},$$

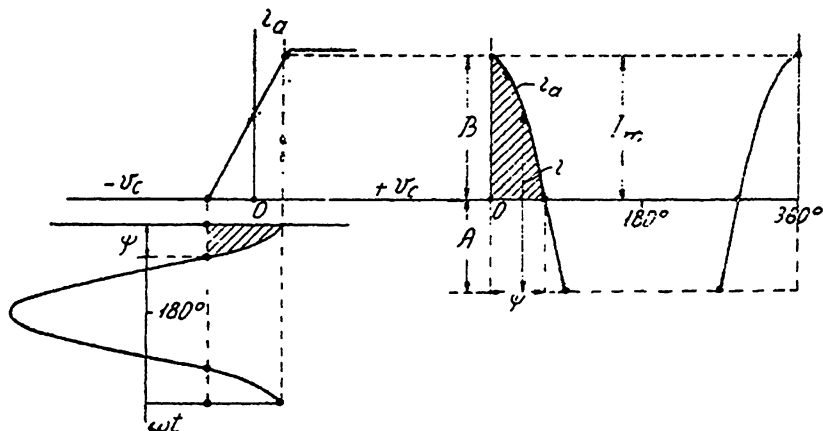
и искомое выражение для косинусоидального импульса имеет вид:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}. \quad (24)$$

Очевидно, что при  $\omega t = 0$  имеем  $i_a = I_m$ , а при  $\omega t = \psi$  имеем  $i_a = 0$ ; если же  $\psi = 90^\circ$ , то форма тока определяется уравнением обычной косинусоиды:

$$i_a = I_m \cos \omega t.$$

При выбранном нами начале координат рассматриваемая нами форма тока симметрична, и выражающая ее функция является четной функцией. Следовательно при определении значений коэффициентов разложения надо пользоваться формулами (9), (8) и (10).



Черт. 82. Получение косинусоидального импульса.

Рассмотрим формулу для постоянной составляющей тока. На основании только-что сказанного имеем:

$$I_{a0} = \frac{I_m}{\pi (1 - \cos \psi)} \int_0^\psi (\cos \omega t - \cos \psi) d\omega t,$$

или, после интегрирования:

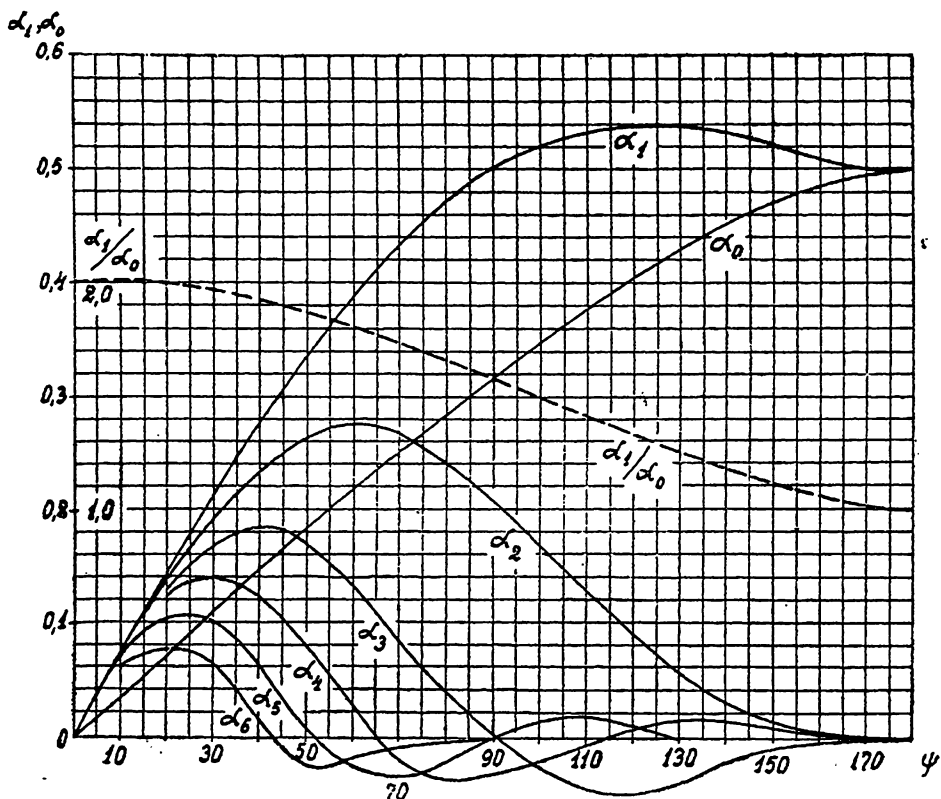
$$I_{a0} = I_m \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)}. \quad (25)$$

Составим выражение для  $k$ -ой гармоники разложения. Оно имеет вид

$$I_{ak} = \frac{2}{\pi} I_m \frac{1}{1 - \cos \psi} \int_0^\psi (\cos \omega t - \cos \psi) \cos k\omega t d\omega t.$$

Первый интеграл находим сразу:

$$\int_0^{\psi} \cos \psi \cos k \omega t d \omega t = \frac{1}{k} \cos \psi \sin k \psi.$$



Черт. 83. Коэффициенты разложения косинусоидального импульса.

Второй интеграл находим путем простейших преобразований;

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int_0^{\psi} [\cos (\omega t - k \omega t) + \cos (\omega t + k \omega t)] d \omega t = \\ & = \frac{1}{2(1-k)} \sin (1-k) \psi + \frac{1}{2(1+k)} \sin (1+k) \psi. \end{aligned}$$

Следовательно,  $k$ -ая гармоника имеет амплитуду:

$$I_{ak} = \frac{2}{\pi} I_m \cdot \frac{\sin k \psi \cos \psi - k \cos k \psi \sin \psi}{k(k^2 - 1)(1 - \cos \psi)}. \quad (26)$$

Нас интересуют обычно значения коэффициентов разложения, т. е. отношения амплитуд гармоник к максимальному значению



импульса. Подставляя вместо  $k$  значения 1, 2, 3 и т. д. и раскрывая неопределенность при  $k=1$ , получаем искомые формулы разложения косинусоиды:

Коэффициент постоянной составляющей:

$$\alpha_0 = \frac{I_{a0}}{I_m} = \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)}. \quad (27)$$

Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = \frac{2\psi - \sin 2\psi}{2\pi (1 - \cos \psi)}. \quad (28)$$

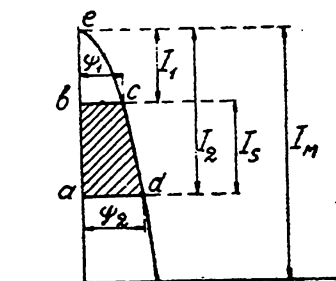
Коэффициент второй гармоники:

$$\alpha_2 = \frac{I_{a2}}{I_m} = \frac{\sin 2\psi \cos \psi - 2 \cos 2\psi \sin \psi}{3\pi (1 - \cos \psi)}. \quad (29)$$

Отношение первой гармоники к постоянной составляющей:

$$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{2\psi - \sin 2\psi}{2(\sin \psi - \psi \cos \psi)}. \quad (30)$$

С целью облегчения расчетов генераторов приводим на черт. 83 кривые для значений коэффициентов разложения косинусоиды для углов отсечки от нуля до  $90^\circ$ .



Черт. 84. Косинусоидальная трапеция.

## § 7. Разложение косинусоидальной трапеции.

Рассмотрим форму кривой, образованной отрезком косинусоиды, ограниченной сверху и снизу прямыми (черт. 84).

На черт. 84 подобная кривая ограничивает площадь  $abcd$ . Воспользуемся приведенными на чертеже обозначениями и выведем формулы для коэффициентов разложения. Для этого будем рассматривать нашу фигуру, как разность двух площадей, ограниченных косинусоидами, одной  $abecd$  и другой  $bec$ , причем искомые значения для составляющих токов искомой фигуры  $abcd$  получим путем вычитания соответствующих выражений для составляющих токов обеих кривых.

Легко видеть, что:

$$I_1 = I_m (1 - \cos \psi_1)$$

и

$$I_2 = I_m (1 - \cos \psi_2);$$

следовательно:

$$I_s = I_m (\cos \psi_1 - \cos \psi_2),$$

откуда:

$$I_m = \frac{I_s}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2};$$

таким образом имеем:

$$I_1 = I_s \frac{1 - \cos \psi_1}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \quad \text{и} \quad I_2 = I_s \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}.$$

Воспользовавшись полученными обозначениями, составим формулу для постоянной составляющей нашей кривой:

$$I_{a0} = \frac{1}{\pi} I_2 \frac{\sin \psi_2 - \psi_2 \cos \psi_2}{1 - \cos \psi_2} - \frac{1}{\pi} I_1 \frac{\sin \psi_1 - \psi_1 \cos \psi_1}{1 - \cos \psi_1}$$

и следовательно коэффициент постоянной составляющей равен:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi_2 - \sin \psi_1 + \psi_1 \cos \psi_1 - \psi_2 \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}. \quad (31)$$

Подобно этому составляем выражение для нахождения амплитуды  $k$ -ой гармоники разложения:

$$I_k = \frac{2}{\pi} \frac{1}{k(k^2 - 1)} \left[ I_2 \frac{\sin k\psi_2 \cos \psi_2 - k \cos k\psi_2 \sin \psi_2}{1 - \cos \psi_2} - I_1 \frac{\sin k\psi_1 \cos \psi_1 - k \sin \psi_1 \cos k\psi_1}{1 - \cos \psi_1} \right]$$

и, аналогично предыдущему, находим искомое выражение для коэффициента  $k$ -ой гармоники:

$$\alpha_k = \frac{2}{\pi} \frac{\sin k\psi_2 \cos \psi_2 - k \sin \psi_2 \cos k\psi_2 - \sin k\psi_1 \cos \psi_1 + k \sin \psi_1 \cos k\psi_1}{k(k^2 - 1)(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}. \quad (32)$$

Подставляя вместо  $k$  значения 1, 2 и 3 и т. д. и раскрывая неопределенность при  $k=1$ , имеем:

Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}. \quad (33)$$

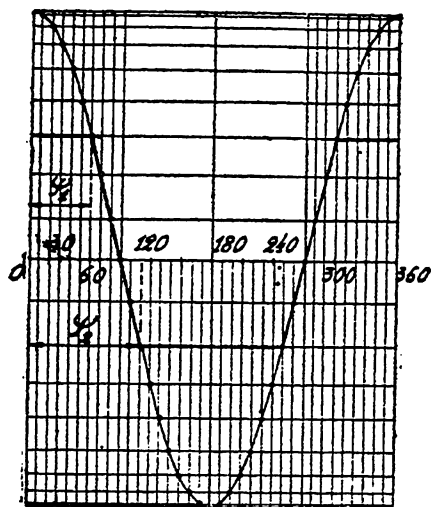
Отношение первой гармоники к постоянной составляющей:

$$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{1}{2} \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{\sin \psi_2 - \sin \psi_1 + \psi_1 \cos \psi_1 - \psi_2 \cos \psi_2}. \quad (34)$$

Все приведенные выше формулы, определяющие коэффициенты разложения косинусоидальной трапеции, меняют свое численное значение в зависимости от значений углов верхней и нижней отсечки  $\psi_2$  и  $\psi_1$ . Возможные формы импульсов при различных значениях этих углов видны на черт. 85. Очевидно, что всегда угол нижней отсечки должен быть больше угла верхней отсечки. Например: при  $\psi_1 = 0$  и  $\psi_2 = 180^\circ$  имеем случай колебаний I рода; при  $\psi_1 = 0$  и при угле  $\psi_2$ , заключенном между значениями  $90^\circ$  и  $180^\circ$ , мы имеем форму тока, получающуюся при детектировании на нижнем загибе анодной характеристики; при  $\psi_2$  равном  $180^\circ$  и  $\psi_1$ , заключенном между значениями  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , мы имеем дело с детектированием на верхнем загибе анодной характеристики

ламп; при  $\psi_1$  равном нулю и  $\psi_2$ , заключенном между значениями  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , имеем условия работы генератора при недонапряженном режиме; наконец при угле верхней отсечки, заключенном между нулем и  $90^\circ$ , и угле нижней отсечки — между  $\psi_1$  и  $90^\circ$ , мы имеем дело с генератором, при работе которого рабочая точка доходит до верхнего загиба и на некоторое время ток остается постоянным по величине.

На черт. 86 и 87 приведены номограммы для приближенного, но быстрого нахождения составляющих разложения. Номограммы, подобно предыдущим, вычислены по нашему поручению инженером П. Мелентьевым. Эти номограммы позволяют не только найти значения коэффициентов разложения для любых углов верхней и нижней отсечек, но дают еще и наглядное представление о характере изменения коэффициентов при вариации углов; таким образом можно легко выбрать такую форму тока, при которой та или иная гармоника имела бы заданное значение. Конечно, в реальных практических условиях нельзя рассчитывать на полное совпадение результатов расчета с данными опыта, но известное приближение подобная оценка дает.



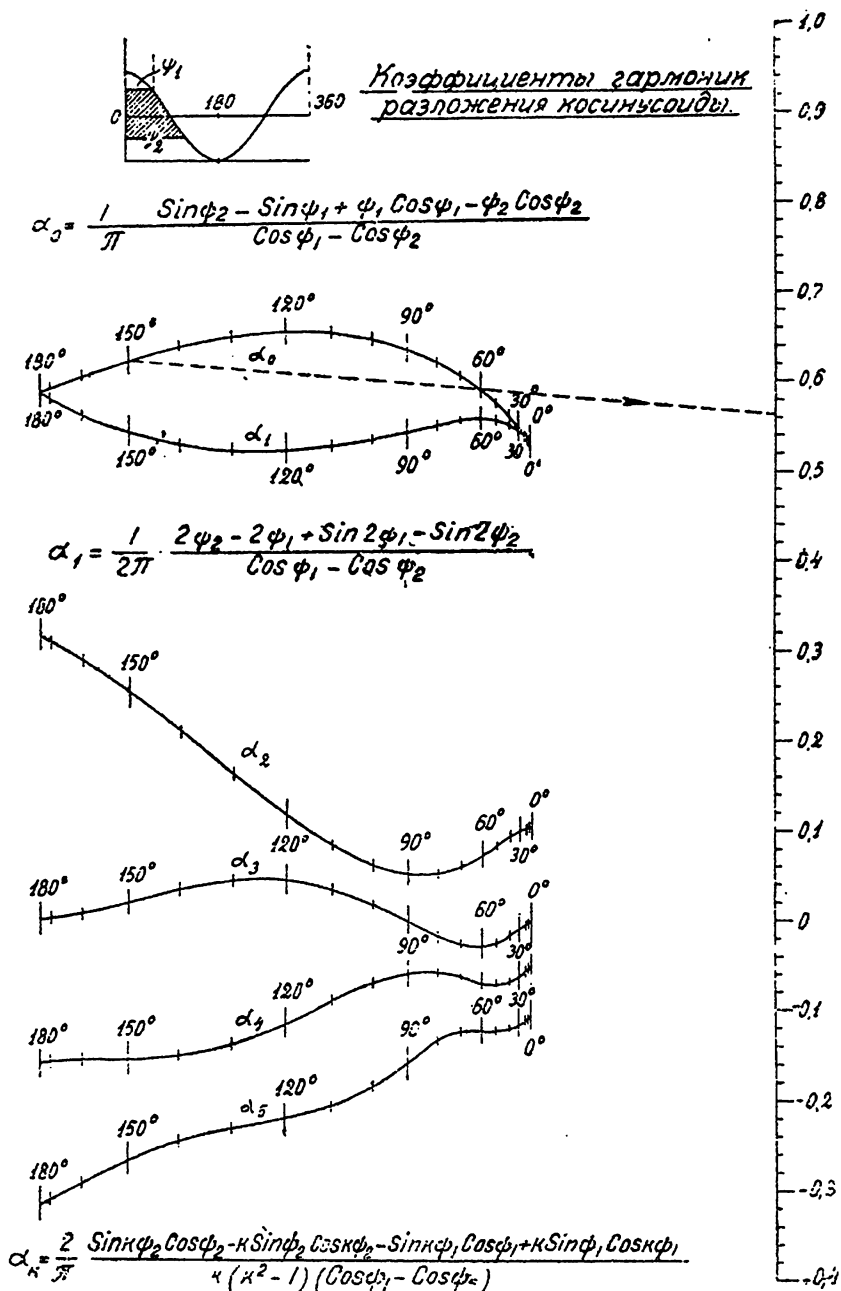
Черт. 85. Возможные формы косинусоидальной трапеции.

## § 8. Сравнение разложений косинусоиды и прямоугольника.

Выше мы приводили разложение косинусоиды и четырехугольника. Для суждения о том, в какой мере форма тока влияет на величину составляющих гармоник, рассмотрим черт. 88, на котором для большей наглядности сведены результаты обоих разложений.

Это сравнение имеет тот смысл, что в реальных условиях работы генератора возможен случай, когда, путем изменения режима его работы, постепенно переходят от одной формы тока к другой. При этом необходимо считаться с появлением или пропаданием тех или иных составляющих токов, что может оказывать различное влияние на получаемый результат.

Сравнивая значения составляющих токов по черт. 88, мы видим, что первая гармоника разложения четырехугольника при всех углах отсечки больше, чем соответствующая тому же углу отсечки 1-я гармоника разложения косинусоиды. Вторая гармоника синусоиды равна таковой четырехугольника при угле отсечки равном  $60^\circ$ . При отсечке  $90^\circ$  вторая гармоника прямоугольника равна нулю, в то время как для косинусоиды она еще очень велика (около 0,21). Отсюда можно сделать вывод, что при желании избежать второй гармоники и при необходимости по тем или иным причинам работать с отсечкой  $90^\circ$  сле-

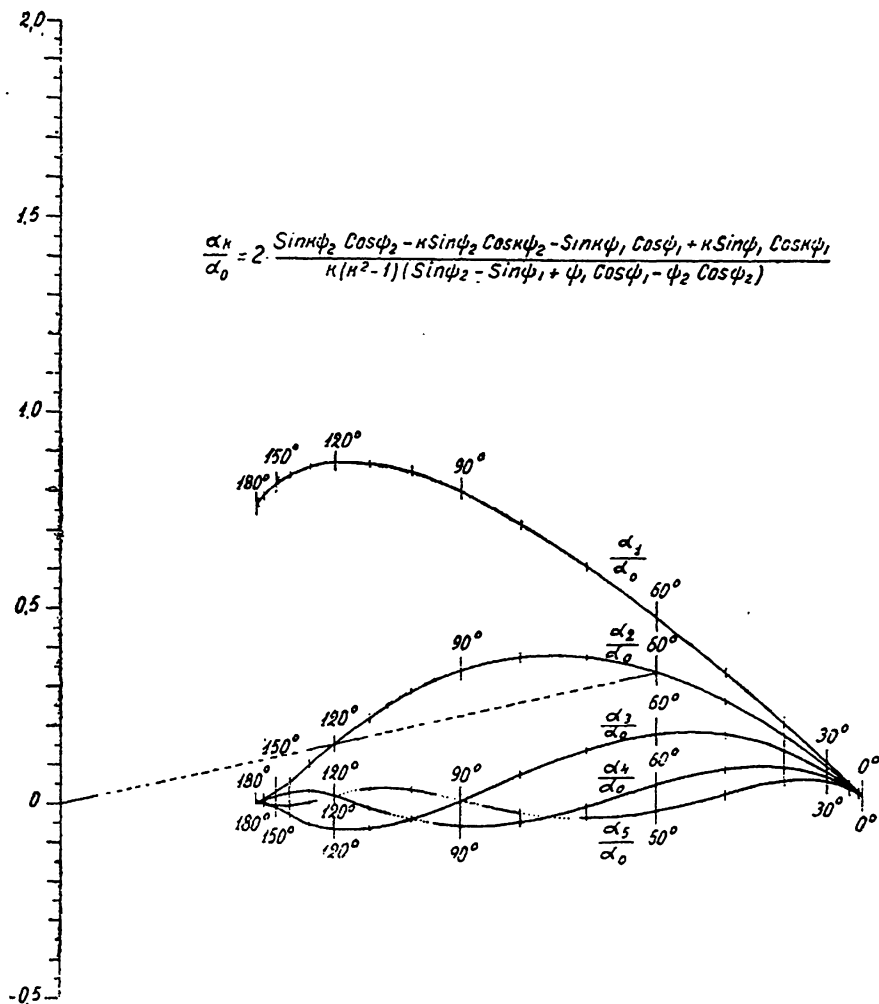


Черт. 86. Коэффициенты гармоник разложения косинусоиды.

дует работать с плоской формой анодного импульса. Во всяком случае для любого угла отсечки между  $60^\circ$  и  $90^\circ$  всегда вторая гармоника синусоиды больше. При отсечке в  $60^\circ$  третья гармоника прямоугольника

равна нулю. При всех углах отсечки между  $40^\circ$  и  $70^\circ$  третья гармоника синусоиды больше таковой прямоугольника. При отсечке  $45^\circ$  первая гармоника косинусоиды равна второй гармонике прямоугольника, и т. д.

Приведенный пример достаточно ясно показывает, как быстро меняются составляющие токи разложения анодного импульса при изме-



Черт. 87. Отношение коэффициентов разложения косинусоиды к постоянной составляющей.

нении формы импульса. Очевидно, что вместе с этим происходит перераспределение мощности между анодом и колебательным контуром, меняется отдача и др.

Сравнивая получаемые кривые тока, вызванные косинусоидальным импульсом сеточного напряжения, с идеальной синусоидой, можно сделать вывод о том, что анодный импульс отличается от сеточного,

вследствие появления той или иной гармоники в анодной цепи при отсутствии таковой в цепи сетки.

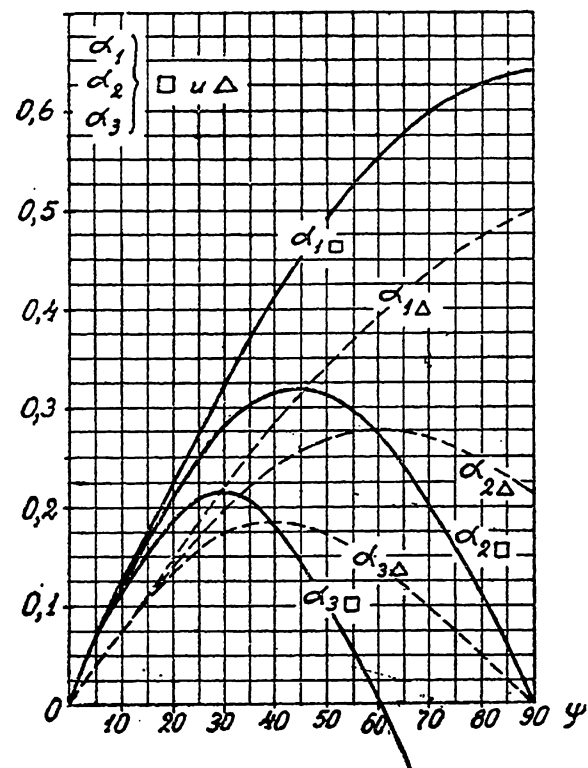
## § 9. Графический метод разложения кривых в ряд Фурье.

Графический метод разложения в ряд применяется в тех случаях, когда форму кривой трудно представить достаточно простой математической зависимостью. Существует множество способов нахождения гармоник графическим путем. Мы изучим достаточно простой способ непосредственно на примере.

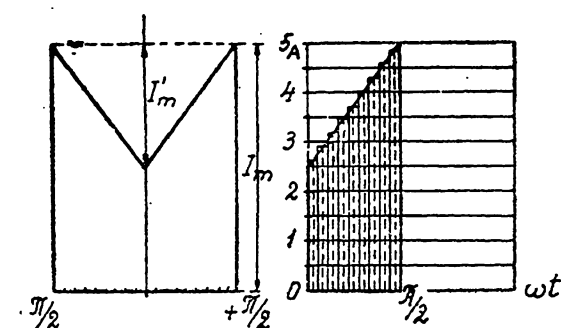
Предположим, что требуется разложить графическим путем кривую, представленную на черт. 89.

Для сопоставления графического метода с изученным нами выше аналитическим мы выбираем кривую, разложение которой можно найти и математическим путем, но делаем это лишь с педагогической целью.

Для решения нашей задачи разбиваем площадь фигуры на некоторое количество полос одинаковой ширины. Очевидно, что чем больше будет количество полос, тем точнее получится разложение. Возьмем например полосы через каждые  $10^\circ$ . В данном примере, когда кривая занимает по оси абсцисс  $2 \times 90^\circ$  и имеет правильную форму, вполне достаточно разбить ее на 18



Черт. 88. Сравнение разложений косинусоиды и четырехугольника.



Черт. 89. Графический способ разложения.

полосок. Если кривая четная, что, подобно рассматриваемой нами кривой, обычно имеет место у кривых анодного тока, то достаточно производить разбивку одной ее половины, умножая затем все коэффициенты на 2.

Так как в нашем примере кривая четная, то разбиваем одну по-

ловину ее на 9 полосок, через каждые 10°. Затем наносим на чертеж средние ординаты каждой площадки.

Т а б л и ц а I.

Расчет коэффициентов разложения кривой графическим путем.

Номер полосы	Градусы ср. ордин.	Орди- ната ср.	$y \cos \omega t$	$y \cos 2 \omega t$	$y \cos 3 \omega t$	$y \cos 4 \omega t$	$y \cos 5 \omega t$
1	5	26	25,9	25,6	25,1	24,4	23,5
2	15	29	28,0	25,1	20,5	14,5	7,5
3	25	32	29,0	20,6	8,3	— 5,6	— 18,4
4	35	34	27,9	11,6	— 8,8	— 26,0	— 33,9
5	45	37	26,1	0,0	— 26,1	— 37,0	— 26,1
6	55	40	23,0	— 13,7	— 38,7	— 30,7	+ 3,5
7	65	43	18,2	— 27,7	— 41,6	— 7,5	35,2
8	75	46	11,9	— 39,8	— 32,5	+ 23,0	44,3
9	85	48	4,2	— 47,3	— 12,4	45,2	20,3
$\Sigma =$		335	194,3	— 45,6	— 106,2	+ 0,3	+ 55,9

1. Для нахождения постоянной составляющей берем сумму всех средних ординат, умножаем ее на 2, для учета второй половины кривой, и делим полученный результат на число полос в периоде, в данном случае на 36.

Очевидно, что, имея четную функцию, можно было бы прямо сумму делить на 18.

В нашем примере имеем сумму ординат 335. Отсюда находим постоянную составляющую 18,6 мм, что в масштабе 1 мм = 0,1 ампер дает ток равный 1,86 ампер. Коэффициент постоянной составляющей равен:  $\alpha = 0,373$ .

Таким путем мы выполнили графическое интегрирование, вычислив интеграл:

$$\frac{2}{2\pi} \int_0^{\pi/2} f(\omega t) d\omega t.$$

2. Вычисление остальных членов разложения сводится к графическому решению интегралов вида:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} f(x) \cos kx dx, \text{ где: } x = \omega t.$$

а) Для нахождения амплитуды первой гармоники мы умножаем каждую среднюю ординату на косинус угла, соответствующего положению данной ординаты на оси абсцисс, и составляем сумму:

$$\sum_{n=1}^{n=9} y_n \cos(\omega t)_n; \quad (35)$$

эту сумму множим на два и делим на число полос в полупериоде, в данном случае на 18. Так как рассматриваемая кривая является четной функцией, то можно было бы просто делить сумму (35) на 9.

Как видно из таблицы, сумма (35) равна 194,3. Делим это число на 9 и получаем, с учетом масштаба, амплитуду первой гармоники разложения:  $I_{a_1} = 2,16$  ампер. Далее находим коэффициент первой гармоники:  $\alpha_1 = 0,432$ .

б) Для нахождения амплитуды второй гармоники составляем произведение средних ординат на косинус двойного угла:  $2\omega t$ . Далее составляем сумму:

$$\sum_{n=1}^{n=9} y_n \cos (2 \omega t)_n . \quad (36)$$

Суммирование производим с учетом знаков слагаемых. Сумма (36) равна в нашем примере:  $-45,6$ . Разделив это число на 9, получаем, с учетом масштаба, амплитуду второй гармоники:  $I_{a_2} = -0,51$  ампер и коэффициент второй гармоники  $\alpha_2 = -0,101$ .

Подобным же путем выполняем дальнейшее графическое интегрирование и находим:

	Амплитуда	Коэффициент
3-я гармоника	$-0,118$	$-0,237$
4-я гармоника	$0$	$0$
5-я гармоника	$+0,62$	$+0,124$

Следовательно, наша кривая может быть разложена в ряд вида:

$$f(\omega t) = 1,86 + 2,16 \cos \omega t - 0,51 \cos 2 \omega t - 0,118 \cos 3 \omega t + 0,62 \cos 5 \omega t + \dots \quad (37)$$

Для сравнения выполненного нами графического разложения с аналитическим составим прежде всего выражения для коэффициентов разложения нашей кривой. Для этого рассматриваем нашу фигуру как разность между четырехугольником с высотой  $I_m$  и треугольником с высотой  $I_m'$ . Отношение этих высот обозначим через:  $I_m'/I_m = n$ . Пользуясь этими обозначениями и изложенными выше результатами разложения четырехугольника и треугольника, составляем общие выражения для коэффициентов разложения нашей кривой:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{\psi}{\pi} - n \frac{\psi}{2\pi} = \frac{\psi}{\pi} (1 - 0,5 n) \\ \alpha_k &= \frac{2 \sin k \psi}{\pi k} - \frac{2}{\pi} \frac{1 - \cos k \psi}{k^2 \psi} n. \end{aligned} \right\}$$

В этих общих формулах надо в нашем примере считать:

$$\psi = 90^\circ \text{ и } n = 0,5.$$

Производя расчет, получаем:

Коэффициент постоянной составляющей:

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{2\pi} (1 - 0,25) = 0,375.$$



Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \sin \psi - \left[ \frac{1 - \cos \psi}{\psi} \cdot 0,5 \right] = 0,637 (1 - 0,319) = +0,434.$$

Коэффициент второй гармоники:

$$\alpha_2 = \frac{2}{\pi} \left[ 0,5 \sin 180^\circ - \frac{1 - \cos 180^\circ}{4 \cdot 1,57} \cdot 0,5 \right] = -0,101.$$

Коэффициент третьей гармоники:

$$\alpha_3 = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{1}{3} \cdot \sin 270^\circ - \frac{1 - \cos 270^\circ}{9 \cdot 1,57} \cdot 0,5 \right] = -0,235.$$

Коэффициент четвертой гармоники:

$$\alpha_4 = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{1}{4} \cdot \sin 360^\circ - \frac{1 - \cos 360^\circ}{16 \cdot 1,57} \cdot 0,5 \right] = 0.$$

Коэффициент пятой гармоники:

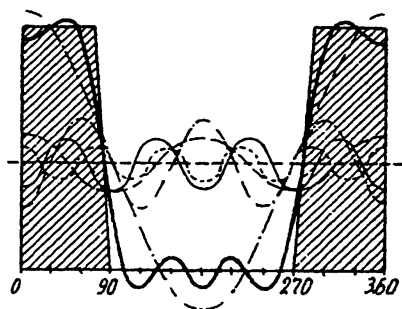
$$\alpha_5 = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{1}{5} \cdot \sin 90^\circ - \frac{1 - \cos 90^\circ}{25 \cdot 1,57} \cdot 0,5 \right] = +0,124.$$

Таким образом, мы показали, что вычисленные нами коэффициенты разложения совпадают, давая одинаковые значения как при графическом, так и при аналитическом методе разложения.

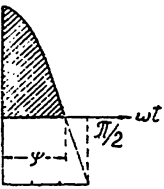
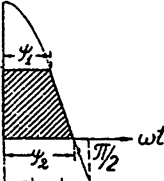
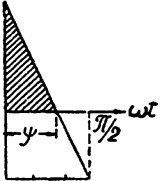
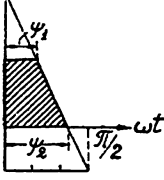
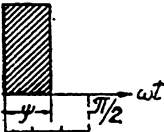
**Пример.** Представляет интерес выяснить, до какого члена разложения необходимо идти, чтобы при суммировании всех полученных членов получить воспроизведение заданной кривой. Для суждения об этом рассмотрим пример, представленный на черт. 90.

Здесь имеется кривая, имеющая форму трапеции с углами отсечек:  $\psi_2 = 90^\circ$  и  $\psi_1 = 70^\circ$ . Определяя обычным путем амплитуды гармоник и складывая их, получаем кривую, показанную толстой сплошной линией.

Разложение в данном случае произведено до пятой гармоники включительно. При этом, как видно из черт. 90, суммарная кривая отнюдь не воспроизводит заданной кривой, но она дает общее суждение об ее форме. Для более точного воспроизведения следовало бы продолжить разложение до девятой или десятой гармоники.



Черт. 90. Разложение плоского импульса до пятой гармоники.

форма импульса	Кэфф. пост. составл. $\alpha_0$	Кэфф. 1-ой гарм. $\alpha_1$
<div data-bbox="112 215 150 264" style="display: inline-block; vertical-align: middle;">I</div> 	$\frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{1 - \cos \psi}$	$\frac{1}{2\pi} \frac{2\psi - \sin 2\psi}{1 - \cos \psi}$
<div data-bbox="112 459 150 508" style="display: inline-block; vertical-align: middle;">II</div> 	$\frac{1}{\pi} \frac{\psi_1 \cos \psi_1 - \psi_2 \cos \psi_2 + \sin \psi_1 - \sin \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}$	$\frac{1}{2\pi} \frac{2\psi_1 - 2\psi_2 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}$
<div data-bbox="112 686 150 735" style="display: inline-block; vertical-align: middle;">III</div> 	$\frac{1}{2\pi} \psi$	$\frac{2}{\pi} \frac{1 - \cos \psi}{\psi}$
<div data-bbox="112 914 150 963" style="display: inline-block; vertical-align: middle;">IV</div> 	$\frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2)$	$\frac{2}{\pi} \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1}$
<div data-bbox="112 1092 150 1141" style="display: inline-block; vertical-align: middle;">V</div> 	$\psi / \pi$	$\frac{2}{\pi} \sin \psi$

Черт. 91. Сопоставление разложений наиболее характерных форм импульсов.

## 10. Приложения к главе V.

1. Раскрытие неопределенности  $\frac{\alpha_1}{\alpha_0}$  при  $\psi = 0^\circ$  для косинусоидального импульса тока.

Формула, определяющая величину отношения первой гармоники

к постоянной составляющей для косинусоидального импульса тока, имеет вид:

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{2\psi - \sin 2\psi}{\sin \psi - \psi \cos \psi} \right|_{\psi=0} = \frac{0}{0}.$$

При угле отсечки, равном нулю, числитель и знаменатель этого выражения равны нулю. Для раскрытия неопределенности берем три раза под ряд производные от числителя и знаменателя. Первая производная дает:

$$\frac{1}{2} \cdot \left| \frac{2 - 2 \cos 2\psi}{\cos \psi + \psi \sin \psi - \cos \psi} \right|_{\psi=0} = \frac{0}{0}.$$

Так как при  $\psi = 0$  мы имеем опять неопределенность, то берем еще раз производные от числителя и знаменателя, получая:

$$\left| \frac{2 \sin 2\psi}{\psi \cos \psi + \sin \psi} \right|_{\psi=0} = \frac{0}{0}.$$

Так как и это выражение приводит при  $\psi = 0$  к неопределенности, то повторяем в третий раз операцию, получая наконец:

$$4 \left| \frac{\cos 2\psi}{-\psi \sin \psi + 2 \cos \psi} \right|_{\psi=0} = 2.$$

Следовательно, предельное значение отношения первой гармоники разложения косинусоиды к постоянной составляющей, получаемое при отсечке равной нулю, равняется 2:

$$\text{пред.} \left| \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right|_{\psi=0} = 2.$$

**2. Раскрытие неопределенности для  $k=1$  в формуле для 1-й гармоники тока при косинусоидальном импульсе.**

Формула, определяющая величину  $k$ -й гармоники разложения косинусоиды, имеет вид:

$$\alpha_k = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sin k\psi \cos \psi - k \cos k\psi \sin \psi}{k(k^2 - 1)(1 - \cos \psi)};$$

эта формула приводит к неопределенности при  $k=1$ . Беря производные от числителя и знаменателя по  $k$ , получаем искомого решение:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\psi - \sin \psi \cos \psi}{2(1 - \cos \psi)} = \frac{2\psi - \sin 2\psi}{2\pi(1 - \cos \psi)}.$$

**3. Раскрытие неопределенности для  $k=1$  при определении коэффициента первой гармоники разложения косинусоидальной трапеции.**

Общее выражение для расчета  $k$ -й гармоники разложения косинусоидальной трапеции имеет вид:

$$\alpha_k = \frac{2}{\pi} \frac{\sin k\psi_2 \cos \psi_2 - k \sin \psi_2 \cos k\psi_2 - \sin k\psi_1 \cos \psi_1 + k \sin \psi_1 \cos k\psi_1}{k(k^2 - 1)(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)};$$

для  $k=1$  это выражение дает неопределенность. Для раскрытия ее берем производные от числителя и знаменателя по  $k$ ; беря  $k=1$ , имеем искомое решение в виде формулы:

$$\alpha_k = \frac{2}{\pi (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)} \times \frac{\psi_2 \cos^2 \psi_2 - \frac{1}{2} \sin 2 \psi_2 + \psi_2 \sin^2 \psi_2 - \psi_1 \cos^2 \psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2 \psi_1 - \psi_1 \sin^2 \psi_1}{2},$$

откуда

$$\alpha_k = \frac{2 \psi_2 - 2 \psi_1 + \sin 2 \psi_1 - \sin 2 \psi_2}{2 \pi (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}.$$

## § 11. Литература.

1. Michelson and Straton, Новый анализатор гармоник. Журнал Phil. Mag., январь 1898.
2. Fisher-Hinnen, Метод быстрого определения гармонических волн. Журн. ETZ, 1901, стр. 396.
3. Orlich, E., Снятие и анализ кривых переменного тока. Изд. в Брауншвейге, 1906.
4. Mader, O., Простой гармонический анализатор с любым базисом. Журнал ETZ, 1909, стр. 847.
5. Albertsheim, W., Высшие гармонические колебания лампового генератора. Журнал A. f. E., том XIV, стр. 42, 1924.
6. Herd, J. F., Гармоники и их влияние на форму волны. Журнал EWWE, июль 1926, стр. 407—410.
7. Бонч-Бруевич, М. А., Сеточные и анодные паразитные колебания в цепях катодных ламп. ТИБП, том VII, № 5 (38), ноябрь 1926, стр. 449—464.
8. Акимов-Перетц, Г. А., Определение высших гармоник в экспериментальных кривых. „Электричество“, 1927, стр. 268.
9. Harvey, J., Анализатор гармоник. Proc. Phys. Soc. Том XLII, часть 3, № 233, апрель 15, 1930, стр. 245—250.
10. Wegel u. Moore, Электрический анализатор гармоник. Журнал BSTJ, апрель 1924, стр. 299—323.
11. Петровский, А. А., Научные основания беспроводной телеграфии. Петербург 1914, § 13. Разложение в ряд Фурье. стр. 25—40.
12. Круг, К. А., Основы электротехники. Москва 1926. Глава XII, § 81, стр. 379—394.
13. Шуркевич, П. А., Переменные электрические токи. Ч. I, Ленинград 1931, Глава 8, стр. 109—161.

## Г Л А В А VI.

### РАБОТА ГЕНЕРАТОРА ПРИ ОСТРОКОНЕЧНОМ ИМПУЛЬСЕ ТОКА.

#### § 1. Введение.

При анализе основного уравнения лампового генератора (гл. II, § 3, уравнение 10) мы установили понятие о двух возможных родах колебаний генератора. В главе III мы детально изучили работу лампового генератора в условиях колебаний I рода. Там мы установили, что работа в этих условиях невыгодна из-за низкой отдачи генерирования, которая не может быть сделана выше 50%.

В главе V мы указали, что формы анодных импульсов при колебаниях II рода могут быть весьма различны, и изучили метод анализа различных форм токов.

Теперь мы можем приступить к изучению колебаний II рода. Начнем это изучение с простейшего случая, когда рабочая точка на характеристиках лампы не доходит до верхнего загиба, т. е. рабочая характеристика от начала до конца остается прямой.

В подобных условиях работают лампы при недонапряженном режиме и при размахах напряжения на сетке, не доводящих ток до насыщения. Эти условия не всегда выполняются. Иногда приходится работать с перенапряженным режимом или переходить за ток насыщения. Тогда анализ становится несколько сложнее, но достаточно точный учет явлений все-таки вполне возможен. Работа при токе насыщения нами разбирается в главе VII.

Изучение работы при прямолинейной характеристике и при недонапряженном режиме составляет центральную часть теории ламповых генераторов, так как классические зависимости, устанавливаемые здесь, могут быть с известными поправками распространены на более сложные случаи работы генераторов.

## § 2. Аналитическое выражение косинусоидального импульса.

Основное уравнение теории лампового генератора имеет вид:

$$i_a = S [(V_c - DV) \cos \omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (\text{Гл. II, § 3, ур. 10.})$$

Оно определяет мгновенное значение анодного тока при изменении напряжения на аноде во время генерирования, по закону:

$$e_a = E_a - V \cos \omega t \quad (1)$$

и одновременного изменения напряжения на сетке по закону:

$$v_c = -E_c + V_c \cos \omega t. \quad (2)$$

Напряжение на сетке мы считаем независимым от напряжения на аноде, т. е. считаем, что имеем дело с генератором независимого возбуждения. Однако, поскольку форма анодного тока остается той же, все наши выводы могут быть распространены и на генератор с самовозбуждением.

Основной особенностью режима работы колебаниями II рода является то, что анодный ток протекает через лампу только в течение некоторой небольшой доли всего периода. Это происходит благодаря тому, что на сетку подается достаточно большой отрицательный потенциал, смещающий рабочую точку далеко влево по оси абсцисс, за пределы нижнего загиба. Поэтому напряжение на сетке, определяющее величину смещения рабочей точки влево, в сторону отрицательных сеточных напряжений, называется *смещающим напряжением или напряжением смещения*. Оно обозначено в основном уравнении буквой  $E_c$ .

Анализ уравнения (10) дает ключ к решению всех задач теории ламповых генераторов. Это уравнение справедливо для значений анодного тока от нуля до тока насыщения. Однако, представленное в форме (10), оно слишком громоздко и неудобно в обращении. Вводя *угол отсечки* тока, мы приведем его к простейшему виду.

В главе II § 3 мы дали определение *углу отсечки*: это то значение аргумента  $\omega t$ , при котором анодный ток прекращается. Угол

отсечки зависит от параметров лампы, нагрузки ее анодной цепи, исходного режима (анодное напряжение, напряжение смещения сетки) и величины амплитуды возбуждающего напряжения на сетке ( $V_c$ ). Таким образом, легко видеть, что он зависит от всех величин, входящих в наше основное уравнение. Поэтому введение его должно привести к значительным упрощениям.

Согласно определению, при  $\omega t = \psi$  анодный ток равен нулю, следовательно:

$$0 = S [(V_c - DV) \cos \psi - E_c + D (E_a - E_{a0})]. \quad (3)$$

Вычитая уравнение (3) из уравнения (10) (гл. II), получаем:

$$i_a = S [(V_c - DV) (\cos \omega t - \cos \psi)]. \quad (4)$$

Уравнение (3) определяет нижний предел справедливости нашего основного уравнения. Верхний предел ставится током насыщения или тем значением анодного тока, до которого анодная характеристика остается прямолинейной, т. е. не появляется еще загиб, вызванный тем, что анодное напряжение и напряжение на сетке во время генерирования стали равными друг другу. Значение, до которого наше уравнение справедливо, мы называем *максимальным импульсом* анодного тока и обозначаем его буквой:  $I_m$ . Если максимальный импульс совпадает с током насыщения, то мы его обозначаем символом  $I_s$ . Очевидно, что выражение (4) имеет максимум при  $\omega t = 0$ . В этот момент ток равен максимальному импульсу:

$$I_m = S (V_c - DV) (1 - \cos \psi). \quad (5)$$

Величина максимального импульса ограничена, с одной стороны, величиной тока насыщения лампы. При данном накале катода эмиссия может считаться известной, хотя бы с точностью до 10—20%. Она могла бы считаться более точно известной величиной, если бы на нее не оказывали влияния вторичные явления в лампе. Так, например во время генерирования анод может сильно раскаляться, что повышает температуру вокруг катода и ведет к увеличению эмиссии. Следовательно ток насыщения может сам зависеть от режима работы лампы, хотя это и вовсе не обязательно. Накал поддерживается обычно далеко не постоянным, вследствие чего ток насыщения тоже меняется. Наконец номинальное значение тока насыщения, написанное в формуляре лампы, является величиной статистической и для отдельных ламп отступление от номинала может достигать например процентов 20. Таким образом верхний предел максимального импульса, хотя и известен, но далеко не точно.

С другой стороны максимальный импульс ограничен режимом работы лампы. При некотором соотношении между одновременно существующими напряжениями на аноде и на сетке наибольший анодный ток меняется: по мере приближения к перенапряженному режиму растет значение сеточного тока и падает величина максимального импульса. При критическом и перенапряженном режимах он меньше, а иногда у значительно меньше тока насыщения лампы. Поэтому и нижний предел максимального импульса достаточно точно не известен.

Однако желая от лампы получить необходимую мощность при

заданном анодном напряжении, мы должны обеспечить получение максимального импульса совершенно определенной величины. Эта величина зависит целиком от формы анодного тока. Таким образом, ставя генератор в определенные условия его работы, дающие основание ожидать существования в нем тока известной формы, мы задаем вместе с тем величину максимального импульса, необходимого для получения заданной полезной мощности.

Наоборот, задав заранее форму анодного тока и максимальный импульс, мы можем ожидать от генератора получения требуемой мощности.

Таким образом, с этой точки зрения, величина максимального импульса приобретает гораздо большую определенность. Опыт учит, что при небольшом навыке работы с некоторым типом ламп, работающим обычно в одинаковых условиях, величина максимального импульса быстро устанавливается.

На основании сказанного надо считать желательным связать мгновенное значение анодного тока с его максимальным импульсом. Это легко сделать, разделив уравнение (4) на уравнение (5). Имеем:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi^1}{1 - \cos \psi} \quad (6)$$

Уравнение (6) определяет искомое выражение для косинусоидального импульса анодного тока. Оно определяет мгновенное значение анодного тока в зависимости от параметров лампы и ее режима, хотя эти величины и скрыты под видом угла отсечки и максимального импульса. В главе V мы показали, что подобный вид должен иметь верхний отрезок косинусоиды. Здесь мы установили связь данной формы тока с основным уравнением генератора. По существу уравнение (6) представляет точно то же основное уравнение, только выраженное иным путем.

Таким образом, мы рассматриваем уравнение (6) как основное уравнение лампового генератора при работе с недонапряженным режимом. Здесь мгновенное значение анодного тока является функцией максимального импульса и угла отсечки.

В главе V мы изучили разложение косинусоидального импульса на составляющие. Следовательно, зная величины  $I_m$  и  $\psi$ , мы можем считать известными постоянную составляющую и амплитуды всех гармоник анодного тока.

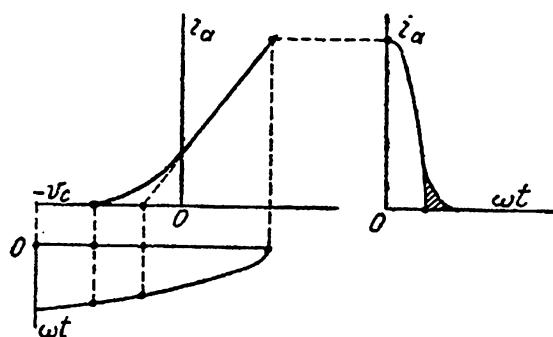
Известно, что на самом деле характеристики ламп в нижней части изогнуты. Про верхнюю часть мы сейчас не упоминаем, так как считаем, что не доходим до верхнего загиба. Замена криволинейной нижней части прямолинейной частью конечно ведет к некоторой неточности в анализе и расчетах. Однако следует отдавать себе отчет, насколько эта неточность велика и допустима.

Для этого проще всего рассмотреть на чертеже разницу в формах анодного импульса, которая получается при нашей замене. Обратимся к черт. 92. Здесь представлены нижние части криволинейной и идеализированной характеристик. Рядом выполнено построение получающихся форм анодного тока, при действии на сетке синусоидального

<sup>1)</sup> Эта формула впервые дана van der Pol'ем в 1925. (См. литературу к этой главе, 5.)

напряжения. Рассматривая черт. 92, нетрудно видеть, что разница получается только в самой нижней части кривых, причем эта часть занимает небольшой участок общей протяженности импульса. Однако разница все-таки есть. Она сказывается в том, что все составляющие нашего разложения получаются несколько другими. Главным образом это сказывается на величине высших гармоник разложения и очень мало на величине постоянной составляющей и первой гармоники. Нетрудно показать, что ошибка, получающаяся при расчете постоянной составляющей и первой гармоники, не превосходит нескольких процентов, т. е. лежит в пределах точности вычислений и отсчетов измерительных приборов. Поэтому наша замена вполне законна и ни к каким серьезным ошибкам привести не может.

Это становится еще яснее, если учесть, что при нагрузке анодной цепи лампы сопротивлением рабочая характеристика выпрямляется и ложится ниже, становясь менее крутой. Таким образом кривизна нижнего загиба в значительной мере сглаживается.



Черт. 92. Разница в формах импульса при идеализированной и реальной характеристиках.

вой параболического вида с показателем от 1,5 до 2,5, либо пользоваться графическим методом, дающим наибольшую точность.

В огромном же большинстве случаев практики наше упрощение не только вполне допустимо, но и необходимо, так как точность технических расчетов должна быть одного порядка с точностью измерений и ценность технического расчета падает по мере его усложнения.

Оговоримся здесь же, что многократно проверенные в лаборатории данные расчетов, выполненные по излагаемым здесь методам—с заменой криволинейной характеристики прямолинейной,—постоянно давали точность не меньшую нескольких процентов, обычно в пределах от 10 до 15%. Обыкновенно, если получается большее расхождение, то всегда его можно объяснить ошибочным показанием, или включением в схему приборов, или же незнанием параметров контуров. По устранении этих недостатков работы теория и наблюдение дают близкое совпадение.

### § 3. Потери на аноде и отдача.

Основной причиной широкого применения колебаний II рода является более высокая отдача, которой можно добиться при этом. Это означает, что при одинаковой по сравнению с колебаниями I рода



подводимой мощности мы имеем меньшие потери на аноде генераторной лампы. А это значит, что при одинаковых потерях лампа может, при колебаниях II рода отдавать большую полезную мощность.

Следует различать мгновенные и средние за период потери на аноде. Благодаря большой тепловой инерции анода и быстрому изменению анодного тока и анодного напряжения, нагрев анода не успевает следить за ними. Поэтому наибольший технический интерес представляют средние потери на аноде за период высокой частоты. На эти потери анод должен быть рассчитан, т. е. его конструкция, поверхность и материал изготовления должны допускать неопределенно долгую нагрузку его допустимыми средними потерями.

Но средние потери являются результатом существования мгновенных потерь, которые, в некоторые части периода, могут достигать значений, гораздо больших, чем средние потери.

Поэтому следует остановиться на изучении распределения потерь на аноде в течение периода. Для этого воспользуемся выражениями для мгновенного значения анодного тока (6) и мгновенного значения анодного напряжения (1). Мгновенные потери на аноде равны произведению этих двух величин. Следовательно, имеем:

$$P_{an} = i_a e_a = \frac{I_m E_a}{1 - \cos \psi} (\cos \omega t - \cos \psi) (1 - \xi \cos \omega t). \quad (7)$$

Отсюда видно, что мгновенные потери имеют максимум, который легко найти:

$$\frac{\partial P_{an}}{\partial \omega t} = 0,$$

т. е.

$$2\xi \cos \omega t - \xi \cos \psi - 1 = 0, \quad (8)$$

откуда угол или момент времени, при котором потери имеют наибольшее значение:

$$\cos \omega t = \frac{1 + \xi \cos \psi}{2\xi}. \quad (9)$$

Подставляя полученное выражение (9) в формулу (7), находим максимальное значение потерь за период:

$$P_{an \max} = \frac{1}{4} \frac{I_m E_a}{\xi} \frac{(1 - \xi \cos \psi)^2}{1 - \cos \psi}. \quad (10)$$

Из формул (9) и (10) следует, что при прочих равных условиях, как момент времени, так и максимальное значение потерь зависят от угла отсечки анодного тока. Подсчитаем например эти величины для трех характерных значений угла отсечки, положив для простоты коэффициент использования одинаковым и равным единице. Данные подсчета сведены в таблицу I.

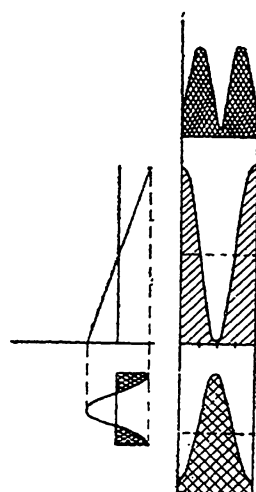
Мы рассматриваем все время одну половину периода, так как фигуры тока и напряжения симметричны. Из таблицы видно, что момент наибольших потерь несколько опережает момент отсечки тока. Только при работе предельными колебаниями I рода ( $\psi = 180^\circ$ ) момент максимальных потерь приходится на середину полупериода. При меньших же углах отсечки максимум непосредственно предшествует отсечке тока.

ТАБЛИЦА I.

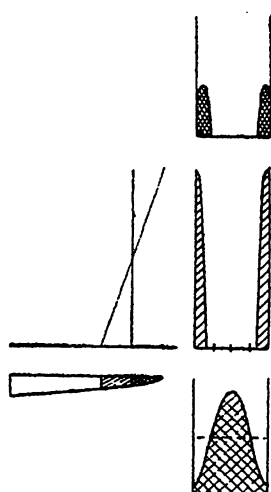
Угол отсечки	Угол максим. потерь	Максимальные потери
45°	31,5°	$\frac{1}{14} I_m E_a$
60°	41,5°	$\frac{1}{8}$ "
90°	60°	$\frac{1}{4}$ "
180°	90°	$\frac{1}{2}$ "

Сама же величина максимальных потерь с уменьшением угла отсечки быстро уменьшается.

На черт. 93 и 94 представлены два случая работы генератора, соответствующие отсечкам 180° и 52°. Левая часть чертежей представ



Черт. 93. Потери на аноде при колебаниях I рода.



Черт. 94. Потери на аноде при колебаниях II рода.

ляет рабочие характеристики ламп, правая средняя часть—анодный ток, правая нижняя—анодное напряжение, правая верхняя часть—потери на аноде; последние три величины изображены функциями времени, соответственно законам их изменения (6), (1) и (7). Масштабы чертежей одинаковы. Из сравнения вида и площадей фигур мгновенных потерь на анодах видна разница между режимами I и II рода. Произведенный подсчет показывает, что отдача в первом случае ( $\psi = 180^\circ$ ) равна 40%, во втором же случае ( $\psi = 52^\circ$ ) она равна 74%.

Для расчета средних потерь надо составить интеграл:

$$\begin{aligned}
 P_{ан} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_a e_a d\omega t = \frac{1}{\pi} \int_0^\psi i_a e_a d\omega t = \\
 &= \frac{1}{\pi} \frac{I_m E_a}{(1 - \cos \psi)} \int_0^\psi (\cos \omega t - \cos \psi) (1 - \xi \cos \omega t) d\omega t.
 \end{aligned}$$

Выполняя интегрирование (причем полезно помнить, что  $\int \cos^2 x dx = \frac{x + \sin x \cos x}{2}$ ) и разделяя результат на два слагаемых,

получаем:

$$P_{an} = I_m E_a \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)} - \frac{1}{2} I_m E_a \cdot \frac{\psi - \sin \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)}. \quad (11)$$

В главе V при изучении разложения косинусоидального импульса мы установили, что постоянная составляющая равна:

$$I_{a0} = I_m \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)},$$

амплитуда первой гармоники равна:

$$I_{a1} = \frac{\psi - \sin \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)}.$$

Следовательно средние потери на аноде можно представить в следующем виде:

$$P_{an} = I_{a0} E_a - \frac{1}{2} I_{a1} V. \quad (12)$$

В формуле (12) первое слагаемое представляет подводимую к лампе мощность; второе — полезную мощность, отдаваемую ею в форме колебаний высокой частоты.

Таким образом, мы видим, что средние потери на аноде равны разности между подводимой к лампе и отдаваемой ею мощностями. Подобное соотношение мы имели уже при изучении колебаний I рода. [гл. III, § 2, уравнение (23).]

Здесь следует отметить существенную разницу между характером потерь на аноде при колебаниях I и II рода. Как мы уже указывали в главе V, *в условиях колебаний I рода потери на аноде всегда больше при отсутствии генерирования*, чем во время работы генератора. Следовательно в этих условиях, если анод выдерживает режим покоя, он подавно выдержит режим генерирования, так как он при этом разгружается за счет мощности, переходящей в колебательный контур.

В условиях работы колебаниями II рода наблюдается обратное явление. Ток покоя может быть очень мал, он может при достаточно большом напряжении смещения на сетке совсем отсутствовать. Вследствие этого мощность, подводимая к лампе при отсутствии генерирования, равная произведению из тока покоя на анодное напряжение, может быть малой. Во время перехода на режим генерации анодный ток быстро возрастает и становится равным постоянной составляющей того импульса тока, при котором лампа работает. Вместе с тем возрастает мощность, подводимая к лампе. Часть ее переходит в колебательный контур, но часть рассеивается на аноде. Таким образом *при колебаниях II рода анод больше нагружен во время работы генератора*, чем при его покое. Следовательно здесь опасность перегала анода появляется во время генерирования.

Поэтому при выборе генераторной лампы для получения некоторой

заданной мощности в колебательном контуре, всегда следует производить проверку на нагрев анода по формуле:

$$P_{ак} = P \frac{1 - \eta}{\eta}.$$

При этом отдачу надо считать небольшой, процентов 50, так как в процессе настройки и при подборе режима генератора нельзя быть уверенным, что отдача все время будет высокой.

Пользуясь формулой (12) и принимая коэффициент использования равным единице, мы можем рассчитать средние потери и дополнить приведенную выше таблицу I.

Т а б л и ц а II.

Угол отсечки	Коэффиц. пост. сост.	Коэффиц. перв. гарм.	Средние потери на аноде	Отдача в %
45°	0,165	0,311	0,010 $I_m E_a$	94
60°	0,218	0,391	0,022 "	85
90°	0,319	0,500	0,069 "	79
180°	0,500	0,500	0,250 "	50

В этой таблице коэффициенты разложения взяты из главы V. Четвертый столбец рассчитан по формуле:

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \cdot 1.$$

Отдача, вычисленная нами, несколько преувеличена, так как мы приняли коэффициент использования равным единице, в то время как он обычно бывает несколько меньше. Но здесь нам важно установить только относительное изменение средних потерь и отдачи при уменьшении угла отсечки; поэтому важно лишь, чтобы все просчеты базировались на одинаковом коэффициенте использования.

Из таблиц I и II нетрудно видеть, насколько режим колебаний II рода выгоднее, чем режим колебаний I рода. Потери на аноде, как максимальные, так и средние, с уменьшением угла отсечки быстро падают. При переходе на режим колебаний II рода мы срезаем максимум потерь и кроме того уменьшаем время, в течение которого потери на аноде выделяются.

Вернемся еще раз к черт. 93 и 94. Они нам служили для иллюстрации уменьшения максимальных и средних потерь на аноде при переходе на колебания II рода. Остановимся еще на сопоставлении полезных и подводимых мощностей в обоих случаях. Одинаковыми в обоих случаях остаются анодное напряжение, колебательное напряжение и максимальный импульс. При переходе с отсечки 180° на отсечку 52° мы получаем:

- уменьшение средних потерь на аноде в 8,3 раза,
- уменьшение подводимой мощности в 2,6 раза,

- в) уменьшение полезной мощности в 1,43 раза,
- г) увеличение отдачи в 1,84 раза.

Эти результаты весьма показательны. Выводы очевидны. Следует только дать объяснение уменьшению полезной мощности. Это произошло из-за того, что мы в обоих примерах базировались на одинаковом максимальном импульсе анодного тока. Как следует из разложения в ряд, амплитуда переменного тока основной частоты при колебаниях I рода составляет половину, а при отсечке  $52^\circ$  только около одной трети от максимального импульса, так как в разложении появляются еще все высшие гармоники тока. Таким образом *при том же импульсе тока полезная мощность при колебаниях II рода всегда будет несколько меньше*. Другими словами, для получения той же полезной мощности при меньших углах отсечки необходимо располагать большим максимальным импульсом, если форма тока сохраняется (остается остроконечной).

Остановимся еще на *роли гармоник* при колебаниях II рода.

В зависимости от величины угла отсечки по анодной цепи течет целый ряд высших гармонических токов, имеющих амплитуды всегда меньшие, чем амплитуда первой гармоники (при косинусоидальном импульсе), но достаточно большие, чтобы привлечь к себе внимание. Так, при отсечке  $60^\circ$  мы имеем: амплитуду второй гармоники величиною в 70% и амплитуду третьей гармоники величиною в 35% от амплитуды первой гармоники. Проходя по анодной цепи, эти токи встречают колебательный контур, настроенный на основную частоту. Ток первой гармоники выделяет в контуре полезную мощность, которую примем за единицу. В зависимости от свойств и типа контура он представляет для высших гармоник то или иное эквивалентное сопротивление. Оно во всех случаях несравненно меньше эквивалентного сопротивления для основной частоты. Поэтому и напряжения, выделяемые этими токами на контуре, несравненно меньше колебательного напряжения основной частоты. Следовательно и токи, циркулирующие в контуре, будут достаточно слабы.

Изложенное дает нам право писать основное уравнение лампового генератора при колебаниях II рода в том же виде, как мы его пишем для колебаний I рода. Действительно, в нем мы игнорировали все напряжения на зажимах контура, происходящие от токов высших гармоник. Это можно было сделать только потому, что эти напряжения достаточно малы. Строго же говоря, они имеются, причем они сдвинуты по отношению к основному колебательному напряжению на  $90^\circ$ , так как контур представляет для высших гармоник почти чистую емкость.

Полезно на численном примере проверить правильность наших рассуждений. Предположим, что мы имеем лампу, работающую в условиях колебаний II рода при отсечке  $60^\circ$ . При этой отсечке имеем коэффициенты разложения:

$$\begin{array}{lll} \text{Коэффициент первой гармоники} & \dots \alpha_1 = 0,391. \\ \text{„} & \text{второй} & \text{„} \dots \alpha_2 = 0,276. \\ \text{„} & \text{третьей} & \text{„} \dots \alpha_3 = 0,138. \end{array}$$

Необходимо задаться контуром определенного вида и его пара-

метрами. Предположим, что мы имеем контур I вида, для которого мы в главе IV, § 6 установили зависимости:

$$R_s = \frac{\rho^2}{R} \quad \text{и} \quad Z_s = \frac{k\rho}{k^2 - 1}.$$

Берем  $\rho = 200$  ом,  $R = 4$  ом. Получаем  $R_s = 10 \cdot 10^3$  ом. Эквивалентные сопротивления для второй и третьей гармоник равны:  $Z_{s2} = 133$  ом,  $Z_{s3} = 75$  ом. Если максимальный импульс равен 1 ампер, то напряжения на контуре равны:  $V_1 = 10 \cdot 10^3 \cdot 0,391 = 3910$  вольт,  $V_2 = 133 \cdot 0,276 = 37$  вольт и  $V_3 = 75 \cdot 0,138 = 11$  вольт.

Таким образом, мы видим, что напряжения на контуре от первой и более высоких гармоник действительно резко различны, так как последние составляют доли, меньшие одного процента от первого. Мощность, выделяемая основной частотой в контуре, равна:

$$P_1 = 0,5 \cdot (0,391)^2 \cdot 10 \cdot 10^3 = 765 \text{ ватт}.$$

Так как ваттное сопротивление контура равно 4 ом, то мощность, выделяемая в нем второй гармоникой, равна:  $P_2 = 0,5 \cdot (0,276)^2 \cdot 4 = 0,152$  ватт и мощность от третьей гармоники  $P_3 = 0,5 \cdot (0,138)^2 \cdot 4 = 0,038$  ватт. Отсюда видно, что мощности, выделяемые высшими гармониками в колебательном контуре, настроенном на первую гармонику, ничтожно малы. Если же мы все-таки хотели бы их учесть, то следовало бы считать, что эти мощности вычитаются из потерь на аноде.

Недостатком работы колебаниями II рода является все-таки присутствие высших гармоник в анодной цепи и в контуре. Из последнего они попадают в радиосеть и излучаются. Все наши расчеты были верны, но достаточно изменить масштаб величин, чтобы убедиться в неприятностях, отсюда проистекающих. Предположим, что в нашем примере полезная мощность от тока первой гармоники была бы не 765 ватт, а 76,5 киловатт. Тогда вторая гармоника давала бы мощность 15,2 ватт, а третья — 3,8 ватт. Если бы работа происходила по простой схеме, то появилась бы слышимость радиостанции на гармониках, что, вообще говоря, недопустимо. Таким образом, с повышением мощности необходимо особенно тщательно относиться к отсеиванию гармоник и применять сложную схему и специально подобранные типы и качества контуров.

#### § 4. Приведенное внутреннее сопротивление генераторной лампы при колебаниях II рода.

При колебаниях II рода генераторная лампа пропускает ток кратковременными импульсами и представляет бесконечно большое сопротивление в течение остального времени периода. Необходимо установить, что следует понимать под сопротивлением лампы в этих условиях. Уже при изучении колебаний I рода мы указали на то, что крайне неудобно, да и бесполезно, базировать энергетические соотношения на внутреннем сопротивлении лампы, определяемом из семейства статических характеристик лампы.

При колебаниях II рода задача еще усложняется. Постановка ее

в общем виде достаточно сложна. Ведь надо ожидать, что в зависимости от того, в связи с какими из физических процессов в лампе и ее схеме мы хотим дать определение сопротивлению лампы, оно окажется разным. В тех местах нашего курса, где это потребуется, мы будем останавливаться подробнее на различных сторонах этой задачи. Здесь же ограничимся установлением такого значения для сопротивления генерирующей лампы, которое нашло бы себе место в эквивалентной схеме генератора, связывающей значения переменных токов и напряжений основной частоты в ее цепях. Таким образом, мы ограничиваем задачу тем, что рассматриваем только основную частоту и не ищем связи между энергетическим балансом в генерирующей лампе и ее внутренним сопротивлением.

Для установления искомой величины сопротивления обратимся к уравнению (5) § 2 настоящей главы. Оно имеет вид:

$$I_m = S (V_c - DV) (1 - \cos \psi). \quad (5)$$

Так как первая гармоника анодного тока связана с максимальным импульсом через коэффициент  $\alpha_1$ , то:

$$\frac{I_{a1}}{\alpha_1} = \left( S V_c - \frac{V}{R_i} \right) (1 - \cos \psi),$$

откуда:

$$\frac{I_{a1}}{\alpha_1 (1 - \cos \psi)} + \frac{I_{a1} R_s}{R_i} = S V_c = \frac{\mu V_c}{R_i},$$

и наконец, определяем амплитуду первой гармоники:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{\frac{R_i}{\alpha_1 (1 - \cos \psi)} + R_s}. \quad (13)$$

Эта формула говорит о том, что генератор в условиях колебаний II рода имеет амплитуду первой гармоники такой величины, какая получилась бы, если бы напряжение  $\mu V_c$  действовало в анодной цепи, содержащей сопротивление нагрузки и величину сопротивления лампы, которую мы называем *приведенным внутренним сопротивлением*. Обозначая эту величину символом  $R'_i$ , имеем:

$$R'_i = R_i \frac{1}{\alpha_1 (1 - \cos \psi)} = R_i \cdot \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi} \quad (14)$$

Таким образом мы видим, что найденная нами величина сопротивления лампы зависит от: а) параметров характеристики лампы, в частности от ее внутреннего сопротивления; б) формы тока, которая в рассматриваемом случае является косинусоидальной; в) режима лампы, характеризуемого углом отсечки анодного тока. Переписывая формулу (13) в более удобном виде, имеем:

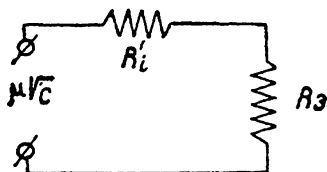
$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R'_i + R_s}. \quad (15)$$

<sup>1)</sup> Сравни литературу к этой главе, II (1. Кляцкин и 3. Зилитинкевич).

Полученное нами выражение позволяет составить эквивалентную схему генерирующей лампы. На черт. 95 она показана:

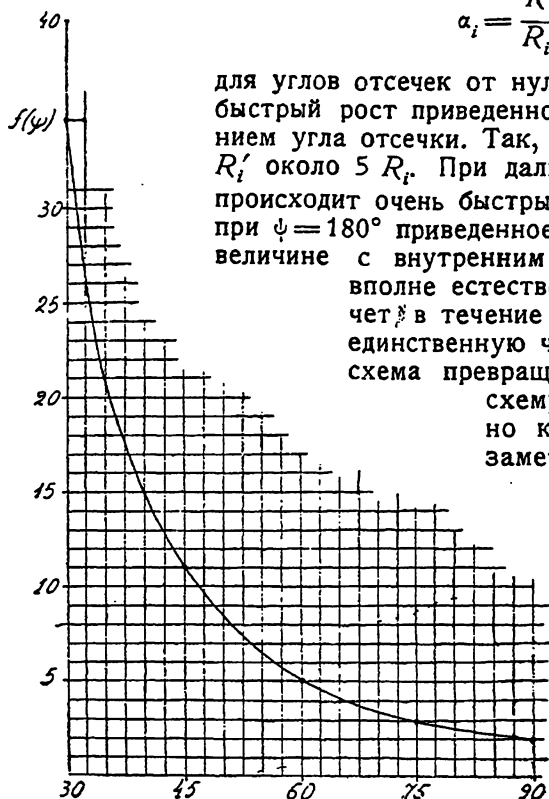
Черт. 95 представляет эквивалентную схему, связывающую анодный ток и напряжения основной частоты в цепях сетки и анода. Она не дает энергетического баланса в лампе. Задачи, которые можно решить, пользуясь уравнением (15) и эквивалентной схемой черт. 95, мы изучим дальше. Остановимся немного на раскрытии численного значения приведенного сопротивления.

Черт. 95. Эквивалентная схема генератора при колебаниях II рода.



Производя расчет его величины для разных углов отсечек, мы получаем построение, представленное на черт. 96. Здесь дана кривая функции:

$$\alpha_i = \frac{R'_i}{R_i} = \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi} \quad (16)$$



для углов отсечек от нуля до 90°. Кривая показывает быстрый рост приведенного сопротивления с уменьшением угла отсечки. Так, при отсечке  $\psi = 60^\circ$  мы имеем  $R'_i$  около  $5 R_i$ . При дальнейшем уменьшении отсечки происходит очень быстрый его рост. Характерно, что при  $\psi = 180^\circ$  приведенное сопротивление совпадает по величине с внутренним сопротивлением лампы, что вполне естественно. В этом случае ток течет в течение всего периода, имеет одну единственную частоту, и наша эквивалентная схема превращается в изученную уже нами

схему (§ 3 главы III), применительно к колебаниям I рода. Важно заметить, что при отсечке 90° приведенное сопротивление равно  $2R_i$ .

Физический смысл роста приведенного сопротивления с уменьшением отсечки можно усмотреть в том, что одновременно с этим лампа представляет бесконечно большое сопротивление в течение все большего и большего промежутка времени. При отсечке  $0^\circ$  ток течет ноль времени, и сопротивление

Черт. 96. Коэффициент приведения сопротивления.

равно бесконечности. При отсечке  $90^\circ$  ток течет в течение полупериода, и приведенное сопротивление возрастает вдвое против внутреннего. При предельном режиме колебаний I рода ток течет в течение всего периода, и приведенное сопротивление совпадает с внутренним сопротивлением лампы.



Пользуясь величиной приведенного сопротивления, можно уравнение (15) представить в другом виде. Имеем:

$$I_{a1}R'_i + I_{a1}R_s = \mu V_c,$$

откуда:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c - V}{R'_i}. \quad (17)$$

Здесь амплитуда первой гармоники определяется через эквивалентное напряжение на аноде, равное:  $\mu V_c - V$ .

Уравнения (15) и (17) связывают четыре величины: амплитуду первой гармоники, амплитуду напряжения возбуждения сетки, амплитуду колебательного напряжения на контуре и приведенное внутреннее сопротивление лампы. Зная три из этих четырех величин, можно найти четвертую. На примерах мы увидим, что понятие о приведенном сопротивлении лампы оказывается весьма полезным и применение его значительно упрощает расчеты.

## § 5. Напряжения в цепях генератора при колебаниях II рода.

Лампа, работающая в условиях колебаний II рода, может быть использована как усилитель напряжения. Подобно тому, что понимается под усилением одной ступени в теории усилителей, мы характеризуем степень усиления лампы вместе с ее нагрузкой величиной отношения напряжений на колебательном контуре и на сетке. Это отношение легко установить из известных нам соотношений. Имеем:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R'_i + R_s};$$

умножая обе части равенства на величину сопротивления нагрузки, получаем:

$$V = \mu V_c \frac{R_s}{R'_i + R_s},$$

откуда определяем искомое отношение:

$$\frac{V}{V_c} = \mu \frac{R_s}{R'_i + R_s}. \quad (18)$$

Формула (18) определяет степень усиления напряжения одного каскада усилителя II рода, имеющего настроенный контур в анодной цепи. Применительно к генератору это соотношение характеризует отношение колебательного напряжения на контуре к напряжению возбуждения сетки.

Если бы мы имели дело с колебаниями I рода и с обычным усилителем с настроенным контуром в анодной цепи, то наше отношение имело бы вид:

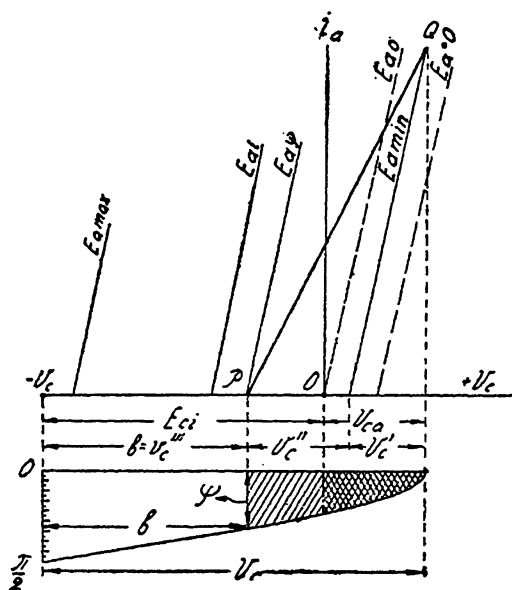
$$\frac{V}{V_c} = \mu \frac{R_s}{R_i + R_s}.$$

Сравнивая эти две формулы, мы видим, что они отличаются знаменателем. Так как всегда приведенное сопротивление больше внутрен-

него сопротивления, то степень усиления одного каскада при колебаниях II рода меньше. Этого не следует забывать при расчете числа каскадов промежуточного усиления в многокаскадном ламповом передатчике. Например, при отсечке  $\psi = 60^\circ$  мы имеем  $R'_i \cong 5 R_s$ , следовательно, если  $R_s = 2R'_i$ , то при усилении II рода мы получаем степень усиления:

$$\frac{V}{V_c} = \frac{2}{5+2} = \frac{2}{7} \mu.$$

При тех же условиях при усилении I рода получилось бы:



**Черт. 97. Состав напряжения возбуждения сетки.**

для получения необходимого импульса анодного тока. Для этого нам удобнее всего воспользоваться тем же уравнением, которое мы применили в начале настоящего параграфа, переписав его в следующем виде:

$$V_c = DI_{c1} (R'_i + R_s). \quad (19)$$

Формула (19) является расчетной формулой и позволяет вычислить амплитуду напряжения возбуждения сетки, если известны остальные входящие в нее величины. Из этой формулы видно, что напряжение, которое необходимо подавать на сетку лампы при колебаниях II рода, быстро растет с уменьшением угла отсечки. Так, при прочих равных условиях, как легко подсчитать, при переходе с отсечки  $90^\circ$  на отсечку  $45^\circ$  необходимо напряжение возбуждения увеличить примерно в 4 раза, если сопротивление нагрузки имеет один порядок с внутренним сопротивлением лампы.

На черт. 97 показано, из каких частей состоит напряжение возбуждения на сетке. Прямая  $PQ$  изображает рабочую характеристику

$$\frac{V}{V_0} = \frac{2}{3} \mu.$$

Таким образом в данном примере степень усиления II рода в  $2^{1/3}$  раза слабее степени усиления I рода. Это ухудшение в усилительной способности должно быть на практике компенсировано увеличением числа каскадов усилителей.

При расстроенном контуре в анодной цепи, т. е. при апериодическом усилении II рода, зависимости получают еще менее выгодными. Этот случай разбирается в главе VIII.

Установим величину напряжения возбуждения, которую необходимо подать на сетку при колебаниях II рода

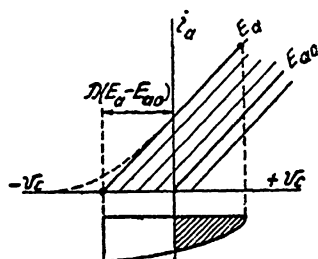
лампы. Рассматриваемый пример характеризуется отсечкой  $55^\circ$ . Значки  $i$  обозначают исходные условия. Как видно из черт. 97, колебательное напряжение на сетке составляется из следующих слагаемых: 1) напряжения  $V_c' = \frac{I_m}{S}$ , связанного с максимальным импульсом и крутизной статической характеристики, 2) напряжения  $V_c'' = DV(1 - \cos \psi)$  и 3) напряжения  $V_c''' = V_c \cos \psi$ . Складывая эти три напряжения, получаем:

$$V_c = V_c' + V_c'' + V_c''' = \frac{V_c' - V_c''}{1 - \cos \psi}$$

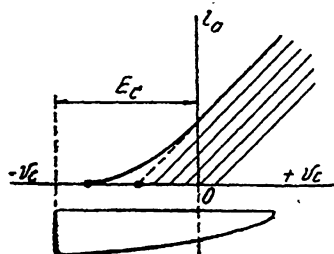
и, принимая во внимание известные нам уже простые соотношения, получаем формулу:

$$V_c = DI_{a1}(R_i' + R_g).$$

Остановимся на расчетной формуле *напряжения смещения*.



Черт. 98. Значение нижнего загиба. Отсечка по выпрямленной характеристике равна  $90^\circ$ .



Черт. 99. Значение нижнего загиба. Разница в углах отсечек при разных формах нижней части характеристики.

Ее легко установить из уравнения (3) § 2 настоящей главы. Так как  $S \neq 0$ , то:

$$0 = (V_c - DV) \cos \psi - E_c + D(E_a - E_{a0})$$

и следовательно напряжение смещения равно:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi. \quad (20)$$

Формула (20) определяет *напряжение смещения на сетке генераторной лампы при колебаниях II рода*. В частных случаях, при отсечке  $\psi = 180^\circ$ , имеем:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) - (V_c - DV);$$

это известная уже нам формула смещения при колебаниях I рода. При отсечке  $\psi = 90^\circ$  имеем:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}).$$

(см. черт. 98.)

Во всех этих формулах знак смещения нами уже учтен в основном уравнении. Очевидно, что напряжение смещения всегда отрицательно.

Из формулы (20) следует, что с уменьшением угла отсечки напряжение смещения быстро растет. При малых углах отсечек (45—50°) обычно напряжение смещения и напряжение возбуждения сетки вполне сравнимы по величине с анодным напряжением.

Следует отметить, во избежание недоразумений, что замена реальной характеристики идеализированной, несмотря на существование сильно изогнутой и могущей иметь большую протяженность нижней части характеристики, ни к каким ошибкам не ведет. Это вполне понятно и следует из того, что расположение характеристик мы не меняли, а лишь срезали несущественный для нас нижний конец характеристики. Сказанное ясно из черт. 99.

## § 6. Рабочая и колебательная характеристики.

Согласно принятой нами терминологии мы называем рабочей точкой место на характеристике лампы, определяемое тремя координатами: анодным током, напряжением на аноде и напряжением на сетке. Во время генерирования рабочая точка перемещается, переходя с одной статической характеристики на другую. Мы называем *рабочей характеристикой геометрическое место рабочих точек во время генерирования*.

В зависимости от системы координат рабочая характеристика выражается прямой или кривой, определенным образом расположенной.

В системе координат  $(i_a, v_c)$  рабочая характеристика имеет вид прямой, наклоненной под определенным углом к осям координат. Тангенс угла наклона к оси абсцисс  $(v_c)$  называется крутизной или наклоном рабочей характеристики.

В системе координат  $(i_a, e_a)$  рабочая характеристика имеет вид прямой, наклоненной к осям координат  $(i_a, e_a)$ . При изучении колебаний I рода мы на примере показали (глава III), что наклон рабочей характеристики к оси анодных напряжений выражает сопротивление нагрузки генератора.

Остановимся на изучении вида и расположения рабочей характеристики при колебаниях II рода. Для этого будем исходить из основного уравнения генератора, причем возьмем максимальное значение тока:

$$I_m = S(V_c - DV)(1 - \cos \psi). \quad [(5), \S 2.]$$

1. Остановимся, прежде всего, на системе координат  $(i_a, v_c)$ . Определим наклон рабочей характеристики. Имеем:

$$\frac{I_m}{1 - \cos \psi} + \frac{I_{a1} R_s}{R_i} = S V_c,$$

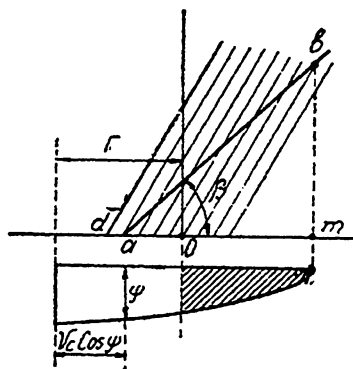
откуда:

$$\frac{I_m}{1 - \cos \psi} \left( 1 + \frac{\alpha_1 R_s (1 - \cos \psi)}{R_i} \right) = S V_c;$$

отсюда определяем:

$$\frac{I_m}{V_c(1 - \cos\psi)} = S \frac{R'_i}{R'_i + R_s} = S_p. \quad (21)$$

Формула (21) определяет крутизну (наклон) рабочей характеристики генераторной лампы в системе координат  $(i_a, v_c)$ . Физический смысл формулы должен быть понятен из следующих соображений. Согласно определению крутизной рабочей характеристики называется тангенс угла наклона ее к оси напряжений на сетке. Тангенс этого угла может быть определен как отношение величины максимального импульса к разности напряжений на сетке, соответствующих точкам  $\omega t = 0$  и  $\omega t = \psi$ . В момент  $\omega t = 0$  имеем напряжение на сетке:  $-E_c + V_c \cos 0 = -E_c + V_c$ . В момент отсечки тока, т. е. в момент  $\omega t = \psi$ , напряжение на сетке равно:  $-E_c + V_c \cos \psi$ . Следовательно разность напряжений на сетке, соответствующая разности токов  $i^a = I_m$ ,  $i_a = 0$ , равна  $V_c(1 - \cos\psi)$ , и крутизна получает вид, найденный нами выше (21).



Черт. 100. Рабочая характеристика при колебаниях II рода.

На черт. 100 показан вид найденной нами рабочей характеристики. Тангенс угла  $\beta$  определяет крутизну ее. Показанное на черт. 100 расположение рабочей характеристики можно проверить хотя бы по положению двух ее крайних точек  $a$  и  $b$ . В точке  $b$  имеем: анодный ток, равный  $i_a = I_m$ , напряжение на аноде равное  $e_a = E_a - V = E_{a \min}$  и напряжение на сетке равное  $v_c = -E_c + V_c$ . Следовательно эта точка показана верно. В точке  $a$  имеем анодный ток равный нулю, напряжение на аноде равное  $e_a = E_a - V \cos \psi$ , следовательно меньшее, чем напряжение на аноде от источника питания, поэтому точка  $a$  лежит правее точки  $d$ , соответствующей напряжению на аноде  $E_a$ ; наконец, ей соответствует напряжение на сетке  $-E_c + V_c \cos \psi$ . Отрезок  $am$  равен  $V_c(1 - \cos \psi)$ . Отсюда видно, что наша рабочая характеристика расположена правильно.

Сравнивая полученное нами выражение для крутизны рабочей характеристики при колебаниях II рода с выражением для той же величины при колебаниях I рода, а именно:

$$S_p = S \frac{R'_i}{R'_i + R_s}, \quad (22)$$

при колебаниях I рода:

$$S_p = S \frac{R_i}{R_i + R_s}, \quad (23)$$

легко видеть, что разница между ними только в том, что при колебаниях II рода написано приведенное сопротивление там, где при ко-

лебаниях I рода имеется внутреннее сопротивление лампы. Если угол отсечки равен  $\psi = 180^\circ$ , то формула (21) получает вид:

$$\frac{I_m}{2V_c} = S \frac{R_i}{R_i + R_s},$$

и так как в этом случае

$$I_{a1} = \frac{I_m}{2},$$

то:

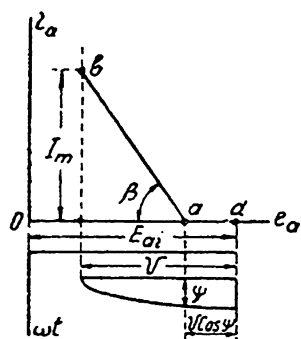
$$\frac{I_{a1}}{V_c} = S \frac{R_i}{R_i + R_s},$$

т. е. получается выражение (23). При отсечке  $\psi = 90^\circ$  имеем по формуле (21):

$$\frac{I_m}{V_c} = S \frac{2R_i}{2R_i + R_s}.$$

Таким образом зависимость крутизны от угла отсечки ясна.

2. Рассмотрим рабочую характеристику при колебаниях II рода в системе координат  $(i_a, e_a)$ . Это есть прямая, конечными точками



Черт. 101. Рабочая характеристика при колебаниях II рода в системе координат  $(i_a, e_a)$ .

которой являются: верхней — ток, анодное напряжение и напряжение на сетке, соответствующие моменту  $\omega t = 0$ , и нижней — ток, равный нулю, и напряжения на аноде и на сетке в момент  $\omega t = \psi$ . Следовательно верхняя точка имеет координаты: анодный ток  $i_a = I_m$ , напряжение на аноде  $e_a = E_a - V = E_{a \min}$  и напряжение на сетке  $-E_c + V_c$ ; нижняя точка имеет координаты: анодный ток, равный нулю, напряжение на аноде равно:  $e_a = E_a - V \cos \psi$  и напряжение на сетке равно:  $-E_c + V_c \cos \psi$ . Расположение характеристики определяется ко- тангенсом угла между рабочей характеристикой и осью анодных напряжений. Составляя это выражение, получаем (черт. 101):

$$\operatorname{ctg} \beta = \frac{V(1 - \cos \psi)}{I_m} = \frac{I_{a1} R_s (1 - \cos \psi)}{\frac{I_{a1}}{\alpha_1}} =$$

$$= \alpha_1 (1 - \cos \psi) R_s = \frac{2\psi - \sin 2\psi}{2\pi(1 - \cos \psi)} (1 - \cos \psi) R_s = \frac{R_s}{\alpha_1}. \quad (24)$$

Таким образом мы видим, что расположение рабочей характеристики в системе координат  $(i_a, e_a)$  определяется нагрузкой анодной цепи и коэффициентом приведения внутреннего сопротивления  $\alpha_i = \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}$ . При отсечке  $\psi = 180^\circ$  коэффициент  $\alpha_i$  равен единице

<sup>1)</sup> Сравни: литература к гл. VI (II, 3. Зилитинкевич).

и рабочая характеристика проходит так, как мы уже показывали в примере в главе III. По мере увеличения сопротивления нагрузки анодной цепи угол  $\beta$  уменьшается. При отсутствии сопротивления в анодной цепи угол  $\beta$  равен  $90^\circ$ . Подобно этому можно изучить влияние угла отсечки  $\psi$  на расположение рабочей характеристики при той же нагрузке.

Итак мы изучили вид и расположение рабочей характеристики в обеих, принятых нами, системах координат.

3. Остановимся на примере и на нем познакомимся с колебательной характеристикой.

**Пример.** Имеем лампу с данными:  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$   $D = 0,1$   $R_i = 6670$  ом,  $E_{a0} = 200$  вольт. Анодное напряжение равно:  $E_a = 1800$  вольт. Ток насыщения  $0,150$  ампер.

Задано сопротивление нагрузки анодной цепи:  $R_s = 27,3 \cdot 10^3$  ом. Задан угол отсечки анодного тока  $\psi = 60^\circ$ .

Требуется рассчитать полезную и подводимую мощности, отдачу, все напряжения и токи в цепях генератора, выполнить графическое построение в системе координат  $(i_a, e_a)$ .

Решение 1. Так как угол отсечки задан и равен  $60^\circ$ , то находим коэффициенты:

первой гармоники:  $\alpha_1 = 0,391$ ,  
 постоянной составляющей:  $\alpha_0 = 0,218$ ,  
 приведения сопротивления:  $\alpha_i = 5,12$ .

2. По этим данным и току насыщения находим:  
 амплитуду первой гармоники:  $I_{a1} = 58,6 \cdot 10^{-3}$  ампер,  
 постоянную составляющую:  $I_{a0} = 32,7 \cdot 10^{-3}$  ампер,  
 приведенное сопротивление:  $R'_i = 34,1 \cdot 10^3$  ом.

3. Колебательное напряжение:

$$V = I_{a1} R_s = 58,6 \cdot 27,3 = 1600 \text{ вольт.}$$

4. Напряжение возбуждения сетки:

$$V_c = D I_{a1} (R'_i + R_s) = 0,1 \cdot 58,6 \cdot 61,4 = 360 \text{ вольт.}$$

5. Напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = 0,1 \cdot 1600 + (360 - 160) 0,5 = 260 \text{ вольт.}$$

6. Подводимая мощность:

$$P_0 = I_{a0} E_a = 32,7 \cdot 1,8 = 58,8 \text{ ватт.}$$

7. Полезная мощность:

$$P = 0,5 \cdot I_{a1} V = 0,5 \cdot 58,6 \cdot 1,6 = 46,8 \text{ ватт.}$$

8. Потери на аноде:

$$P_{ан} = P_0 - P = 58,8 - 46,8 = 12 \text{ ватт.}$$

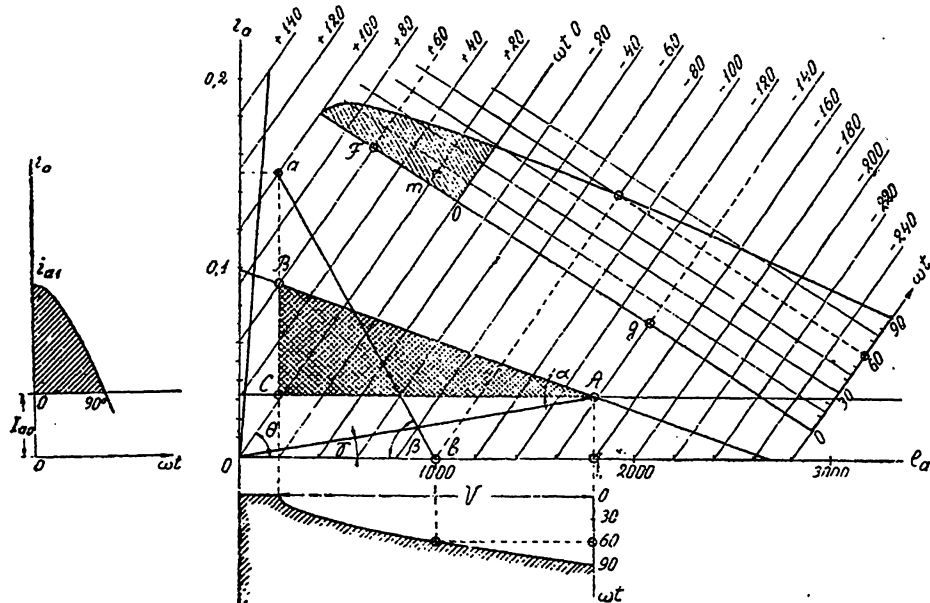
9. Отдача:

$$\eta = 0,5 \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi = \frac{46,8}{58,8} = 79,6\%.$$

Таким образом мы связали все электрические величины между собой и можем приступить к построениям. Для этого обратимся к черт. 102. Прежде всего наносим уже известным способом семейство характеристик лампы на чертеж, в системе координат  $(i_a, e_a)$ , согласно заданию. Для этого выберем хотя бы точку с координатами  $i_a = 150 \cdot 10^{-3}$   $E_a = 1000$  вольт и напряжением на сетке  $V_c = +20$  вольт. Эта точка обозначена нами буквой  $m$ . Для определения нижней точки этой характеристики, при  $+20$  вольтах на сетке и токе, равном нулю, решаем уравнение:

$$0 = +20 + 0,1 (E_a - 200),$$

из которого находим анодное напряжение  $E_a = 0$  вольт. Следовательно прямая  $om$  есть статическая характеристика при напряжении



Черт. 102. Графическое изображение основных зависимостей при колебаниях II рода, в системе координат  $(i_a, e_a)$ .

на сетке  $+20$  вольт. Угол  $\theta$  характеризует внутреннее сопротивление лампы. Действительно, имеем:  $\operatorname{ctg} \theta = \frac{1000}{0,150} = 6670$  ом.

Параллельно прямой  $om$  проводим через равные промежутки сеточного напряжения, например через каждые 20 вольт, остальные статические характеристики лампы.

Наносим на чертеж точку  $A$ , имеющую координаты  $i_{a0} = 32,7 \cdot 10^{-3}$  и анодное напряжение  $E_a = 1800$  вольт. Прямая, параллельная оси абсцисс и проходящая через точку  $A$ , изображает постоянную составляющую анодного тока.



Площадь прямоугольника, образованного этой прямой до точки  $A$  и вертикальным отрезком между точкой  $A$  и осью абсцисс, изображает подводимую к лампе мощность.

Переходим к построению рабочей характеристики. Она обозначена на нашем чертеже буквами  $ab$ . Это есть прямая, образующая с осью абсцисс угол  $\beta$ , котангенс которого равен величине  $\frac{R_s}{\alpha_i}$ .

Действительно:

$$\frac{R_s}{\alpha_i} = \frac{27,3 \cdot 10^3}{5,12} = 5330,$$

с другой же стороны:

$$\frac{V(1 - \cos \psi)}{I_m} = \frac{800 \cdot 10^3}{150} = \operatorname{ctg} \beta = 5330.$$

Верхняя точка  $a$  этой прямой имеет координаты:

$$i_a = I_m, e_a = E_a - V = 200 \text{ вольт}$$

и

$$v_c = -E_c + V_c = +100 \text{ вольт.}$$

Нижняя точка имеет координаты:  $i_a = 0$ , анодное напряжение  $e_a = 1800 - 1600 \cos \psi = 1000$  вольт и напряжение на сетке  $v_c = -260 + 360 \cos \psi = -80$  вольт. Эта прямая изображает рабочую характеристику генерирующей лампы, т. е. геометрическое место рабочих точек при генерации. Каждой ее точке соответствует: напряжение на аноде, которое можно прочесть по нижней части чертежа, где нанесено колебательное напряжение; напряжение на сетке, которое можно прочесть по косинусоиде сеточного напряжения, построенной в правой и верхней части чертежа.

Так, мы видим, что моменту отсечки тока соответствует напряжение на аноде, равное 1000 вольт и напряжение на сетке, равное — 80 вольт.

Косинусоида сеточного напряжения построена относительно исходного напряжения смещения, равного согласно расчету 260 вольт. Заштрихованная часть косинусоиды сеточных напряжений соответствует положительным его значениям.

Прямая, проведенная из начала координат в точку  $A$ , образует с осью абсцисс угол, котангенс которого равен

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{E_a}{I_{a0}} = \frac{1800}{32,7} 10^3 = 55 \cdot 10^3 = R_{i0}.$$

Это сопротивление мы называем сопротивлением лампы по отношению к постоянному току.

Полезная мощность представлена на чертеже площадью треугольника  $ABC$ . Здесь сторона  $AC$  изображает амплитуду колебательного напряжения, а сторона  $BC$  — амплитуду первой гармоники анодного

тока. Прямая  $AB$ , образующая с осью абсцисс угол, котангенс которого равен:

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{V}{I_{a1}} = 1600/58,6 \cdot 10^{-3} = 27,3 \cdot 10^3 = R_s,$$

называется *колебательной характеристикой*. Она дает одновременные значения переменной составляющей анодного тока и колебательного напряжения на контуре.

При колебаниях II рода рабочая характеристика не совпадает с колебательной. Это две отдельные прямые, сливающиеся в одну при колебаниях I рода. Разница между ними происходит из-за наличия всех остальных гармоник, кроме основной, при сложной форме тока. Рабочая характеристика учитывает фактически существующий ток, колебательная же — только ток первой гармоники, которому пропорционален колебательный ток в контуре.

Следует отметить, что колебательная характеристика, представленная прямой  $AB$ , связывает на нашем чертеже только первую гармонику анодного тока и колебательное напряжение, но не связана с напряжением на сетке. Для связи с последним пришлось бы нанести еще одну косинусоиду, имеющую в другом уже масштабе амплитуду  $FG$ . В этом нет однако никакой необходимости.

## § 7. Критический коэффициент использования анодного напряжения.

В главе III мы установили понятия о трех возможных режимах работы лампового генератора: критическом, перенапряженном и недонапряженном.

Эти понятия и связанные с ними определения вполне приложимы к теории колебаний II рода. Как мы уже указали в начале настоящей главы, косинусоидальный импульс может иметь место только при недонапряженном режиме. Поэтому необходимо, подобно тому как мы это сделали при изучении теории колебаний I рода, установить математическое значение критического коэффициента использования анодного напряжения, при котором генератор работает в критическом режиме. При этом выполняется условие равенства наименьшего напряжения на аноде при генерации и наибольшего положительного напряжения на сетке, т. е.

$$V_c - E_c = E_a - V. \quad (25)$$

Подставляя вместо напряжения смещения его значение из § 5 (20) и вычитая из обеих частей равенства величину  $DV$ , получаем:

$$(V_c - DV)(1 - \cos \psi) - D(E_a - E_{a0}) = E_a - V(1 + D),$$

откуда критический коэффициент использования анодного напряжения при колебаниях II рода получается равным:

$$\xi_{кр} = \frac{V}{E_a} = 1 - \frac{I_m}{SE_a(1 + D)} - \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}. \quad (26)$$

Это выражение вполне сходно с тем, которое мы получили в теории колебаний I рода.

Формула (26), давая точное значение критического коэффициента, несколько громоздка и неудобна в обращении. Так как проницаемость лампы обычно много меньше единицы, то первым упрощением является следующий вид формулы:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{SE_a} - \frac{DE_{a0}}{E_a}. \quad (27)$$

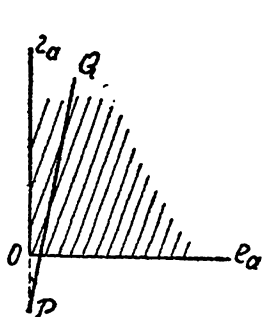
Наконец, если и напряжение приведения  $E_{a0}$  тоже много меньше анодного напряжения, то формула еще значительно упрощается:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{SE_a}. \quad (28)$$

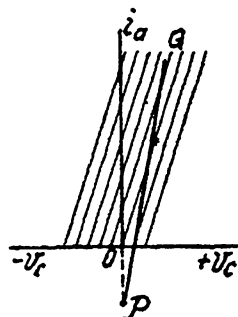
Формула (28) достаточно точна и удобна для расчетов. Так как все наши расчеты базируются на некотором упрощенном представлении процессов в генераторе, то на практике нет необходимости пользоваться точными формулами. Поэтому, обычно нужна лишь оценка, является ли режим перенапряженным или недонапряженным. Для этого последняя формула дает достаточную точность. Однако в тех случаях, когда необходимо установить точную зависимость величин между собою, с целью проверки теоретических выводов или графических построений, необходимо пользоваться точной формулой, без каких бы то ни было упрощений.

Как следует из выражений для критического коэффициента, величина его зависит от максимального импульса анодного тока: с уменьшением его критический коэффициент стремится к единице. При точных подсчетах величины критического коэффициента для реально существующих ламп он получает обычно значения от 0,8 до 0,95. Если генератор работает с таким коэффициентом, то есть уверенностью в том, что он находится в условиях недонапряженного режима, и следовательно можно ожидать полного совпадения теории, расчета и наблюдений, полагая форму импульса косинусоидальной.

Условием критического режима является равенство анодного и сеточного напряжений. Геометрическое место точек, для которых это требование выполняется, называется *линией критического режима*. Таким образом линия критического режима есть геометрическое место точек критического режима. Эта линия при идеализированных характеристиках является прямой. В реальных характеристиках она является кривой. На черт. 103 и 104 она обозначена буквами  $PQ$ . В системе координат  $[i_a = f(v_c)]$  вся область работы, лежащая справа от прямой  $Q, P$  находится в условиях перенапряженного режима. На черт. 103, т. е. в системе координат  $[i_a = f(e_a)]$ , вся область, находящаяся слева



Черт. 103. Линия критического режима в координатах  $(i_a, e_a)$ .



Черт. 104. Линия критического режима в координатах  $(i_a, v_c)$ .

от прямой  $PQ$ , находится в условиях перенапряженного режима. Следовательно теория косинусоидального импульса применима и дает полное совпадение с практикой в тех областях, в которых режим является недонапряженным. Это может служить надежным критерием для оценки расчетов. В области слегка перенапряженного режима несовпадение расчета и наблюдений тоже очень невелико, так как у большинства ламп сеточный ток становится сравнимым с анодным только при перенапряженном режиме, достаточно ясно выраженном.

**Пример.** Рассчитаем критический коэффициент для конкретного примера. Пусть:  $I_m = 1$  ампер,  $S = 3 \cdot 10^{-3}$ ;  $E_a = 4000$ ;  $E_{a0} = 6000$ ;  $D = 0,01$ . Тогда имеем:

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{1}{3 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 10^8 \cdot 1,01} - \frac{0,01 \cdot 6000}{1,01 \cdot 4000} = 0,903.$$

Если же считать по приближенной формуле, то получается

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{10^8}{3 \cdot 4 \cdot 10^8} = 0,917.$$

Следовательно, критическое колебательное напряжение может быть равно 3600 или 3700 вольт.

## § 8. Условия отдачи предельной мощности. Предельная нагрузка.

К установлению наивыгоднейшей нагрузки генераторной лампы можно подойти с разных точек зрения. Довольно обстоятельно этот вопрос был нами изучен в теории колебаний I рода. При колебаниях II рода можно обосновать наивыгоднейшую нагрузку подобными же рассуждениями.

1. Предположим, что анодные характеристики имеют неограниченную протяженность, т. е. что ток насыщения очень велик и нас не связывает. Предположим далее, что мы имеем в нашем распоряжении напряжение на сетке совершенно определенного значения, которое увеличивать или уменьшать мы не можем. Поставим себе задачу найти наивыгоднейшую нагрузку к генераторной лампе, работающей в этих условиях.

Для этого воспользуемся основным уравнением, связывающим первую гармонику с напряжением на сетке и нагрузкой:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R'_i + R_s}.$$

Составляя выражение для полезной мощности, получаем:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} (\mu V_c)^2 \frac{R_s}{(R'_i + R_s)^2}. \quad (29)$$

*Формула (29) является расчетной и связывает полезную мощность при колебаниях II рода с напряжением на сетке величиной нагрузки и режимом работы лампы (отсечкой).*

Составляя выражение производной от полезной мощности по сопротивлению нагрузки, считая, что амплитуда возбуждающего напряжения на сетке постоянна, и приравнявая производную нулю, находим:

$$(R'_i + R_s)^2 - 2R_s(R'_i + R_s) = 0, \quad (30)$$

откуда оптимальная нагрузка равна:

$$R_{s_{\text{opt}}} = R'_i = R_i \alpha_i = R_i \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}. \quad (31)$$

Таким образом, мы видим, что максимальная мощность может быть получена, в поставленных нами условиях, при равенстве между сопротивлением нагрузки и приведенным сопротивлением лампы.

Величина максимальной мощности, получаемой при оптимальной нагрузке, равна:

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{8} \frac{(\cdot V_c)^2}{R'_i}. \quad (32)$$

В зависимости от величины угла отсечки меняется соотношение между внутренним сопротивлением лампы и величиной оптимальной нагрузки; так, при отсечках от 60 до 180° имеем:

$\psi = 60^\circ$	$R_{s_{\text{opt}}} = 5,12 R_i$
" 75°	" 2,97 "
" 90°	" 2,00 "
" 180°	" 1,00 "

Таким образом при 180° получаем изученное нами в главе III выражение. При постепенном уменьшении угла отсечки величина оптимального сопротивления растет.

Полученные нами зависимости верны, но мало реальны, так как ток насыщения обычно ограничивает предельный импульс. Кроме того на практике выгодно менять напряжение возбуждения и подбирать его таким, чтобы режим лампы был близок к критическому. В найденных же нами зависимостях характер режима остается невыясненным. Рассчитав величину оптимальной нагрузки, необходимо проверить, с каким режимом мы имеем дело. Поэтому обратимся к следующему пути нахождения наиболее выгодной нагрузки. Оговоримся однако, что практически могут все же встретиться условия, когда найденные зависимости пригодятся.

2. Найдем условия оптимальной нагрузки при критическом режиме. Для этого воспользуемся формулой для критического коэффициента (26). Путем простых преобразований получаем:

$$I_{a1} = \frac{E_a - \frac{D}{1+D} E_{a0}}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot R_i \frac{D}{1+D} + R_s}$$

или, так как второй член числителя обычно значительно меньше первого:

$$I_{a1} \approx \frac{E_a}{R_s + \frac{R_i D}{\alpha_1 (1+D)}}. \quad (33)$$

Полезная мощность, определяемая из формулы (33), равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} (E_a)^2 \frac{R_s}{\left[ R_s + \frac{R_i D}{\alpha_1 (1+D)} \right]^2}. \quad (34)$$

Беря производную (считая анодное напряжение постоянным) по сопротивлению нагрузки и приравнявая ее нулю, находим:

$$\frac{\partial P}{\partial R_g} = 0, \quad R_{g_{кр}} = \frac{R_i D}{\alpha_1 (1 + D)}, \quad (35)$$

или если  $D$  много меньше единицы:

$$R_{g_{кр}} = \frac{1}{\alpha_1} R_i D. \quad (36)$$

Формула (36) определяет наивыгоднейшую нагрузку генераторной лампы при критическом режиме. При этой нагрузке лампа отдает полезную мощность:

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \frac{E_a^2}{R_{g_{кр}}}. \quad (37)$$

Как видно из приведенных формул, наивыгоднейшая нагрузка и наибольшая мощность получаются различными при разных углах отсечек. При отсечке  $\psi = 180^\circ$  формула (36) становится равной:

$$R_g = 2R_i D.$$

В таком виде мы ее уже встречали выше. При отсечке в  $60^\circ$  имеем

$$R_g = 2,5 R_i D.$$

Легко видеть, что наибольшая возможная мощность получается при отсечках  $180^\circ$  или  $90^\circ$ , когда коэффициент первой гармоники равен половине. Но при отсечке  $90^\circ$  требуется больший импульс анодного тока, чем при отсечке  $180^\circ$ . Отдача при этом тоже больше.

Но вообще при рассмотренных условиях отдача не может быть высокой. Это следует из того, что критический коэффициент использования анодного напряжения при оптимальной нагрузке получается равным 0,5, как было нами показано в главе III. Следовательно наибольшая отдача при колебаниях II рода при критическом режиме и оптимальной нагрузке может быть 50%. Это следует из того, что предельное теоретическое значение отношения коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей при колебаниях II рода равно 2. Следовательно предельная отдача в этих условиях равна:  $0,5 \cdot 2 \cdot 0,5 = 0,5$ . Так как этот предельный случай конечно фиктивен, потому что он получается при отсечке в 0 градусов, то отдача будет еще ниже. Для колебаний II рода это неприемлемо. Кроме того рассматриваемый режим требует тока насыщения такой величины, которой обычно лампы дать не могут. Таким образом и этот метод подбора наивыгоднейшей нагрузки может дать удовлетворительное решение только в исключительных условиях.

Практически приходится искать других путей.

3. Лампа может отдать наибольшую мощность при условиях, если одновременно использован весь имеющийся в распоряжении ток эмиссии и все анодное напряжение. Вся эмиссия будет использована, если максимальный импульс достигает этой величины. Все анодное напряжение будет использовано, если колебательное напряжение доходит до критического значения. При дальнейшем увеличении колебательного

напряжения наступил бы перенапряженный режим и анодный ток стал бы падать за счет появления сильного сеточного тока. Таким образом, лампа *отдает предельную мощность при условии, что максимальный импульс равен току насыщения и при этом лампа работает в условиях критического режима.*

Нагрузка, соответствующая этим требованиям, может быть легко найдена из условия критического режима при максимальном импульсе. Из формулы (26) путем некоторых простых преобразований получаем:

$$R_{s\text{пред}} = \frac{\xi_{кр}}{1 - \xi_{кр}} \cdot \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{R_i}{\alpha_1} \left( 1 + \frac{E_{a0}}{I_s R_i} \right). \quad (38)$$

Формула (38) определяет предельную нагрузку генераторной лампы, работающей в режиме колебаний II рода, при критическом использовании анодного напряжения и доведении максимального импульса до тока насыщения. Так как не всегда требуется знать точное значение этой величины и обычно коэффициент проницаемости мал по сравнению с единицей и второе слагаемое в скобке иногда мало, то можно пользоваться упрощенной формулой, имеющей вид:

$$R_{s\text{пред}} = \frac{\xi_{кр}}{1 - \xi_{кр}} \cdot \frac{D R_i}{\alpha_1}. \quad (39)$$

В этой формуле необходимо точно рассчитывать коэффициент критического напряжения, так как он близок к единице и при вычитании его из единицы (в знаменателе первого множителя) можно допустить большую неточность. Об этом мы уже говорили в главе III и приводили пример, к которому отсылаем еще раз.

Из формулы (39) следует, что предельная нагрузка зависит от угла отсечки. При колебаниях II рода, при постепенном уменьшении угла отсечки от 90°, величина предельной нагрузки растет.

Таким образом, если применять предельную величину сопротивления нагрузки, то мы имеем как-раз критический режим. Если сопротивление нагрузки увеличить, доводя ток до насыщения, то мы войдем в область перенапряженного режима. Здесь форма импульса уже не будет больше косинусоидальной, и наш метод анализа должен быть изменен. Но и полезная мощность при этом упадет. Поэтому нет оснований брать сопротивление больше того, которое мы определили формулой (39). Если брать сопротивление меньше, чем следует из формулы (39), режим получится недонапряженный, и лампа не отдаст полной мощности.

Мощность, получаемая при включении предельной величины сопротивления нагрузки, получается равной:

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{2} (I_{a1})^2 R_{s\text{пред}}. \quad (40)$$

Это совершенно реальная мощность, которую можно получить и к получению которой следует стремиться, если нет каких-нибудь специальных привходящих условий. Таким образом задача, поставлен-

1) Сравни: И. Г. Фрейма, Курс радиотехники, 1928, стр. 83.

ная нами в начале настоящего параграфа, решается полностью нашими формулами (39) и (40).

Очевидно, что при колебаниях II рода мощность получается наибольшей возможной, если брать угол отсечки, равный  $90^\circ$ . При уменьшении угла отсечки предельная мощность уменьшается, а отдача генерирования возрастает. Следовательно, задача нахождения предельной мощности становится вполне определенной при колебаниях II рода, если задать либо угол отсечки, либо отдачу. Последняя очевидно предопределяет потери на аноде. Этими данными при расчете разумеется необходимо располагать.

Желая связать предельную нагрузку с колебательным напряжением и максимальным импульсом, как мы это делали в теории колебаний II рода, можно выражать предельную нагрузку так:

$$R_{\text{пред}} = \frac{V_{\text{крит}}}{\alpha_1 I_s}. \quad (41)$$

Ясно, что она зависит от угла отсечки. При отсечке  $180^\circ$ , получаем известную нам формулу  $R_s = \frac{2V}{I_s}$ . С уменьшением угла отсечки, при том же колебательном напряжении и максимальном импульсе, сопротивление нагрузки возрастает.

## § 9. Метод расчета генератора по заданной полезной мощности.

Расчет генератора распадается на две основные части:

1. Расчет самого генератора, т. е. выбор типа и количества ламп для получения заданной мощности, выбор режима их работы, установление связи между всеми напряжениями и токами в цепях генератора.

2. Расчет колебательного контура, т. е. его электрических параметров, выбор типа контура, выбор отдельных элементов в нем, выбор связи с анодом.

Остановимся прежде всего на методе расчета самого генератора. Для этого существует множество путей. Разница между ними сводится в основном к тому, что заданными предполагаются разные величины. Рассмотрим метод расчета, при котором наименьшее количество величин предполагается заданными.

Предположим, что задана только: *полезная мощность*, которую должен дать генератор.

1. *Обоснование выбора типа и количества ламп.* С точки зрения выбора типа лампы для нас являются характерными только: ее анодное рассеяние, ток насыщения и нормальное анодное напряжение.

Как проще всего оценить, какую мощность лампа данного типа может дать?

Полезная мощность выражается формулой:

$$P = 0,5 I_{a1} V; \quad (42)$$

с целью установления связи между этой величиной и основными данными лампы представим формулу полезной мощности в ином виде:

$$P = 0,5 \alpha_1 I_s E_a. \quad (43)$$



здесь  $I_s$  — ток насыщения лампы и  $E_a$  — ее нормальное анодное напряжение. Обе величины обычно известны, но ток насыщения у мощных ламп с водяным охлаждением значительно превосходит потребность и при расчетах с этими лампами на нем неудобно базироваться. Предположим, что мы имеем дело с известным током насыщения, метод же расчета для тех условий, когда он неизвестен, выделим отдельно. Знание тока насыщения с большой точностью нам вовсе не требуется. Поэтому мы могли бы считать известной просто некоторую величину, несколько меньшую номинального тока насыщения лампы. Анодное напряжение всегда дается заводом. Рекомендуется его не брать выше номинала, так как во время генерации могут возникнуть трудности с изоляцией и перегрузкой анода.

Таким образом, считаем, что для каждого типа ламп можно базироваться на известном произведении величин:  $I_s E_a$ . Для одной лампы эта величина известна, для двух она — вдвое больше, для трех — втрое больше и т. д. Это не значит, что две лампы обязательно дают всегда вдвое большую полезную мощность, чем одна. Этого никогда не бывает. Фактически две лампы дают увеличение полезной мощности процентов на 80 против одной. Но несомненно то, что ток насыщения ряда параллельно включенных ламп равен сумме токов насыщения отдельных ламп.

Произведение величин:  $\alpha_1 \xi$  может колебаться в известных пределах. Обычно при имеющихся у нас лампах генерирование происходит при отсечках от 50 до 90°, причем оба крайних предела встречаются реже, чем средние режимы от 60 до 80°. В этих условиях, при недонапряженном режиме, т. е. при косинусоидальном импульсе, коэффициент первой гармоники находится в пределах от 0,4 до 0,48. В среднем он равен величине 0,44.

Коэффициент использования анодного напряжения может быть оценен таким же образом. С целью лучшего использования лампы его следует брать побольше. Однако переходить за величину критического колебательного напряжения, при косинусоидальном импульсе, мы не можем. Для большинства наших ламп практические коэффициенты при недонапряженном режиме лежат в пределах от 0,85 до 0,95. В среднем можно принять коэффициент использования равным 0,9.

Составляя произведение найденных нами средних (и достаточно вероятных) величин, получаем число 0,4 (почти точно). Следовательно

произведение:  $\frac{1}{2} \alpha_1 \xi$  в среднем, равно  $0,5 \cdot 0,4 = 0,2 = \frac{1}{5}$ . Таким образом

мы можем первоначальную оценку той мощности, которую можно получить от лампы данного типа, производить по формуле:

$$P = \frac{1}{5} I_s E_a. \quad (44)$$

Например, пользуясь этой эмпирической формулой, можно оценить, какую мощность могут дать некоторые типы наших ламп. Лампа типа Б-500 имеет эмиссию 0,75 ампер и работает нормально при напряжении 3000 вольт. Следовательно, от нее можно ожидать получение полезной мощности в:  $\frac{1}{5} \cdot 0,75 \cdot 3000 = 450$  ватт. Лампа Б-250

имеет данные  $I_s = 0,375$  и  $E_a = 3000$ , следовательно для нее имеем  $0,2 \cdot 0,375 \cdot 3000 = 225$  ватт. Лампа Г-5 имеет эмиссию около 0,250 и анодное напряжение 1200, следовательно от нее можно взять около  $0,2 \cdot 0,250 \cdot 1200 = 60$  ватт. Как видно из этого краткого перечня, наша формула приводит к данным, находящимся в полном соответствии с опытом. Обращаем однако еще раз внимание на то, что мы изучаем здесь теорию и расчет при косинусоидальном импульсе. Следовательно на этом наше изучение методов расчета еще не исчерпывается. Однако уже здесь видно, что средние режимы наших ламп могут быть подсчитаны и по косинусоидальному импульсу.

Итак, одна лампа может дать полезную мощность, определяемую формулой (44). Мы задали определенную мощность, которую надо получить. Следовательно вполне возможно, что нам придется включить не одну, а несколько ламп параллельно. Поэтому считаем, что наша мощность дается  $n$  лампами и что

$$P = n \cdot 0,2 \cdot I_s E_a. \quad (45)$$

Разделив заданную мощность на мощность, которую может дать одна лампа, получаем число, которое надо округлять в большую сторону для определения числа потребных ламп. Эту оценку мы делаем только для проверки, хватит ли эмиссии. Анодное напряжение для данного типа ламп считаем фиксированным. Поэтому наш расчет пока-что дает нам представление лишь о *суммарной эмиссии*, которая требуется для получения заданной мощности от данного типа ламп.

Прежде чем остановиться на данном типе и количестве ламп, надо проверить, выдержат ли *аноды* ту мощность, которую им придется рассеять.

Для этого надо оценить вероятную отдачу генератора. Очевидно, что здесь надо быть осторожным, чтобы не переоценить отдачу. Лучше ее взять несколько меньше, чем то значение, которое можно ожидать в среднем. Базируясь на средних режимах —  $\alpha_1 = 0,44$  и  $\xi = 0,9$ , мы должны оценить в среднем коэффициент постоянной составляющей величиной: от 0,22 до 0,29, т. е. около 0,26. Следовательно в среднем можно ожидать отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей равным 1,7. Тогда отдачу можно ждать:  $0,5 \cdot 1,7 \cdot 0,9 = 0,76$ . Но лучше взять наихудший предел:  $\alpha_1 = 0,48$  и  $\alpha_0 = 0,29$ , откуда  $\gamma = 1,65$  и при  $\xi = 0,85$  получаем отдачу:  $\eta = 0,5 \cdot 1,65 \cdot 0,85 = 0,7$ . На этой цифре можно остановиться. Аноды, проверенные на отдачу 70%, вероятно не сгорят.

Зная необходимую полезную мощность и оценив отдачу, мы можем подсчитать рассеяние на анодах:

$$P_{ак} = P \frac{1-\eta}{\eta} = \frac{1-0,7}{0,7} P = 0,43 P. \quad (46)$$

Если эта мощность может неограниченно долго рассеиваться на анодах того числа ламп, которое мы считаем необходимым включить, исходя из потребной суммарной эмиссии, то выбор типа и числа ламп обоснован. В противном случае надо количество их увеличить.

Здесь следует отметить, что у многих ламп нет соответствия между мощностью, которую они могли бы дать по своей эмиссии и по анод-

ному напряжению, и допустимым анодным рассеиванием. Соответствие есть например у названных нами выше ламп. Но лампа Г-100 показывает обратное. Так, по своей эмиссии и по анодному напряжению она могла бы дать полезную мощность равную:  $0,2 \cdot 1,2 \cdot 10 \cdot 10^3 = 2,4$  киловатта. При отдаче в 70% мы имели бы на аноде:  $P_{ан} = 2,4 \cdot 0,43$ , т. е. около 1 киловатта, в то время как анод лампы выдерживает только 300—400 ватт длительной нагрузки. Следовательно есть типы ламп, у которых количество потребных ламп задается не суммарной эмиссией, а суммарным анодным рассеиванием.

При выборе типа ламп приходится часто считаться с имеющимся источником питания. Это относится как к питанию анодов, так и к питанию накала и сеток.

2. Выбрав тип и количество генераторных ламп, мы можем начать основной расчет. Так как вероятно, что количество ламп будет выбрано не в обрез, то основная формула полезной мощности определяет уже не ток насыщения каждой лампы, а тот максимальный импульс, которым надо располагать для получения заданной полезной мощности. Таким образом находим максимальный импульс, приходящийся на одну лампу:

$$I_m = \frac{5P}{nE_a}.$$

3. Рассчитываем коэффициент критического режима по найденному максимальному импульсу и прочим данным наших ламп. Если включается несколько ламп в параллельную работу, то крутизна, стоящая в знаменателе второго члена выражения для критического коэффициента, должна быть взята суммарная. Таким образом, как в числителе, так и в знаменателе этого слагаемого стоят величины, относящиеся к сумме работающих ламп. Ошибки однако не будет, если мы в обоих местах будем считать данные, относящиеся к одной лампе, т. е. долю суммарного максимального импульса, приходящуюся на одну лампу и крутизну статической (идеализированной) характеристики одной лампы.

4. Зная коэффициент колебательного напряжения, находим амплитуду колебательного напряжения.

$$V = \xi_0 E_a.$$

5. По полезной мощности и колебательному напряжению находим, по формуле:

$$P = 0,5 \frac{V^2}{R_s}$$

сопротивление нагрузки генератора:

$$R_s = \frac{0,5 \cdot V^2}{P}.$$

Это есть предельная нагрузка, при которой лампа работает с нужным нам максимальным импульсом анодного тока и при критическом использовании анодного напряжения.

6. По колебательному напряжению и сопротивлению нагрузки находим амплитуду первой гармоники анодного тока:

$$I_{a1} = \frac{V}{R_s}.$$

7. Зная амплитуду первой гармоники и максимальный импульс, находим их отношение, т. е. коэффициент первой гармоники

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m}$$

и отсюда — угол отсечки.

Получив угол отсечки, находим коэффициенты постоянной составляющей и приведения внутреннего сопротивления; далее, рассчитываем постоянную составляющую анодного тока и приведенное сопротивление:

$$I_{a0} = \alpha_0 I_m,$$

$$R'_i = \alpha_i R_i.$$

8. Рассчитываем амплитуду напряжения возбуждения сетки и напряжение смещения по известным формулам.

9. Определяем подводимую мощность, отдачу и потери на аноде.

Таким образом все необходимые величины нами определены, причем последовательность расчета была так построена, что все последующие величины вытекали из предшествующих и задаваться ничем нам не приходилось. На основе этого расчета можно подойти к расчету колебательного контура и его элементов.

Остановимся на примере.

**Пример.** Требуется рассчитать ламповый генератор на полезную мощность в 200 ватт.

1. Выбор типа и количества ламп. Из имеющихся типов ламп наиболее подходящими являются лампы типа Г-5 и Б-250. Первых, по видимому, придется включить несколько в параллельную работу, а второго типа достаточно взять одну лампу.

Остановимся пока на первом типе. Он имеет параметры идеализированной характеристики (см. гл. II):

Крутизна характеристики:  $S = 1,67 \cdot 10^{-3}$ ,

Коэффициент усиления:  $\mu = 12$ ,

Внутреннее сопротивление:  $R_i = 7200$  ом,

Напряжение приведения:  $E_{a0} = 200$ ,

Нормальное анодное напряжение:  $E_a = 1200$  вольт,

Ток насыщения:  $I_s = 0,25$  ампер,

Допустимое анодное рассеяние:  $P_{an} = 35$  ватт,

а) Необходимое количество ламп по эмиссии:

$$n = \frac{5P}{I_s E_a} = \frac{5 \cdot 200}{0,25 \cdot 1200} = 3,33,$$

т. е. 4 лампы.

б) По анодному рассеянию (см. формулу 46):

$$n = \frac{0,43 P}{P_{ан}} = 0,43 \cdot 200/35 = 2,46,$$

т. е. 3 лампы.

Следовательно количество потребных ламп определяется потребной суммарной эмиссией и *равно четырем*:  $n = 4$ .

2. Максимальный импульс, приходящийся на одну лампу:

$$I_m = \frac{5 P}{n E_a} = 5 \cdot 200/4 \cdot 1200 = 0,208 \text{ ампер.}$$

3. Коэффициент критического режима:

$$\xi_0 = 1 - \frac{I_m}{S E_a (1+D)} = 1 - 0,096 = 0,904,$$

т. е. около 0,9.

4. Колебательное напряжение:

$$V = \xi_0 E_a = 1200 \cdot 0,9 = 1080 \text{ вольт.}$$

5. Сопротивление нагрузки:

$$R_s = \frac{0,5 V^2}{P} = \frac{0,5 \cdot (1080)^2}{200} = 2920 \text{ ом.}$$

6. Амплитуда первой гармоники:

$$I_{a1} = \frac{V}{R_s} = 1080/2920 = 0,37 \text{ ампер (от 4 ламп).}$$

7. Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = \frac{0,37}{4 \cdot 0,208} = 0,445,$$

отсюда находим угол отсечки:  $\psi = 72^\circ$  и по нему

коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,26$  и постоянную составляющую  $I_{a0} = 0,26 \cdot 0,832 = 0,216$  ампер, коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = 3,3$ , откуда приведенное сопротивление равно:

$$R_i = \frac{3,3 \cdot 7200}{4} = 5950 \text{ ом.}$$

8. Амплитуда напряжения возбуждения сетки:

$$V_c = DI_{a1}(R'_i + R_s) = 0,083 \cdot 0,37 (5950 + 1800) = 238 \text{ вольт.}$$

9. Напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = 79 + 148 \cdot 0,31 = 125 \text{ вольт.}$$

10. Проверка недонапряженности режима:

$$1200 - 1080 > 238 - 125.$$

11. Подводимая мощность:

$$P_0 = 0,216 \cdot 1200 = 260 \text{ ватт.}$$

12. Отдача:

$$\eta = 200/260 = 77\% \text{ анодные потери } 60 \text{ ватт.}$$

*Проведем тот же расчет на одной лампе типа Б-250.*

1. Параметры лампы с идеализированной характеристикой.

Крутизна  $S = 2,5 \cdot 10^{-3}$ .

Напряжение приведения  $E_{a0} = 3000$  вольт.

Коэффициент усиления  $\mu = 83$ .

Анодное напряжение  $E_a = 3000$  вольт.

Внутреннее сопротивление  $R_i = 33,3 \cdot 10^3$  ом.

Ток насыщения  $I_s = 0,375$ .

а) Количество потребных ламп по эмиссии — 1.

б) По анодному рассеянию, считая допустимым рассеянием одной лампы — 150 ватт, тоже — 1 лампа.

2. Максимальный импульс:  $I_m = 0,333$  ампер.

3. Коэффициент критического режима:  $\xi_0 = 0,944$ .

4. Колебательное напряжение:  $V = 2830$  вольт.

5. Сопротивление нагрузки:  $R_s = 20 \cdot 10^3$  ом.

6. Амплитуда первой гармоники:  $I_{a1} = 0,142$ .

7. Коэффициент первой гармоники:  $\alpha_1 = 0,427$ .

8. Угол отсечки:  $\psi = 68^\circ$ .

9. Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,245$ ; постоянная составляющая  $82 \cdot 10^{-3}$  ампер.

10. Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = 3,8$ ; приведенное сопротивление  $R'_i = 127 \cdot 10^3$  ом.

11. Амплитуда напряжения на сетке;  $V_c = 250$  вольт.

12. Напряжение смещения  $E_c = 81$  вольт.

13. Проверка недонапряженности:  $3000 - 2830 = 170$ ;  $250 - 81 = 169$ .

14. Подводимая мощность:  $P_0 = 246$  ватт.

15. Потери на аноде:  $P_{ак} = 46$  ватт.

16. Отдача:  $\eta = 81\%$ .

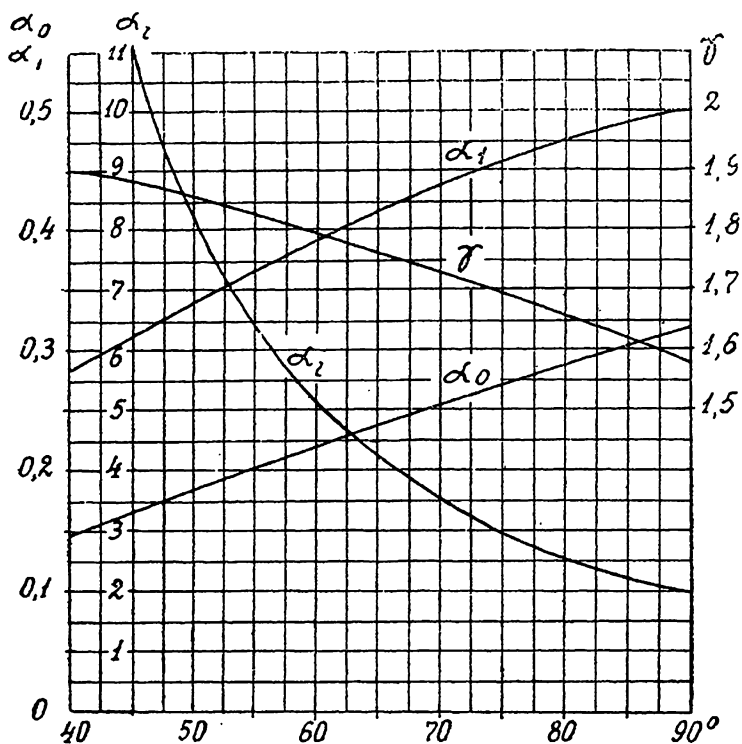
Из этого сравнительного расчета видно, что большой разницы

между условиями работы 4 ламп Г-5 и одной лампы Б-250 нет. Основная разница заключается в требованиях к питанию: 1200 и 3000 вольт. Остальные величины вполне сравнимы. Разница заключается, однако, еще в том, что контуры требуются различные, один с эквивалентным сопротивлением в 2920, а другой — в 20 000 ом.

## § 10. Сводка расчетных формул.

Для удобства технических расчетов приводится сводка наиболее существенного и имеющего наибольшее практическое значение материала из теории колебаний II рода при недонапряженном режиме и косинусоидальном импульсе тока.

1. Уравнение косинусоидального импульса анодного тока	$i_a = I_m \cdot \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}$
2. Коэф-т первой гармоники	$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2\psi - \sin 2\psi}{1 - \cos \psi}$
3. Коэф-т постоянной сост-ей	$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{1 - \cos \psi}$
4. Коэф-т приведения сопротивл.	$\alpha_i = \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}$
5. Отношение коэф-тов первой гармон. и постоянн. сост.	$\gamma = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\psi - \sin 2\psi}{\sin \psi - \psi \cos \psi}$
6. Ампл-да напряжен. возбужд. сетки	$V_c = DI_{a1} (R'_i + R_s)$
7. Напряжение смещения сетки	$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi$
8. Критический коэф-т колебат. напряжения	$\xi_0 = 1 - \frac{I_m}{SE_a} - \frac{DE_{a0}}{E_a}$
9. Степень усиления напряжения	$\frac{V}{V_c} = \mu \frac{R_s}{R'_i + R_s}$
10. Предельное сопротивление нагрузки анодной цепи	$R_{s\text{пред}} = \frac{\xi_0'}{1 - \xi_0'} \cdot \frac{1}{\alpha_1 S}$
11. Амплитуда первой гармоники	$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R'_i + R_s}$
12. Подводимая мощность	$P_0 = I_{a0} E_a$
13. Полезная мощность	$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_s = \frac{1}{2} I_{a1} V = \frac{1}{2} \frac{V^2}{R_s}$
14. Отдача	$\eta = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi = \frac{P}{P_0}$



Черт. 105. Коэффициенты разложения косинусоидального импульса.

ТАБЛИЦА III.

Основные коэффициенты для расчета генератора при недонапряженном режиме и косинусоидальном импульсе тока.

Угол отсечки	Коэф-т первой гармон.	Коэф-т пост. составляющей	Отношение коэф-тов	Коэф-т прив. сопротивлен.
40°	0,280	0,147	1,90	15,25
45°	0,311	0,165	1,88	11,0
50°	0,339	0,183	1,85	8,25
55°	0,367	0,200	1,83	6,41
60°	0,391	0,218	1,79	5,12
65°	0,414	0,234	1,76	4,18
70°	0,436	0,253	1,72	3,49
75°	0,455	0,270	1,69	2,97
80°	0,472	0,286	1,65	2,56
85°	0,488	0,302	1,62	2,25
90°	0,500	0,319	1,57	2,00



## § 11. Литература.

### I. Общая к гл. VI.

1. Möller K. G., Электронные лампы 1922, стр. 61—141.
2. Morgesroft, Принципы радиосвязи, стр. 467—534 и 539—570, 1921.
3. Фрейман И. Г., Курс радиотехники. 1924, стр. 75—84 и 143—148.
4. Prince, D. C., Пустотные лампы как генераторы мощности.  
Часть I. P. I. R. E. том II, № 3, июнь 1923, стр. 275—315.  
Часть II. „ том II, № 4, авг. 1923, стр. 405—437.  
Часть III. „ том II, № 5, окт. 1923, стр. 527—551.
5. Pol, van der и Posthumus., Передающая установка мощностью в 200 квт для испытания триодов. О. Е. 1925, август.
6. Берг А. И., Катодные лампы. Ленинград, 1925, глава VIII, Теория пустотных генераторов переменного тока, стр. 101—147.
7. Берг А. И., Общая теория радиотехники. Ленинград, 1925. Глава VII, Пустотный ламповый генератор, стр. 287—326.
8. Фрейман И. Г., Курс радиотехники. Ленинград, 1928, стр. 47—102.
9. Какурин С. Н., Коэффициент полезного действия лампового генератора. ТиТБП, IX, № 2, (47) апрель 1928, стр. 171—188.
10. Асеев Б. П., Упрощенный расчет лампового передатчика. ТиТБП, том IX, № 2, (47) апрель 1928, стр. 157—171.
11. Крылов Н. Н., К статье Б. П. Асеева—Упрощенный расчет лампового генератора. ТиТБП, X, № 1, (52), февраль 1928, стр. 72—75.
12. Рамлау П. Н., Зависимость между колебательной мощностью и к. п. д. лампового генератора. Вестн. эл-ки, № 1, 1930, стр. 11—16.
13. Нейман М. С., К расчету ламповых генераторов. Вестн. эл-ки № 1, 1930, стр. 25—31.
14. Анцелиович Е. С., О потерях на аноде электронной лампы. Вестн. эл-ки, 1930, № 2, стр. № 74—77.
15. Зилитинкевич С. И., Сопротивление генерирующего триода. Вестн. эл-ки, № 2, 1931, стр. 45—52.
16. Иоффе А. И., К вопросу о расчете ламповых генераторов. Вестн. эл-ки, № 7, стр. 222—225.
17. Къандский Г. А., К расчету лампового генератора. Вестн. эл-ки, № 7, сент. 1931, стр. 225—228.
18. Кляцкин И. Г. и Минц, А. Л., Основания для расчета модуляции на сетке. Часть II: Расчет лампового генератора. ТиТБП, том X № 1/52 февраль 1929, стр. 20—26.

### II. О сопротивлении генерирующей лампы.

1. Кляцкин И. Г., Сопротивление электронной лампы. ТиТБП, № 6/51 дек. 1928, стр. 626—633.
2. Асеев Б. П., Внутреннее сопротивление генерирующей лампы. ТиТБП, том X, № 1/52 февраль 1929, стр. 58—69.
3. Зилитинкевич С. И., Сопротивление генерирующего триода. Вестн. эл-ки, № 2, 1931, стр. 45—52.

### III. Об отрицательном сопротивлении генерирующей лампы.

1. Scott Taggart, Установка с отрицательным сопротивлением. Журн. Rad. R., том XI, стр. 598, 1921 и RGE том XI, стр. 61 1922.
2. Latour, M., Отрицательное сопротивление. Журн. RGE том XI, стр. 190, 1922.
3. Blondel, A., Отрицательное сопротивление. Журн. RGEa, том XI, стр. 146. 1922.
4. Рамлау П. Н., Катодная генераторная лампа как переменное сопротивление. ТиТБП, том VIII, № 2/41 апрель 1927, стр. 160—168.
5. Бонч-Бруевич, М. А., Об отрицательном сопротивлении. ТиТБП, № 5 (50), том IX, окт. 1928, стр. 572—587.
6. Vermaпп., Отрицательные постоянные контуров. Журн. PIRE том XIX, № 4, апрель 1931, стр. 666—681.

## РАБОТА ГЕНЕРАТОРА ПРИ ПЛОСКОЙ ФОРМЕ ИМПУЛЬСА.

## § 1. Введение.

Выше мы изучили работу лампового генератора при косинусоидальном импульсе. Основные предположения, положенные в основу этого режима работы генератора, заключались в том, что характеристики лампы принимались прямолинейными от начала тока до величины максимального импульса, и в том, что генерирование происходило при недонапряженном режиме.

На практике не всегда эти условия выполняются. Часто приходится переходить на критический и на перенапряженный режимы. В этих условиях трудно ожидать, что рабочая характеристика будет иметь вид прямой линии. Обычно при режимах, близких к критическому и несколько перенапряженных, лампа имеет рабочую характеристику почти прямолинейной от начала до тока, несколько меньшего чем ток насыщения, и далее — характеристику в виде прямой, параллельной оси абсцисс. Далее, при переходе к явно выраженному перенапряженному режиму характеристика загибается вниз.

Генераторы с независимым возбуждением можно поставить почти в любые условия работы, если имеется достаточно мощный возбудитель сетки и источник напряжения смещения. Генераторы с самовозбуждением обычно работают в режимах, близких к критическому или перенапряженному. Поэтому в этих условиях расчет по косинусоидальному импульсу может привести к неточностям.

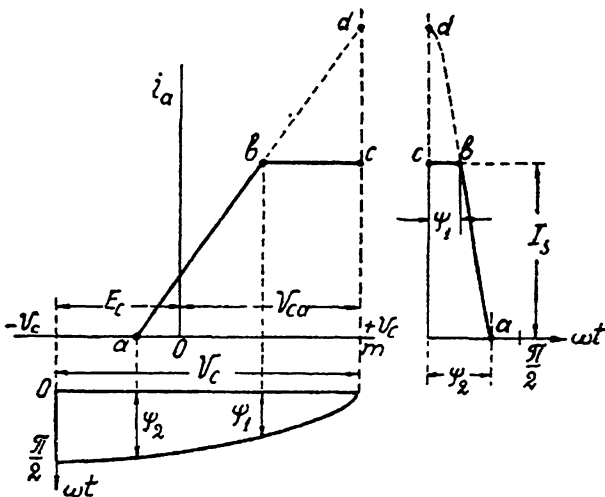
Расчет генератора с плоской формой импульса не представляет никаких особых затруднений. Работа в этих условиях оказывается, как мы увидим ниже, часто более выгодной, чем работа с косинусоидальным импульсом. При этом имеется гораздо больше возможностей изменять режим в широких пределах. Или можно сказать иначе: расчет и теория работы с плоским импульсом охватывают в гораздо большей мере практические условия, чем теория косинусоидального импульса. Обычно мощные лампы далеко не доходят до тока насыщения и часто работают с недонапряженным режимом. Маломощные же, в особенности в тех случаях, когда от них требуется получение максимальной возможной мощности, чаще работают с плоским импульсом.

Наибольшие затруднения представляют теория и расчет перенапряженного режима. О большой точности говорить здесь очевидно не приходится. Бывает, что важно хотя бы оценить вероятный порядок величин. К этому подводит нас теория работы с плоским импульсом, так как этот случай можно рассматривать как переходный к явно выраженному перенапряженному режиму.

В приводимой нами ниже теории мы рассматриваем работу с плоским импульсом, как некоторое видоизменение работы с косинусоидальным импульсом. Поэтому все наши выводы из предшествующих глав найдут здесь широкое применение. Для лучшего усвоения теории и установления сходства и отличия обоих основных типов форм токов мы в дальнейшем постоянно сопоставляем и сравниваем условия работы с плоским и остроконечным импульсами.

## § 2. Теория работы генератора при плоской форме импульса анодного тока.

На черт. 106 представлен вид рабочей характеристики при плоской форме анодного импульса. Из него видно, что мы можем рассматривать такой импульс, как часть косинусоидального импульса, заключенного между двумя углами отсечек, нижним:  $\psi_2$  и верхним:  $\psi_1$ . В пределах от  $\psi_1$  до  $\psi_2$  рабочая точка движется по обычной прямолинейной рабочей характеристике, и в этих пределах анодный ток подчиняется основному уравнению. В пределах от 0 до угла  $\psi$  анодный ток остается постоянным и равным величине максимального импульса. Работа протекает так, как будто бы напряжение возбуждения на сетке, доведя рабочую точку по обычной характеристике  $ab$  до верхнего загиба  $tb$ , ведет ее далее не по показанному пунктиром ее продолжению  $bd$ , а по горизонтальной части  $bc$  рабочей характеристики:  $abc$ .



Черт. 106. Получение плоского импульса.

Основное уравнение генератора:

$$i_a = S [(V_c - DV) \cos \omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]$$

определяет ток в пределах от углов отсечки, нижнего —  $\psi_2$  до верхнего —  $\psi_1$ .

В пределах от момента  $\omega t = 0$  до момента, соответствующего верхнему углу отсечки  $\omega t = \psi_1$ , ток остается постоянным и равным величине максимального импульса  $I_m$ .

Таким образом основное уравнение при  $\omega t = \psi_2$  и  $i_a = 0$  дает:

$$S(V_c - DV) \cos \psi_2 - E_c + D(E_a - E_{a0}) = 0. \quad (1)$$

Вычитая последнее уравнение из основного, получаем:

$$i_a = S(V_c - DV)(\cos \omega t - \cos \psi_2). \quad (2)$$

Это есть уравнение линии  $abd$ . В нашем случае это уравнение справедливо, только начиная от момента  $\omega t = \psi_1$ . Подставляя в последнее уравнение  $\omega t = \psi_1$  и  $i_a = I_s$ , имеем:

$$I_s = S(V_c - DV)(\cos \psi_1 - \cos \psi_2). \quad (3)$$

Выражение (3) определяет величину нашего максимального импульса

тока. Разделив (2) на (3) находим формулу, определяющую закон изменения анодного тока в пределах от  $\psi_1$  до  $\psi_2$ :

$$i_a = I_s \frac{\cos \omega t - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \quad \text{при } \psi_2 > \omega t > \psi_1. \quad (4)$$

Согласно условию и уравнению (2) в момент  $\omega t = \psi_1$  ток имеет значение:  $i_a = I_s$  и сохраняет его за все время, пока

$$\psi_1 > \omega t > 0.$$

Если бы рабочая точка перемещалась по пунктирной прямой  $bd$ , то в момент  $\omega t = 0$ , согласно уравнению (2) мы имели бы ток, обозначенный на чертеже через  $d m$ . Обозначим его символом  $I'_m$ . Таким образом имеем:

$$i_a = I'_m = S (V_c - DV) (1 - \cos \psi_2) \quad (5)$$

и следовательно:

$$i_a = I'_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi_2}{1 - \cos \psi_2}. \quad (6)$$

Поэтому отношение между токами  $I_s$  и  $I'_m$  определяется из формулы:

$$I'_m = I_s \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}. \quad (7)$$

Обратимся к напряжениям на сетке.

Напряжение смещения находим из формулы (1). Напряжение на сетке

$$\text{в момент } \omega t = 0 \text{ равно: } V_c - E_c.$$

$$\text{„ „ } \omega t = \psi_2 \text{ „ } V_c \cos \psi_2 - E_c.$$

$$\text{„ „ } \omega t = \psi_1 \text{ „ } V_c \cos \psi_1 - E_c.$$

Разложение в ряд плоского импульса можно производить либо пользуясь формулами разложения усеченной косинусоиды:

Коэффициент первой гармоники

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}. \quad (8)$$

Коэффициент постоянной составляющей

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi_2 - \sin \psi_1 + \psi_1 \cos \psi_1 - \psi_2 \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}. \quad (9)$$

либо же более простыми, и конечно достаточно точными, формулами разложения трапециoidalного импульса тока:

Коэффициент первой гармоники

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1}. \quad (10)$$

Коэффициент постоянной составляющей

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot (\psi_1 + \psi_2). \quad (11)$$

Отношение первой гармоники к постоянной составляющей

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2^2 - \psi_1^2}. \quad (12)$$

Так как лампа пропускает ток кратковременными импульсами, то необходимо ввести понятие о сопротивлении ее при работе колебаниями II рода при плоском импульсе. Это понятие вполне аналогично тому, которое мы установили для похожих условий при косинусоидальном импульсе. Там мы ввели термин *приведенное сопротивление*, понимая под этим приведение внутреннего сопротивления к данному режиму. Поэтому и при плоской форме импульса мы поступаем так же и вводим понятие о *приведенном сопротивлении лампы при колебаниях II рода и плоском импульсе тока*.

Это сопротивление должно найти себе место в эквивалентной схеме генератора, связывающей напряжения и токи основной частоты в генераторе.

Обратимся к уравнению (3). Из него определяем:

$$\frac{I_{a1}}{\alpha_1} + SDV (\cos \psi_1 - \cos \psi_2) = SV_c (\cos \psi_1 - \cos \psi_2),$$

откуда:

$$I_{a1} = \frac{SV_c (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + SDR_s (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)},$$

и амплитуда переменного тока основной частоты равна:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_s + R_i \frac{1}{\alpha_1 (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}}. \quad (13)$$

Обозначая величину  $\frac{1}{\alpha_1 (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)}$  через  $\alpha_i$ , имеем

$$R_i' = \alpha_i R_i. \quad (14)$$

Величина  $R_i'$  есть приведенное внутреннее сопротивление генераторной лампы при колебаниях II рода и плоском импульсе.

Выражая приведенное сопротивление через коэффициент первой гармоники, получаемый из разложения усеченной косинусоиды, имеем:

$$R_i' = R_i \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{2\pi}. \quad (15)$$

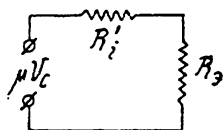
Проще и почти так же точно приведенное сопротивление опреде-

ляется через коэффициент первой гармоники, получаемый из разложения трапециoidalного импульса:

$$R_i' = R_i \frac{\pi}{2} \frac{\psi_2 - \psi_1}{(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)^2}. \quad (16)$$

Таким образом мы имеем все величины, необходимые для анализа и расчета генератора, работающего с плоским импульсом. Эквивалентная схема генератора имеет вид, изображенный на черт. 107.

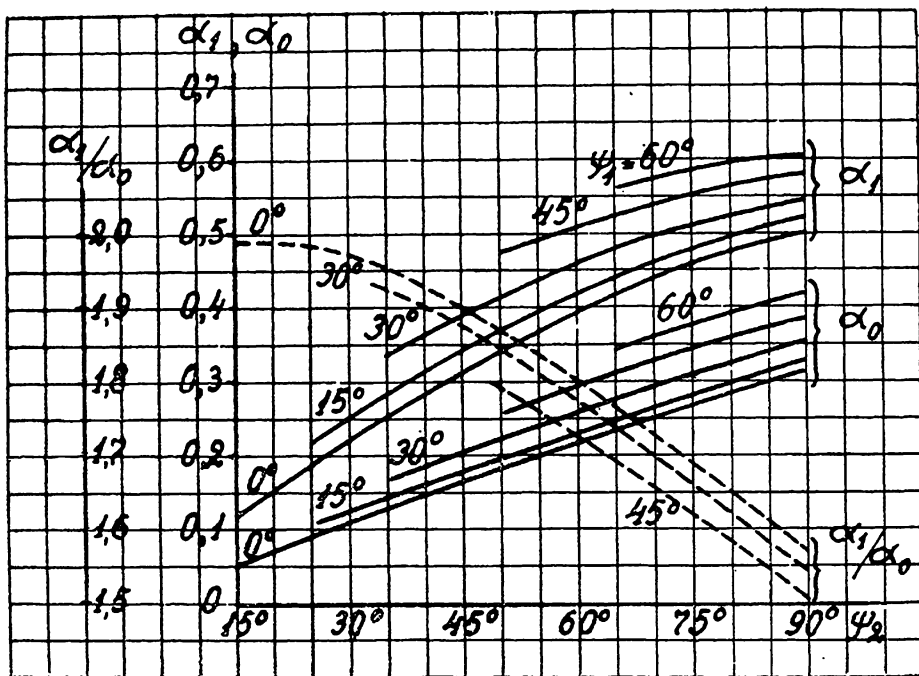
Из формулы (13) находим величину амплитуды напряжения возбуждения сетки:



Черт. 107. Эквивалентная схема генератора при работе с плоским импульсом.

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_2 + R_i'}$$

$$V_c = D I_{a1} (R_2 + R_i'). \quad (17)$$



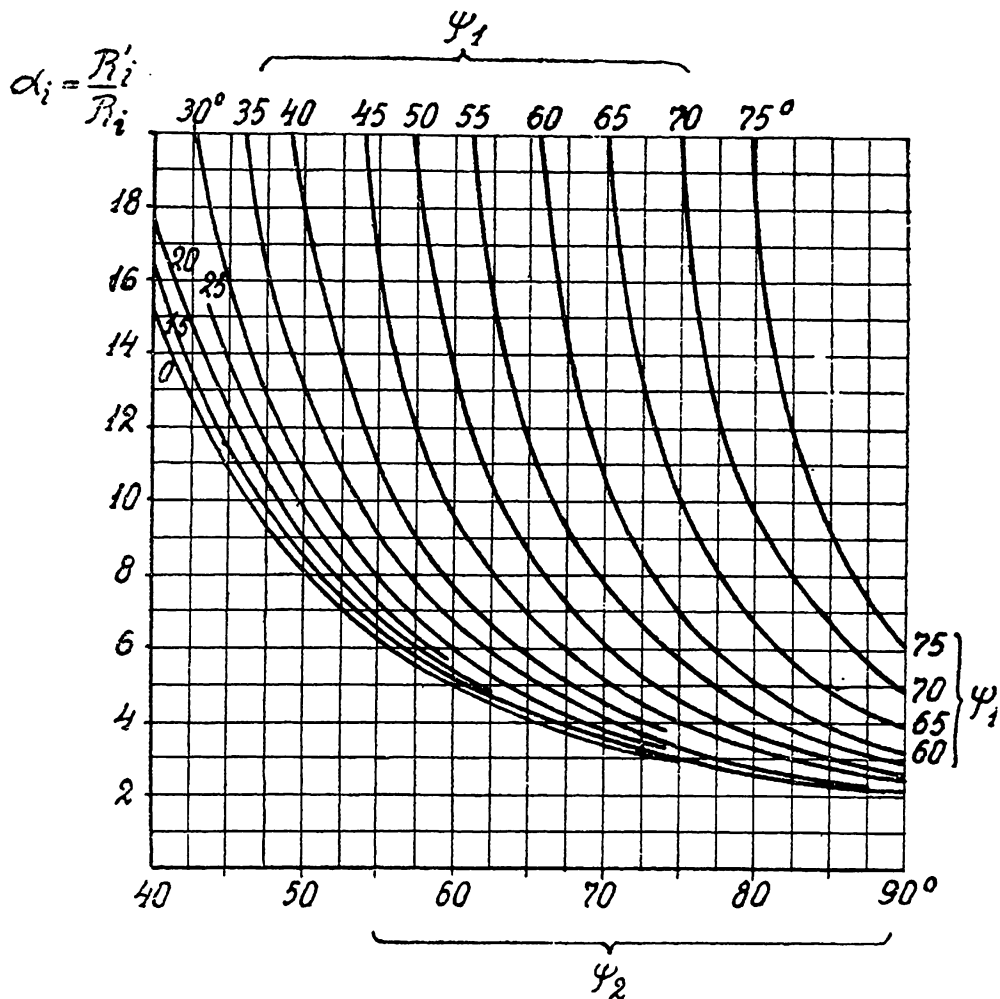
Черт. 108. Коэффициенты разложения плоского импульса.

Условие критического режима определяем прежде всего по обычной формуле для фиктивного тока  $I_m'$  и, воспользовавшись отношением между токами  $I_s$  и  $I_m'$ , получаем:

$$\xi_0 = 1 - I_s \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \cdot \frac{1}{SE_a (1 + D)} - \frac{DE_{a0}}{(1 + D)E_a}. \quad (18)$$

Формула (18) определяет коэффициент критического использования анодного напряжения при колебаниях II рода и плоской форме тока.

При малом значении коэффициента проницаемости по сравнению с единицей можно критический коэффициент выражать проще, отбрасывая вовсе величину  $D$  там, где она стоит слагаемым рядом с еди-



Черт. 109. Коэффициенты приведения сопротивления при плоских импульсах разной формы.

ницей. Если кроме того и напряжение приведения  $E_{a0}$  много меньше анодного напряжения (что вовсе не всегда имеет место), то формула (18) сильно упрощается:

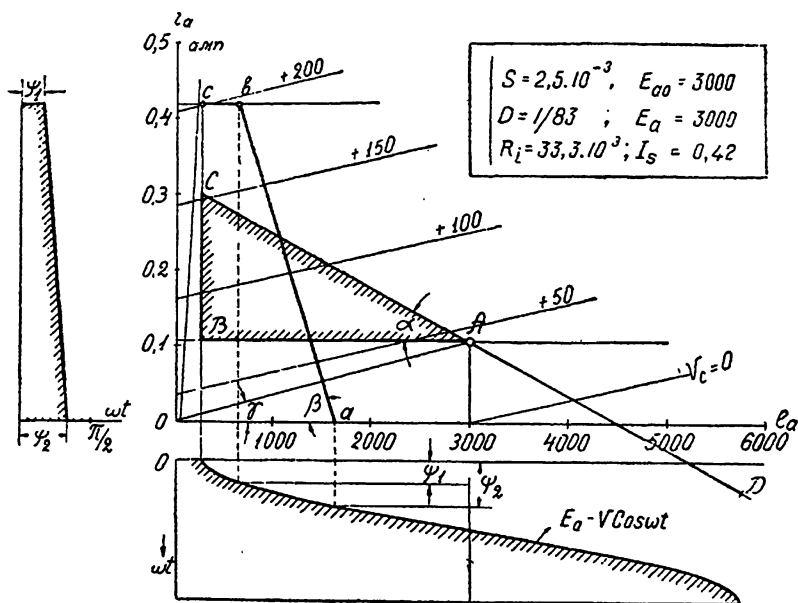
$$\xi_0 = 1 - I_s \cdot \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \cdot \frac{1}{SE_a}. \quad (19)$$

На черт. 108 приведены значения коэффициентов первой гармо-

ники, постоянной составляющей и их отношение для изучаемого нами плоского импульса, для разных значений обоих углов отсечки. Эти кривые рассчитаны по усеченному косинусоидальному импульсу. На черт. 109 приведены значения коэффициента приведения сопротивления для плоского импульса. Очевидно, что во всех этих кривых данные, относящиеся к верхнему углу отсечки, равному нулю, соответствуют коэффициентам разложения косинусоиды.

При равенстве углов верхней и нижней отсечки мы имели бы четырехугольный импульс, явно неосуществимый на практике, так как для этого потребовалось бы иметь лампу с внутренним сопротивлением, равным нулю.

Из рассмотрения кривых следует, что плоский импульс характеризуется большими значениями коэффициентов первой гармоники и по-



Черт. 110. Расчет генератора при работе с плоским импульсом.

стоянной составляющей. Это значит, что при этой форме импульса, при одинаковом значении максимального тока, можно получить большую мощность, чем при косинусоидальном импульсе. Это необходимо помнить. Однако отдача при этой форме импульса ниже, так как коэффициент постоянной составляющей возрос больше, чем коэффициент первой гармоники.

**Пример.** Остановимся на примере для иллюстрации изложенной выше теории. Этот пример не дает метода расчета, т. е. обоснования выбора величин и последовательности в их нахождении. Он приводится только для лучшего усвоения теории генерирования при плоском импульсе. Ниже дается метод расчета, который сопровождается систематизированным примером.

Имеем лампу с данными:



Крутизна  $S = 2,5 \cdot 10^{-3}$ .

Внутреннее сопротивление  $R_i = 33,3 \cdot 10^5$ .

Коэффициент усиления  $\mu = 83$ .

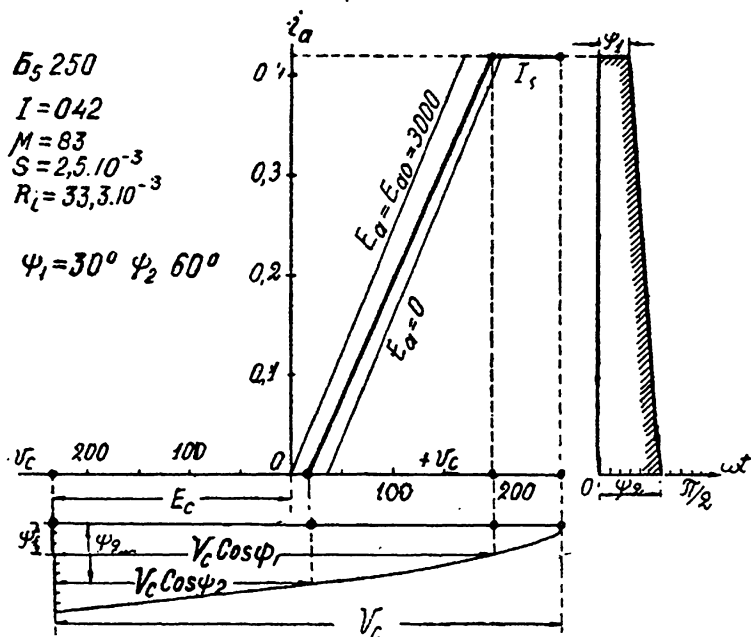
Анодное напряжение  $E_a = 3000$ .

Напряжение приведения  $E_{a0} = 3000$ .

Ток насыщения  $I_s = 0,42$ .

Наносим семейство характеристик на чертеж в двух системах координат  $(i_a, e_a)$  и  $(i_a, V_c)$ .

Работа происходит с плоской формой тока, характеризуемой углами отсечек:  $\psi_1 = 30^\circ$  и  $\psi_2 = 60^\circ$ . В анодной цепи включено сопротивление



Черт. 111. Расчет генератора при работе с плоским импульсом.

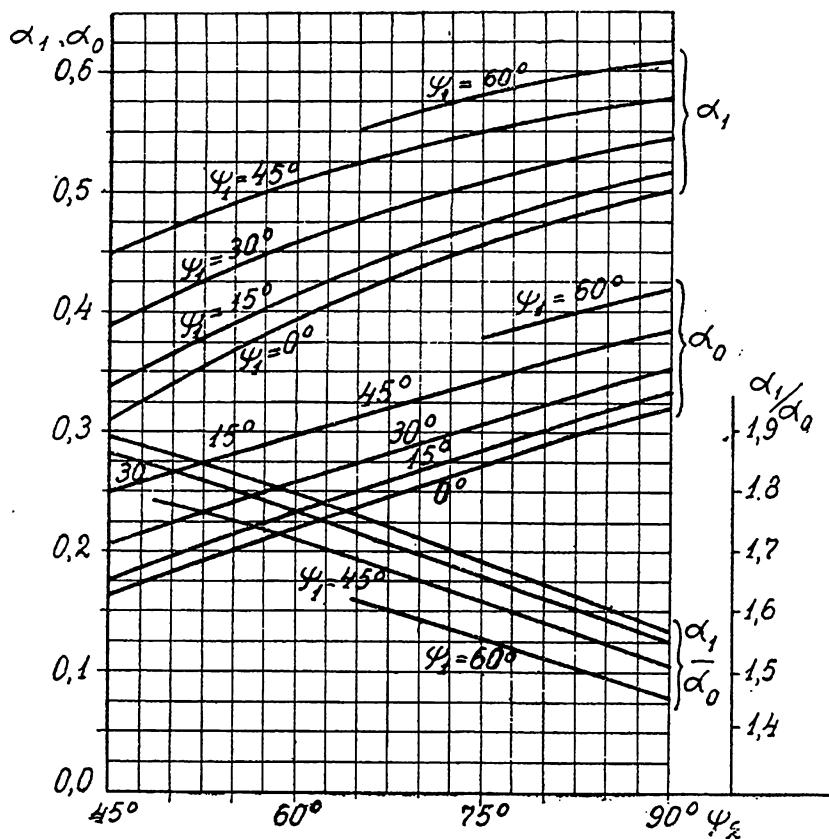
нагрузки  $R_g = 14250$  ом. На сетке имеется смещение, равное:  $E_c = -236$  вольт. Амплитуда напряжения на сетке:  $V_c = 496$  вольт. Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = 0,192$  ампер. Колебательное напряжение:  $V = 2740$  вольт. Постоянная составляющая:  $I_{a0} = 0,108$  ампер. Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 6$ . Полезная мощность:  $P = 263$  ватт. Подводимая мощность:  $P_0 = 324$  ватт. Отдача:  $\eta = 81,3\%$ .

По этим данным выполнен черт. 110. На нем мы встречаем все знакомые величины: те же углы, связанные с сопротивлениями  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . Рабочая характеристика обозначена буквами  $abc$ . В верхней части она проходит параллельно оси абсцисс. Колебательная характеристика обозначена буквами  $AC$ . Полезная мощность представлена площадью треугольника  $ABC$ . Все остальное ясно из предшествующих примеров.

На черт. 111 тот же пример представлен в системе координат  $(i_a, V_c)$ . Построение ясно из чертежа.

### § 3. Исследование работы с плоским импульсом.

Остановимся на изучении особенностей работы генератора при плоском импульсе анодного тока. Для этого прежде всего рассмотрим



Черт. 112. Коэффициенты разложения косинусоидальной трапеции.

внимательно таблицу и графики коэффициентов разложения импульса на составляющие.

Мы приводим два вида таблиц и графиков:

Таблица I дает значения коэффициентов разложения, вычисленных по формулам разложения косинусоидальной трапеции. По данным этой таблицы построены кривые на черт. 112.

Таблица II дает значения коэффициентов разложения, вычисленных по формулам разложения трапециoidalного импульса. По данным этой таблицы построены кривые на черт. 113.

А. Из сравнения этих таблиц следует, что:

1. Для всех значений углов верхней и нижней отсечек коэффи-

Таблица I.

Коэффициенты разложения импульсов плоской формы, по точным формулам.

$\psi_1 \backslash \psi_2$		45°	60°	75°	90°	
0°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,311 0,164 1,89	0,391 0,218 1,80	0,455 0,270 1,69	0,500 0,319 1,57	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$
15°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,336 0,179 1,88	0,413 0,230 1,79	0,471 0,281 1,67	0,513 0,329 1,56	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$
30°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,391 0,210 1,86	0,456 0,258 1,77	0,506 0,305 1,66	0,545 0,351 1,55	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$
45°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,451 0,250 1,80	0,508 0,295 1,72	0,549 0,340 1,61	0,578 0,381 1,52	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$
60°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	—	0,551 0,333 1,65	0,580 0,377 1,54	0,608 0,418 1,45	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$

Таблица II.

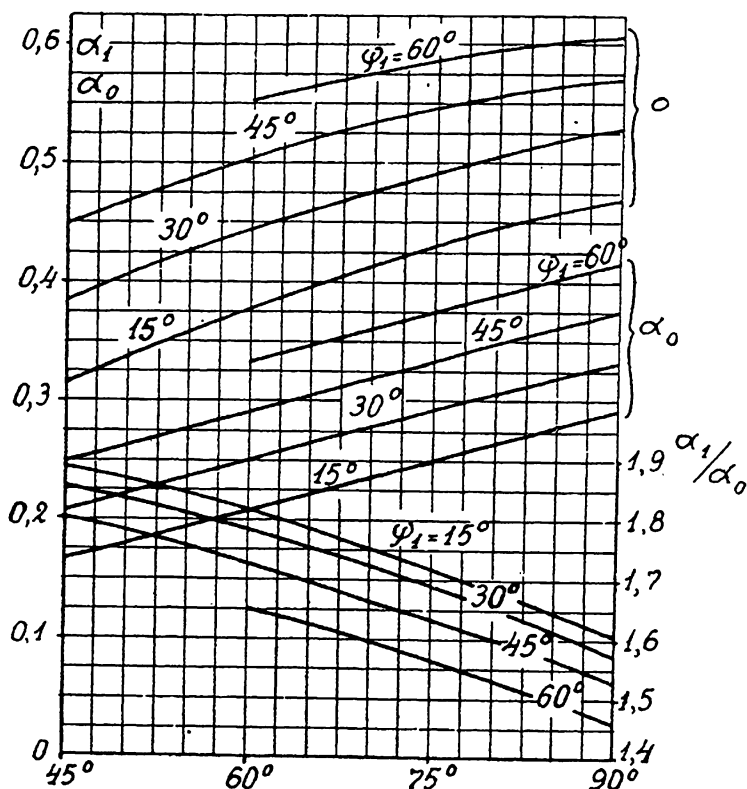
Коэффициенты разложения трапециoidalного импульса.

$\psi_1 \backslash \psi_2$		45°	60°	75°	90°
15°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,315 0,167 1,89	0,378 0,208 1,82	0,430 0,250 1,72	0,470 0,292 1,61
30°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,387 0,208 1,86	0,444 0,250 1,78	0,492 0,292 1,69	0,527 0,333 1,58
45°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	0,451 0,250 1,80	0,504 0,292 1,73	0,545 0,333 1,63	0,573 0,375 1,53
60°	$\alpha_1$ $\alpha_0$ $\gamma$	—	0,551 0,333 1,65	0,585 0,375 1,55	0,608 0,416 1,46

циенты разложения косинусоидальной трапеции больше, чем соответствующие коэффициенты разложения прямолинейного трапециoidalного импульса.

2. Отсюда следует, что при тех же углах нижней и верхней отсечек расчет по упрощенным формулам (трапеции) приводит к меньшим значениям полезной и подводимой мощностей, чем расчет по точным формулам.

3. Отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей получается для всех значений углов больше для трапециoidalного импульса (прямолинейного).



Черт. 113. Коэффициенты разложения прямолинейной трапеции.

4. Разница между результатами разложения по двум типам формул становится тем меньше, чем меньше нижний угол отсечки и чем больше верхний угол отсечки. Наибольшая разница ( $\psi_2 = 90^\circ$  и  $\psi_1 = 15^\circ$ ) достигает примерно 9—10%.

Таким образом мы видим, что разница между разложением по точным и по упрощенным формулам, в пределах обычно встречаемых углов отсечек 60—80° и при явно выраженной плоской форме импульса, т. е. при верхней отсечке порядка 30—50°, лежит в пределах 5%. Вместе с тем коэффициенты разложения прямолинейно трапециoidalного импульса несравненно проще и легче рассчитываются, чем вторые.

Таблица III.

Сопоставление работы генератора при различных плоских импульсах.

	Коэффициент первой гармон.	Нижний угол отсечки (в градусах)	Верхний угол отсечки (в градусах)	Полезная мощность	Коэффициент пост. состав-ей	Подводящая мощность	Отдача (в %)
1	0,400	47	30	252	0,215	261	93
2	0,400	57	15	252	0,220	277	91
3	0,400	61,5	0	252	0,225	283	89
4	0,425	52,5	30	268	0,232	282	91,5
5	0,425	62,5	15	268	0,240	303	88,5
6	0,425	67,5	0	268	0,245	309	87
7	0,450	58,5	30	284	0,252	318	89
8	0,450	69	15	284	0,262	330	86
9	0,450	73,5	0	284	0,266	335	85
10	0,475	51	45	299	0,266	335	89
11	0,475	64,5	30	299	0,272	343	87
12	0,475	76	15	299	0,286	360	83
13	0,475	81	0	299	0,292	368	81,5
14	0,500	55	45	315	0,287	361	87,5
15	0,500	72	30	315	0,297	374	84
16	0,500	83,5	15	315	0,310	391	80,5
17	0,500	90	0	315	0,319	402	78,5

## Б. Обратимся к таблице I и графикам черт. 112.

На нем кривые, у которых верхний угол отсечки равен нулю, соответствуют, очевидно, нормальному косинусоидальному импульсу. Таким образом мы можем сравнить эти режимы между собой. Из этого сравнения следует

1. При том же угле нижней отсечки всегда импульс с плоской формой дает большую мощность, чем косинусоидальный импульс. Разница достигает, например при отсечке в  $90^\circ$  между коэффициентами первой гармоники и при верхнем угле отсечки в  $45^\circ$  и  $0^\circ$ :  $0,578 - 0,500 = 0,078$ , т. е. коэффициент первой гармоники возрастает при переходе на плоский импульс на  $16\%$ , что соответствует увеличению полезной мощности в  $(0,578/0,500)^2 = 1,34$  раза. Таким образом плоский импульс позволяет получить большую полезную мощность при той же величине максимального импульса.

2. При том же угле нижней отсечки во всех случаях косинусоидальный импульс дает большую отдачу. Наибольшая разница получается при угле нижней отсечки в  $90^\circ$ : при  $\psi_1 = 0^\circ$  имеем  $\gamma = 1,57$ , а при  $\psi_1 = 60^\circ$  имеем  $\gamma = 1,45$ , т. е. разницу в  $8\%$ . Таким образом, остроконечные импульсы характеризуются тем, что они дают меньшую мощность, но большую отдачу по сравнению с плоскими.

Обратимся теперь к сравнению плоских импульсов между собой.

#### В. Сравнение работы с различными плоскими импульсами.

Из рассмотрения графиков разложения плоских импульсов можно сделать ряд практических выводов об относительных достоинствах работы с плоским импульсом той или иной формы. Для этого поставим себе задачу изучить условия получения одной и той же мощности при импульсах разной формы. Для упрощения рассуждения предположим, что коэффициент использования напряжения во всех случаях равен единице. Этот допуск несколько не отразится на наших выводах. Но благодаря этому мы можем считать, что полезная мощность пропорциональна коэффициенту первой гармоники. Задав электрические данные лампы:

ток насыщения:  $I_s = 0,42$  ампер,

анодное напряжение:  $E_a = 3000$  вольт,

мы можем считать, что

полезная мощность равна:  $P = 0,5 \cdot 0,42 \cdot 3000 \alpha_1 = \alpha_1 \cdot 630$  ватт,

подводимая мощность равна:  $P_0 = 0,42 \cdot 3000 \alpha_0 = \alpha_0 \cdot 1260$  ватт,

отдача равна:  $\eta = 0,5 \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$ .

Таким образом график для коэффициентов является в то же время графиком мощностей и отдачи.

Г. Выводы из таблицы сравнения разных форм плоских импульсов.

1. Изменением формы плоского импульса можно добиться повышения отдачи при той же величине полезной мощности.

2. Это повышение отдачи может достигать значений около 40% при переходе от косинусоидального импульса к усеченной косинусоиде с верхней отсечкой в 30°. (Ср. случаи 3 и 1, 6 и 4, 9 и 7.)

При этом потери на аноде уменьшаются весьма значительно, в два, три раза. (От случая 3 с потерей на аноде в 31 ватт к случаю 1 с потерями в 9 ватт; от случая 9 с потерей в 51 ватт к случаю 7 с потерей в 24 ватт.)

3. Повышение отдачи может достигать еще больших значений при переходе с косинусоиды к усеченной косинусоиде с верхней отсечкой в 45°. (Случай 17 — отдача 78,5% и потери 87 ватт и случай 14 — отдача 87,5% и потери 46 ватт.) Здесь повышение отдачи достигает 90%.

4. Это повышение отдачи получается, однако, не за счет перехода к более выгодной форме тока в смысле увеличения верхнего угла отсечки, а за счет возможности получить ту же мощность при этой (более плоской) форме с меньшим углом нижней отсечки. Таким образом отдача увеличивается постольку, поскольку при изменении формы тока уменьшается нижняя отсечка.

5. В конечном итоге более плоская форма оказывается выгоднее.

#### § 4. Подробный расчет работы лампы Г-49 (Б<sub>5</sub>-250) при плоском импульсе.

Обратимся к конкретному примеру работы какой-нибудь хорошо известной лампы с плоским импульсом.

Возьмем лампу типа Б<sub>6</sub>-250. Ее данные из идеализированных характеристик таковы:

Крутизна  $S = 2,5 \cdot 10^{-3}$  ампер на вольт.

Проницаемость  $D = 1/83$ .

Внутреннее сопротивление  $R_i = 33,2 \cdot 10^3$  ом.

Анодное напряжение  $E_a = 3000$  вольт.

Напряжение приведения  $E_{a0} = 3000$  вольт.

Ток насыщения  $I_s = 0,42$  ампер.

Произведем сравнительный расчет работы этой лампы в условиях генерирования при различных формах плоских импульсов. При этом будем считать, что лампа каждый раз работает при критическом режиме. Исследуем режимы работы при углах нижней отсечки от  $45^\circ$  до  $90^\circ$  и углах верхней отсечки от  $0^\circ$  до  $45^\circ$ .

Исследование начнем с примерного расчета, по которому произведены все остальные расчеты.

**Пример. Задание:**

а) задается форма тока:

Угол верхней отсечки  $\psi_1 = 45^\circ$ .

Угол нижней отсечки  $\psi_2 = 75^\circ$ .

Эта форма тока дает мощность, весьма близкую к предельной, которую от лампы можно получить.

б) задается лампа с данными, приведенными выше.

Требуется произвести полный расчет лампы и ее режима.

**Решение.**

а) Выбираем критический режим. Рассчитываем коэффициент критического колебательного напряжения:

$$\xi_0 = 1 - I_s \cdot \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \cdot \frac{1}{SE_a(1 + D)} - \frac{DE_{a0}}{(1 + D)E_a} = 0,897.$$

б) Колебательное напряжение:  $V = \xi_0 E_a = 2690$  вольт.

в) Находим по таблицам:

Коэффициент первой гармоники 0,549, отсюда  $I_{a1} = 0,231$ .

Коэффициент пост. составляющей 0,340, отсюда  $I_{a0} = 0,143$ .

Коэффициент привед. сопротивления 4,07, отсюда  $R'_i = 135 \cdot 10^3$  ом.

г) Сопротивление нагрузки:  $R_g = V/I_{a1} = 11\,650$  ом.

д) Напряжение возбуждения сетки:

$$V_c = DI_{a1}(R_{i2} + R_g) = 408 \text{ вольт.}$$

е) Напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi_2 = 97 \text{ вольт.}$$

ж) Полезная мощность:

$$P = 0,5 I_{a1} V = 0,5 \cdot 0,231 \cdot 2690 \cdot 10^{-3} = 311 \text{ ватт.}$$

з) Подводимая мощность:

$$P_0 = I_{a0} E_a = 0,143 \cdot 3000 = 429 \text{ ватт.}$$

и) Потери на аноде:

$$P_{ак} = 429 - 311 = 118 \text{ ватт.}$$

к) Отдача  $\eta = 311/429 = 72,5\%$ .

По этим данным выполнен черт. 114.

Данные расчетов, произведенных по только что рассмотренному методу для других углов отсечек сведены в таблицу IV и на черт. 115.

Как и следовало ожидать, во всех случаях мощность растет с увеличением величины верхнего угла отсечки. Отдача же при этом падает.

Переход на плоскую форму тока связан с значительным увеличением напряжения возбуждения и напряжения смещения на сетке. Это показано на черт. 115.

Т а б л и ц а IV.

Сводная таблица возможных режимов работы лампы типа Б<sub>э</sub>-350.

Порядко- вый номер режима	Угол верхней отсечки	Угол нижней отсечки	Полезная мощность ватт	Подвод. мощность ватт	Кoeffи- циент полезного действия (в %)	Ампл. напряж. сетки вольт	Напряж. смещен. сетки вольт
1	0°	45°	183	208	88	608	408
2		60	231	275	84	364	164
3		75	267	340	79	261	61
4		90	294	402	73	202	0
5	15°	45°	200	227	88	696	474
6		60	241	290	83	383	169
7		75	277	353	78	273	63
8		90	299	413	73	208	0
9	30°	45°	219	252	87	1 180	840
10		60	261	319	82	507	242
11		75	294	378	78	300	65
12		90	319	441	72	223	0
13	45°	45°	—	—	—	—	—
14		60	273	372	73	927	489
15		75	311	428	73	408	97
16		90	331	480	69	273	0

Примечания:

1. Все режимы — критические, рассчитанные по формуле (18).
2. Коэффициенты разложения рассчитаны по формулам разложения косинусоидальной трапеции.
3. Данные лампы:  $I_s = 0,42$ ;  $E_a = 3000$ ;  $S = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $\mu = 83$ ;  $E_{a0} = 3000$ .

Номерация режимов на таблице IV и на чертеже 115 согласована. Первые четыре режима соответствуют отсечке  $\psi_1 = 0^\circ$ , т. е. нормальному косинусоидальному импульсу. Разница между ними заключается только в отсечке. С уменьшением отсечки от 90 до 45° полезная



мощность уменьшается с 294 до 183 ватт, а отдача возрастает с 73 до 88%. Однако увеличение отдачи покупается ценою увеличения напряжения возбуждения с 202 до 608 вольт и смещения с 0 до 408 вольт. Выбор одного из этих режимов на практике целиком определяется добавочными требованиями или возможностями обеспечить например необходимое возбуждение и смещение и др.

*Вторые четыре* режима соответствуют верхнему углу отсечки в  $15^\circ$ . Из сравнения этой серии расчетов с предшествующей видно, что разница между косинусоидальной формой импульса и усеченной косинусоидой с верхним углом отсечки в  $15^\circ$  очень невелика, и всегда допустимо считать по более простым формулам косинусоиды.

Третья серия расчетов имеет верхний угол отсечки равный  $30^\circ$ . Полезная мощность по сравнению с соответствующими режимами первой серии возросла процентов на 10—20. Отдача же несколько упала. Напряжения на сетке значительно возросли. Остановимся немного на сравнении режимов 11 и 4, при которых полезная мощность одинакова. Результат расчета представлен на черт. 116.

Мы видим, что переход на плоскую форму импульса при полезной мощности в 294 ватта ведет к необходимости увеличить напряжение смещения от нуля до минус 65 вольт и к увеличению напряжения на сетке с 202 до 300 вольт. Это означает, что предшествующий

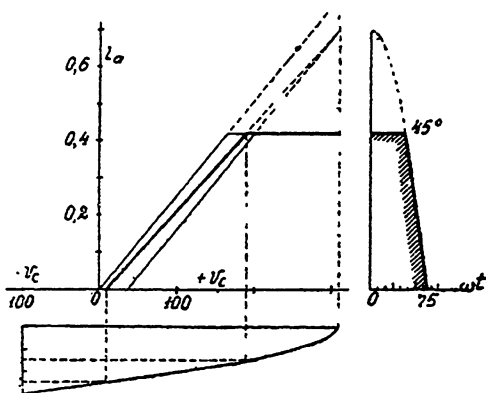
каскад усиления или задающий генератор, в зависимости от схемы, должен подавать соответственно большее напряжение, а следовательно должен быть более мощным. Отдача увеличивается, только за счет меньшего угла нижней отсечки при плоской форме, с 73 до 78%, что ведет к значительной разгрузке анода: потери уменьшаются с 108 до 84 ватт, т. е. на 22%. В этом и заключается вся разница между этими режимами. Выгода оказывается на стороне плоского импульса.

Четвертая серия расчетов относится к явно выраженной плоской форме импульсов — к верхней отсечке в  $45^\circ$ . Явления, отмеченные в предшествующем случае, здесь еще резче выявлены.

На черт. 117 собраны данные расчета мощностей из предшествующей таблицы IV. Этот график может оказать существенную помощь при работе в лаборатории, так как он позволяет выбрать и установить желаемый режим работы лампы.

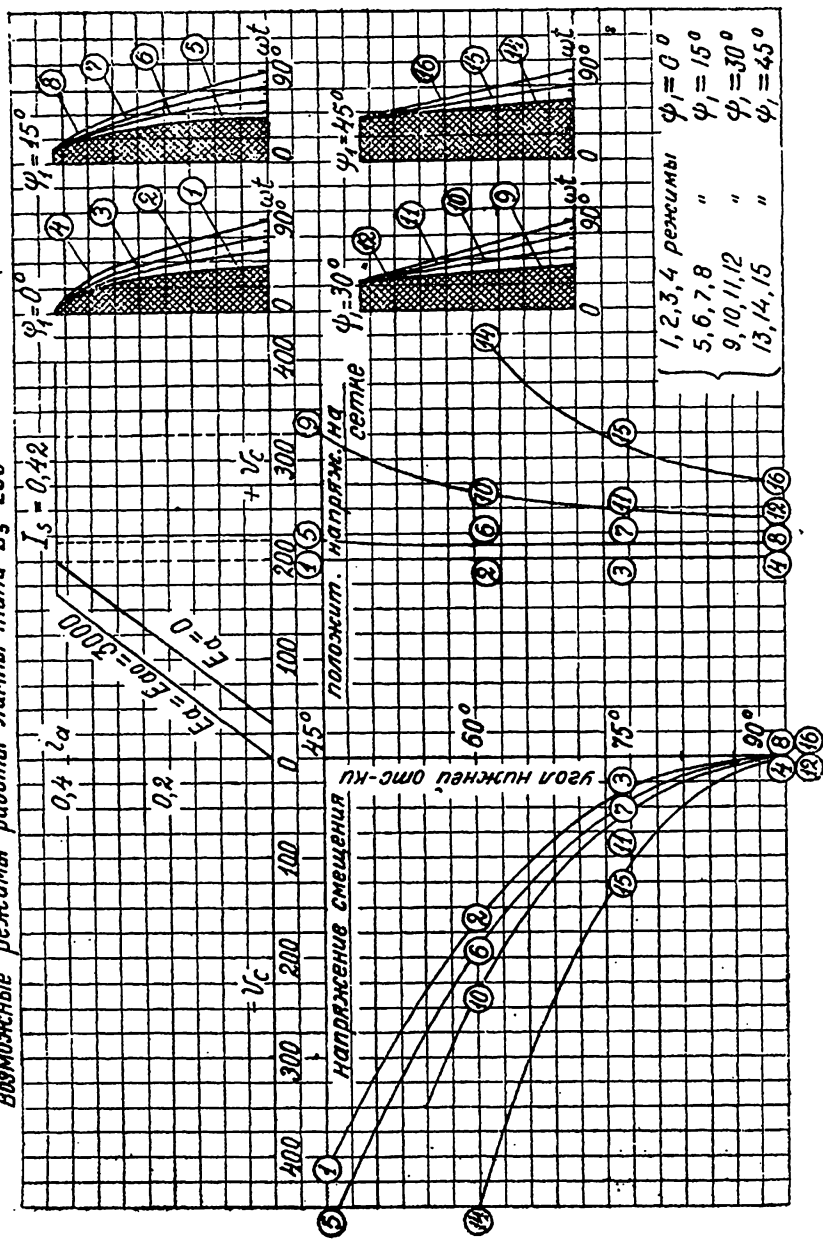
Напряжения на сетке и мощности на черт. 115 и 117 дают полную картину работы лампы при различных условиях. Отступление от этих результатов работы на практике можно ожидать только из-за перехода к резко перенапряженному режиму или же при очень значительном отклонении параметров лампы от принятых в нашем примере.

Нам представляется, что подобные расчеты и построения, выпол-



Черт. 114. Графическое изображение работы лампы Г-49 при плоской форме анодного импульса.

Возможные режимы работы лампы типа Б<sub>5</sub>-250

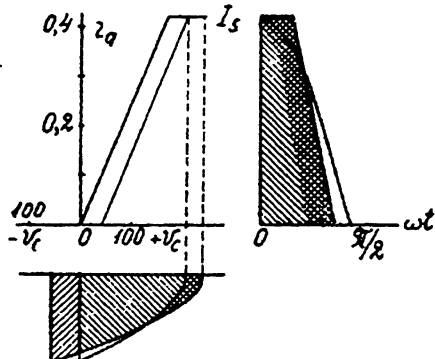


Черт. 115. Работа лампы Г-49 (Б<sub>5</sub>-250) с плоским импульсом анодного тока.

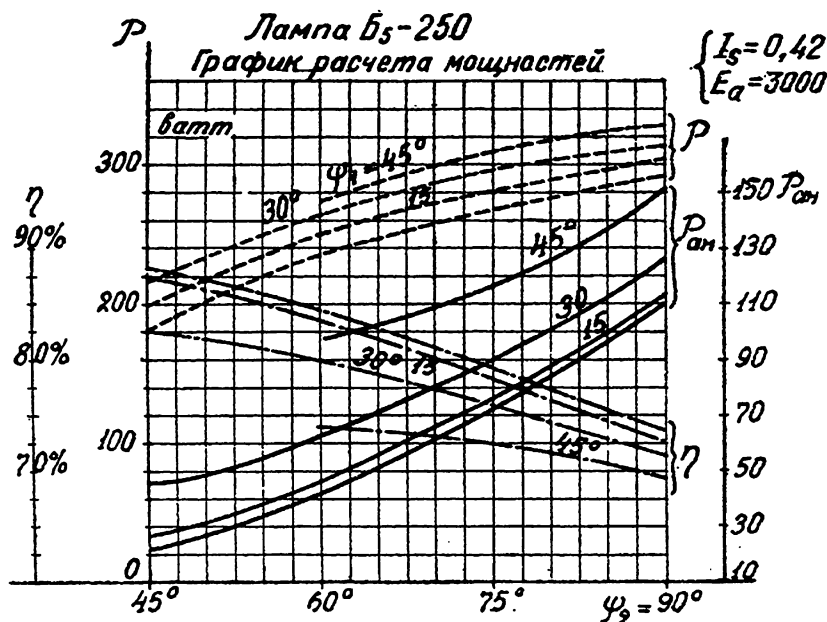
ненные для всех типовых ламп, значительно облегчили бы первоначальные работы с данным типом и подбор его режима. Они давали бы все отправные точки для начала лабораторной работы. Кроме того, несомненно, большое совпадение между расчетом и наблюдениями приучило бы практических работников к расчетам и к предварительному обоснованию эксперимента.

## § 5. Представление о работе с перенапряженным режимом.

Если генератор работает с режимом, близким к критическому, то легко перевести его на перенапряженный режим путем увеличения сопротивления нагрузки или напряжения на сетке, при прочих равных условиях. Переход на перенапряженный режим легко заметить по убыванию постоянной составляющей анодного тока и довольно значительному усилению постоянной составляющей сеточного тока.



Черт. 116. Лампа Г-49. Сравнение работы при остроконечном импульсе и при плоском импульсе.



Черт. 117. Работа лампы Г-49 (Б5-250) при плоской форме импульса тока.

При работе с независимым возбуждением переход на перенапряженный режим обычно связан со значительной нагрузкой возбуждающего каскада в связи с приращением сеточного тока в возбуждаемом

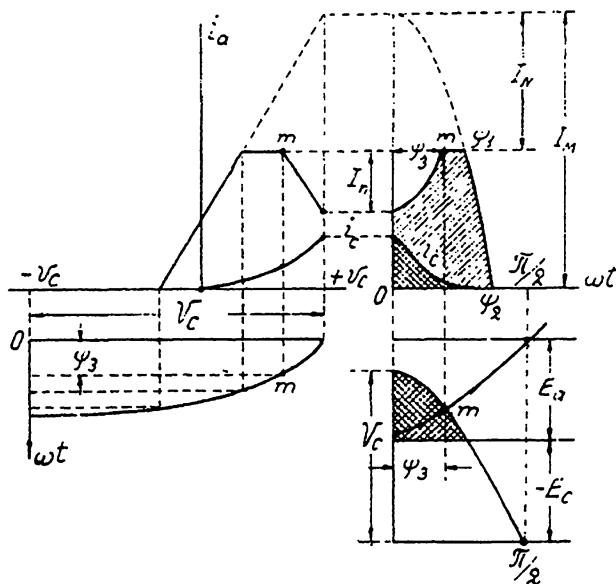
генераторе. Отдача и полезная мощность возбуждаемого каскада при этом уменьшаются.

На черт. 118 представлены условия работы лампы с перенапряженным режимом. Здесь взят случай работы с плоским импульсом, причем в точке, обозначенной на чертеже буквой  $m$ , положительное напряжение на сетке и напряжение на аноде сравниваются. При этом анодный ток резко убывает, а сеточный ток резко возрастает. Угол, при котором это происходит, обозначим буквой  $\psi_3$ .

Наибольший технический интерес представляет установление связи между напряжениями и токами в цепях генератора при перенапряженном режиме.

Мы ограничимся здесь тем, что дадим представление о том, как к этому можно подойти.

При перенапряженном режиме анодный ток имеет седловину, начинающуюся при  $\omega t = 0$  и кончающуюся при  $\omega t = \psi_3$ . Это изменение формы тока можно рассматривать как результат вычитания из плоского импульса некоторого нового импульса, характеризуемого отсечкой  $\psi_3$  и максимальным значением  $I_n$ . Тогда легко найти новую первую



Черт. 118. Работа лампы с перенапряженным режимом.

гармонику как разность между таковой для нашего плоского импульса и приведенной величиной первой гармоники импульса обратного тока. Коэффициентом приведения является, как мы показали в главе V, отношение между максимальными значениями обратного и прямого тока. Таким же образом легко найти и постоянную составляющую нашей сложной формы тока.

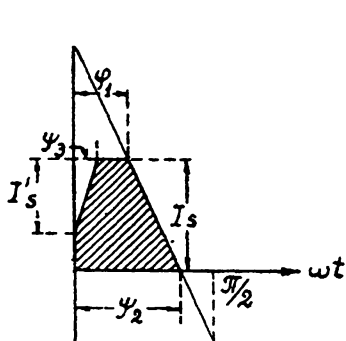
Для расчета величины напряжения на сетке необходимо знать величину приведенного сопротивления лампы.

Эту величину можно найти аналогичным образом. Уменьшение величины первой гармоники может рассматриваться как увеличение приведенного сопротивления лампы. Подобно тому как мы можем рассматривать плоский импульс, как разность между косинусоидальным импульсом с максимальным значением  $I_m$  и обратным косинусоидальным импульсом с максимальным значением  $I_n$ , и отсюда находить величину приведенного сопротивления при плоском импульсе, подобно этому можно рассматривать импульс седловидный как разность двух импульсов — плоского и косинусоидального. Для обоих мы знаем вели-

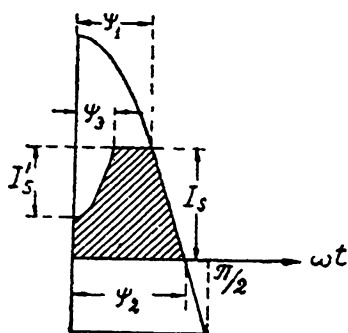
чины приведенного сопротивления лампы. Поэтому надо ожидать, что и приведенное сопротивление сложного импульса может быть с ними связано.

Зная эти величины, легко произвести весь расчет генератора при перенапряженном режиме.

Таким образом подведение теоретического фундамента под расчет перенапряженного режима представляется вполне возможным. Труд-



Черт. 119. Перенапряженный режим: треугольная впадина.



Черт. 120. Перенапряженный режим: косинусоидальная впадина.

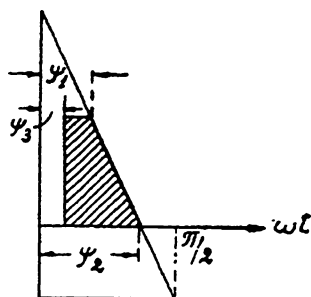
ность реального выполнения расчета заключается в том, что все величины очень тесно между собой связаны и далеко не все из них достаточно точно известны. Так например величина максимального импульса сама по себе является функцией степени перенапряженности режима. С увеличением сопротивления нагрузки одновременно уменьшается амплитуда первой гармоники и растет колебательное напряжение, причем и то и другое связано с изменениями сеточного тока и др. Таким образом зависимости между различными электрическими величинами так переплетены, что отделить закон изменения одних от законов изменения других представляет некоторые трудности. Однако, на основе вышеизложенного это может быть выполнено с практически вполне достаточной точностью.

На черт. 119, 120 и 121 показаны возможные формы импульсов анодного тока при перенапряженном режиме. Пользуясь методами, изложенными в главе V, нетрудно получить коэффициенты разложения для этих случаев.

Для трапециoidalного импульса с треугольной впадиной имеем:

Коэффициент постоянной составляющей:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2 - n\psi_3).$$



Черт. 121. Перенапряженный режим: четырехугольная впадина.

Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1} - \frac{1 - \cos \psi_3}{\psi_3} \cdot n \right],$$

где:

$$n = \frac{I'_s}{I_s}.$$

Для случая, представленного на черт. 120, т. е. для импульса, имеющего форму усеченной косинусоиды с косинусоидальной впадиной, имеем:

Коэффициент постоянной составляющей:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\psi_1 \cos \psi_1 - \psi_2 \cos \psi_2 + \sin \psi_2 - \sin \psi_1}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} - \\ - n \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi_1 - \psi_3 \cos \psi_3}{1 - \cos \psi_3},$$

или проще, полагая, что форма импульса мало отличается от трапециoidalной с косинусоидальной впадиной:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2) - n \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi_3 - \psi_3 \cos \psi_3}{1 - \cos \psi_3}.$$

Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} - \\ - n \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2\psi_3 - \sin 2\psi_3}{1 - \cos \psi_3},$$

или проще:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1} - n \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2\psi_3 - \sin 2\psi_3}{1 - \cos \psi_3}.$$

Для случая, представленного на черт. 121, т. е. для трапециoidalного импульса с четырехугольной впадиной, имеем:

Коэффициент постоянной составляющей:

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} (\psi_1 + \psi_2) - \frac{1}{\pi} \cdot \psi_3.$$

Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1} - \sin \psi_3 \right].$$

## § 6. Сводка расчетных формул.

1. Форма тока при плоском импульсе	
а) от $\omega t = 0$ до $\omega t = \psi_1$	$i_a = I_s$
б) от $\omega t = \psi_1$ до $\omega t = \psi_2$	$i_a = I_s \frac{\cos \omega t - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}$
2. Коэффициент первой гармоники трапециoidalного импульса	$\alpha_1 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\psi_2 - \psi_1}$
3. Коэффициент постоянной составляющей трапециoidalного импульса	$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot (\psi_1 + \psi_2)$
4. Амплитуда первой гармоники	$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_s + R_i'}$
5. Приведенное сопротивление	
а) при усеченной косинусоиде	$R_i' = R_i \cdot \frac{2\psi_2 - 2\psi_1 + \sin 2\psi_1 - \sin 2\psi_2}{2\pi}$
б) при трапециoidalном импульсе	$R_i' = R_i \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\psi_2 - \psi_1}{(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)^2}$
6. Амплитуда напряжения возбуждения сетки	$V_c = D I_{a1} (R_s + R_i')$
7. Коэффициент критического напряжения	$\xi_0 = 1 - I_s \cdot \frac{1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 - \cos \psi_2} \times$ $\times \frac{1}{S \cdot E_a (1 + D)} - \frac{D E_{a0}}{(1 + D) E_a}$
8. Напряжение смещения	$E_c = D (E_a - E_{a0}) +$ $+ (V_c - D V) \cos \psi_2$

## § 7. Литература.

1. Möller H. G., Электронная лампа и ее техническое применение, Брауншвейг, 1922, стр. 90.
2. Prince and Vogdes, Схема лампового генератора с высокой отдачей. Журнал PIRE, том XII, № 5, окт. 1924, стр. 623—651.
3. Barkhausen, Электронные лампы. Часть II, Генераторы, стр. 9, 12, 21, 25, 31, 33—39.
4. Зейтленок Г. А., К теории самовозбуждения катодного генератора. ТиБП, том IX, № 3, (48) июнь 1928, стр. 359—362.
5. Кляцкин И. Г. и Минц А. Л., Основания для расчета модуляции на сетку. ТиБП, том X, № 1 (52), февраль 1929, стр. 26—28.
6. Latour and Chireix, Коэффициент полезного действия трехэлектродной лампы как генератора незатухающих колебаний в радиотелеграфии, т. е. как преобразователя постоянного тока в переменный ток. Журнал PIRE, том X, № 5, окт. 1923, стр. 551—559.
7. Van der Pol, Posthumus, К вопросу об отдаче триода. Журнал L'O.E. дек. 1925.

8. Петров Н. А., Опыт расчета лампового генератора. ТИБП № 55, авг. 1929, стр. 357—361.
9. Берг А. И., Расчет лампового генератора при плоской форме импульса анодного тока, Вестник эл-ки, № 1, 1931, стр. 11—13.

### Общая литература о генераторах, к главам III, VI и VII.

1. Vallauri, Журнал J. d. d. T., том XII, стр. 349 и дальше.
2. Nichols, H. W., Аудион, как элемент схемы. Журнал Phys. Rev. том XIII, июнь 1919 или журнал R. G. E. том VI, стр. 718, 1919.
3. Joos, G., Теория электронного генератора. Журнал J. d. d. T., том XX, № 6, дек. 1922, стр. 414—444.
4. Möller, H. G., Анализ колебаний триода. Журнал EI — п том LXXXIX, стр. 537, 1922,
5. Möller, H. G., Электронная лампа и ее техническое применение. Брауншвейг, 1922.
6. Fischer, Усилительная теория лампового передатчика. Журнал ZfN том XXIII, № 6, стр. 94—95 и Журнал ZftPh. том IV, стр. 215—220, № 5, 1923.
7. Blanchard, Расчет триода — передатчика. Журнал L'O.E. № 31, стр. 337, 1924.
8. Рикор, Диаграммы генераторных ламп. Журнал ZftPh. 1924, № 6, стр. 262—266.
9. Львович Р. В., Теория и расчет катодных преобразователей. ТИБП, № 28, февраль 1925, стр. 70—83.
10. Львович Р. В., Теория и расчет катодных преобразователей. ТИБП, № 29, апрель 1925, стр. 166—183.
11. Львович Р. В., Катодный преобразователь с независимым возбуждением. ТИБП, № 33, дек. 1925, стр. 558—568.
12. Morescroft, Принципы радиосвязи, 1925.
13. Barkhausen, Электронные лампы. Часть II. Передатчики, 1928.
14. Дрожжин А. И., К вопросу о векторной диаграмме работы лампового генератора. ТИБП, июнь 1929, том X, № 3, (54), стр. 199—208.
15. Асеев Б. П., Электронные лампы, часть II: ламповые генераторы и передатчики. Москва, 1930.

## Г Л А В А VIII.

### РАБОТА ГЕНЕРАТОРА НА НЕНАСТРОЕННУЮ НАГРУЗКУ.

#### § 1. Введение.

До сих пор при изучении работы лампового генератора мы предполагали, что колебательный контур, включенный в анодную цепь, питается током, имеющим частоту его резонанса. Это соответствует большинству обычных условий практики.

При этих условиях контур представляет собой чисто ваттное (активное) сопротивление, и ток первой гармоники находится в фазе с колебательным напряжением на контуре. Считая статические характеристики лампы прямыми, получаем рабочую характеристику тоже в виде прямой.

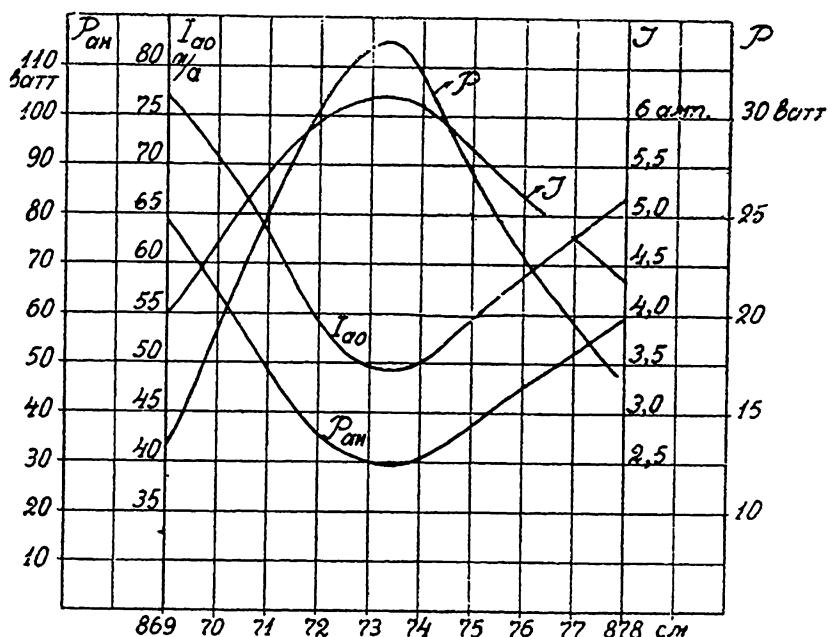
На практике бывают случаи отступления от вышеуказанных условий.

Например, при настройке схемы передатчика с независимым возбуждением всегда все контуры первоначально расстроены и постепенно настраиваются. Вообще в многокаскадных передатчиках далеко не всегда применяют настроенные контуры. Часто, для упрощения управления или по другим соображениям некоторые промежуточные сту-



пени делают аperiодическими. При этом степень усиления на одну ступень такого каскада получается меньше, чем при настройке, но число манипуляций при перестройках передатчика уменьшается. По соображениям устойчивости или пропускания всей схемой более широкого спектра модулированных частот последовательные каскады слегка расстраиваются.

При работе по сложной схеме при сильной связи (об этом см. ниже) и не абсолютно точной настройке антенны на частоту питания, включение и отсоединение, а также обрыв всей антенны или части канатиков — все это ведет к расстройке нагрузки генератора.



Черт. 122. Экспериментальные данные об изменении токов и мощностей при расстройке контура.

Во всех этих примерах и в целом ряде других, ламповый генератор нагружен смешанным ваттным (активным) и безваттным (реактивным) сопротивлением. При этом фазовые соотношения, обычно имеющиеся в настроенной системе, резко изменяются.

Вследствие этого меняется весь баланс мощностей в схеме генератора, питание возрастает, полезная мощность резко уменьшается, аноды сильно нагреваются и т. д. Следовательно, необходимо связать все электрические величины в схеме для правильного учета явлений в установке.

Так как обычные методы расчета, изученные нами выше, не могут быть целиком распространены на случай работы с ненастроенной нагрузкой, то необходимо рассмотреть этот вопрос отдельно.

Весьма легко показать на опыте, насколько резко меняются все соотношения при самой незначительной расстройке контура.

На черт. 122 приведены кривые, относящиеся к контуру, который при точной настройке имеет данные: емкость 873,5 см, ваттное сопротивление  $R=0,85$  ом и волну резонанса 493 м. При точной настройке контура на частоту возбуждения сетки колебательный ток в контуре имеет силу в 6,2 ампер. При расстройке конденсатора контура на 4,5 см этот ток падает до 4 ампер. Остальные величины меняются согласно приводимым в таблице I данным.

ТАБЛИЦА I.

Изменение токов и мощностей в генераторе при небольшой перестройке конденсатора контура.

Емкость конденсатора в см	Постоянная составляющая анодного тока в м/амп.	Полезная мощность в ваттах	Колебательный ток в контуре	Потери на аноде лампы в ваттах
869	77	13	4,0	77
870	71	20	4,8	68
871	64	25	5,4	50
872	53	30	5,9	35
873	50	33	6,2	30
874	50	32	6,1	30
875	55	27	5,6	38
876	58	23	5,2	45
877	63	20	4,8	52
878	67	16	4,3	60
879	69	15	4,2	65

Из рассмотрения таблицы I и черт. 122 видно, как резко меняются все величины при небольшой расстройке контура. Так, расстройка конденсатора на 0,5%, т. е. на 0,005 от резонансной емкости, приводит к убыванию полезной мощности с 33 до 13—14 ватт, т. е. в 2,5 раза и к увеличению потерь на аноде с 30 до 77 ватт, т. е. тоже в 2,5 раза.

Подсчет показывает, что в нашем примере при расстройке конденсатора в указанных пределах эквивалентное сопротивление контура, равное при точной настройке 7300 ом, становится равным:

При емкости в 868 см.

$$\bar{Z}_s = 812 + j 2300, \quad Z_s = 2400; \quad \varphi_s = + 70^\circ.$$

При емкости 880 см:

$$\bar{Z}_s = 1010 - j 2340, \quad Z_s = 2540; \quad \varphi_s = - 66^\circ.$$

Контур в нашем примере может считаться очень хорошим, так как логарифмический декремент затухания его равен 0,0035 и поэтому изменение всех величин выражено достаточно ярко. При небольших расстройках в нем резко преобладает безваттная составляющая над ваттной и сдвиг фаз на его зажимах достигает 60—70°. В аналогичных условиях работают контуры многих генераторов на практике.

Таким образом приведенный пример подтверждает сказанное нами выше о быстром изменении всех электрических величин в схеме лампового генератора при небольших расстройках его колебательного контура. Очевидно, что при сознательно введенной расстройке и при апериодической нагрузке расстройка оказывает еще большее влияние.

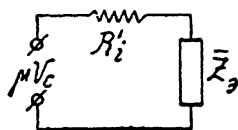
## § 2. Фазовые соотношения в цепях схемы.

Предположим, что в цепи сетки генератора действует напряжение:  $v_c = V_c \cos \omega t$ . В анодной цепи включен контур, неточно настроенный на круговую частоту  $\omega$ . Для частоты возбуждения сетки такой контур представляет смешанное сопротивление:

$$\bar{Z}_s = R_s \mp j X_s, \quad (1)$$

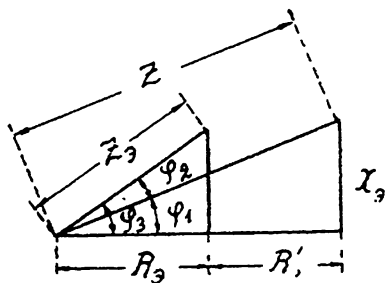
где

$$\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{X_s}{R_s}. \quad (2)$$



Черт. 123. Эквивалентная схема генератора при расстройке контура.

По анодной цепи течет ток, имеющий пока неизвестную нам форму. Первая гармоника этого тока дает на контуре наибольшее напряжение, если мы рассматриваем контур не апериодический, а лишь более или менее расстроенный относительно частоты питания.



Черт. 124. Треугольники сопротивлений генератора с расстроенным контуром.

Так для контура с сопротивлением в 3 ома и характеристикой  $\rho = 300$  ом имеем (контур I вида) эквивалентное сопротивление при настройке, равное 30 000 ом; при питании частотой 0,9 от резонансной, сопротивление равное 1/21 от резонансного, а по отношению к второй гармонике — 1/150, по отношению к третьей 1/267 от резонансного и т. д. И если первая гармоника в два раза больше второй и в три раза больше третьей, то напряжение на контуре от частоты, равной 0,9 от резонансной, составляет 1/21 от напряжения резонансной частоты, от второй гармоники — 1/300 и от третьей — 1/534 от колебательного напряжения основной частоты.

Поэтому мы считаем, что на форму анодного импульса оказывает главное влияние колебательное напряжение основной частоты.

Можно себе представить, что эквивалентная схема генератора с расстроенным контуром имеет вид, представленный на черт. 123. Здесь, по аналогии с эквивалентными схемами, принятыми нами при изучении генератора, работающего с косинусоидальным или плоским импульсом, мы вводим представление о приведенном внутреннем сопротивлении лампы при расстроенном контуре. Это приведенное сопротивление связано с режимом лампы и формой анодного тока, которые нам пока неизвестны, но которые имеют в каждом отдельном случае совершенно определенное значение.

Исходя из эквивалентной схемы, можно построить треугольник сопротивлений. Это показано на черт. 124. Обозначая сумму трех

составляющих сопротивлений эквивалентной схемы символом  $Z$ , имеем:

$$\bar{Z} = R_i' + R_s \pm jX_s. \quad (3)$$

На основании сказанного имеем:

При индуктивном сопротивлении:

$$i_{a1} = I_{a1} \cos (\omega t - \varphi_1), \quad (4)$$

$$v = V \cos (\omega t + \varphi_2), \quad (5)$$

где

$$\varphi_3 = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (6)$$

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{Z}. \quad (7)$$

При емкостном сопротивлении:

$$i_a = I_{a1} \cos (\omega t + \varphi_1), \quad (8)$$

$$v = V \cos (\omega t - \varphi_2), \quad (9)$$

$$\varphi_1 = \arctg \frac{X_s}{R_i' + R_s}, \quad (10)$$

$$Z = \sqrt{(R_i' + R_s)^2 + (X_s)^2}. \quad (11)$$

Далее имеем на общих основаниях соотношения:

$$V = \frac{\mu V_c Z_s}{Z}, \quad (12)$$

$$Z_s = \sqrt{R_s^2 + X_s^2}, \quad (13)$$

$$\cos \varphi_1 = \frac{R_s + R_i'}{Z}, \quad (14)$$

$$\sin \varphi_2 = \frac{R_i' X_s}{Z Z_s}, \quad (15)$$

$$\sin \varphi_1 = \frac{X_s}{Z}, \quad (16)$$

$$\cos \varphi_2 = \frac{(R_s + R_i') R_s + X_s^2}{Z Z_s}, \quad (17)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X_s}{R_s + R_i'}, \quad (18)$$

$$\cos \varphi_3 = \frac{R_s}{Z_s}. \quad (19)$$

Таким образом, не зная еще ничего о форме тока, мы можем сделать вывод, что общая картина фазовых соотношений в цепях гене-

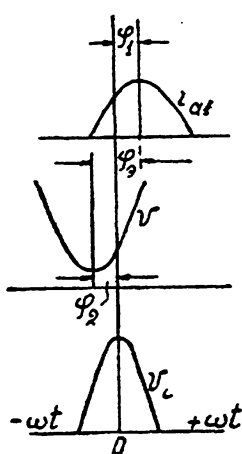
ратора с расстроенным контуром достаточно ясна. На черт. 125 и 126 представлены эти соотношения в другом виде.

Из приведенных выше рассуждений и построений видно, что сдвиг фаз между колебательным напряжением и первой гармоникой равен  $\varphi_3$ , сдвиг фаз между первой гармоникой анодного тока и напряжением на сетке равен  $\varphi_1$  и наконец сдвиг фаз между напряжением на сетке и колебательным напряжением равен  $\varphi_2$ . При этом независимо от характера нагрузки, т. е. от ее знака, всегда сдвиг фаз на нагрузке равен сумме сдвигов напряжений на сетке относительно колебательного напряжения и первой гармоники анодного тока.

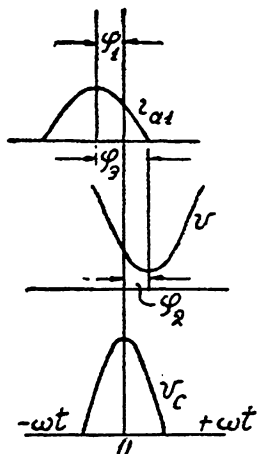
Полученные фазовые соотношения позволяют нам составить основное уравнение анодного тока генератора с расстроенным контуром. Из этого уравнения мы выявим форму анодного импульса, на нем изучим режимы работы генератора и раскроем значение символа приведенного сопротивления, примененного нами выше в эквивалентной схеме.

### § 3. Исследование формы анодного импульса.

Для того чтобы избежать в письме двусмысленности, предположим, что мы имеем дело с емкостной нагрузкой. На основании вышесказанного мы составляем общее выражение для анодного тока при расстроенном контуре:



Черт. 125. Фазовые соотношения при индуктивной нагрузке.



Черт. 126. Фазовые соотношения при емкостной нагрузке.

$$i_a = S[V_c \cos \omega t - DV \cos(\omega t - \varphi_2) - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (20)$$

Если мы имеем дело с колебаниями II рода, то при некотором значении  $\omega t = \psi$  имеем ток, равный нулю. Отсюда, так как  $S \neq 0$ , то:

$$0 = V_c \cos \psi - DV \cos(\psi - \varphi_2) - E_c + D(E_a - E_{a0}). \quad (21)$$

Вычитая (21) из (20) получаем:

$$i_a = S\{V_c(\cos \omega t - \cos \psi) - DV[\cos(\omega t - \varphi_2) - \cos(\psi - \varphi_2)]\}. \quad (22)$$

Раскрывая выражения для косинусов разности, после простых преобразований получаем:

$$i_a = S[(V_c - DV \cos \varphi_2)(\cos \omega t - \cos \psi) - DV \sin \varphi_2(\sin \omega t - \sin \psi)] \quad (23)$$

и наконец, вынося выражение  $(V_c - DV \cos \varphi_2)$  за скобки:

$$i_a = S(V_c - DV \cos \varphi_2) \left[ (\cos \omega t - \cos \psi) - \frac{DV \sin \varphi_2}{V_c - DV \cos \varphi_2} (\sin \omega t - \sin \psi) \right]. \quad (24)$$

Вернемся к основному уравнению (20). Определим значение угла  $\omega t$ , при котором импульс тока проходит через максимум. Обозначая этот угол через  $\psi_m$ , имеем, взяв производную от (20) по  $\omega t$  и приравняв нулю:

$$-V_c \sin \psi_m + DV \sin(\psi_m - \varphi_2) = 0,$$

откуда:

$$\operatorname{tg} \psi_m = \frac{DV \sin \varphi_2}{DV \cos \varphi_2 - V_c}. \quad (25)$$

Формула (25) определяет момент времени (или угол), при котором анодный импульс неизвестной нам пока формы проходит через максимум. Подставляя полученное значение в формулу (24), получаем:

$$i_a = S(V_c - DV \cos \varphi_2) [(\cos \omega t - \cos \psi) + \operatorname{tg} \psi_m (\sin \omega t - \sin \psi)]. \quad (26)$$

Обратимся к установлению знака угла  $\psi_m$ . Мы рассматриваем случай емкостной нагрузки: угол  $\varphi_2$  больше нуля. Следовательно числитель формулы (25) положителен. Знаменатель же ее во всех случаях отрицателен, так как для всех генераторных схем второе слагаемое по абсолютному значению больше первого. Таким образом тангенс угла  $\psi_m$  и сам угол при емкостной нагрузке имеют знак минус. Учитывая знак угла  $\psi_m$ , имеем при емкостной нагрузке:

$$i_a = S(V_c - DV \cos \varphi_2) [(\cos \omega t - \cos \psi) - \operatorname{tg} \psi_m (\sin \omega t - \sin \psi)]. \quad (27)$$

В момент времени, соответствующий значению  $\omega t = -\psi_m$ , анодный ток имеет максимальное значение  $i_a = I_m$ , т. е.

$$I_m = S(V_c - DV \cos \varphi_2) [(\cos \psi_m - \cos \psi) + \operatorname{tg} \psi_m (\sin \psi_m + \sin \psi)]. \quad (28)$$

Разделив (27) на (28), получаем формулу для импульса анодного тока при емкостной нагрузке:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi - \operatorname{tg} \psi_m (\sin \omega t - \sin \psi)}{\cos \psi_m - \cos \psi + \operatorname{tg} \psi_m (\sin \psi_m + \sin \psi)}. \quad (29)$$

Формула (29) определяет анодный ток как функцию времени, отсечки и режима работы лампы. Она позволяет произвести полное исследование работы лампы при емкостной нагрузке, но она достаточно громоздка и сложна. Нам необходимо привести ее к более простому виду.

При емкостной нагрузке расположение импульса тока относительно основной оси времени показано на черт. 127. Мы еще не знаем, симметричен ли ток относительно оси, проходящей через его макси-

мальное значение. Но во всяком случае при таком расположении импульса существуют два угла отсечки, обозначенные на чертеже символами:  $\psi'$  и  $\psi''$ . Формула (29) должна дать значение равное нулю при подстановке вместо  $\psi$  величины углов  $\psi'$  и  $-\psi''$ . Так как кривая очевидно не симметрична относительно оси  $\omega t = 0$ , то предположим, что существует ось, проходящая через максимальное значение функции, относительно которой тот ток симметричен. Введем в рассмотрение новый угол отсечки  $\psi_0$ , связанный с нашими углами зависимостями:  $\psi_0 = \psi' + \psi_m$

и  $\psi_0 = \psi'' - \psi_m$ . При этом  $\psi_0 = \frac{|\psi'| + |\psi''|}{2}$ . Вводя эти обозначения

в формулу (29), после упрощений получаем:

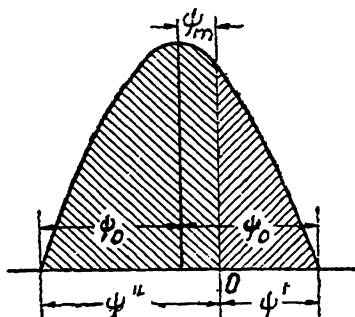
$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t + \psi_m) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}. \quad (30)$$

Из формулы (30) следует, что при:  $\omega t = -\psi_m$  имеем  $i_a = I_m$  и при значениях  $\omega t = \psi'$  и  $\omega t = \psi''$  ток равен нулю. Далее очевидно, что ось  $|\psi_m|$  является осью симметрии функции (30). А раз это так, то первая гармоника проходит одновременно с импульсом тока через максимум и следовательно углы  $\psi_m$  и  $\varphi_1$  идентичны. Отсюда следует, что для случая емкостной нагрузки генератора анодный ток выражается функцией:

$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t + \varphi_1) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}. \quad (31)$$

Для случая индуктивной нагрузки, как легко сообразить по аналогии с предшествующим, анодный ток выражается функцией:

$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t - \varphi_1) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}. \quad (32)$$

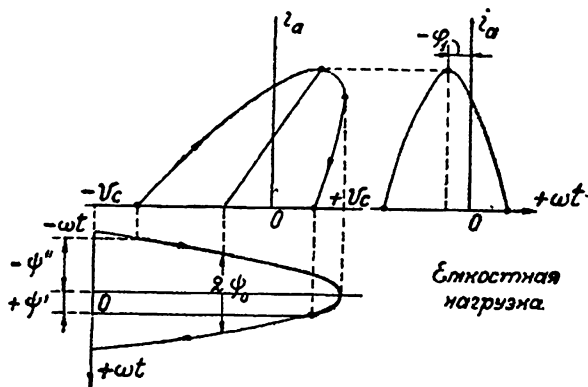


Черт. 127. Связь между приведенным углом отсечки и действительными углами отсечек.

Таким образом вместо сложного выражения (29) мы получили путем введения вспомогательного угла отсечки  $\psi_0$  новые, гораздо более простые формулы для импульса анодного тока при расстроенном контуре. Из рассмотрения этих формул следует, что при недостижении тока насыщения, т. е. в условиях аналогичных с рассмотренными в главе VI, наш импульс тока выражается обыкновенной кривой косинусоидального вида, сдвинутой по фазе на угол  $\varphi_1$  относительно напряжения на сетке.

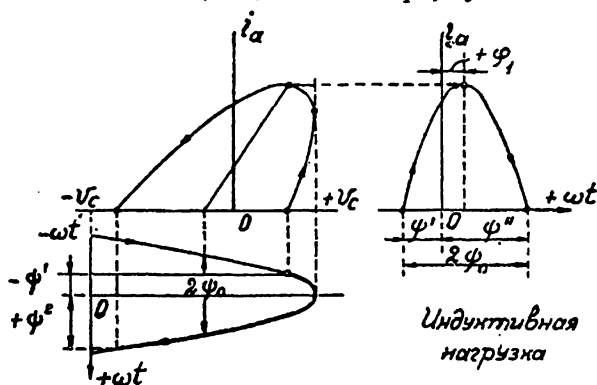
Следовательно, мы имеем дело с обычными для нас формулами. При недонапряженном режиме мы можем пользоваться коэффициентами разложения косинусоидального импульса, считая, что угол отсечки анодного тока есть наш новый угол  $\psi_0$ . При этом следует однако иметь в виду, хотя в расчете этого не видно будет нигде, что угол отсечки  $\psi_0$  есть лишь приведенный, средний угол отсечки, в то время как реальные углы равны:  $\psi'$  и  $\psi''$ .

Сказанное позволяет составить себе наглядное представление о процессах в схеме с расстроенным контуром. Для этого обратимся к черт. 128 и 129. Здесь показаны рабочие характеристики генератора при емкостной (черт. 128) и индуктивной (черт. 129) нагрузках.



Черт. 128. Рабочая характеристика при емкостной нагрузке.

Вид рабочих характеристик объясняется тем, что анодный ток, напряжение на сетке и колебательное напряжение не находятся в фазе. Следовательно три функции, выражаемые формулами:



Черт. 129. Рабочая характеристика при индуктивной нагрузке.

$$v_c = -E_c + V_c \cos \omega t, \quad (33)$$

$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t \pm \varphi_1) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}, \quad (34)$$

$$e_a = E_a - V \cos(\omega t \pm \varphi_2), \quad (35)$$

проходят через максимум неодновременно. Направление продвижения рабочей точки по рабочей характеристике тоже легко установить из последних соотношений.



Пользуясь приведенным углом отсечки, мы можем провести, как это сделано на чертежах 128 и 129, прямолинейную характеристику, которой мы заменяем наши эллиптические характеристики.

Таким образом при замене реальных углов отсечки приведенным углом отсечки  $\psi_0$  мы переходим с реальной эллиптической характеристики на эквивалентную прямолинейную.

Форма токов для емкостной и индуктивной нагрузок одинакова. Разница заключается лишь в том, что при емкостной нагрузке рабочая точка обходит характеристику по часовой стрелке, а при индуктивной — против. При этом не меняется форма тока, а меняется лишь положение оси симметрии импульса, которая сдвигается либо влево (при емкостной нагрузке), либо вправо (при индуктивной нагрузке) относительно начальной оси времени.

Чем резче выражен безваттный характер нагрузки, тем относительно шире становится рабочая характеристика. При увеличении ваттной (активной) составляющей эллипс суживается. В пределе при чисто ваттной (активной) нагрузке эллипс сливается в прямую, совпадающую с нашей прямолинейной эквивалентной рабочей характеристикой.

Введение приведенного угла отсечки значительно облегчает нам дальнейший анализ.

#### § 4. Основные зависимости.

Остановимся на установлении зависимости между первой гармоникой анодного тока и напряжением на сетке, т. е. вернемся к эквивалентной схеме, показанной на чертеже 123.

Для этого рассмотрим формулу (22), положив в ней, так как мы имеем дело с емкостной нагрузкой, угол  $\omega t = -\varphi_1$ . При этом значении угла  $\omega t$  ток проходит через максимум. Кроме того положим в ней вместо угла  $\psi$  равный ему угол:  $\psi'' = -\varphi_1 - \psi_0$ . Принимая во внимание, что  $\varphi_s = \varphi_1 + \varphi_2$ , имеем:

$$I_m = S [V_c \cos \varphi_1 - V_c \cos (\varphi_1 + \psi_0) - DV \cos \varphi_s + DV \cos (\varphi_s + \psi_0)]. \quad (36)$$

Разворачивая выражения для  $\cos (\varphi_1 + \psi_0)$  и  $\cos (\varphi_s + \psi_0)$  и принимая во внимание, что:

$$V_c \sin \varphi_1 = V_c \frac{X_s}{Z} = DV \frac{X_s}{Z_s} \quad \text{и} \quad DV \sin \varphi_s = DV \frac{X_s}{Z_s}$$

и следовательно, что:

$$V_c \sin \varphi_1 - DV \sin \varphi_s = 0,$$

получаем формулу (36) в следующем виде:

$$I_m = S (1 - \cos \psi_0) (V_c \cos \varphi_1 - DV \cos \varphi_s). \quad (37)$$

Формула (37) определяет максимальное значение анодного импульса. Сравнивая эту формулу с аналогичной формулой для косинусоидального импульса:

$$I_m = S (1 - \cos \psi) (V_c - DV), \quad (38)$$

мы видим, что они становятся равными, когда угол  $\varphi_s = 0$ . Тогда угол  $\varphi_1 = 0$  и угол отсечки  $\psi_0$  совпадает с углом  $\psi$ .

Принимая во внимание, что  $I_m = \frac{I_{a1}}{\alpha_1}$  и заменяя  $SDV \cos \varphi_s$  величиной ей равной  $\frac{I_{a1} R_s}{R_i}$ , получаем:

$$\frac{I_{a1}}{\alpha_1 (1 - \cos \psi_0)} + \frac{I_{a1} R_s}{R_i} = \mu V_c \frac{\cos \varphi_1}{R_i},$$

откуда амплитуда первой гармоники равна:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c \cos \varphi_1}{R_s + \frac{R_i}{\alpha_1 (1 - \cos \psi_0)}}. \quad (39)$$

В последней формуле второе слагаемое знаменателя мы называем *приведенным внутренним сопротивлением генераторной лампы при работе колебаниями II рода и с расстроенным контуром*.

Приведенное сопротивление равно:

$$R_i' = R_i \frac{1}{\alpha_1 (1 - \cos \psi_0)} = R_i \frac{2\pi}{2\psi_0 - \sin 2\psi_0} = \alpha_i R_i, \quad (40)$$

и коэффициент приведения  $\alpha_i$  вполне совпадает с известным нам из теории работы с косинусоидальным импульсом значением коэффициента приведенного сопротивления, с тою лишь разницей, что при работе с расстроенной нагрузкой мы выражаем его через приведенный угол отсечки.

Формула для определения амплитуды первой гармоники принимает следовательно вид:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c \cos \varphi_1}{R_s + R_i'}. \quad (41)$$

Здесь напряжение на сетке  $V_c \cos \varphi_1$  и амплитуда первой гармоники находятся в фазе. Так как

$\cos \varphi_1 = \frac{R_s + R_i'}{Z}$ , то формула (41) может быть представлена в следующем виде:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{Z}, \quad (42)$$

что совпадает с формулой (17) § 2 настоящей главы.

Обратимся к выяснению вида расчетной формулы для напряжения смещения на сетке. Для этого воспользуемся формулой (21) § 3 на-

стоящей главы. В ней необходимо заменить углы: угол  $\psi$  на  $\psi'' = -\varphi_1 - \psi_0$  и угол  $\psi - \varphi_2$  на  $\varphi_2 + \psi_0$ . Тогда, после простых преобразований и сокращений, подобных проведенным только-что выше, имеем:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c \cos \varphi_1 - DV \cos \varphi_2) \cos \psi_0. \quad (43)$$

Формула (43) определяет напряжение смещения на сетке при колебаниях II рода и при расстроенном контуре. Из рассмотрения ее мы видим, что смещение не зависит от знака угла сдвига фаз  $\varphi_2$ . Сравнивая эту формулу с известной из теории косинусоидального импульса:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi, \quad (44)$$

мы видим, что они становятся равными, если угол  $\varphi_2$ , следовательно и угол  $\varphi_1$ , становятся равными нулю.

Остановимся на выяснении зависимости, определяющей критический режим. Так как напряжение на сетке и колебательное напряжение находятся не в фазе, то условие критического режима равно:

$$E_a - V = -E_c + V_c \cos \varphi_2. \quad (45)$$

Подставляя сюда значения для  $E_c$  по формуле (43) и  $V_c$ , определяемое из формулы (37) и обозначая через  $i_{a\varphi 2}$  ток в момент времени  $\omega t = \varphi_2$ :

$$i_{a\varphi 2} = S \{ V_c (\cos \varphi_2 - \cos \psi) - DV [1 - \cos (\psi - \varphi_2)] \},$$

имеем:

$$V(1 + D) = E_a - \frac{i_{a\varphi 2}}{S} + D(E_a - E_{a0}),$$

откуда критический коэффициент использования анодного напряжения равен:

$$\xi_0 = 1 - \frac{i_{a\varphi 2}}{SE_a} \cdot \frac{1}{1 + D} - \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}; \quad (46)$$

так как ток в момент  $\omega t = \varphi_2$  равен

$$i_{a\varphi 2} = I_m \frac{\cos (\varphi_1 + \varphi_2) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0} = I_m \frac{\cos \varphi_2 - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0},$$

то формула для коэффициента критического напряжения принимает вид:

$$\xi_0 = 1 - I_m \frac{\cos \varphi_2 - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0} \cdot \frac{1}{SE_a(1 + D)} - \frac{DE_{a0}}{(1 + D)E_a}, \quad (47)$$

и если коэффициент проницаемости мал по сравнению с единицей, то расчетная формула принимает вид:

$$\xi_0 = 1 - \frac{i_{a\varphi 2}}{SE_a} - \frac{DE_{a0}}{E_a}. \quad (48)$$

Наконец, если и напряжение приведения много меньше напряжения на аноде, то формула (48) еще упрощается:

$$\xi_0 \cong 1 - \frac{i_{ac2}}{SE_a}. \quad (49)$$

Выведенные формулы для критического коэффициента справедливы при любых значениях знаков углов сдвигов фаз и отсечки. В этом можно убедиться более детальным анализом наиболее характерных трех случаев: 1) когда  $\varphi_s$  и  $\psi_0$  равны; 2) когда угол  $\varphi_s$  больше угла  $\psi_0$  и 3) когда угол  $\varphi_s$  меньше угла  $\psi_0$ .

Итак мы установили все основные зависимости между электрическими величинами в цепях лампового генератора, работающего в условиях колебаний II рода и при расстроенной нагрузке в анодной цепи. Довольно громоздкие первоначальные формулы после введения представления о приведенном угле отсечки превращаются в простые формулы обычного вида.

Мы изучили условия работы лампы при остроконечном импульсе. Точно так же надо подойти к работе с расстройкой при плоской форме импульса.

## § 5. Сводка расчетных формул.

1. Ваттная составляющая сопротивления нагрузки анодной цепи

$$R_s = \frac{R_1(R_2^2 + X_2^2) + R_2(R_1^2 + X_1^2)}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}$$

2. Безваттная составляющая сопротивления нагрузки анодной цепи

$$X_s = \frac{X_1(R_2 + X_2)^2 + X_2(R_1^2 + X_1^2)}{(R_1 + R_2)^2 + (X_1 + X_2)^2}$$

3. Угол сдвига фаз между напряжением на сетке и первой гармоникой анодного тока

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{X_s}{\sqrt{(R_1' + R_s)^2 + X_s^2}}$$

4. Угол сдвига фаз между напряжениями на сетке и на колебательном контуре

$$\varphi_2 = \arcsin \frac{R_1' X_s}{\sqrt{[(R_1' + R_s)^2 + X_s^2][R_s^2 + X_s^2]}}$$

5. Угол сдвига фаз на нагрузке

$$\varphi_s = \arctg \frac{X_s}{R_s} = \varphi_1 + \varphi_2$$

6. Уравнение импульса анодного тока:

а) при емкостной нагрузке

$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t + \varphi_1) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}$$

б) при индуктивной нагрузке

$$i_a = I_m \frac{\cos(\omega t - \varphi_1) - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0}$$

7. Напряжение на аноде:

а) при емкостной нагрузке

$$e_a = E_a - V \cos(\omega t - \varphi_2)$$

б) при индуктивной нагрузке

$$e_a = E_a - V \cos(\omega t + \varphi_2)$$

8. Максимальный импульс анодного тока

$$I_m = S(1 - \cos \psi_0)(V_c \cos \varphi_1 - DV \cos \varphi_s)$$

9. Приведенное сопротивление лампы	$R_i' = R_i \frac{2\pi}{2\psi_0 - \sin 2\psi_0}$
10. Амплитуда первой гармоники	$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{Z} = \frac{\mu V_c \cos \varphi_1}{R_g + R_i'}$
11. Напряжение возбуждения сетки	$V_c = D I_{a1} \frac{R_g + R_i'}{\cos \varphi_1}$
12. Напряжение смещения сетки	$E_c = D (E_a - E_{a0}) +$ $+ (V_c \cos \varphi_1 - D V \cos \varphi_g) \cos \psi_0$
13. Условие критического режима	$E_a - V = V_c \cos \varphi_2 - E_c$
14. Коэффициент критического режима	$\xi_0 = 1 - I_m \frac{\cos \varphi_g - \cos \psi_0}{1 - \cos \psi_0} \cdot \frac{1}{SE_a}$
15. Коэффициент первой гармоники анодного тока	$\alpha_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2\psi_0 - \sin 2\psi_0}{1 - \cos \psi_0}$
16. Коэффициент постоянной составляющей анодного тока	$\alpha_0 = \frac{\sin \psi_0 - \psi_0 \cos \psi_0}{\pi (1 - \cos \psi_0)}$

## § 6. Литература.

1. Одинцов А., Влияние сдвига фаз между анодом и сеткой. ТиТБП, IX, № 2, (47), апрель 1928, стр. 188—198.
2. Берг А. И., Работа лампового генератора со смешанной нагрузкой, «Вестник эл-ки», № 8, сентябрь 1931.

## ГЛАВА IX.

### САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА.

#### § 1. Введение.

В начале этого курса мы остановились на физической картине самовозбуждения колебаний в ламповом генераторе. Мы пришли к выводу о том, что процесс самовозбуждения может рассматриваться как явление постепенной стабилизации неустановившегося режима. Благодаря этому в лампе возникают колебания, имеющие частоту собственных свободных колебаний контура.

Мы выяснили роль лампы в этом процессе. Мы установили, что колебания возникают благодаря удачному сочетанию свойств колебательного контура (в цепях которого наблюдается явление резонанса токов при питании его током, имеющим частоту резонанса контура) и свойств электронной лампы. Мы установили, что лампа, способствующая возникновению колебаний и поддерживающая их, в то же время ограничивает предельную величину, которой могут достигать размахи анодного тока. Таким образом мы дали представление о физической стороне явления самовозбуждения. Теперь нам предстоит остановиться на математической и теоретической стороне явления.

Самовозбуждение может возникать при целом ряде различных схем и способов связи между сеткой и колебательным контуром. Нам предстоит изучить главнейшие схемы и виды связи.

Самовозбуждение может происходить при включении колебательного контура в анодную цепь или в цепь сетки. Условия самовозбуждения в обоих случаях различны, поскольку лампа влияет по-разному на процессы, происходящие в анодной или сеточной цепи.

Наконец существует разница между условиями самовозбуждения при колебаниях I рода и при колебаниях II рода. Основная разница лежит опять в лампе, которая представляет, как мы уже знаем, различное сопротивление для токов различной формы. Эти различные сопротивления мы назвали приведенными сопротивлениями.

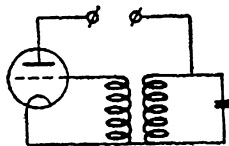
Так как в каждом генераторе, будь то простейший генератор простой схемы с самовозбуждением или сложный многокаскадный передатчик, к которому предъявляются какие-нибудь специальные требования, неизбежно должен иметься первый (или единственный) каскад с самовозбуждением, являющийся как бы сердцем всей установки, первоисточником всех колебаний, на него и должно быть обращено особое внимание. Все происходящее в первом каскаде неминуемо отражается на всех процессах в дальнейших каскадах.

Особую роль при этом играют требования, предъявляемые к устойчивости колебаний генератора. Под этим понимается 1) точное воспроизведение амплитуды и частоты генерируемого тока при его периодическом прерывании, 2) точное удержание амплитуды и частоты в условиях, задаваемых питанием, окружающей температурой, обратным воздействием более мощных каскадов и др. Поэтому на изучение устойчивости колебаний приходится обращать особое внимание.

Сказанное выше охватывает в общих чертах основные проблемы, которые связаны с самовозбуждением. Часть из них будет рассмотрена в настоящей главе, часть — в дальнейших главах.

## § 2. Математический анализ колебаний I рода при включении колебательного контура в анодную цепь и при индуктивной связи цепи сетки с цепью анода.

1. Рассмотрим ламповый генератор, работающий по схеме, представленной на черт. 130. Здесь колебательный контур включен в анодную цепь и связь между цепями сетки и анодной осуществляется через общий поток взаимной индукции. Это случай так называемой индуктивной связи. Для возникновения незатухающих колебаний коэффициент взаимной индукции должен быть определенной величины и иметь определенный знак.



Черт. 130. Схема генератора с самовозбуждением.

Допустим, что характеристика лампы в некоторых пределах около исходной рабочей точки может считаться прямолинейной. Это предположение справедливо, как мы знаем, только для небольших отрезков характеристики. По мере ухода вверх и вниз от исходной рабочей точки характеристика искривляется, и наши выводы, построенные на допуске прямолинейности, будут становиться все менее и менее справедливыми

Таким образом наш анализ будет касаться выяснения *условий возникновения* незатухающих колебаний в колебательном контуре, включенном в анодной цепи, причем анодный ток будет изменяться только в узких пределах около исходной рабочей точки. Условия постепенного усиления слабых колебаний и перехода их в незатухающие нам придется рассмотреть непосредственно в связи с математическим анализом, но он сам по себе не может охватить всех явлений.

Исходная рабочая точка характеризуется постоянным током, постоянным анодным напряжением и постоянным напряжением на сетке. Эти постоянные величины нас в дальнейшем интересовать не будут, так как нам важно установить зависимость между переменными токами и напряжениями в цепях лампы. Постоянные величины определяют лишь отправные условия всего процесса, но на его протекание во времени никакого влияния не оказывают.

Для того чтобы возник хотя бы и очень слабый ток неустановившегося режима, необходимо какое-нибудь нарушение равновесия в системе. Предположим, что оно имело место и что какой-то ничтожный импульс тока в анодной цепи появился. Нас интересуют условия перехода этого случайного и слабого импульса в ток установившегося режима, характеризуемый определенной силой и частотой. Так как этот слабый импульс тока может либо ослабнуть, затухнуть и прекратиться, либо, постепенно усиливаясь, прийти до предельного значения, которого анодный ток в лампе данного типа может достигнуть, то нам следует изучить условия, способствующие усилению слабого импульса, и причину превращения его в периодический ток определенной частоты.

Колебательный контур характеризуется параметрами  $L$ ,  $R$  и  $C$ . При этих параметрах он обладает частотой собственных свободных колебаний:  $\omega_0 \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . Любой импульс тока сложной формы, имею-

щий в своем составе составляющую частоты  $\omega_0$ , попадая в контур, встречает в нем условия резонанса токов  $\left(\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}\right)$  для этой со-

ставляющей. Это справедливо всегда, если контур является колебательной, а не апериодической системой. Для этой составляющей ветви контура представляют одинаковое сопротивление, и токи, по ним проходящие, имеют противоположную фазу.

Предположим, что в составе нашего слабого импульса тока имеется составляющая частоты  $\omega_0$ . Это всегда можно допустить, так как мы совершенно не ограничиваем ее величины и можем считать, что она ничтожно слаба. Но все составляющие сложного первоначального импульса, обладающие другими частотами, или же являющиеся просто апериодическими импульсами любой формы и силы, нас не интересуют вовсе, так как они пройдут через контур обычным порядком, причем контур никакими особыми свойствами для них не обладает.

Итак мы оперируем только с периодической составляющей нашего случайного импульса тока, имеющей частоту собственных свободных колебаний контура. Это еще вовсе не значит, что условия возникновения явления самовозбуждения нами выполнены и что нам нечего дальше изучать. Этот периодический ток, попадая в контур, может

в нем затухнуть, и тогда наш процесс на этом заканчивается. Поэтому мы должны изучить условия превращения нашего слабого импульса, содержащего периодическую составляющую резонансной частоты контура, в периодический незатухающий ток.

Обозначим мгновенное значение периодической составляющей частоты  $\omega_0$  в анодной цепи через  $i$ . По ветвям контура пойдут токи противоположные по фазе. Обозначим их мгновенные значения через  $i_1$  и  $i_2$ . Имеем:

$$i = i_1 - i_2. \quad (1)$$

Благодаря связи колебательного контура с сеткой на ней появляется напряжение, имеющее мгновенное значение, равное:

$$v_c = -M \frac{di_1}{dt}. \quad (2)$$

Прохождение тока через ветви контура связано с существованием на них падения напряжения  $v$ . Выражая например это падение напряжения через ток, проходящий по индуктивной ветви, обладающей коэффициентом самоиндукции  $L$  и сопротивлением  $R$ , мы можем считать, что напряжение, компенсирующее это падение напряжения, равно:

$$v_a = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt}. \quad (3)$$

Мы условились считать характеристику лампы на небольшом участке около исходной рабочей точки прямолинейной. Следовательно мы можем считать уравнение, связывающее мгновенные значения анодного тока, анодного напряжения и напряжения на сетке, линейным и того вида, который мы установили в начале нашего курса:

$$i = \frac{v_a + \mu v_c}{R_i}, \quad (4)$$

следовательно:

$$i R_i = v_a + \mu v_c. \quad (5)$$

Считая, что возрастание напряжения на конденсаторе связано с увеличением его заряда, имеем:

$$dq = i_2 dt \text{ и } i_2 = \frac{dq}{dt} = C \frac{dv_a}{dt};$$

следовательно:

$$i_2 dt = C dv_a.$$

Так как напряжение на обеих ветвях контура одинаково, то:

$$v_a = \frac{1}{C} \int i_2 dt = -Ri_1 - L \frac{di_1}{dt}. \quad (6)$$

Дифференцируя это выражение по времени, имеем:

$$i_2 = -RC \frac{di_1}{dt} - LC \frac{d^2 i_1}{dt^2}. \quad (7)$$



Подставляя в формулу (5) полученные выражения для  $v_a$  (3) и для  $i_2$  (7) и учитывая, что напряжение на сетке выражается формулой (2), имеем:

$$(i_1 - i_2) R_i = i_1 R_i + R_i R C \frac{di_1}{dt} + R_i C L \frac{d^2 i_1}{dt^2} = -R i_1 - L \frac{di_1}{dt} - \mu M \frac{di_1}{dt},$$

или после простых преобразований:

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right) = 0. \quad (8)$$

Это выражение представляет основное дифференциальное уравнение теории самовозбуждения. Анализ его дает все необходимые нам ответы.

В уравнении (8) величина сопротивления колебательного контура  $R$  всегда значительно меньше внутреннего сопротивления лампы  $R_i$  и следовательно отношение  $R/R_i$  мало по сравнению с единицей. Если отбросить в формуле отношение  $R/R_i$  в последнем члене, то уравнение примет вид:

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C} = 0. \quad (9)$$

Сравнивая уравнение (9) с обычным дифференциальным уравнением колебаний в одиноком контуре:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0, \quad (10)$$

мы видим, что они отличаются только тем, что коэффициент у первой производной в уравнении (9) имеет вид:

$$R + \frac{L + \mu M}{R_i C}, \quad (11)$$

в то время как у обычного дифференциального уравнения коэффициентом является только сопротивление контура  $R$ .

Эта разница объясняется влиянием лампы на процессы в контуре. Если положить в формуле (11) внутреннее сопротивление лампы равным бесконечности, то коэффициенты при первой производной становятся одинаковыми, так как влияние лампы отпадает.

Займемся решением дифференциального уравнения (9). Для этого вспомним, что дифференциальное уравнение более простого вида, но того же типа (10), решается при помощи характеристического уравнения вида:

$$Lm^2 + Rm + \frac{1}{C} = 0.$$

Корни этого уравнения равны:

$$m_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}.$$

Они могут быть вещественными или мнимыми. В первом случае процесс в контуре имеет аperiodический характер, во втором—колебательный. Нас интересует второй случай, т. е. когда:

$$\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}.$$

В этом случае решение обычного дифференциального уравнения (10) имеет вид:

$$i = I_m e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi),$$

где

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

есть коэффициент затухания и

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$$

круговая частота колебательного процесса.

Совершенно аналогично этому, в случае нашего основного дифференциального уравнения, имеем корни характеристического уравнения

$$\begin{aligned} x_{1,2} = & -\frac{1}{2L} \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) \pm \\ & \pm \frac{1}{2L} \sqrt{\left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right)^2 - 4 \frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Очевидно, что по аналогии с предшествующим случаем, процесс в контуре будет колебательным, если выполнены условия:

$$\begin{aligned} \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) & < +2 \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)}, \\ \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) & > -2 \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)}; \end{aligned} \quad (13)$$

при этих условиях ток в контуре имеет колебательный характер и выражается формулой:

$$i_1 = I_{m1} e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad (14)$$

где

коэффициент затухания равен:

$$\alpha = \frac{1}{2L} \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right) \quad (15)$$

и частота собственных свободных колебаний в контуре равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{4L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right) - \left( R + \frac{L + \mu M}{R_i C} \right)^2}. \quad (16)$$

Изменяясь с этой частотой, ток в колебательном контуре может либо нарастать, либо убывать, в зависимости от знака множителя затухания.

Если величина  $\alpha > 0$ , то колебания затухают, если  $\alpha \leq 0$ , то колебания либо возрастают, либо поддерживаются.

При  $\alpha = 0$  имеем критический случай, когда:

$$i_1 = I_{m1} (\sin \omega t + \varphi_1)$$

и коэффициент:

$$R + \frac{L + \mu M}{R_i C} = 0.$$

Отсюда легко найти необходимый коэффициент взаимоиנדукции:

$$-M = \frac{RR_i C + L}{\mu}. \quad (17)$$

Полученное значение для коэффициента взаимоиנדукции есть наименьшее, критическое или граничное, при котором колебания как-раз могут только существовать. Достаточно малейшего изменения внешних условий, чтобы колебания затухли. Следовательно для устойчивых колебаний необходимо иметь большую связь с сеткой, т. е. коэффициент взаимоиנדукции должен удовлетворять неравенству:

$$|M| > \frac{RR_i C + L}{\mu}, \quad (18)$$

для чего необходимо, чтобы:

$$R + \frac{L + \mu M}{R_i C} < 0, \text{ причем } M < -\frac{RR_i C + L}{\mu}; \quad (19)$$

тогда множитель затухания  $\alpha$  будет меньше нуля и уравнение тока примет вид:

$$i_1 = I_{m1} e^{\alpha t} \sin (\omega t + \varphi_1), \quad (20)$$

т. е. возникшие, даже весьма слабые, колебания могут постепенно возрастать. Возрастание будет происходить до тех пор, пока условия, положенные в основу всех наших выводов, остаются выдержанными. Эти условия заключались в том, что мы предполагали характеристику на небольшом участке прямолинейной. Это равносильно предположению о постоянстве сопротивления  $R_i$  лампы на этом участке. Поэтому при возросших колебаниях при переходе на более пологий участок характеристики нашей связи может оказаться недостаточно для дальнейшего роста тока. Мы взяли связь с некоторым избытком. Поэтому можно считать, что при небольшом возрастании сопротивления лампы при переходе на криволинейную часть характеристики она оказывается достаточной. Но когда колебания, раскачавшись, дойдут до верхнего и нижнего загибов лампы, то сопротивление лампы резко возрастает, и дальнейший рост тока невозможен. Действительно, в формуле для коэффициента взаимоиנדукции (17) сопротивление лампы стоит в числителе, следовательно при значительном возрастании сопротивления лампы коэффициент связи тоже должен был бы

расти, чего однако нет. Таким образом, лампа ограничивает верхний предел, до которого колебания могут возрастать при любой связи, так как при  $i_a = I_s$  имеем  $R_i$  очень большим.

Возвращаясь к формуле (13) и определяя из нее коэффициент взаимоиנדукции, имеем:

$$\frac{CR_i}{\mu} \left( -R - \frac{L}{R_i C} + 2 \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)} \right) > M,$$

$$M > \frac{CR_i}{\mu} \left( -R - \frac{L}{R_i C} - 2 \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)} \right). \quad (21)$$

Таким образом, строго говоря, мы имеем два предела, между которыми должен находиться коэффициент взаимоиנדукции для возникновения самовозбуждения. Но левый предел неравенства (21) перекрывается требованием (17). Правый же остается в силе. Следовательно для возникновения колебаний необходимо, чтобы величина коэффициента взаимоиנדукции лежала в пределах:

$$-\frac{RR_i C + L}{\mu} \geq M > -\frac{RR_i C + L}{\mu} - 2 \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 + \frac{R}{R_i} \right)} \frac{CR_i}{\mu}, \quad (22)$$

или, называя  $\frac{RR_i C + L}{\mu} = M_0$  и полагая величину  $R/R_i$  малой, имеем:

$$-M_0 \geq M > -M_0 - 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{CR_i}{\mu} \quad (23)$$

или

$$M_0 \leq -M < M_0 + 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{CR_i}{\mu}, \quad (24)$$

т. е. коэффициент взаимоиנדукции должен быть:

- 1) отрицательной величиной, что уже следует из (19),
- 2) больше по абсолютному значению, чем критическое его значение, определяемое равенством (18),
- 3) меньше по абсолютному значению, чем величина:

$$M_0 + 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{CR_i}{\mu}.$$

Обычно последнее требование отпадает, так как при очень большой связи колебания быстро уходят за пределы прямолинейной части характеристики, появляется сеточный ток, режим становится перенапряженным и все наши предположения, положенные в основу теории, не выдерживаются. Поэтому в огромном большинстве случаев практики можно ограничиться первыми двумя требованиями.

Итак мы установили величину и знак коэффициента взаимоиנדукции, необходимые для возникновения и поддержания незатухающих колебаний. Коэффициент взаимоиנדукции зависит от параметров кон-

тура и лампы. В его выражении нигде не фигурируют начальные условия работы, так как он определяет лишь ту величину связи, которая необходима для возбуждения колебаний вокруг некоторого небольшого участка характеристики, на котором она может считаться прямолинейной, но место этого участка на ее протяжении роли не играет.

В зависимости от величины связи и параметров контура и лампы колебания могут принимать разный характер. Мы указали выше, что ток никогда не может превосходить величины тока насыщения лампы. Однако, если при колебаниях наступает перенапряженный режим, то дальнейшему росту тока ставится предел ранее достижения анодным током эмиссионного тока лампы.

### § 3. Замечание об отрицательном сопротивлении генерирующей лампы.

Иногда для объяснения возникновения незатухающих колебаний вводят понятие об отрицательном сопротивлении генерирующей лампы, находящейся в условиях самовозбуждения.

Если некоторый контур, обладающий ваттным (активным) сопротивлением, способен к колебаниям, т. е. в нем без поддержки постороннего источника существует незатухающий ток, то это значит, что его сопротивление, вызывающее потери, скомпенсировано. Эта компенсация может быть объяснена внесением в контур некоторого отрицательного сопротивления, равного по величине сопротивлению потерь в нем.

В схеме с самовозбуждением источником отрицательного сопротивления может считаться лампа.

Остановимся на установлении величины этого отрицательного сопротивления. Обозначим искомую величину  $R_x$ . В нашей схеме лампа шунтирует контур и следовательно ее сопротивление, будучи перечислено на контур, равно:

$$\frac{\omega^2 L^2}{R_x} = R'_x.$$

Но выше мы видели, что влияние лампы сказывается в том, что в дифференциальном уравнении колебательного контура, включенного в анодной цепи лампы, появляется добавочное слагаемое у коэффициента при первой производной:

$$\frac{L + \mu M}{R_i C}.$$

Полагая, что эти величины равны, имеем:

$$R'_x = \frac{L + \mu M}{R_i C} = \frac{\omega^2 L^2}{R_x}, \quad (25)$$

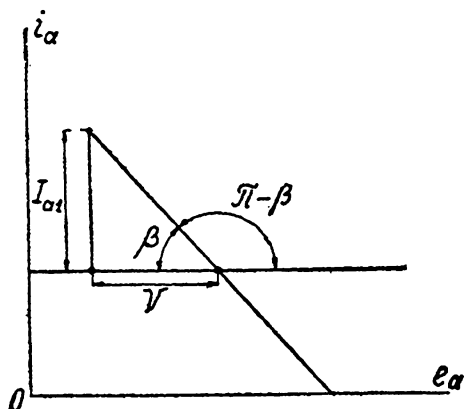
откуда искомое отрицательное сопротивление лампы равно:

$$R_x = \frac{\omega^2 L^2}{L + \mu M} \cdot R_i C = \frac{L R_i}{L + \mu M}. \quad (26)$$

Но в таком виде это выражение ненаглядно. Вводя в него величину, определяющую коэффициент взаимной индукции, имеем:

$$R_x = \frac{LR_i}{L - \mu \frac{R_i RC + L}{\mu}} = \frac{L}{CR} = \frac{\omega^2 L^2}{R} = R_s, \quad (27)$$

т. е. отрицательное сопротивление лампы в режиме генерирования равняется величине сопротивления нагрузки анодной цепи.



Черт. 131. Падающая характеристика генераторной лампы.

Вводя это понятие, мы приводим генераторную лампу на уровень других источников колебаний, имеющих так называемую падающую характеристику. Наглядное изображение этой падающей характеристики можно получить построениями, которые мы уже производили в системе координат  $(i_a, e_a)$ .

Обратимся к черт. 131. Здесь показана рабочая характеристика лампы в условиях колебаний I рода. Как мы знаем, котангенс угла  $\beta$  равен:  $\text{ctg } \beta = \frac{V}{I_{a1}} = R_s$ , т. е.

наклон рабочей характеристики определяет величину эквивалентного

сопротивления контура. Рассматривая же эту прямую как падающую характеристику, мы можем писать:

$$\text{ctg}(\pi - \beta) = -\text{ctg } \beta = -R_s. \quad (28)$$

Отсюда мы видим, что отрицательное сопротивление является величиной вполне реальной. Однако, надо сказать, что давая некоторое новое освещение физической стороне явления, это понятие для технических расчетов не необходимо, и без его введения можно вполне обойтись.

#### § 4. Условия самовозбуждения при других видах связи. Общая теорема о необходимой связи.

Мы установили величину взаимной индукции, необходимую для возбуждения незатухающих колебаний. Обратимся теперь к изучению других способов связи между сеткой и колебательным контуром.

Предположим, что мы имеем схему лампового генератора с колебательным контуром в анодной цепи, причем связь между ним и сеткой имеет произвольный вид, но необходимые для возбуждения колебаний величину, а также и знак. Поставим себе задачу установить общий закон, одинаково справедливый для контура и связи любого вида, а также справедливый для колебаний II рода.

Для этого возьмем контур одного из известных нам четырех видов, включим его в анодную цепь и зададим связь между контуром и сеткой,

величиной *сопротивления связи*, которую обозначим буквой  $X_0$ . Под этой величиной мы понимаем сопротивление, на которое надо умножить колебательный ток в контуре для получения такого напряжения на сетке, которое вызывает в контуре ток такой же силы.

Таким образом сопротивление связи, будучи умножено на колебательный ток, дает напряжение на сетке:

$$V_c = IX_0. \quad (29)$$

Определение вида сопротивления связи, справедливого для всех контуров, и конкретного вида его для каждого отдельного случая составляет нашу задачу.

Если в цепи сетки действует напряжение  $V_c$ , лампа имеет внутреннее сопротивление  $R_i$  и в анодной цепи включен контур с эквивалентным сопротивлением  $R_s$ , то амплитуда переменного тока анодной цепи (при колебаниях I рода) равна:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_i + R_s} \quad (30)$$

Следовательно, напряжение на сетке, обязательно существующее в этих условиях, равно:

$$V_c = DI_{a1} (R_i + R_s) \quad (31)$$

или, так как  $I_{a1} = \frac{R}{\rho\rho} I$ , то:

$$V_c = D (R_i + R_s) \frac{R}{\rho\rho} I. \quad (32)$$

Если в контуре должен установиться режим незатухающих колебаний, то колебательный ток, существующий в нем, должен через сопротивление связи вызвать появление на сетке напряжения:

$$V'_c = IX_0,$$

равного по величине напряжению (32). Приравнявая эти два выражения, получаем:

$$IX_0 = D (R_i + R_s) \frac{R}{\rho\rho} I,$$

откуда искомая величина сопротивления связи равна:

$$X_0 = \frac{DR}{\rho\rho} (R_i + R_s) \quad (33)$$

Формула (33) дает выражение для *сопротивления связи, необходимого и достаточного для поддержания колебаний в контуре любого вида*.

Обратимся ко второй части нашей задачи и установим конкретный вид сопротивления связи для контуров разного вида и для связей разного типа.

**Пример 1. Индуктивная связь.** Проверим, прежде всего, наш вывод на случае, который мы уже изучали раньше. Согласно опреде-

лению сопротивлением связи в данном случае мы должны называть величину:

$$X_0 = M\omega, \text{ так как } V_c = IM\omega$$

отсюда по формуле (33) находим необходимое значение коэффициента взаимоиנדукции при индуктивной связи:

$$M = \frac{R}{p\rho} \cdot \frac{R_i' + R_s}{\mu\omega},$$

но, так как  $\omega = \frac{I}{\sqrt{LC}}$ , сопротивление нагрузки  $R_s = \frac{p^2\rho^2}{R}$  и  $\omega\rho = \frac{I}{C}$

то имеем:

$$M = \frac{RR_iC + p^2L}{p\mu}. \quad (34)$$

Формула (34) определяет критическое значение для коэффициента взаимоиנדукции между колебательным контуром любого вида, имеющим эквивалентное сопротивление  $\frac{p^2\rho^2}{R_i}$  необходимое для возникновения самовозбуждения.

При математическом анализе в начале настоящей главы мы имели контур I вида. Для него коэффициент связи анода  $p$  равен единице и следовательно последнее выражение принимает известный нам уже вид:

$$M = \frac{RR_iC + L}{\mu}. \quad (35)$$

Следовательно для индуктивной связи наша теорема о сопротивлении связи верна. Мало того, она дает нам более общее решение, чем математическая теория, так как мы можем иметь контур любого из известных нам четырех видов.

Предположим, для примера, что мы имеем дело с контуром 3-го вида. Здесь (черт. 132) имеем:

$$M = \frac{RR_i + p^2\rho^2}{p\mu\omega\rho} = \frac{RR_i + p^2\frac{L_1}{C}}{p\mu\frac{1}{C}} = \frac{RR_iC + p^2L_1}{p\mu}, \quad (36)$$

где

$$p = \frac{C}{C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2}. \quad (37)$$

Если в последнем случае положить  $C_1 = \infty$ , то  $p = \frac{1}{1 + \frac{C_2}{C_1}} = 1$ , и

мы приходим к контуру I вида и к свойственному ему условию самовозбуждения.

**Пример 2. Автотрансформаторная связь.** При автотрансформаторной связи мы имеем схему, представленную на черт. 133. Ее можно представить и в другом виде (черт. 134).



Обозначим через  $L_{ck}$  самоиндукцию между сеткой и катодом, и через  $L_{ak}$  самоиндукцию между анодом и катодом; тогда согласно сказанному в главе IV эквивалентное сопротивление контура равно:

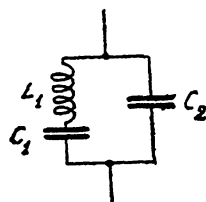
$$R_o = \frac{p^2 \rho^2}{R} = \frac{\omega^2 L_{ak}^2}{R}$$

и

$$P = \frac{L_{ak}}{L}.$$

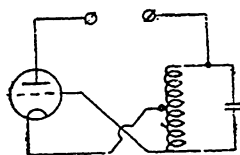
Согласно теореме о сопротивлении связи величина самоиндукции между сеткой и катодом должна быть равна:

$$L_{ck} = \frac{RR_1 C + p^2 L}{\mu p} \quad (38)$$

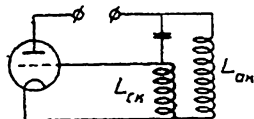


Черт. 132. Самовозбуждение контура 3-го вида.

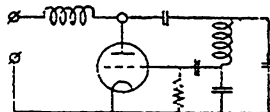
Таким образом мы имеем формулу для самовозбуждения для автотрансформаторной связи. Отметим, что при этом виде связи контур никогда не может быть 1-го вида. Он может быть в простейшем и наиболее часто встречающемся случае контуром 2-го вида, реже 4-го. Отметим еще, что формула для самовозбуждения при автотрансформаторной связи совершенно идентична таковой для индуктивной связи. Это вполне понятно, так как с физической стороны совершенно без-



Черт. 133. Самовозбуждение при автотрансформаторной связи.



Черт. 134. Самовозбуждение при автотрансформаторной трехточечной схеме.



Черт. 135. Самовозбуждение при емкостной связи.

различно, подается ли напряжение на сетку через самоиндукцию или через взаимную индукцию, так как это величины одной и той же размерности и одинакового смысла.

**Пример 3. Емкостная связь.** Схема с емкостной связью между колебательным контуром и сеткой показана на черт. 135. Здесь, согласно сказанному в главе IV, имеем:

$$p = C/C_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

Эквивалентное сопротивление контура равно:

$$R_o = \frac{p^2 \rho^2}{R} = p \cdot \frac{L_1}{C_2 R}.$$

Напряжение на сетке возбуждается через конденсатор  $C_1$  и следовательно оно равно:

$$V_c = \frac{1}{\omega C_1} \cdot I = X_0 I.$$

Поэтому, на основании теоремы о необходимом сопротивлении связи имеем:

$$\frac{1}{\omega C_1} = \frac{R}{p\rho} \cdot \frac{R_i + R_o}{\mu} = \frac{RR_i + p^2\rho^2}{p\rho\mu}.$$

Отсюда находим величину конденсатора между сеткой и катодом:

$$C_1 = \frac{p\rho\mu}{(RR_i + p^2\rho^2)\omega} = \frac{p\mu L}{RR_i + p^2\rho^2}. \quad (39)$$

Эта величина необходима и достаточна для возникновения самовозбуждения в схеме, представленной на черт. 135.

## § 5. Самовозбуждение колебаний II рода.

Выведенная нами выше теорема о сопротивлении связи, необходимым и достаточным для самовозбуждения колебаний I рода, может быть легко распространена на колебания II рода. Для этого достаточно везде, где в предшествующих выводах встречалось внутреннее сопротивление лампы, ставить приведенное сопротивление.

Действительно, если по анодной цепи течет ток, амплитуда первой гармоники которого равна:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_o + R_i'},$$

то это означает, что на сетке действует напряжение с амплитудой:

$$V_c = DI_{a1} (R_o + R_i'). \quad (40)$$

Колебательный ток в контуре возбуждает на сетке, через сопротивление связи, напряжение:

$$V_c' = X_o I. \quad (41)$$

Если мы желаем, чтобы ток в контуре был незатухающим, то необходимо, чтобы напряжение на сетке, посылающее анодный ток  $I_{a1}$  по анодной цепи, а следовательно колебательный ток  $I$  через колебательный контур, равнялось тому напряжению, которое колебательный ток возбуждает на сетке через сопротивление связи. Другими словами, необходимо приравнять напряжения (40) и (41), т. е.

$$X_o I = D \cdot I \frac{R}{p\rho} \cdot (R_o + R_i'). \quad (42)$$

Отсюда находим сопротивление связи при колебаниях II рода:

$$X_o = \frac{DR}{p\rho} (R_o + R_i'). \quad (43)$$

Например при индуктивной связи имеем:

$$M = \frac{RR_i' C + p^2 L}{p\mu}. \quad (44)$$

Выражение (44) определяет величину коэффициента взаимоиנדукции,

необходимого для самовозбуждения колебаний II рода при индуктивной связи между контуром и сеткой.

Это выражение показывает, что величина взаимной индукции, необходимая для возбуждения колебаний II рода, больше требуемой при колебаниях I рода, так как в числителе написано приведенное сопротивление лампы, которое всегда больше внутреннего сопротивления.

Из этого же выражения можно сделать и другой вывод. Приведенное сопротивление связано с совершенно определенной отсечкой и определенной формой тока. Если известно, что генератор работает с остроконечным импульсом, то можно ожидать, что при данном коэффициенте связи он даст определенную величину амплитуды первой гармоники, а следовательно при известном сопротивлении нагрузки — и определенную мощность. Таким образом в известных условиях можно ожидать получения определенных указаний о том, какую мощность можно при данной связи получить, или наоборот, какая связь нужна для получения заданной мощности.

Полезно показать это на примере.

**Пример. Задание.**

Данные лампы:

Коэффициент проницаемости	$D = 0,02$
Кругизна характеристики	$S = 2 \cdot 10^{-3}$
Внутреннее сопротивление	$R_i = 25 \cdot 10^3$
Ток насыщения	$I_s = 3$ ампера

Данные контура:

Сопротивление	$R = 2$ ома
Самоиндукция	$L = 10^{-5}$ генри
Емкость	$C = 900$ см
Коэффициент связи анода	$p = 0,71$

Требуется определить величину коэффициента взаимной индукции для получения полезной мощности в 1 квт при косинусоидальной форме импульса и максимальном импульсе в 2,65 ампер.

**Решение.** Пол. мощность  $P = 0,5 I^2 R$ , следовательно, амплитуда колебательного тока:

$$I = \sqrt{\frac{2P}{R}} = 31,6 \text{ ампер.}$$

$$\text{Амплитуда первой гармоники} \quad I_{a1} = \frac{R}{p\rho} I = 1,03 \text{ ампер.}$$

$$\text{Коэффициент первой гармоники} \quad \alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = 0,39$$

$$\text{Угол отсечки} \quad \psi = 60^\circ$$

$$\text{Коэффициент приведения сопротивления} \quad \alpha_i = 5,12$$

Искомый коэффициент взаимной индукции:

$$M = \frac{RR_i C + Lp^2}{p^2} = \frac{2 \cdot 128 \cdot 10^3 \cdot 10^{-9} + 0,5 \cdot 10^{-5}}{0,5 \cdot 50} = 7350 \text{ см.}$$

Можно было бы поставить и обратную задачу: по заданному коэффициенту взаимоиנדукции, при прочих известных величинах (см. пример) определить, какая мощность будет получена.

Слабым местом в этих примерах является то, что слишком многое приходится задавать. Но если эти задания верны и все заданные величины действительно известны, то решение получается, конечно, правильное.

Наибольшие трудности представляет задание максимального импульса, так как величина его зависит не столько от величины тока насыщения, сколько от режима работы лампы. Очевидно, что в нашем примере мы имели дело с недонапряженным режимом.

Если форма тока не известна точно, то можно лишь догадываться о том, при каком режиме происходит работа. Действительно, задав величину коэффициента взаимоиנדукции и параметры лампы и контура, мы можем решением выражения (44) относительно  $R'_1$  найти величину приведенного сопротивления. Но это приведенное сопротивление может соответствовать любому числу комбинаций из углов верхней и нижней отсечки. Например коэффициенту приведения сопротивления соответствуют следующие возможные режимы: 1) остrokонечный импульс при отсечке  $60^\circ$ , 2) плоский импульс при нижней отсечке  $65^\circ$  и верхней отсечке  $35^\circ$ , или при верхней отсечке  $45^\circ$  и нижней  $70^\circ$ , или при нижней —  $80^\circ$  и верхней —  $60^\circ$  и др.

Лампа при самовозбуждении сама себе выбирает режим и форму тока. Только знание работы данного типа лампы во всех возможных условиях может дать решение о вероятном режиме при заданной связи. Хотя все теоретические формулы и верны и могут в отдельных случаях помочь разобраться в явлении, при самовозбуждении и колебаниях II рода только графический анализ может дать ответ о всех сторонах явления.

## § 6. Литература.

1. Bethenod, Поддержание колебаний. Журнал Luth. El., том XXXV, стр. 225, 1916.
2. Vallauri, Действие пустотных ламп с тремя электродами. Итальянск. журнал Elettrotecnica, том IV, стр. 17, 1917.
3. Hazeltine, L. A., Схемы аудионов — осцилляторов. Журнал PIRE, апрель, 1928.
4. Appleton, E. V. L., Получение электрических колебаний. Журнал EI-п, том LXXXI, стр. 743, 1918.
5. Meissner, A., Генерирование незатухающих колебаний пустотными лампами. Журнал ETZ, том XL, стр. 65, 1919.
6. Gutton, C., Поддержание электрических колебаний трехэлектродной лампой. Журнал R. G. E., том VI, стр. 14, 1919.
7. Blondel et Lavoisier. К вопросу о теории аудионов-генераторов. Журнал R. G. E., том VI, стр. 875, 1919.
8. Morgcroft and Fris, Пустотная лампа — генератор энергии переменного тока. Журнал JAIEE, том XXXVIII, стр. 1193, 1919.
9. Möller, H. G., Количественный анализ колебательных характеристик. Журнал J. d. d. T., сент., 1919.
10. Hersing, R. H., Колебания аудиона. Журнал Phys. Rev., том XVI, стр. 216, 1920.
11. Duncan, R. O., Условия устойчивости (стабилизации) колебаний в контурах пустотных ламп. Журнал Phys. Rev., том XVII, стр. 302, 1921.

12. Appleton and B. van der Pol, О форме свободных колебаний в триоде. Журнал Phil. Mag., том XLII, стр. 201, 1921.
13. Gutton, C., О самовозбуждении и стабилизации колебаний и усилительных реле. Журнал L'O. E., том I, стр. 261, 1922.
14. Rukor и Hauser-Ganswindt, Получение колебаний благодаря существованию емкости анод-сетка. Журнал Telef. Z-g, 1922, № 25.
15. Ives, James and Hickmann, C. N., Изучение колебаний, получающихся в схемах пилотронов. Журнал PIRE, том 10, № 2, апрель, 1920, стр. 115—129.
16. F. von Aalst, Самовозбуждение колебаний в лампе. C. R. Ac. des Sc. 1923.
17. Breit, G., Особый случай колебаний в электронной лампе. J. Frankl. Inst. 197, 3. 1924.
18. Weichard, Ламповые передатчики без обратной связи Z-t f. Fernmeldetechnik 4, стр. 24—27, 1923.
19. Alberti und Zickner, Мощность и отбача лампового передатчика с внутренней обратной связью. A. f. El-k, том XIII, № 1. стр. 1—12, 1924.
20. Bower, I. G., Лампа как генератор мощности. Журнал El-n, окт. 1925.
21. Morecroft and Jensen, Анализ двух триодных схем. Журнал PIRE, том XII, № 5, окт. 1924, стр. 579—609.
22. Müller, F., О применении электронной лампы как генератора высокой частоты при отсутствии посторонних источников. Журнал A. f. E., том XVII; № 2, стр. 143—152.
23. Roberts, W., Метод генерирования и измерения очень слабых радиочастотных токов. Журнал J. Frankl. I., март 1926.
24. Hanscom, Генератор без батарей и трансформатора. QST, июнь 1926, стр. 43—44.
25. Kiebitz, F., Новое положение о самовозбуждении колебаний в электронных лампах. Журнал ENT, том III, № 8, 1926, стр. 284—289 или ZiH, том XXVII, № 6, июль 1926, стр. 163—167.
26. Alberti, E., О возбуждении колебаний при посредстве пространственных зарядов. ENT, том III, № 9, сент. 1926, стр. 328—332.
27. Рамлау, П. Н., Отрицательное сопротивление как причина незатухающих колебаний. ТиТБП, № 6 (39), том VII, дек. 1926, стр. 512—522.
28. Minorsky, N., Явление самовозбуждения постоянного тока в электронных лампах и его применение. Журнал J. Frankl. I. февраль 1927, стр. 181—209.
29. Bedeau, F., Различные способы определения условий самовозбуждения колебаний в ламповых передатчиках. Журнал L'O. E., 1928, стр. 265—286.
30. Blondel et Lavouchy, Журнал R. G. E., том VI. стр. 875 или Gutton, Radiotechnique Gen., стр. 150. Теорема Гурвица в журнале Math. Annalen, стр. 46.
31. Фрейман, И. Г., Курс радиотехники. 1928, Самовозбуждение лампового генератора, стр. 93—102.
32. Зейтленок, Г. А., К теории самовозбуждения катодного генератора. ТиТБП, том IX, № 3 (48), июнь 1928, стр. 348—363.
33. Bauer, P. S., Условия самовозбуждения триода в общем виде. Proc. Nat. Acad. Sc., январь 1929, том XV. стр. 25—29.
34. Kirchstein, К теории генератора с обратной связью. ZiH, июнь 1929, том XXXIII, стр. 201—211.
35. Cho, E. T., Изучение трехэлектродного пустотного генератора. Phil. Mag., июнь 1929, том VII, № 46, стр. 1038—1049.
36. Wilmotte, R. M., Емкостная и индуктивная связь, включая метод измерения взаимной индукции при радио-частоте. Журнал EWWE, том VII, № 84, сент. 1930, стр. 485—492.
37. Steimel, K., Устойчивость и самовозбуждение в электрических цепях с падающей характеристикой. J. d. d. T., том XXXVI, № 5, ноябрь 1930, стр. 161—172.
38. Winther-Günther, Самовозбуждение в системах с периодически изменяющимися самоиндукциями. Журнал ZiH, том XXXVII, № 4, 1931, апрель, стр. 172—174.
39. Tabor, R., Практическое изучение схемы Хартлея. OST Franc, март 1931, № 84, стр. 36—40.
40. Thompson, B. J., Колебания в настроенных радиочастотных усилителях. Журнал PIRE, том XIX, № 3, март 1931.
41. Брауде, Г. Б., О колебательных системах с безваттной связью. «Журнал техн. физики», вып. 1, 1931, стр. 33—50.

## РАБОТА ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ СЛОЖНОЙ СХЕМЕ.

## § 1. Введение.

До сих пор мы изучали так называемые простые схемы ламповых генераторов, характеризующиеся тем, что нагрузкой лампы является один единственный колебательный контур, в котором выделяется вся полезная мощность, отдаваемая ею. На практике подобные схемы часто встречаются, причем колебательным контуром является радиосеть отправительной станции. Таким образом генератор непосредственно возбуждает сеть, и она является его нагрузкой. Основным преимуществом таких схем является их простота.

Если генератор работает с самовозбуждением, то при простой схеме единственной настройкой является настройка антенны. Кроме того, для приведения генератора в условия наивыгоднейшей работы необходимо подобрать должным образом величину связи анода. Эти две манипуляции необычайно просты, и выполнить их может совершенно неквалифицированный персонал в кратчайший срок. Поэтому такие схемы находят широкое применение во всех случаях, когда простота управления и быстрота перестройки станции играют первенствующую роль. Подобные условия имеются, например, на переносных или перевозимых станциях, вообще на подвижных установках, где кроме сказанного еще большую роль играет вес и габарит. Это и составляет наиболее широкую область их применения.

К этим условиям надо добавить еще и другие. Дело в том, что ламповые генераторы появились лет 15 тому назад в виде этой своей разновидности. Только более позднее развитие привело к дифференциации типов. Поэтому еще сейчас можно кое-где встретить эти простые установки, продолжающие исправно работать.

Простота теории побудила нас начать изучение именно с этих схем генераторов.

Однако современные требования к радиоотправителям не могут быть в большинстве случаев удовлетворены простыми схемами.

Основным требованием является устойчивость работы станции. Под этим понимается степень удерживания станцией своей номинальной мощности и частоты. Некоторое изменение мощности не играет существенной роли, но удержание частоты является обязательным требованием как для подвижных, так и для стационарных установок. По требованиям настоящего времени удержание частоты должно быть таково, чтобы она не отличалась от заданной более, чем на 0,1, и в более тяжелых условиях более, чем на 0,01 процента, т. е. на 0,001—0,0001. Это требование в большинстве случаев не может быть выполнено передатчиками, работающими по простой схеме, и конечно не может быть выполнено мощными генераторами с самовозбуждением. Причиной этого является слишком сильное обратное воздействие более мощного контура, непосредственно связанного с радиосетью, на предшествующий, работающий с самовозбуждением. С этой точки зрения желательно между последним каскадом передатчика и антенной включить

промежуточный контур, который играет роль буфера и ослабляет влияние изменений, происходящих в антенне, на передатчик.

Вторым важнейшим требованием к современным передатчикам является необходимость работать с минимальным излучением гармоник. Первые ламповые генераторы работали в большинстве случаев колебаниями I рода, при которых происходит генерация только основной и единственной частоты. По мере перехода к более высоким коэффициентам полезного действия и применения колебаний II рода, мешающее действие гармоник стало усугубляться. Гармоники мощного передатчика создают сильнейшую помеху и могут затруднить какой бы то ни было прием других станций в непосредственной близости от него. По современным требованиям мощность какой бы то ни было гармоники не должна быть больше одной миллионной от мощности основной частоты. Но это требование уже недостаточно и с каждым годом будет повышаться. Передатчики с простой схемой не могут обеспечить такой высокой степени фильтрации гармоник. Мы уже изучили выше, какую пользу в отношении фильтрации гармоник оказывает колебательный контур, имеющий надлежащий вид и параметры. Поэтому в настоящее время находят все более широкое применение передатчики, работающие на генераторный или промежуточный контур, связанный с радиосетью.

Наконец следует иметь в виду, что промежуточный контур дает возможность с большим удобством подобрать наиболее выгодную величину сопротивления нагрузки к данной лампе или комбинации ламп. Он дает лишнюю степень свободы при выборе схемы передатчика. Мы знаем, что для полного использования лампы необходимо нагрузить ее анодную цепь сопротивлением определенной величины. Нагрузка лампы непосредственно радиосетью с заданными и постоянными параметрами может затруднить подбор наиболее выгодной, предельной нагрузки. В этом отношении применение промежуточного контура, при посредстве которого радиосеть нагружает лампу, оказывает существенную помощь.

Можно было бы перечислить еще целый ряд преимуществ, даваемых сложной схемой. Но сказанного уже достаточно, чтобы составить себе представление о необходимости ее применения.

Однако, давая ряд преимуществ, сложная схема требует некоторых жертв.

Прежде всего настройка передатчика осложняется, т. к. прибавляется настройка контура. Кроме того необходимо подобрать наиболее выгодную связь между контуром и радиосетью. Таким образом по крайней мере 2 новые манипуляции влечет за собой применение сложной схемы.

Далее возрастают габарит, вес и сложность всей установки. Это может затруднить применение сложной схемы в некоторых специальных условиях.

В промежуточном контуре происходит некоторая потеря энергии, которая должна покрываться питанием. Следовательно коэффициент полезного действия сложной схемы несколько ниже, чем простой схемы.

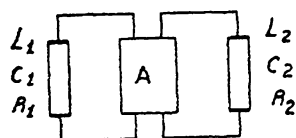
Наконец в случае работы с самовозбуждением процесс значительно осложняется и работа может происходить удовлетворительно только в определенных условиях. Мы имеем в виду явление затягивания, сказывающееся в том, что при некоторой степени связи между контуром и антенной перестройка последней ведет к скачкам тока и ча-

стоты, причем эти скачки, а иногда, и плавные изменения происходят, как кажется с первого взгляда, совершенно произвольно. Это явление совершенно недопустимо в передатчиках, и с ним приходится бороться, а поэтому ставятся некоторые ограничения возможности применения сложной схемы при самовозбуждении.

Поэтому нам придется уделить теории работы генератора по сложной схеме большое внимание. Мы разделим вопрос и подойдем к наиболее сложной части его, к теории затягивания, в самом конце. Рекомендуем изучающему не ограничиться теми немногими указаниями по теории связанных колебаний, которые мы сможем дать в настоящей главе, а вспомнить, перед началом чтения этой главы, основные положения теории связанных колебаний двух колебательных контуров при сильной связи между ними.

## § 2. Некоторые положения из теории связанных колебаний.

**Коэффициент связи.** Напомним некоторые основные положения теории связанных колебаний, которые нам пригодятся при дальнейшем изучении генераторов, работающих со сложной схемой.



Черт. 136. Два контура любого вида, связанные произвольным образом.

Рассмотрим два контура любого вида (черт. 136). Здесь первый обладает параметрами  $L_1$ ,  $C_1$  и  $R_1$ , а второй  $L_2$ ,  $C_2$  и  $R_2$ . Оба контура связаны между собой при посредстве элемента  $A$ , который в наших условиях может быть: взаимной индукцией, самоиндукцией или емкостью.

*Коэффициентом связи двух контуров называется отношение сопротивлений, общего для них, к корню квадратному из произведения частных сопротивлений обоих контуров того же вида.*

Следовательно, если оба контура имеют общее безваттное сопротивление  $X_0$  и каждый из них в отдельности имеет безваттное сопротивление того же вида  $X_1$  и  $X_2$ , то коэффициент связи равен:

$$k = \frac{X_0}{\sqrt{X_1 X_2}} \quad (1)$$

Один вид безваттных сопротивлений образуют самоиндукция и взаимная индукция, второй вид — емкость.

На основании этих определений мы можем составить выражения для коэффициентов связи в отдельных конкретных случаях.

Напомним еще, что коэффициент связи имеет предельным значением 1 и обычно измеряется в процентах.

**Индуктивная связь.** Имеем два контура, представленные на черт. 137; первый контур имеет параметры:  $L_1$ ,  $C_1$  и  $R_1$ , второй имеет параметры  $L_2$ ,  $C_2$  и  $R_2$ . Они связаны между собой общим потоком взаимной индукции, измеряемым коэффициентом  $M$ . Взаимная индукция имеется между катушками, обозначенными  $L_{1c}$  и  $L_{2c}$ . Это — катушки связи. В частном случае они могут совпадать с катушками  $L_{1a}$  и  $L_{2a}$  и быть единственными самоиндукциями в контурах.



Согласно определению имеем:

$$X_0 = M\omega, \quad X_{1L} = \omega L_1 = \omega(L_{1a} + L_{1c})$$

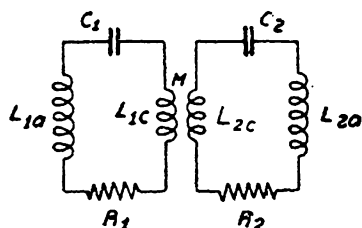
и

$$X_{2L} = \omega L_2 = \omega(L_{2c} + L_{2a}).$$

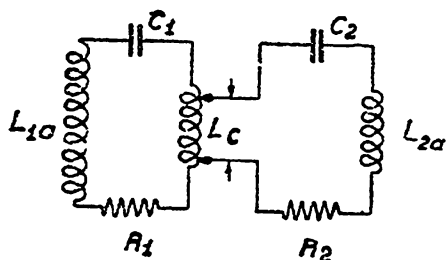
Коэффициент индуктивной связи:

$$k = \frac{X_0}{\sqrt{X_{1L}X_{2L}}} = \frac{M\omega}{\omega\sqrt{L_1L_2}} = \frac{M}{\sqrt{L_1L_2}}. \quad (2)$$

Отметим, что при увеличении самоиндукций  $L_{1a}$  или  $L_{2a}$  коэффициент взаимной индукции не меняется, но величина связи между контурами, характеризуемая коэффициентом связи  $k$ , меняется. Это есть способ изменения связи между контурами при постоянных и фиксированных величинах самоиндукций  $L_{1c}$  и  $L_{2c}$ . Другие способы изменения связи заключаются в изменении величины самоиндукций  $L_{1c}$  или  $L_{2c}$ , или же, что чаще всего делается, — в сближении, удалении или



Черт. 137. Два контура, связанные индуктивно.



Черт. 138. Два контура с автотрансформаторной связью.

изменении взаимного расположения катушек связи, следовательно в изменении коэффициента взаимной индукции. Первые два способа сказываются непосредственно на настройке контуров. Третий тоже сказывается, так как величина взаимной индукции входит в состав самоиндукций обоих контуров, но это влияние меньше.

**Автотрансформаторная связь.** Имеем два контура, представленные на черт. 138. Первый имеет параметры:  $L_1$ ,  $C_1$  и  $R_1$ . Второй имеет параметры:  $L_2$ ,  $C_2$  и  $R_2$ . Они связаны между собой общей самоиндукцией  $L_c$ . Следовательно, согласно определению, коэффициент связи равен:

$$k = \frac{X_0}{\sqrt{X_{1L}X_{2L}}} = \frac{L_c\omega}{\omega\sqrt{L_1L_2}} = \frac{L_c}{\sqrt{L_1L_2}}, \quad (3)$$

где

$$L_1 = L_{1a} + L_c,$$

$$L_2 = L_{2a} + L_c.$$

Связь можно изменять путем уменьшения общей обоим контурам самоиндукции. При этом будет меняться настройка того контура, самоиндукция которого изменяется (в частном случае — обоих кон-

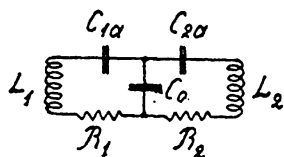
туров). Некоторое изменение настройки будет иметь место при любых изменениях в контурах, так как между катушками связи имеется еще и взаимоиндукция. Коэффициент связи может быть изменен также путем изменения самоиндукций  $L_{1a}$  или  $L_{2a}$ .

В частном случае каждый контур может обладать одной единственной катушкой. Тогда предельное значение коэффициента связи будет:

$$k = \frac{L_c}{\sqrt{L_1 L_2}} = 1.$$

При этом имеется только один контур с параметрами  $L_c$  и  $C_1 + C_2$ .

**Емкостная связь.** Емкостная связь представлена на черт. 139. Контур имеет общую емкость  $C_0$ . Емкость первого контура равна:



$$C_1 = \frac{C_{1a} C_0}{C_{1a} + C_0}.$$

Емкость второго контура равна:

$$C_2 = \frac{C_{2a} C_0}{C_{2a} + C_0}.$$

Черт. 139. Два контура с емкостной связью.

Согласно определению имеем:

$$X_0 = \frac{1}{\omega C_0}$$

и коэффициент емкостной связи равен:

$$k = \frac{X_0}{\sqrt{X_{1c} X_{2c}}} = \sqrt{\frac{C_{1a} C_{2a}}{(C_{1a} + C_0)(C_{2a} + C_0)}} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{C_0}{C_{1a}}\right)\left(1 + \frac{C_0}{C_{2a}}\right)}}. \quad (4)$$

Отметим, что при емкости связи, равной нулю:  $C_0 = 0$ , имеем:  $X_0 = \infty$  и коэффициент связи равен единице  $k = 1$ , т. е. имеется всего лишь один контур с параметрами  $L_1 + L_2$ ,  $C = \frac{C_{1a} C_{2a}}{C_{1a} + C_{2a}}$ .

Если емкость связи равна бесконечности:  $C_0 = \infty$ , то коэффициент связи равен нулю, так как оба контура замкнуты накоротко, и орган связи имеет сопротивление, равное нулю.

Для увеличения коэффициента емкостной связи можно либо уменьшать величину емкости связи, либо увеличивать емкость  $C_{1a}$  или емкость  $C_{2a}$ . При бесконечно больших емкостях  $C_{1a}$  и  $C_{2a}$  мы имеем коэффициент связи, равный единице, и оба контура сливаются в один, имеющий параметры  $\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$  и  $C_0$ .

### § 3. Энергетический баланс в связанных контурах.

Предположим, что мы имеем два контура, показанные на черт. 140. Контурь связаны индуктивно. Энергетический баланс не изменится, если мы заменим связь на автотрансформаторную или емкостную. Параметры первого контура равны:

$$L_1 = L_{1c} + L_{1a}, \quad C_1 \text{ и } R_1.$$

Параметры второго контура равны:

$$L_2 = L_{2c} + L_{2a}, \quad C_2 \text{ и } R_2.$$

В первом контуре действует постоянная электродвижущая сила  $E_1 \sin \omega t$ , изменяющаяся точно с частотой резонанса обоих контуров. Таким образом имеем:

$$X_1 = L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} = 0 \quad \text{и} \quad X_2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}.$$

Следовательно:

$$Z_1 = R_1 \text{ и } Z_2 = R_2.$$

Электродвижущая сила, возбуждаемая во втором контуре, (амплитуда) равна:

$$E_2 = M \omega I_1.$$

Амплитуда тока во втором контуре равна:

$$I_2 = \frac{M \omega I_1}{R_2}.$$

Мощность, выделяемая в первом контуре, равна:

$$P_1 = \frac{1}{2} I_1^2 R_1.$$

Мощность, выделяемая во втором контуре, равна:

$$P_2 = \frac{1}{2} I_2^2 R_2.$$

Полная мощность в системе:

$$P = P_1 + P_2 = \frac{1}{2} I_1^2 R_1 + \frac{1}{2} I_2^2 R_2;$$

но так как

$$I_2^2 = I_1^2 \frac{(M \omega)^2}{R_2^2},$$

то

$$I_2^2 R_2 = I_1^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_2}$$

и полная мощность равна:

$$P = \frac{1}{2} I_1^2 \left( R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2} \right) = \frac{1}{2} I_1^2 R_1.$$

где

$$R_1 = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}$$

есть эквивалентное ваттное (активное) сопротивление первого контура.

Первый контур служит промежуточным устройством, через которое энергия передается во второй. Здесь она расходуется полезно. Следовательно сопротивление  $R_1$  первого контура есть сопротивление вредных потерь системы, а сопротивление  $R_2$  второго контура есть полезное сопротивление системы. Поэтому можно ввести понятие о коэффициенте полезного действия передачи энергии из первого контура во второй. Под этим понимается отношение полезной мощности ко всей мощности в системе, т. е.

$$\eta = \frac{P_2}{P} = \frac{\frac{1}{2} I_1^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_2}}{\frac{1}{2} I_1^2 \left( R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2} \right)} = \frac{\frac{M^2 \omega^2}{R_2}}{R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}} = \frac{M^2 \omega^2}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}. \quad (5)$$

Желая увеличить коэффициент полезного действия передачи энергии или, как его иногда для сокращения называют, коэффициент полезного действия первого контура, необходимо стремиться иметь сопротивление  $\frac{M^2 \omega^2}{R_2}$  много больше сопротивления первого контура  $R_1$ .

При равенстве этих сопротивлений отдача равна 50%. Увеличению отдачи ставится предел наименьшей величиной  $R_1$  сопротивления потерь первого контура, которую можно технически осуществить.

При отдаче первого контура, например 90%, что вполне осуществимо, мощность, рассеиваемая во втором контуре, в 9 раз больше мощности, рассеиваемой в первом контуре. Поэтому провода контуров должны быть, с известным запасом, соразмерены с этими мощностями.

Сказанное здесь об энергетическом балансе в случае вынужденных колебаний в двух связанных колебательных контурах можно распространить на случай работы лампового генератора по сложной схеме.

В таком случае первый контур включается в анодную цепь лампы, а второй является антенной. Первый контур получает название генераторного или промежуточного.

Генератор оказывается нагруженным новым контуром, являющимся результатом взаимодействия основных двух контуров. Все изменения, происходящие в каждом из контуров, сказываются на режиме его работы. При этом безразлично, связаны ли контуры сильно или слабо и работает ли генератор с самовозбуждением или с независимым возбуждением.

Ниже мы дадим математическое определение различным степеням связи. Здесь же предварительно ограничимся чисто физическим определением.

Если два контура связаны в такой мере, что перестройки каждого из них влияют лишь на ваттную составляющую сопротивления, вносимого одним контуром в другой, *то связь называется слабой*.

Например, в разобранный пример мог бы случиться, что кон-

туры не настроены в резонанс. Тогда эквивалентный контур, заменяющий оба взаимодействующих контура, имел бы параметры:

Эквивалентное ваттное (активное) сопротивление:

$$R_I = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)^2} R_2; \quad (6)$$

эквивалентное безваттное сопротивление (реактивное)

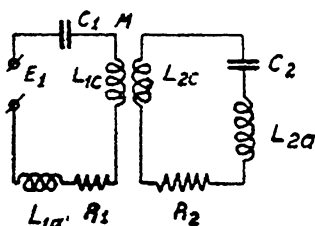
$$X_I = \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right) - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)^2} \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right). \quad (7)$$

При перестройке второго контура меняются, вообще говоря, как ваттная, так и безваттная составляющая эквивалентного сопротивления. Чем сильнее связь между контурами, тем больше эти изменения. Чем она слабее, тем меньше. Существует такая слабая связь, при которой (и при более слабой связи, — очевидно) перестройки во вторичном контуре не влияют на частоту собственных свободных колебаний первого контура, и он имеет частоту резонанса, не зависящую от соседства с вторым контуром.

Наоборот, при так называемой *сильной связи* присутствие второго контура и перестройки в нем сказываются на частоте собственных свободных колебаний первого контура.

Поэтому нам придется изучить отдельно работу генератора с самовозбуждением, частота которого равна частоте эквивалентного контура, образуемого взаимодействием двух контуров, при сильной и при слабой связи.

Предварительно надо рассмотреть, что следует понимать под частотой свободных колебаний связанной системы из двух контуров.



Черт. 140. Энергетический баланс в индуктивно связанных контурах.

#### § 4. Сильная связь двух контуров. Волны связи.

Предположим, что мы имеем два связанных контура, представленные на черт. 140. Поставим себе задачу выяснить, с какой частотой будет колебаться ток в системе, образованной этими двумя контурами, если, подав в них известный запас энергии, предоставить их самим себе. При этих условиях система будет колебаться с частотой своих собственных свободных колебаний.

Мы указали, что два индуктивно связанных контура могут быть заменены одним, имеющим эквивалентное ваттное сопротивление  $R$  и эквивалентное безваттное сопротивление  $X_I$ . Если этот контур колеблется с частотой своего резонанса, то его эквивалентное безваттное сопротивление равно нулю, т. е.

$$X_I = \left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right) - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right)^2} \left(L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}\right) = 0. \quad (8)$$

Анализ явления можно произвести двояко: 1) с учетом ваттных сопротивлений в каждом из контуров и 2) без учета их.

В первом случае мы получим точные, но довольно сложные формулы. Анализ их показывает, что при коэффициенте связи, меньшем некоторого предела, оба контура колеблются с собственными свободными частотами, и настройка одного на частоту колебаний другого влияния не оказывает. С некоторым приближением эту связь, характеризующую критическим коэффициентом связи  $K_0$ , можно считать равной:

$$K_0 = \frac{2 a_2}{\omega} = \frac{2 R_2}{2 L_2 \omega} = \frac{R_2}{L_2 \omega} = \frac{R_2}{\rho_2} = \frac{\delta_2}{\pi},$$

При коэффициенте связи, равном или меньшем, чем коэффициент критической связи  $K_0$ , контуры колеблются с частотами собственных свободных колебаний. При связи более сильной явление осложняется. Предположим, что связь у нас достаточно сильная и что ваттные сопротивления контуров по сравнению с безваттными очень малы и ими можно пренебречь.

В таком случае написанное выше (8) условие для определения частоты колебаний системы может быть упрощено:

$$L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} - \frac{\omega^2 M^2}{L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega}} = 0. \quad (9)$$

Займемся решением этого уравнения относительно круговой частоты  $\omega$ . Решение нам определит ту частоту, с которой система может колебаться.

Введем обозначения.

Круговая частота резонанса 1-го контура:  $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ .

Круговая частота резонанса 2-го контура:  $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ .

Относительная расстройка контуров:  $\frac{\omega_2}{\omega_1} = x$ .

Коэффициент связи контуров:  $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ .

Коэффициент рассеяния:  $\sigma = 1 - k^2$ .

Из уравнения (9) имеем:

далее:  $(L_1 C_1 \omega^2 - 1) (L_2 C_2 \omega^2 - 1) - M^2 \omega^2 C_1 C_2 \omega^2 = 0;$

$$\omega^4 (L_1 C_1 L_2 C_2 - M^2 C_1 C_2) - \omega^2 (L_1 C_1 + L_2 C_2) + 1 = 0,$$

и, вводя наши обозначения, после простых преобразований:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^4 - \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \cdot \frac{1+x^2}{\sigma} + \frac{x^2}{\sigma} = 0. \quad (10)$$

Решая это уравнение относительно  $\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2$ , имеем:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 = \frac{1+x^2}{2\sigma} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right),$$

откуда окончательно, беря только положительный корень последнего выражения, получаем:

$$\frac{f}{f_1} = \frac{\omega}{\omega_1} = \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right)} \quad (11)$$

Формула (11) дает решение для частоты собственных свободных колебаний системы, образованной двумя индуктивно связанными контурами, без учета ваттных сопротивлений контуров и при связи большей, чем критическая. Можно показать, что она справедлива и для других видов связи.

Мы получили решение, которое говорит следующее:

1. Система может колебаться с двумя частотами, из которых одна больше частоты резонанса первого контура и равна:

$$f_{II} = f_1 \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right)} = f_1 \cdot p_{II}, \quad (12)$$

где

$$p_{II} > 1$$

а вторая меньше частоты резонанса первого контура и равна:

$$f_I = f_1 \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}}\right)} = f_1 \cdot p_I, \quad (13)$$

где

$$p_I < 1.$$

2. Эти частоты соответствуют двум волнам  $\lambda_{II}$  и  $\lambda_I$ .

3. Частота  $f_{II}$  называется *быстрой* частотой связи, и ей соответствует короткая волна связи  $\lambda_{II} = \frac{\lambda_1}{p_{II}}$ ;  $\lambda_{II} < \lambda_1$ .

Частота  $f_I$  называется *медленной* частотой связи, и ей соответствует длинная волна связи:  $\lambda_I = \frac{\lambda_1}{p_I}$ ;  $\lambda_I > \lambda_1$ .

4. Волны связи зависят от степени связи контуров и от их относительной расстройки.

5. При настройке обоих контуров на одинаковую частоту, равную частоте резонанса первого контура, имеем  $x = 1$ , и

а) частоты связи равны:

$$f_{II} = \frac{f_1}{\sqrt{1-k}}, \quad (14)$$

$$f_I = \frac{f_1}{\sqrt{1+k}}; \quad (15)$$

б) волны связи равны:

$$\lambda_{II} = \lambda_1 \sqrt{1 - k}, \quad (16)$$

$$\lambda_I = \lambda_1 \sqrt{1 + k}. \quad (17)$$

6. При постепенной расстройке контуров частоты и волны связи меняются, причем крайними случаями являются:

а) связь колебательного контура (например первого) с апериодическим:

$$x = \frac{\omega_2}{\omega_1} = 0,$$

т. е.  $\omega_2 = 0$ ; следовательно, если менять только  $C_2$ , то

$$C_2' = \infty \quad \text{и} \quad \frac{1}{C_2 \omega} = 0.$$

б) связь колебательного контура с разомкнутым контуром:

$$x = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \infty,$$

т. е.

$$\omega_2 = \infty$$

и следовательно

$$C_2 = 0, \quad \frac{1}{C_2 \omega} = \infty.$$

7. Все изменения волн или частот связи удобнее всего изучить на графике. Подобный график представлен на черт. 141.

На черт. 141 на оси абсцисс отложена относительная расстройка второго контура относительно первого. По оси ординат отложено отношение частоты связи к частоте резонанса первого контура. Выше единицы мы имеем отношение быстрой частоты связи к частоте первого контура. Ниже единицы — отношение медленной частоты связи к частоте резонанса первого контура. На чертеже показаны кривые, относящиеся к одинаковой степени связи, характеризуемой квадратом коэффициента связи.

Рассмотрим этот чертеж подробно. Остановимся прежде всего на прямой, соответствующей коэффициенту связи, равному нулю. Она проходит через начало координат и точки (1, 1), (2, 2), (3, 3) и т. д. Эта прямая показывает, что при отсутствии связи между контурами, при расстройке второго контура относительно первого в 2, 3 и больше раз он имеет частоту колебаний, равную его частоте резонанса. Прямая, проходящая параллельно оси абсцисс через точку 1 и соответствующая точке  $K=0$ , показывает, что при этих условиях частота колебаний 1-го контура остается постоянной.

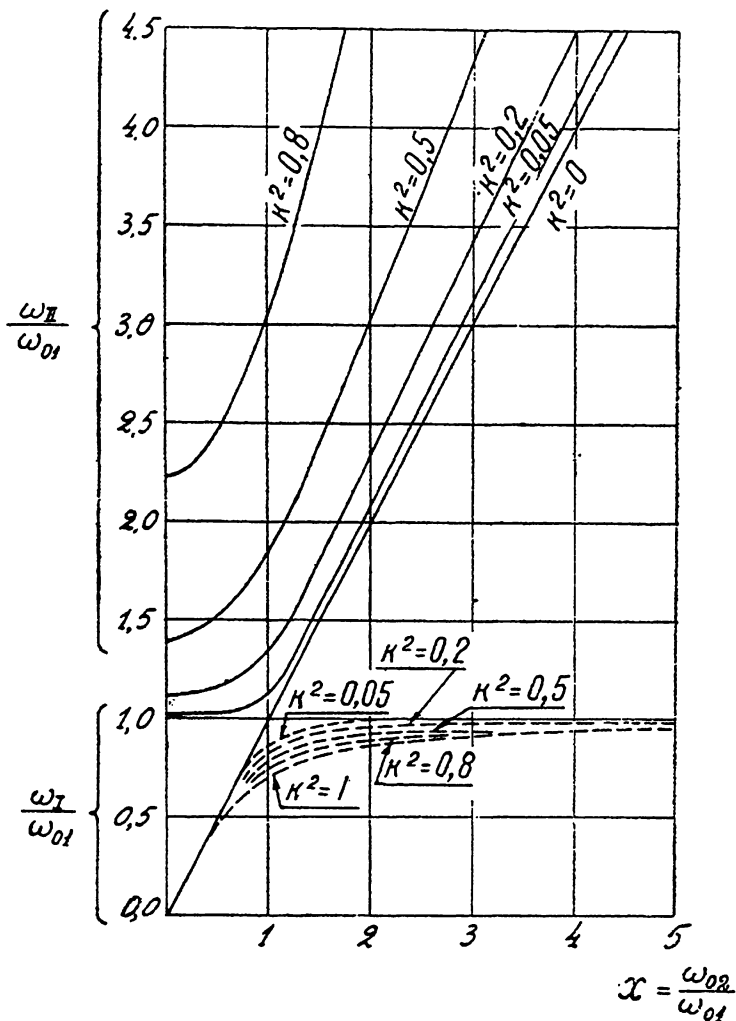
Рассмотрим вертикаль, проходящую через значение  $x=1$ . На ней мы находим частоты связи, соответствующие предварительной настройке контуров в резонанс. Например, при  $k^2=0,5$  имеем частоты связи:  $\omega_{II}=1,84\omega_1$  и  $\omega_I=0,77\omega_1$ . Из формул (14) и (15) и из чертежа легко видеть, что по мере увеличения связи частоты связи все больше и больше отличаются от резонансных частот контуров. Наоборот, при



уменьшении связи они все больше приближаются к резонансным частотам и при  $k=0$  в точках (1, 1) с ними сливаются.

Рассмотрим случай предварительной расстройки контуров.

Пусть  $x=4$ , т. е. второй контур имеет частоту собственных колебаний в 4 раза больше первого. Возьмем  $k^2=0,05$ . По формулам (12)



Черт. 141. Частоты связи двух контуров при отсутствии сопротивлений в них. (По Роговскому.)

и (13) легко рассчитать значения частот связи. Они равны  $\omega_{II} = 4,12\omega_1$  и  $\omega_I = 0,992\omega_1$ . На чертеже легко эти точки найти.

Если резонансная частота второго контура более низка, чем частоты первого, то мы имеем точки на кривых, соответствующие значениям  $p_1 = \frac{\omega_I}{\omega_1}$ , которые всегда меньше единицы.

Таким образом, если при постоянной связи мы стали бы расстраивать второй контур относительно первого, то возможные частоты связи мы могли бы прочесть: более быструю — по кривой, показанной сплошной линией и соответствующей данной степени связи, а другую — по аналогичной пунктирной кривой.

Данный график дает полное решение относительно возможных частот колебаний системы.

Фактически колебания будут происходить в обоих контурах либо на одной, либо на второй волне связи. На какой именно — зависит от добавочных условий, которые мы изучим ниже.

Изученные нами явления имеют прямое отношение к теории колебаний в связанных контурах, образуемых при сложной схеме. Добавочным осложнением является сама лампа, которая вносит новое в явления.

Следует различать следующие случаи:

1. Работа генератора с самовозбуждением при весьма слабой связи.
  2. Работа генератора с самовозбуждением при сильной связи.
  3. Работа генератора с независимым возбуждением при любой связи.
- Все эти случаи мы рассмотрим в дальнейшем подробно.

При независимом возбуждении генерируемая частота задается исключительно генератором с самовозбуждением первого каскада. Следовательно как в промежуточном контуре, так и в связанном с ним втором контуре существует только эта единственная частота. В данном случае нет речи о волнах связи, так как в обоих контурах мы имеем не свободные, а вынужденные колебания. Поэтому при изучении работы генератора с независимым возбуждением нам не придется вовсе заботиться о частоте, так как она задана. Здесь нас будет интересовать энергетический баланс.

При генераторе, работающем с самовозбуждением при слабой связи, тоже нет вопроса о генерируемой частоте, так как она, согласно сказанному выше, равна частоте резонанса первого контура, а также и второго, который настраивается на ту же частоту. Поэтому и здесь нас будет интересовать энергетический расчет.

При генераторе с самовозбуждением при сильной связи мы встретимся со всеми изученными нами только что явлениями, и нам придется определять волну связи, которая возбуждается в различных условиях. Особенностью, вносимой лампой, в этих условиях является зависимость появления той или другой волны связи от режима работы лампы, от связи между сеткой и контуром и др. Все эти особенности составляют содержание параграфа о теории затягивания.

## § 5. Работа по сложной схеме при критической связи.

Имеем два связанных между собой контура (черт. 142). Предположим, что связь осуществляется через взаимную индукцию. Энергетический баланс не изменится, если считать связь автотрансформаторной или емкостной. Отличаться будут только формулы, непосредственно характеризующие орган связи.

Первый (1) контур является генераторным или промежуточным контуром лампового генератора, включенным в анодную его цепь. Вторым (2) контур представляет радиосеть.

Обозначим все величины, относящиеся к промежуточному контуру, значком  $k$ , и все величины, относящиеся к радиосети, — значком  $A$ .

Предположим, что связь между контуром и сетью слабая и характеризуется критическим коэффициентом связи  $k_0$ . Согласно вышесказанному коэффициент связи равен:

$$k_0 = \frac{\delta_A}{\pi}, \quad (18)$$

или в другом виде:

$$k_0 = \frac{\delta_A}{\pi} = \frac{\pi R_A}{\pi \rho} = \frac{R_A}{L_A \omega} = 2 \frac{\alpha_A}{\omega} = \frac{M}{\sqrt{L_A L_k}}. \quad (19)$$

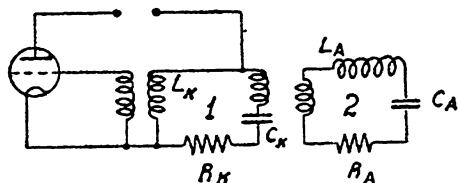
Предположим далее, что оба контура точно настроены в резонанс и возбуждаются на этой частоте. При этом безразлично, происходит ли в схеме самовозбуждение или независимое возбуждение: энергетические соотношения и волна будут те же, так как связь взята слабая.

Так как оба контура настроены одинаково и возбуждаются на общей частоте резонанса, то имеем:

$$L_k C_k = L_A C_A;$$

следовательно:

$$\frac{L_k}{L_A} = \frac{C_A}{C_k}. \quad (20)$$



Черт. 142. Два индуктивно связанных контура при критической связи.

Амплитуда электродвижущей силы, возбуждаемой промежуточным контуром в сети, равна:

$$E_A = M \omega I_k,$$

и так как безваттные сопротивления антенны скомпенсированы, то сила тока в ней равна:

$$I_A = \frac{M \omega I_k}{R_A};$$

следовательно, отношение между токами равно:

$$\frac{I_A}{I_k} = \frac{M \omega}{R_A}, \quad (21)$$

или воспользовавшись (20), имеем:

$$\left( \frac{I_A}{I_k} \right)^2 = \left( \frac{M \omega}{R_A} \right)^2 = \frac{k_0^2 L_A L_k \omega^2}{R_A^2} = \left( \frac{R_A}{L_A \omega} \right)^2 \cdot \frac{L_A L_k \omega^2}{R_A^2} = \frac{L_k}{L_A} = \frac{C_A}{C_k}. \quad (22)$$

Формула (22) показывает, что квадраты сил токов в контурах прямо пропорциональны емкостям контуров при критической связи. Это весьма важное соотношение между токами необходимо твердо помнить. Желая иметь в антенне более сильный ток, чем в контуре, необходимо иметь емкость ее больше.

Мощность в антенне равна:

$$P_A = \frac{1}{2} I_A^2 R_A,$$

или, имея в виду (22):

$$P_A = \frac{1}{2} I_k^2 \frac{(M\omega)^2}{R_A}. \quad (23)$$

Мощность, теряемая в контуре:

$$P_k = \frac{1}{2} I_k^2 R_k. \quad (24)$$

Мы называем сопротивление  $R'_A = \frac{M^2 \omega^2}{R_A}$  сопротивлением антенны, перечисленным на контур. Это *полезное* сопротивление системы согласно (23). Поэтому его желательно сделать возможно больше. Но в этом мы ограничены: во-первых — величиной взаимной индукции, которая не может быть взята выше предела, обусловленного критическим коэффициентом связи, и кроме того — величиной сопротивления антенны, которое не может быть уменьшено ниже определенного предела, зависящего от местных условий. Рассмотрим перечисленное сопротивление в другом виде. На основании (22) мы можем писать:

$$R'_A = \frac{M^2 \omega^2}{R_A} = R_A \quad \frac{M^2 \omega^2}{R_A^2} = R_A \quad \frac{L_k}{L_A} = R_A \frac{C_A}{C_k}. \quad (25)$$

Отсюда следует, что *полезное сопротивление* является также функцией отношения самоиндукций или, что нагляднее, — *функцией емкостей контура и антенны*. Мы видим всю важность этого отношения, с которым мы встречаемся второй раз. С целью увеличения антенного и ослабления контурного тока нам понадобилось увеличить емкость антенны и уменьшить емкость контура. Теперь мы видим, что это же требование возникает с другой стороны.

Полная мощность, расходуемая в системе:

$$\begin{aligned} P &= P_k + P_A = \frac{1}{2} I_k^2 R_k + \frac{1}{2} I_A^2 R_A = \frac{1}{2} I_k^2 R_k + \frac{1}{2} I_k^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_A} = \\ &= \frac{1}{2} I_k^2 \left( R_k + \frac{M^2 \omega^2}{R_A} \right) = \frac{1}{2} I_k^2 R_1. \end{aligned} \quad (26)$$

Следовательно отдача первого контура, или коэффициент полезного действия перехода энергии из первого контура в антенну равен:

$$\eta_{1k} = \frac{P_A}{P_A + P_k} = \frac{0,5 \cdot I_k^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_A}}{0,5 I_k^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_A} + 0,5 I_k^2 R_k} = \frac{M^2 \omega^2}{R_k R_A + M^2 \omega^2}. \quad (27)$$

Воспользовавшись (27) можно отдачу выразить иначе:

$$\gamma_{lk} = \frac{\frac{M^2 \omega^2}{R_A}}{\frac{M^2 \omega^2}{R_A} + R_k} = \frac{\frac{C_A}{C_k} R_A}{\frac{C_A}{C_k} R_A + R_k} = \frac{C_A R_A}{C_A R_A + C_k R_k}. \quad (28)$$

Формула (28) определяет отдачу генераторного контура при критической связи и кладется в основу всех расчетов генератора. Вернемся еще раз к отношению (22). Имеем:

$$\frac{I_A^2}{I_k^2} = \frac{\omega L_k}{\omega L_A},$$

или

$$I_A^2 \omega L_A = I_k^2 \omega L_k;$$

но так как напряжение на контуре равно:

$$V_k = \omega L_k I_k,$$

а напряжение на антенне равно:

$$V_A = I_A \omega L_A,$$

то

$$I_A V_A = I_k V_k \quad (29)$$

Формула (29) устанавливает равенство вольт-ампер в генераторном контуре и в антенне при критической связи. Это весьма важное соотношение. Оно указывает на запасы безваттной энергии, которые можно вместить в систему. Оно дает отношение между напряжениями, которые в одинаковой мере важны для передатчика и для антенны. Действительно, предельное напряжение на сети ограничивается соображениями коронирования ее проводов или условиями ее изоляции. Предельное напряжение на контуре ограничивается тем, что он включен в анодную цепь лампового генератора. Желая иметь возможно более выгодные соотношения в системе, как уже указывалось выше, мы должны стремиться к малым емкостям контура. Но тогда при заданных вольт-амперах начнет расти напряжение на контуре, что допустимо только до известного предела. Наконец, имея контур определенного вида, с элементами, взятыми из типового производства или же специально сконструированными, мы можем рассчитывать вместить в нем только определенные вольт-амперы, причем последние, при критической связи, точно равны вольт-амперам антенны. Эти соображения кладутся в основу проектирования или подбора деталей контура.

Таким образом мы установили основные зависимости для работы генератора по сложной схеме при критической связи.

Эти зависимости позволяют произвести полный расчет установки отправителя, работающего в подобных условиях.

Остановимся немного на анализе полученных результатов.

Сложная схема возбуждается генератором. Необходимо обосновать выбор тока, количества и режима работы ламп для этого. Остановимся

прежде всего на установлении мощности, которую необходимо иметь для работы по сложной схеме.

Полезная мощность в сети равна

$$P_A = \frac{1}{2} I_A^2 R_A.$$

При отдаче контура, равной  $\eta_k$ , полезная мощность, которую должна дать лампа, равна:

$$P = \frac{P_A}{\eta_k}; \quad (30)$$

но потери на аноде связаны с полезной мощностью зависимостью:

$$P_{ан} = P \frac{1 - \eta_2}{\eta_2},$$

где  $\eta_2$  — отдача генератора; следовательно при работе по сложной схеме справедливы следующие соотношения:

$$P_A = P_{ан} \frac{\eta_2 \eta_k}{1 - \eta_2} \quad (31)$$

или

$$P_{ан} = P_A \frac{1 - \eta_2}{\eta_2 \eta_k}; \quad (32)$$

Формулы (31) и (32) определяют соотношение между мощностью в радиосети и потерями на аноде, при заданной отдаче промежуточного контура и генератора. Они дают основание для выбора количества и типа ламп с точки зрения анодного рассеяния. Отдача промежуточного контура мощных передатчиков, не стесненных размерами элементов и их размещением, может достигать до 95% и более. По мере добавления специальных ограничений отдача уменьшается. Можно считать, что для передатчиков средней мощности, в несколько киловатт, она достигает 85—90%. У малых передатчиков, сильно стесненных размерами и материалами, отдача падает до 60—70%.

Необходимо иметь в виду, что специальные требования могут вынудить применять сложную схему, характеризующую определенным затуханием. Так для передачи концертной радио-телефонии необходимо пропускать через нее полосу низких частот в пределах от 20 до 7000 периодов в сек. без искажений. На длинных волнах это можно сделать только при достаточно большом затухании контуров, приводящем к тупым резонансным кривым. На коротких волнах, при очень большой разнице между высокими радиочастотами и частотами модуляции, эти затруднения отпадают.

При сложной схеме генератор оказывается нагруженным эквивалентным сопротивлением, образуемым эквивалентным контуром с параметрами: самоиндукцией и емкостью первого контура (промежуточного) и сопротивлением  $R_1 = R_k + R'_A$ , значительно превосходящим ваттное сопротивление самого контура. Следовательно генератор нагружен сопротивлением:

$$R_s = \frac{p^2 \rho_k^2}{R_1} = \frac{p^2 \rho_k^2}{R_k + R'_A}. \quad (33)$$

Для получения от лампы предельной мощности это сопротивление должно быть близко к предельному сопротивлению нагрузки лампы.

Как при подгонке колебательного напряжения к напряжению питания анода, при заданных вольт-амперах в контуре, так и при подгонке величины сопротивления нагрузки к лампе, при выбранном типе контура, мы имеем возможность менять коэффициент связи анода. Здесь полезно вспомнить сказанное о напряжениях на элементах контура в главе IV: предельное напряжение на контуре, обозначенное нами здесь символом  $V_k$ , связано с напряжением на части самоиндукции или емкости при контурах 2-го и 3-го вида зависимостью:

$$V_k = \frac{V}{p}, \quad (34)$$

где

$p < 1$  — коэффициент связи анода,

$V$  — колебательное напряжение на контуре.

**Пример. Задание.**

Рассчитать ламповый генератор, работающий по сложной схеме при критической связи между контуром и антенной и дающий: волну 600 м и мощность 2 кВт при сети, имеющей эквивалентные сосредоточенные постоянные: емкость  $C_A = 1000$  ом, сопротивление  $R_A = 5$  ом.

**Расчет.**

а) *Расчет элементов сети.*

1) Амплитуда тока в сети:

$$I_A = \sqrt{\frac{2P_A}{R_A}} = 28,2 \text{ ампер.}$$

2) Эквивалентная сосредоточенная самоиндукция сети:

$$L_A = 253 \frac{\lambda^2}{C_A} = 9,1 \cdot 10^{-5} \text{ генри.}$$

3) Характеристика сети:

$$\rho_A = \sqrt{\frac{L_A}{C_A}} = 286 \text{ ом.}$$

4) Частота системы:

$$f = 5 \cdot 10^5,$$

круговая частота:

$$\omega = 3,14 \cdot 10^6.$$

5) Амплитуда напряжения на сети:

$$V_A = I_A \rho_A = 8060 \text{ вольт.}$$

6) Вольт-амперы сети:

$$I_A V_A = 22,7 \cdot 10^4.$$

6) *Расчет элементов контура.*

1) Критическая связь между контуром и сетью:

$$k_0 = \frac{R_A}{\rho_A} = 1,75 \cdot 10^{-2},$$

т. е. 1,75%.  
 2) Задаемся отдачей промежуточного контура  $\eta_k = 90\%$  и его со-

противлением потерь  $R_k = 0,93$  ом. Последняя цифра должна быть взята из конструкторского и лабораторного архива или каталога и характеризует потери в типовом контуре определенного вида. Это сопротивление бывает от 0,1 ом у лучших контуров до 2—3 ом у плохих контуров.

3) Потери в контуре:

$$P_k = 0,5 I_k^2 R_k = P_A \frac{1 - \eta_k}{\eta_k} = 220 \text{ ватт.}$$

4) Емкость контура:

$$C_k = \frac{C_A R_A}{R_k} \cdot \frac{1 - \eta_k}{\eta_k} = \sim 600 \text{ см.}$$

Эта емкость всегда меньше емкости антенны. Трудно дать мотивированное обоснование ее выбора, если она не получается из расчета. Существуют лабораторные традиции и навыки, приводящие в среднем к удовлетворительным значениям емкости. Так, существует правило, чтобы емкость контура, выраженная в сантиметрах, равнялась длине волны в метрах. При этом отношение токов в контуре и в сети получается обычно удовлетворительным. Иногда руководствуются тем соображением, чтобы ток в контуре равнялся половине тока в сети. Но во всяком случае, если эта емкость является неизменной для данного типа передатчика, то выбор ее диктуется определенной комбинацией последовательно и параллельно соединенных типовых конденсаторов, способных выдержать необходимые вольт-амперы и в отдельности — напряжение и ток контура. Получающаяся при этом емкость может не соответствовать точно величине, которую хотелось бы получить и которую мы например вычислили. В этом случае, имея контур заданного типа с известным сопротивлением и известной емкостью, мы связаны отдачей, которую уже нельзя задавать произвольно.

5) Амплитуда тока в контуре:

$$I_k = \sqrt{\frac{2P_k}{R_k}} = 21,8 \text{ ампер.}$$

6) Вольт-амперы контура:

$$I_k V_k = I_A V_A = 22,7 \cdot 10^4.$$

7) Амплитуда напряжения на контуре:

$$V_k = \frac{I_A V_A}{I_k} = 10\,400 \text{ вольт.}$$



8) Самоиндукция контура:

$$L_k = 253 \frac{\lambda^2}{C_k} = 15,2 \cdot 10^{-5} \text{ генри.}$$

9) Коэффициент взаимной индукции между контуром и сетью:

$$M = k_0 \sqrt{L_A L_k} = 2060 \text{ см} = 2,06 \cdot 10^{-6} \text{ генри.}$$

10) Перечисленное на контур сопротивление сети:

$$R_A' = \frac{M^2 \omega^2}{R_A} = 8,37 \text{ ом.}$$

11) Полное ваттное сопротивление эквивалентного контура:

$$R_I = R_k + \frac{M^2 \omega^2}{R_A} = 9,3 \text{ ом.}$$

12) Полная полезная мощность генератора:

$$P = \frac{P_A}{\eta_k} = P_A + P_k = 2220 \text{ ватт.}$$

13) Характеристика контура:

$$\rho_k = L_k \omega = 477 \text{ ом.}$$

14) Наибольшая возможная величина эквивалентного сопротивления эквивалентного контура:

$$R_{s_{\max}} = \frac{\rho_k}{R_I} = 2,45 \cdot 10^4 \text{ ом.}$$

Это сопротивление получилось в предположении, что коэффициент связи анода  $\rho$  равен единице, что однако необязательно. Дальше мы дадим его действительную величину.

в) Расчет генератора.

1) Полезная мощность генератора:

$$P = 2,22 \text{ кВт.}$$

2) Ожидаемые потери на анодах генераторных ламп, при отдаче контура 0,9 и отдаче генератора 0,7:

$$P_{a_k} = P_A \cdot \frac{1 - \eta_z}{\eta_k \eta_z} = 950 \text{ ватт.}$$

3) Выбор типа ламп: по предполагаемому анодному рассеянию и необходимому максимальному импульсу:

$$I_m = \frac{5P}{E_a} = 1,11 \text{ ампер.}$$

Выбираем 2 лампы типа Г-100 с параметрами, отнесенными к идеализированной характеристике:  $E_a = 10\,000$ ,  $E_{a0} = 20\,000$ ,  $I_s = 1$  амп.,  $S = 6 \cdot 10^{-3}$ ,  $D = 4 \cdot 10^{-3}$ ,  $R_i = 41,7 \cdot 10^3 \text{ ом.}$

4) Коэффициент критического колебательного напряжения:

$$\xi_0 = 1 - \frac{I_m}{SE_a} - \frac{DE_{a0}}{E_a} = 0,983.$$

5) Колебательное напряжение:

$$V = 9830.$$

6) Предполагаем режим недонапряженным и считаем форму импульса остроконечной.

7) Имея полезную мощность  $P = 2,22$  кВт и колебательное напряжение, находим необходимую величину предельного сопротивления нагрузки:

$$R_s = \frac{V^2}{2P} = 21\,800 \text{ ом} = \frac{p^2 \rho_k^2}{R_l}.$$

8) Так как предельное напряжение на контуре, согласно п. 7-6, равно 10 400, то коэффициент связи анода равен:

$$p = \frac{V}{V_k} = 0,945.$$

9) Таким образом промежуточный контур имеет вид, показанный на черт. 143:

$$L_{1k} = pL_k.$$

10) Амплитуда первой гармоники:

$$I_{a1} = \frac{V}{R_s} = 0,45 \text{ ампер.}$$

Черт. 143. Контур 2-го вида.

11) Коэффициент первой гармоники:

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = 0,405.$$

Угол отсечки:  $\psi = 63^\circ$ .

Коэффициент постоянной составляющей:  $\alpha_0 = 0,23$ .

Постоянная составляющая:  $I_{a0} = \alpha_0 I_m = 0,255$  ампер.

Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 4,6$ .

Приведенное сопротивление (двух ламп):  $R'_i = \alpha_i \frac{R_s}{2} = 96 \cdot 10^3 \text{ ом.}$

12) Амплитуда напряжения на сетке:

$$V_c = DI_{a1}(R'_i + R_s) = 220 \text{ ватт.}$$

13) Напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = 43 \text{ ватт.}$$

14) Подводимая мощность:

$$P_0 = I_{a0} E_a = 2\,550 \text{ ватт.}$$

15) Мощность, рассеиваемая на анодах:

$$P_{a0} = P_0 - P = 330 \text{ ватт.}$$

16) Отдача генератора:

$$\eta_z = \frac{P}{P_0} = 87\%.$$

17) Полная отдача генератора и контура:

$$\eta = \eta_z \eta_k = 78\%.$$

Если генератор работает с самовозбуждением, то напряжение возбуждения сетки должно быть подано через орган связи ее с промежуточным контуром. При этом минимальное значение коэффициента взаимоиנדукции, необходимое для самовозбуждения, равно:

$$M_0 > \frac{R_i' R_k C_k + p^2 L_k}{p \mu} = \sim 3 \cdot 10^{-6} = 3000 \text{ см.}$$

Фактически для подачи напряжения  $V_c$  требуется коэффициент взаимоиנדукции, равный:

$$M = \frac{V_c}{\omega I_k} = 3240 > M_0.$$

Если генератор работает с независимым возбуждением, то напряжение возбуждения сетки должно быть подано предшествующим каскадом.

## § 6. Работа по сложной схеме при произвольной величине связи при независимом возбуждении.

Мы изучили условия работы генератора при критической связи. Мы установили, что предельная величина отдачи ограничивается минимальным сопротивлением антенны, которое можно или допустимо осуществить, и максимальным значением коэффициента взаимоиנדукции, который можно иметь, не переходя через критическую связь.

При работе с независимым возбуждением и при некоторых условиях при работе с самовозбуждением можно перейти предел критического коэффициента связи и благодаря этому добиться более высокого коэффициента полезного действия перехода энергии из промежуточного контура в антенну.

Ряд зависимостей, установленных нами выше, при этом изменяется. Поэтому мы рассмотрим этот случай, как отдельную задачу.

Имеем промежуточный контур с параметрами  $L_k$ ,  $C_k$  и  $R_k$ . Имеем антенну с параметрами:  $L_A$ ,  $C_A$  и  $R_A$ . Между ними имеется связь, характеризуемая коэффициентом связи  $k$ , который больше коэффициента критической связи  $k_0$ . Обозначим отношение нашего и критического коэффициентов связи:

$$q = \frac{k}{k_0}, \quad (35)$$

где  $q \geq 1$ .

В нашем случае эта величина больше единицы. Но все зависимости сохраняют силу и при величине связи меньшей, чем критическая. Такие условия имеются например у генераторов с самовозбуждением, если для обеспечения себя от опасности попасть в область затягивания берется связь более слабая, чем критическая. Невыгодность подобных условий с точки зрения отдачи очевидна. Но к этому может вынудить обстановка.

Итак полагаем  $q > 1$ . Имеем оба контура настроенными на одинаковую частоту, на которой они возбуждаются. Следовательно:

$$L_k C_k = L_A C_A \text{ и } \frac{L_k}{L_A} = \frac{C_A}{C_k}. \quad (36)$$

Находим отношение токов. Так как антенна настроена и ее безваттные сопротивления скомпенсированы, то имеем:

$$E_A = I_k M \omega \text{ и } I_A = \frac{M \omega I_k}{R_A}, \quad (37)$$

откуда

$$\begin{aligned} \left(\frac{I_A}{I_k}\right)^2 &= \left(\frac{M \omega}{R_A}\right)^2 = \frac{k^2 L_A L_k \omega^2}{R_A^2} = \frac{k^2 L_k}{L_A} \left(\frac{L_A \omega}{R_A}\right)^2 = \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \frac{L_k}{L_A} = \\ &= \frac{k^2}{k_0^2} \cdot \frac{C_A}{C_k}. \end{aligned} \quad (38)$$

Итак констатируем первое различие между теорией работы по сложной схеме при критической связи и связи большей или меньшей: только при  $q = 1$  формула (38) и формула (22) § 5 совпадают. Это значит, что при связи большей, чем критическая, при тех же емкостях ток в контуре может быть получен меньше, а, следовательно, потери в контуре понижены:

$$I_k = I_A \sqrt{\frac{C_k}{C_A}} \cdot \frac{1}{q}. \quad (39)$$

Подобно этому легко находим величину перечисленного сопротивления антенны:

$$R'_A = \frac{M^2 \omega^2}{R_A} = R_A \frac{M^2 \omega^2}{R_A^2} = R_A \frac{L_k}{L_A} q^2 = R_A \frac{C_A}{C_k} q^2, \quad (40)$$

которая тоже получается более выгодной.

Коэффициент полезного действия равен:

$$\eta_k = \frac{P_A}{P_A + P_k} = \frac{\frac{M^2 \omega^2}{R_A}}{R_k + \frac{M^2 \omega^2}{R_A}} \quad (41)$$

или

$$\eta_k = \frac{C_A R_A q^2}{C_k R_k + C_A R_A q^2} \quad (42)$$

Последнее соотношение показывает, что отдача промежуточного контура при связи большей, чем критическая, может быть значительно поднята. Наоборот при связи меньшей она резко падает при прочих равных условиях.

Исходя из отношения токов (39), легко установить отношение между вольт-амперами в контуре и в антенне при связи, отличной от критической:

$$\left(\frac{I_A}{I_k}\right)^2 = \frac{L_k \omega}{L_A \omega} q^2,$$

откуда

$$I_A V_A = I_k V_k q^2, \quad (43)$$

т. е. при  $q > 1$  вольт-амперы антенны больше.

Этим частностями отличается теория работы при связи, отличной от критической, от теории работы при критической связи.

Для генераторов с независимым возбуждением связь большая, чем критическая, является нормальной. Превышение бывает раза в 1,5—3. Предел увеличению ставится: отсутствием необходимости, так как уже при величине  $q=2$  отдача первого контура может быть повышена почти до 100%; далее—соображениями режимов генератора и конструктивного оформления контуров. Наконец, и это не менее важно—соображениями устойчивости работы схемы. Связь не должна быть повышена до такого предела, при котором явления, происходящие в антенне при нормальной эксплуатации (качание, иногда тряска, некоторое изменение сопротивления, зависящее от погоды и др.), оказывали бы настолько сильное возвратное действие на первый каскад, работающий с самовозбуждением, чтобы он мог в нежелательных пределах менять свою частоту. В идеале, при очень слабой связи промежуточных каскадов между собой и при хорошей нейтрализации емкостей схемы и лампы, а также паразитных связей через потоки рассеяния и через органы питания, можно ожидать, что это обратное воздействие будет ничтожно. Но с ним считаться приходится, так как далеко не все передатчики с независимым возбуждением работают с большим количеством слабо связанных каскадов и при условиях идеальной нейтрализации на всех волнах диапазона.

Из сказанного ясны все преимущества работы со связью большей, чем критическая.

## § 7. Сводка расчетных формул.

1. Коэффициент связи при индуктивной связи.

$$K_M = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

2. Коэффициент связи при автотрансформаторн. связи.

$$K_L = \frac{L_C}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

где  $L_C$  — самоиндукция, общая двум контурам.

3. Коэффициент связи при емкостной связи.

$$K_C = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{C_0}{C_1}\right) \left(1 + \frac{C_0}{C_2}\right)}},$$

где  $C_0$  — емкость, общая для двух контуров.

4. Ваттное сопротивление эквивалентного контура.

$$R_I = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}$$

5. Коэффициент полезного действия перехода энергии из 1-го контура во 2-ой

$$\eta = \frac{M^2 \omega^2}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}$$

6. Безваттное сопротивление эквивалентного контура.

$$X_I = \left( L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} \right) - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right)^2} \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right)$$

7. Коэффициент критической связи.

$$k_0 = \frac{2 a_2}{\omega} = \frac{R_2}{\rho_2} = \frac{\delta_2}{\pi}$$

8. Верхняя частота связи.

$$f_{II} = f_1 \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}} \right)}$$

9. Нижняя частота связи.

$$f_I = f_1 \sqrt{\frac{1+x^2}{2\sigma} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4\sigma x^2}{(1+x^2)^2}} \right)}$$

в обеих последних формулах обозначено:

$$x = \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

относит. расстройка 2-го контура относит. 1-го.

$$\sigma = 1 - k^2$$

коэффициент рассеивания.

10. Частоты связи при одинаковой частоте резонанса контуров.

$$f_{II} = f_1 \frac{1}{\sqrt{1-k}} \quad f_I = f_1 \frac{1}{\sqrt{1+k}}$$

# Формулы для расчета сложной схемы при критической связи

1. Коэффициент критической связи.
2. Отношение емкостей и самоиндукций.
3. Отношение токов.
4. Полезная мощность.
5. Полная мощность.
6. Коэффициент полезного действия перехода энергии.
7. Соотношение между вольт-амперами в контуре и в сети.
8. Полезная мощность и потери на аноде лампы.
9. Эквивалентное сопротивление эквивалентного контура.

$$K_0 = \frac{\delta_A}{\pi}$$

$$\frac{L_k}{L_A} = \frac{C_A}{C_k}$$

$$\left(\frac{I_A}{I_k}\right)^2 = \left(\frac{M\omega}{R_A}\right)^2 = \frac{L_k}{L_A} = \frac{C_A}{C_k}$$

$$P_A = \frac{1}{2} I_A^2 R_A = \frac{1}{2} I_k^2 \frac{M^2 \omega^2}{R_A}$$

$$P = \frac{1}{2} I_k^2 \left( R_k + \frac{M^2 \omega^2}{R_A} \right)$$

$$\eta_k = \frac{C_A R_A}{C_A R_A + C_k R_k}$$

$$I_A V_A = I_k V_k$$

$$P_{an} = P_A \cdot \frac{1 - \eta_2}{\eta_2 \cdot \eta_k}$$

$$R_g = \frac{p^2 \varrho_k^2}{R_k + \frac{M^2 \omega^2}{R_A}}$$

## Формулы для расчета сложной схемы при любом коэффициенте связи

1. Отношение коэффициента связи к коэффициенту критической связи.
2. Отношение токов.
3. Коэффициент полезного действия перехода энергии.
4. Вольт-амперы контура и антенны.

$$q = \frac{K}{K_0}$$

$$\left(\frac{I_A}{I_k}\right)^2 = q^2 \cdot \frac{L_k}{L_A} = q^2 \cdot \frac{C_A}{C_k}$$

$$\eta_k = \frac{C_A R_A q^2}{C_k R_A + C_A R_A q^2}$$

$$I_A V_A = q^2 I_k V_k$$

Во всех приведенных выше формулах значок  $k$  обозначает контур, а значок  $A$  — антенну.

## § 8. Литература к главе X.

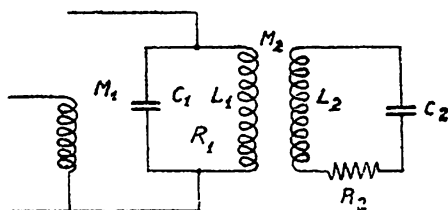
1. Bjerkness, N., Электрический резонанс. Журнал App. d. Ph. том XLIV, стр. 74, 92, 513, 1895.
2. Wien, M., Обратное действие резонирующей системы. A. d. Ph. (3), том LXI, стр. 651, 1197; далее, там же (4), том VIII, стр. 686, 1902.
3. Drude, P., Индуктивное возбуждение двух электрических цепей. A. d. Ph. том XIII, стр. 512, 1904.
4. Martienssen, O., Новые явления резонанса в цепях переменного тока. Ph. Zft, том II, стр. 448, 1910.
5. Subkis, S., Влияние связи при медленных затухающих колебаниях. Журнал JddT, том V, стр. 507—513, 545—563, 1912.
6. Kiebitz, F., Полное решение дифференциальных уравнений двух связанных колебательных контуров. A. d. Ph. том XL, стр. 138, 1913.
7. Lytle, O., Изучение электростатически связанных контуров. Журнал PIRE, том VII, № 4, 1919, стр. 427 и д.
8. Wien, M., Журнал JddT том XIV, № 5, стр. 442 и д.
9. Rogowski, W., Затухание двух индуктивно связанных колебательных контуров. A. f. El-k, том IX, стр. 427, 1920.
10. Cohen, L., Электростатически связанные контуры. Журнал PIRE, том VIII, № 5, окт. 1920, стр. 434—441.
11. Grösser, W., Затухание двух емкостно связанных колебательных контуров. A. f. El-k, том X, стр. 257, 1921.
12. Cohen, L., Частоты и показатели затухания в связанных контурах. Журнал PIRE, том IX, № 2, апрель 1921, стр. 150—163.
13. Heegner, K., Колебательные контуры с электрической и магнитной связью. A. f. El-k, том II, стр. 239, 1922, том 12, стр. 211, 1923.
14. Rossmann u. Zenneck, Отношение индуктивной и непосредственной связей. ZfN, том XXIII, № 3, стр. 54—56.
15. Rossmann u. Zenneck, Влияние проводниковой связи между двумя связанными контурами. ZfN, том XXIII, № 3, стр. 53—54, 1924.
16. Ollat, L., Опытное исследование резонанса связанных систем. Журнал L'O.E., окт. 1925.
17. Van der Pol B., Влияние затухания на частоты двух связанных систем. ZfN, том XXVIII, № 1, стр. 12—15.
18. Черданцев, И. А., Электрические колебания и волны. Москва 1925.
19. Bouthillon, L., Колебания высокой частоты, том III, Париж 1925.
20. Kammerloher, J., Условие передачи максимальной энергии в индуктивно связанных контурах. ZfN. 27 марта 1926, стр. 81—86.
21. Necht, H., Связанные колебательные системы. ENT апрель 1926, стр. 121—138.
22. Loftin u. White., Комбинированная электростатическая и электромагнитная связь и некоторые ее применения. Журнал PIRE, том XIV, № 5, окт. 1926, стр. 605—613.
23. Wilmore, R., Общие формулы для двух настроенных связанных контуров. Phil. Mag. ноябрь 1926, стр. 1098—1108.
24. Handel, P., Прохождение частот у модулированных передатчиков независимого возбуждения с несколькими связанными контурами. Telef. Z-g № 48/49. январь 1928, стр. 53—63.
25. Watanabe, Jasusi, О передатчике со сложной схемой с большим затуханием второго контура. ENT, том VI, № 6, стр. 244—248, 1929.
26. Петровский, А. А., Связанные незатухающие колебания. Москва 1927.
27. Зейтленок, Г. А., Прохождение боковых частот в радиотелефонных передатчиках. Вестник эл-ки № 1, 1930, стр. 8—10.
28. Кляцкин, И. Г., Расчет промежуточного контура. Радиосборник ОДР, II—III, 1930, стр. 44—58.



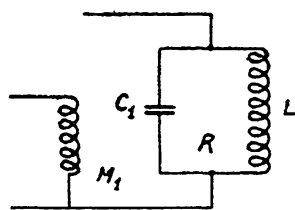
# ТЕОРИЯ ЗАТЯГИВАНИЯ.

## § 1. Изменения ваттного сопротивления эквивалентного контура с расстройкой контуров при различной связи между ними.

Рассмотрим явления в сложной схеме при самовозбуждении и связи большей, чем критическая. Все происходящее в этих условиях может быть объяснено при помощи эквивалентной схемы, заменяющей оба взаимодействующих контура. Имеем схему, представленную на черт. 144. Здесь промежуточный контур с параметрами  $L_1$ ,  $C_1$  и  $R_1$  включен в анодную цепь генератора с самовозбуждением и связан со вторым контуром, который мы считаем эквивалентным контуром антенны. Второй контур имеет параметры:  $L_2$ ,  $C_2$  и  $R_2$ . Между контурами имеется связь, в данном случае индуктивная, причем коэффициент связи  $k$  больше коэффициента критической связи  $k_0$ .



Черт. 144. Сложная схема лампового генератора с самовозбуждением.



Черт. 145. Эквивалентная схема двух связанных контуров при самовозбуждении.

Данная схема может быть заменена эквивалентной ей схемой, представленной на черт. 145. Здесь два контура заменены одним контуром, имеющим параметры:  $L$ ,  $C_1$  и  $R$ .

Ваттное (активное) сопротивление эквивалентного контура:

$$R = R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \quad (1)$$

и безваттное сопротивление:

$$\begin{aligned} X &= \left( \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right) - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) = \\ &= \omega \left[ L_1 - \frac{M^2 \omega \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right)}{R_2^2 + \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right)^2} \right] - \frac{1}{\omega C_1} = \omega L - \frac{1}{\omega C_1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$L = L_1 - \frac{M^2 \omega}{R_2^2 + \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right)^2} \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right).$$

Введем обозначения:

- 1) Резон. круговая частота первого контура:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

- 2) То же, второго контура:

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}.$$

- 3) Верхняя (быстрая) круговая частота связи:

$$\omega_{II}$$

- 4) То же, нижняя (медленная):

$$\omega_I.$$

- 5). Отношение:

$$\frac{\omega_{II}}{\omega_1} = p_{II}.$$

- 6) Отношение:

$$\frac{\omega_I}{\omega_1} = p_I.$$

- 7) Относительная расстройка второго контура:

$$x = \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

- 8) Ваттная составляющая перечисленного сопротивления второго контура:

$$R_2' = \frac{M^2 \omega^2}{Z_2^2} R_2$$

- 9) Ваттная составляющая сопротивления эквивалентного контура:

$$R = R_1 + R_2'.$$

В эквивалентном контуре, заменяющем оба взаимодействующих контура, могут возникнуть самовозбуждающиеся колебания либо на одной, либо на другой из изученных нами волн связи. Нашей задачей является установление, в каких условиях каждая из этих волн возбуждается.

Рассмотрим выражение для ваттной составляющей эквивалентного сопротивления (1). Оно зависит от частоты и от параметров контуров. Следовательно, оно различно для обоих волн связи.

Введем упрощение, ничего не меняющее по существу, но значительно облегчающее анализ: предположим, что ваттные сопротивления каждого контура много меньше безваттных. Тогда формула (1) может быть написана:

$$R = R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega^2}{\left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2}. \quad (3)$$

Остановимся на значении ваттной составляющей эквивалентного сопротивления, соответствующем верхней (быстрой) частоте связи. Имеем:

$$R_{II} = R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega_{II}^2}{\left( \omega_{II} L_2 - \frac{1}{\omega_{II} C_2} \right)^2}. \quad (4)$$

Вводя принятые нами обозначения и принимая во внимание, что:

$$\begin{aligned} \left( \omega_{II} L_2 - \frac{1}{\omega_{II} C_2} \right) &= \omega_{II} L_2 \left( 1 - \frac{1}{\omega_{II}^2 L_2 C_2} \right) = \omega_{II} L_2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_2}{\omega_{II}} \right)^2 \right] = \\ &= \omega_{II} L_2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \left( \frac{\omega_1}{\omega_{II}} \right)^2 \right] = \omega_{II} L_2 \left[ 1 - \frac{x^2}{p_{II}^2} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

имеем:

$$R_{II} = R_1 + R_2 \cdot \frac{M^2 \omega_{II}^2}{\omega_{II}^2 L_2^2 \left[ 1 - \left( \frac{x}{p_{II}} \right)^2 \right]^2} = R_1 + R_2 \frac{k^2 L_1 p_{II}^4}{L_2 (p_{II}^2 - x^2)^2}. \quad (6)$$

В этом выражении величина  $p$  зависит от степени связи. Но в числителе написан коэффициент связи; поэтому приведем все к одинаковым выражениям и рассмотрим, как может быть представлен коэффициент связи через  $p$  и  $x$ . Для этого обратимся к уравнению верхней частоты связи:

$$p_{II}^2 = \left( \frac{\omega_{II}}{\omega_1} \right)^2 = \frac{1 + x^2}{2(1 - k^2)} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4(1 - k^2)x^2}{(1 + x^2)^2}} \right],$$

и решим его относительно величины  $k^2$ . После простых преобразований находим:

$$k^2 = \frac{(p_{II}^2 - 1)(p_{II}^2 - x^2)}{p_{II}^4}. \quad (8)$$

Вводя найденное значение для  $k^2$  в формулу (7), имеем:

$$R_{II} = R_1 + R_2 \frac{L_1}{L_2} \frac{p_{II}^2 - 1}{p_{II}^2 - x^2}. \quad (9)$$

Формула (9) определяет ваттную составляющую эквивалентного сопротивления для быстрой частоты связи.

Формула дает верные значения для всех расстроек контуров, кроме значения  $x = 1$ . В последнем случае надо считать ваттную составляющую перечисленного сопротивления по точной формуле (1), так как при

$$\omega_{II} L_2 - \frac{1}{\omega_{II} C_2} \cong 0$$

нельзя очевидно пренебрегать ваттным сопротивлением второго контура по сравнению с безваттным. При  $x = 1$  имеем, так как  $\omega_{II}$  почти равно  $\omega_2$ :

$$R_I = R_1 + \frac{M^2 \omega_{II}^2}{R_2}.$$

При всех других значениях  $x$ , даже достаточно близких к единице, можно пользоваться формулой (9). Следовательно имеем:

а) для всех значений  $x$ , кроме  $x=1$ :

$$R'_{2\Pi} = R_2 \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{p_{\Pi}^2 - 1}{p_{\Pi}^2 - x^2} \quad (10)$$

б) при  $x=1$ :

$$R'_{2\Pi} \cong \frac{M^2 \omega_{\Pi}^2}{R_2}. \quad (11)$$

Изменение величины  $R'_{2\Pi}$  с расстройкой второго контура относительно первого при разных значениях коэффициента связи может быть выражено семейством кривых. Для лучшего усвоения характера этих кривых произведем расчет и построение одной из них для какого-нибудь частного случая.

Черт. 146. Изменение приращения ваттной составляющей эквивалентного контура с расстройкой вторичного контура при быстрой частоте связи.

ми черт. 141, гл. X, определяющими частоты связи при расстройке и изменении связи. Имеем:

$x$	$x^2$	$p_{\Pi}$	$p_{\Pi}^2$	$p_{\Pi}^2 - 1$	$p_{\Pi}^2 - x^2$	$y_{\Pi} = \frac{p_{\Pi}^2 - 1}{p_{\Pi}^2 - x^2}$
0	0	1,41	2,0	1,0	2,0	0,5
0,25	0,063	1,44	2,08	1,08	2,02	0,54
0,5	0,25	1,53	2,34	1,34	2,09	0,64
0,75	0,56	1,67	2,79	1,79	2,23	0,8
1,25	1,56	2,1	4,41	3,41	2,85	1,2
1,5	2,25	2,4	5,76	4,76	3,51	1,35
2,0	4,0	3,02	9,1	8,1	5,1	1,59
3,0	9,0	4,35	18,9	17,9	9,9	1,81

По этим данным построен черт. 146. При ослаблении связи кривые  $y_{\Pi}$  идут все круче и круче и при связи, равной нулю в пределе, идут по ломаной линии  $oab$ . При увеличении связи они идут все ниже и ниже и при связи, равной 1, совпадают с прямой  $cd$ . Таким образом при всевозможных значениях коэффициентов связи между 0 и 1 кривые  $y_{\Pi}$  располагаются в I и III квадрантах черт. 146. Пользуясь кривыми черт. 146, мы можем для любого значения расстройки и связи

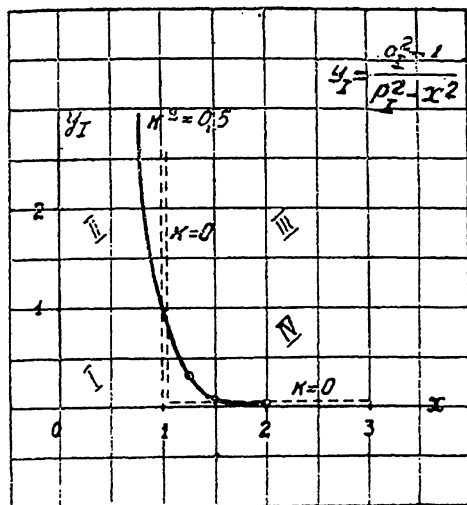
определить величину  $R_{21}'$ , а следовательно по форму (9) и ваттную составляющую эквивалентного сопротивления при быстрой волне связи.

Обратимся к сопротивлению для медленной волны связи. Имеем:

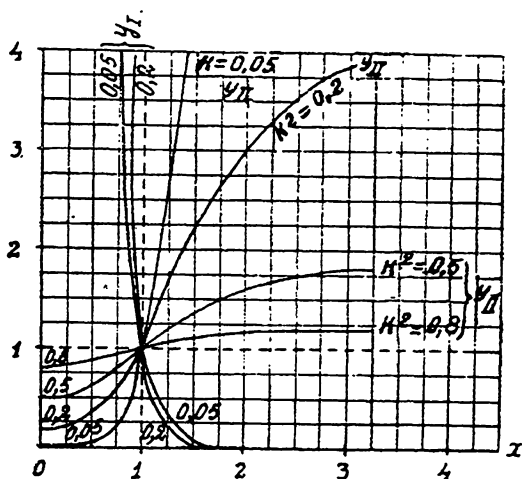
$$R_1 = R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega_1^2}{R_2^2 + \left( L_2 \omega_1 - \frac{1}{C_2 \omega_1} \right)^2}. \quad (12)$$

Вводя принятые нами обозначения, получаем, если пренебречь ваттным сопротивлением второго контура по сравнению с безваттным:

$$R_{21}' = \frac{k^2 L_1 R_2}{L_2 \left[ 1 - \left( \frac{x}{p_1} \right)^2 \right]^2}. \quad (13)$$



Черт. 147. Изменение приращения ваттной составляющей эквивалентного контура с расстройкой вторичного контура при медленной частоте связи.



Черт. 148. Изменение приращения ваттной составляющей эквивалентного сопротивления с расстройкой вторичного контура, для обеих волн связи.

Выводя, подобно тому как это было сделано выше, величину коэффициента связи из формулы для второй частоты связи, имеем:

$$k^2 = \frac{(p_1^2 - 1)(p_1^2 - x^2)}{p_1^4}. \quad (14)$$

Вводя эти значения в формулу (13), получаем:

$$R_1 = R_1 + R_2 \frac{L_1}{L_2} \frac{p_1^2 - 1}{p_1^2 - x^2}. \quad (15)$$

Формула (15) определяет ваттную составляющую перечисленного сопротивления второго контура при медленной частоте связи. Формула

справедлива для всех значений  $x$ , кроме  $x=1$ . Выделим из формулы множитель:

$$y_1 = \frac{p_1^2 - 1}{p_1^2 - x^2} \quad (16)$$

и выполним построения, аналогичные предшествующим. Тогда мы получим семейство кривых, расположенных в квадрантах II и IV, черт. 147.

На черт. 148 сведены все рассчитанные таким образом кривые. Здесь же показаны и все подобные кривые для быстрой частоты связи. Пользуясь этими кривыми, мы можем рассчитать для обеих волн связи ваттную составляющую эквивалентного контура, показанного на черт. 145.

*Таким образом мы можем считать, что знаем во всех возможных условиях опыта ваттную составляющую нашего эквивалентного контура, и нам надо обратиться к безваттной составляющей.*

## § 2. Изменения безваттного сопротивления, самоиндукции и затухания эквивалентного контура.

Безваттное сопротивление эквивалентного контура мы выражаем формулой (2) § 1. Так как емкость мы не меняем, а относим все изменения в безваттном сопротивлении первого контура, при замене его эквивалентным сопротивлением, за счет изменения самоиндукции, то самоиндукция эквивалентного контура равна:

$$L = L_1 - \frac{M^2 \omega}{R_2^2 + \left( L_2 \omega - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2} \left( \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right). \quad (17)$$

Полагая здесь ваттное сопротивление второго контура малым по сравнению с безваттным и применяя приведенные выше обозначения, легко показать, что эквивалентная самоиндукция принимает вид:

$$L = \frac{L_1}{p^2}, \text{ т. е. } L_I = \frac{L_1}{p_I^2} \text{ и } L_{II} = \frac{L_1}{p_{II}^2}. \quad (18)$$

Это легко себе представить иначе. Наш эквивалентный контур, заменяющий оба наши взаимодействующих контура, имеет две круговые частоты резонанса  $\omega_I$  и  $\omega_{II}$ . Для обеих частот выполняется условие:

$$\omega_I^2 L_I C_1 = 1 \text{ и } \omega_{II}^2 L_{II} C_1 = 1.$$

Но согласно условию первый контур имеет частоту резонанса, определяемую равенством:

$$\omega_I^2 L_1 C_1 = 1.$$

Деля последние выражения друг на друга, мы получаем зависимость (18).

$$\frac{\omega_{II}^2}{\omega_I^2} \frac{L_{II}}{L_1} = 1, \text{ т. е. } p_{II}^2 L_{II} = L_1,$$

$$\frac{\omega_I^2}{\omega_I^2} \frac{L_I}{L_1} = 1, \text{ т. е. } p_I^2 L_I = L_1,$$

где

$$p_{II} > 1, \quad p_I < 1.$$

Это значит, что для быстрой частоты связи  $f_{II}$  система ведет себя так, как будто самоиндукция первого контура уменьшилась, для другой частоты связи — наоборот.

Полученные нами значения для ваттной и для безваттной составляющих эквивалентного сопротивления позволяют нам определить затухание, которым обладает наш новый контур с эквивалентными постоянными:

$$L_{I, II} \text{ и } R_{I, II}.$$

Множитель затухания эквивалентного контура равен:

$$\alpha = \frac{R}{2L}, \text{ т. е. } \alpha_I = \frac{R_I}{2L_I} \text{ и } \alpha_{II} = \frac{R_{II}}{2L_{II}}, \quad (19)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \alpha_I &= \frac{R_I}{2L_I} p_I^2 + \frac{R_2}{2L_2} p_I^2 \cdot \frac{p_I^2 - 1}{p_I^2 - x^2} \\ \alpha_{II} &= \frac{R_I}{2L_I} p_{II}^2 + \frac{R_2}{2L_2} p_{II}^2 \cdot \frac{p_{II}^2 - 1}{p_{II}^2 - x^2} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Мы видим, что множитель затухания эквивалентного контура является функцией параметров обоих колебательных контуров, степени связи между ними и их относительной расстройки. При прочих равных условиях он меняется с расстройкой  $x$ . Для каждой из возможных волн связи он имеет определенное и, на основании вышеизложенного, известное нам значение. Следовательно для лампового генератора безразлично, какую из этих волн связи возбудить, так как эквивалентный контур для каждой из них имеет разное затухание и имеет разные ваттные сопротивления.

### § 3. Условия самовозбуждения при сложной схеме.

Мы знаем, что для самовозбуждения необходимо обеспечить между контуром и сеткой взаимную индукцию, определяемую условием:

$$M_1 \geq \frac{R_I R_1 C_1 + L_1}{\mu}. \quad (21)$$

Если бы мы имели только один первый контур, то при такой величине коэффициента взаимной индукции могло бы начаться самовозбуждение. Но мы имеем систему из двух контуров, заменяемую нами одним контуром с новыми параметрами. Следовательно для самовозбуждения колебаний в этом новом контуре, имеющем две возможные частоты колебаний, необходимо располагать другим значением взаимной индукции, а именно:

$$M_1 \geq \frac{R_I R C_1 + L}{\mu}. \quad (22)$$

Так как эквивалентная самоиндукция и эквивалентное сопротивление различны для обеих волн связи, то можно сделать вывод, что и связь между сеткой и контуром должна быть разная для обеих волн:

$$M_{I_1} \cong \frac{R_I R_{C_1} + L_I}{\mu} \quad \text{и} \quad M_{I_{II}} \cong \frac{R_{II} R_{C_1} + L_{II}}{\mu}. \quad (23)$$

Мы ставим себе задачу представить физическую картину явления затягивания достаточно наглядно и просто, насколько это возможно. Поэтому нас не интересуют точные численные соотношения между величинами, и для упрощения картины мы идем на упрощение выкладок. Мы знаем из предшествующих примеров, что в формуле коэффициента взаимоиנדукции (21) всегда слагаемое числителя  $R_I R_{C_1}$  больше слагаемого  $L$ . Поэтому, отбрасывая в этом выражении  $L$  по сравнению с  $R_I R_{C_1}$ , имеем упрощенное значение для коэффициента взаимоиנדукции:

$$M_I \cong \frac{R_I R_{C_1}}{\mu}. \quad (24)$$

Подставляя сюда значение для эквивалентного ваттного сопротивления, имеем:

$$M_I \cong \frac{C_1}{S} \left( R_1 + R_2 \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{p^2 - 1}{p^2 - x^2} \right);$$

$$M_I \cong \frac{C_1 R_1}{S} + R_2 \frac{p^2 - 1}{p^2 - x^2} \cdot \frac{1}{\omega_1^2 L_2 S};$$

откуда

$$\omega_1^2 L_2 S M_I \cong R_2 \frac{p^2 - 1}{p^2 - x^2} + \omega_1^2 L_2 R_1 C_1;$$

$$\omega_1^2 L_2 \frac{S M_I - R_1 C_1}{R_2} \cong \frac{p^2 - 1}{p^2 - x^2}. \quad (25)$$

Неравенство (25) определяет условия, при которых самовозбуждение может произойти.

Левая часть его имеет только одну переменную величину, а именно коэффициент взаимоиנדукции между сеткой и контуром лампы  $M_I$ . Все остальные величины при заданных параметрах контуров и лампы постоянны. Следовательно левая часть связывает коэффициент взаимоиנדукции с этими постоянными величинами, и для удовлетворения условий самовозбуждения она должна быть всегда равна или больше правой части. Другими словами, коэффициент взаимоиנדукции между сеткой и первым контуром должен быть таким, чтобы при заданных параметрах контура и лампы левая часть выражения (25) была больше правой. Правая же часть нам хорошо известна. Она представляет уравнение кривых, обозначенных нами буквой  $y$  и выражающих переменный множитель в формуле для перечисленного ваттного сопротивления второго контура:

$$y_I = \frac{p_I^2 - 1}{p_I^2 - x^2}, \quad (26)$$

$$y_{II} = \frac{p_{II}^2 - 1}{p_{II}^2 - x^2}. \quad (27)$$



Следовательно, правая часть связана с сопротивлением эквивалентного контура, а именно с той его частью, которая изменяется с расстройкой контуров и с изменением связи между ними.

#### § 4. Анализ условий самовозбуждения. Теория затягивания.

Самовозбуждение возможно для всех значений коэффициента взаимной индукции, удовлетворяющих неравенству (24). Для лучшего уяснения этих условий воспользуемся черт. 149, на котором кривые  $y_I$  и  $y_{II}$  построены для некоторого произвольного значения коэффициента связи между первым и вторым контуром. На этом чертеже кривая  $y_{II}$  изображает функцию

$$y_{II} = \frac{p_{II}^2 - 1}{p_{II}^2 - x^2},$$

относящуюся к быстрой частоте связи; кривая же  $y_I$  — то же для медленной частоты связи:

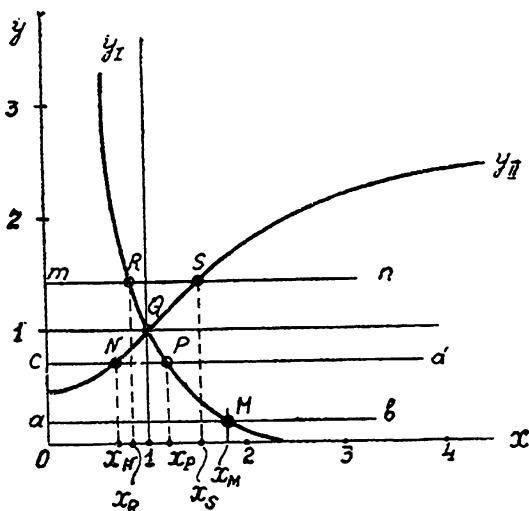
$$y_I = \frac{p_I^2 - 1}{p_I^2 - x^2}.$$

Рассмотрим левую часть неравенства (25). При заданных параметрах лампы и обоих контуров, а также при постоянной частоте резонанса первого контура  $\omega_1$  эта величина может изменяться только при изменении коэффициента взаимной индукции между сеткой и первым контуром:  $M_1$ . Согласно выражению (24) величина  $M_1$  является функцией сопротивления  $R$ , а следовательно при постоянной связи между контурами — функцией расстройки  $x$ . Следовательно левая часть неравенства (25) есть функция расстройки  $x$ . При постоянной величине взаимной индукции  $M$  эта функция расстройки является прямой, параллельной оси; уравнение этой прямой:

$$y_2 = \text{const} = \omega_1^2 L_2 \frac{SM_1 - R_1 C_1}{R_2}. \quad (28)$$

Следовательно самовозбуждение возможно для всех тех частот, для которых кривые  $y_I$  и  $y_{II}$  имеют точки, лежащие на пересечении с прямой  $y_2$  или же ниже ее.

Например:



Черт. 149. Изменение приращения ваттной составляющей эквивалентного сопротивления при расстройке вторичного контура при некотором произвольном, но постоянном коэффициенте связи между контурами.

а) Пусть  $M_1 = 0$ , тогда прямая  $y_2$  проходит параллельно оси абсцисс и ниже ее на расстоянии:

$$y_2 = -\frac{\omega_1^2 L_2 R_1 C_1}{R_2} = -\frac{R_1 L_2}{R_2 L_1};$$

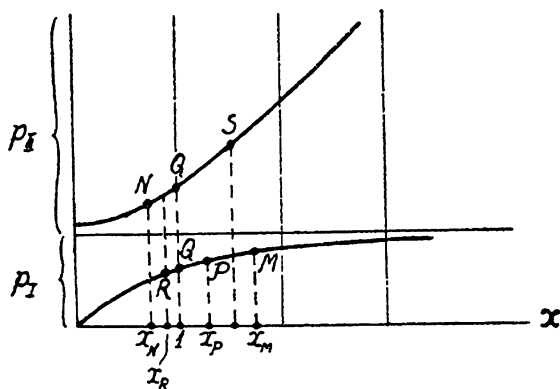
при этих условиях, очевидно, самовозбуждения быть не может, так как связь между сеткой и первым контуром отсутствует.

б) Возьмем значение коэффициента связи, достаточное для самовозбуждения первого контура, если он не связан со вторым:

$$M_1 = \frac{R_i R_1 C_1}{\mu} = \frac{R_1 C_1}{S}.$$

Подставляя это значение для  $M_1$  в формулу (28), получаем

$$y_2 = 0.$$



Черт. 150. Частоты связи двух контуров при изменении настройки вторичного контура для коэффициента связи, принятого на черт. 149.

пересекает кривую  $y_1$  в точке  $M$ . Следовательно волна связи  $\lambda_1$  может самовозбудиться при условии что  $y_2 = y_1$ . Но и для других точек кривой  $y_1$  самовозбуждение возможно, если для них связь оказывается избыточной, т. е. прямая  $y_2$  проходит выше их. Следовательно для всех значений расстройки второго контура, лежащих между расстройками, равными  $x_M$  и  $x = \infty$ , может произойти самовозбуждение на медленной частоте связи. Для того чтобы узнать, какие именно частоты могут самовозбудиться, надо вернуться к черт. 141 гл. X, на котором для каждого значения расстройки и коэффициента связи между первым и вторым контуром дается отношение  $p_1 = \frac{\omega_1}{\omega_1'}$ , из которого, зная  $\omega_1$ , легко найти  $\omega_1'$ .

На черт. 150 показана некоторая произвольная картина, соответствующая той связи между контурами, которую мы изучаем.

Согласно сказанному самовозбуждение при выбранном нами значении взаимной индукции между сеткой и первым контуром возможно на

участке кривой, соответствующем отмеченным нами расстройкам  $x > x_M$ .

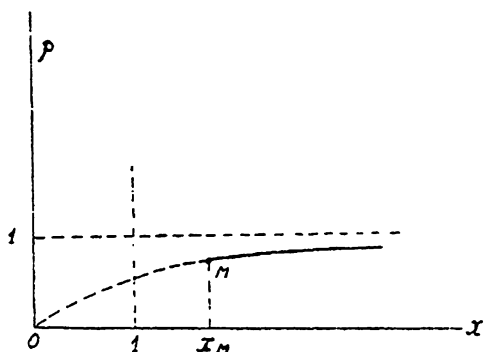
Отсюда мы видим, что при данном коэффициенте взаимной индукции самовозбуждается только одна единственная волна, и никакими перестройками в контурах возбудить другую волну не удастся. Для возбуждения ее надо или изменить связь между контурами или коэффициент взаимной индукции между сеткой и первым контуром. Далее мы видим, что самовозбуждается не та волна, на частоту которой настроены первый или второй контур, а волна с частотой более низкой, чем резонансная частота первого контура. Запомним вывод: при настройке второго контура на частоту более высокую, чем частота настройки первого контура ( $x > 1$ ), самовозбудиться может только частота более низкая, чем частота резонанса первого контура ( $\omega_1 < \omega_1$ ) (см. черт. 151).

г) Возьмем еще несколько большее значение коэффициента взаимной индукции между первым контуром и сеткой:  $M_1$ . Пусть оно таково, что прямая  $y_2$  проходит по линии  $cd$  (черт. 149). Теперь мы имеем две точки пересечения прямой связи сетки ( $y_2$ ) с кривыми  $y_1$  и  $y_{II}$ . Это точки  $N$  и  $P$ . Согласно сказанному выше самовозбуждение возможно на быстрой частоте связи при всех значениях расстройки, лежащих между пределами  $x=0$  и  $x=x_N$ , т. е. эта частота связи может самовозбудиться на всем участке кривой  $y_{II}$ , лежащей ниже прямой  $y_2 = cd$ . Фактическое значение самовозбуждающихся частот может быть для каждой точки кривой  $y_{II}$  найдено по черт. 141 в пределах от  $x=0$  до  $x=x_N$ . В этих пределах медленная частота связи самовозбудиться вовсе не может при выбранном нами значении связи между контурами и сеткой и первым контуром. Обратим внимание, что пределы расстройки от  $x=0$  до  $x=x_N$  соответствуют настройке второго контура на частоту более низкую, чем резонансная частота первого контура. При этом самовозбуждаются частоты только более высокие, чем резонансная частота первого контура ( $\omega_{II} > \omega_1$ ).

В промежутке между расстройками  $x_N$  и  $x_P$  ни одна из волн связи в данных условиях самовозбудиться не может. Это мертвая область, работать в которой при данном коэффициенте взаимной индукции между сеткой и первым контуром нельзя вовсе.

Начиная от расстройки  $x_P$  и для всех значений  $x > x_P$ , соответствующих более высоким частотам резонанса второго контура ( $\omega_2 > \omega_P$ ), самовозбуждение возможно на медленной частоте связи. Частоты, соответствующие этим условиям, показаны на черт. 152.

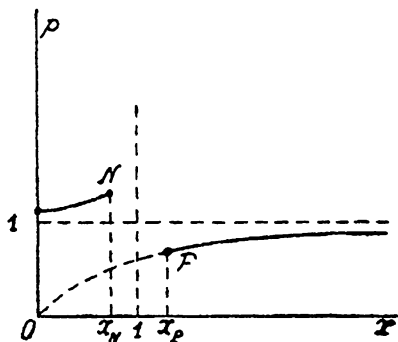
Опять-таки самовозбуждается не частота настройки того или иного



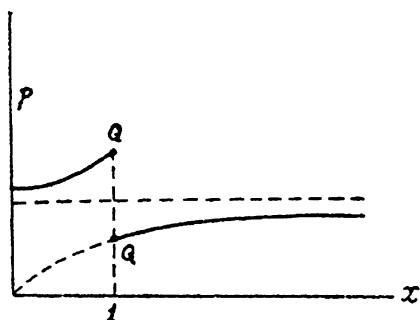
Черт. 151. Самовозбуждается только медленная частота связи.

контура, а так как  $x_p > 1$ , то  $\omega_1 < \omega_1$ , т. е. частота более низкая, чем частота резонанса первого контура.

д) Возьмем коэффициент взаимной индукции  $M_1$  таким, чтобы прямая связи сетки проходила через точку пересечения кривых  $y_1$  и  $y_{II}$ , т. е.  $y_2 = 1$ . Тогда на всем диапазоне расстроек второго контура от  $x=0$  до  $x=\infty$  возможно самовозбуждение: причем от  $x=0$  до  $x=1$  может самовозбудиться быстрая частота связи и от  $x=1$  до  $x=\infty$  может самовозбудиться медленная частота связи. При этом при  $x=1$ , т. е. в точке  $Q$ , происходит скачок частоты: при постепенном увеличении частоты резонанса второго контура происходит скачок частоты с быстрой частоты связи на медленную, при постепенном же уменьшении частоты резонанса второго контура происходит скачок вверх, с медленной частоты связи на быструю. Эта точка лабильна, и генерация при  $x=1$  неустойчива. Изменение частот, снятое с черт. 141, для наших условий представлено на черт. 153



Черт. 152. Самовозбуждаются обе волны связи. Имеется провал частот, возбудить которые при данных условиях не удается.



Черт. 153. Могут существовать обе частоты связи. При настройке контуров в резонанс происходит скачок с одной волны связи на другую.

е) Рассмотрим наконец наиболее характерный случай, по которому все явление получило свое название *затягивания*. Возьмем коэффициент взаимной индукции между сеткой и первым контуром  $M_1$  таким, чтобы прямая связи сетки  $y_2$  пошла по линии *т.п.* Эта прямая пересекает наши кривые в точках  $R$  и  $S$ .

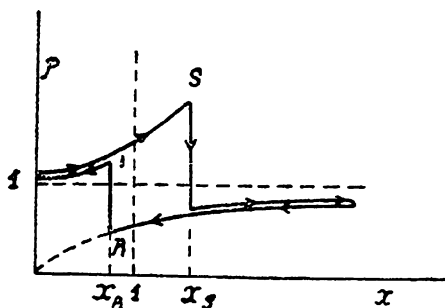
*Рассмотрим явление по частям.* Предположим, что второй контур имеет частоту резонанса  $\omega_2$  меньшую, чем частота резонанса первого контура, т. е.  $\omega_2 < \omega_1$  и  $x < 1$ . Начнем постепенно повышать резонансную частоту второго контура, например хотя бы путем уменьшения емкости конденсатора  $C_2$ . Тогда у нас будут самовозбуждаться частоты быстрой частоты связи. Определить их можно для каждого значения  $x$  по кривой  $\rho_{II}$  черт. 141, соответствующей коэффициенту связи между контурами, с которым мы работаем. Явление пойдет нормально и в точном соответствии с предшествующим случаем до точки  $Q$ . Здесь продолжает самовозбуждаться быстрая частота связи. При дальнейшем повышении  $\omega_2$  продолжает самовозбуждаться быстрая частота связи. Таким образом, идя от малых  $x$  к большим, мы перетягиваем частоту за критическую точку, в которой в предшествующем случае происходил

скачок частот. Хотя в области правее точки  $Q$  уже может существовать вторая частота связи, генерация происходит все еще на первой. Это явление получило название затягивания. Но оно продолжается только до точки  $S$ , где внезапно происходит скачок с кривой  $y_{II}$  на кривую  $y_I$ , т. е. с быстрой частоты связи  $f_{II}$  на медленную  $f_I$ . При дальнейшем увеличении расстройки генерация происходит на частотах кривой  $y_I$ , т. е. на медленной частоте связи.

Обратное явление наблюдается при постепенном уменьшении частоты резонанса второго контура. Предположим, что первоначально мы имеем  $x = \frac{\omega_2}{\omega_1}$  больше единицы. Далее мы его уменьшаем например

увеличением емкости конденсатора  $C_2$ . Тогда до точки  $Q$  генерация будет происходить на медленной частоте связи. В точке  $Q$  эта частота будет стабильна. При дальнейшем уменьшении  $\omega_2$  мы перетягиваем частоту по кривой  $y_I$ , хотя может уже существовать вторая волна связи. Здесь происходит явление перетягивания за точку  $Q$  или затягивание медленной частоты связи. При расстройке, соответствующей точке  $R$ , происходит скачок частоты на кривую  $y_{II}$ , и при дальнейшем уменьшении  $\omega_2$  генерация происходит на быстрой частоте связи.

Все сказанное представлено на черт. 154, причем частоты взяты для каждого значения  $x$  по кривым черт. 141. Стрелками показан путь расстройки и направление скачка частоты.



Черт. 154. Петля затягивания.

В области между  $x_R$  и  $x_S$  лежит так называемая петля затягивания.

Мы рассмотрели конкретный случай явления при некотором значении коэффициента связи между контурами. При другом значении явление имело бы такой же характер, но петля затягивания могла бы быть шире или уже.

Мы детально изучили изменение частот, которое происходит при сильной связи между двумя контурами при самовозбуждении. Мы указали, что существенную роль во всем явлении играет связь между сеткой и первым контуром. Она является основным фактором, определяющим течение процесса, если связь между контурами постоянна.

Мы указали на области в которых происходят скачки и затягивание частот. При этом мы исходили из несколько упрощенной картины, опустив в формуле коэффициента связи сетки меньшее слагаемое. Кроме того мы в самом начале пренебрегли ваттными сопротивлениями контуров по сравнению с безваттными. Все это несколько упростило картину явления, которое на самом деле протекает немного сложнее, и кривые иногда получают более неправильный вид. Они не пересекаются точно в точке  $Q$  черт. 149, но в некоторой области около нее

и т. д. Но в основном рассмотренная картина соответствует физической и теоретической стороне явления.

Вместе с изменениями частот происходит изменение токов как в первом, так и во втором контуре. Происходит такое же затягивание токов и наблюдаются такие же скачки токов. Обычно по этим признакам и судят о существовании затягивания, если не производят точного измерения частоты. Можно например наблюдать картины, представленные на черт. 155.

Но они могут протекать и сложнее. Наглядным признаком существования явления затягивания является неустойчивость режима при работе ключом.

Здесь может оказаться, что во время работы не восстанавливается тот же ток при повторном нажатии ключа, а появляется другой ток.

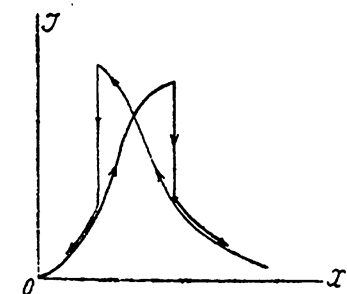
Объяснить скачки токов можно только качественно. Очевидно, что вместе со скачком частоты, да и при постепенном ее изменении при перестройке второго контура, меняется сопротивление нагрузки генераторной лампы. В нем меняется как числитель, так и знаменатель. Действительно, сопротивление разветвления эквивалентного контура равно:

$$R_s = \frac{\omega^2 L^2}{R},$$

где

$$L = \frac{L_1}{p^2},$$

$$R = R_1 + R_2 \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{p^2 - 1}{p^2 - x^2},$$



Черт. 155. Вид колебательно-го тока в антенне (вторичном контуре) при затягивании.

$$\omega = \omega_1 \text{ или } \omega_{II}.$$

Все эти величины меняются при перестройке второго контура и при изменении связи между контурами. В зависимости от свойств лампы она подбирает себе режим работы где-то около критического напряжения. С изменением сопротивления нагрузки меняется ее режим, и происходит резкое изменение токов как питающего, так и колебательного в промежуточном контуре и антенне.

Явление затягивания может быть легко воспроизведено в лаборатории, и все наши рассуждения проверены и сверены с расчетом.

Это явление представляет большой теоретический и практический интерес. Однако в настоящее время важность детального знания его отпала, так как редко применяются передатчики с самовозбуждением. Но в 1920—1925 гг. о нем писали очень много. В настоящее же время достаточно иметь ясное представление о его физической сущности и о мерах борьбы с ним.

Затягивания можно избежать радикально при независимом возбуждении. При этом генерируемая частота задается и сохраняется та, которую генерирует первый каскад с самовозбуждением.

Уже давно предложен Роговским способ борьбы с затягиванием путем связи сетки генераторной лампы не с первым, а со вторым контуром.

В русской литературе сделано предложение инж. Г. А. Зейтленком применять контур, который мы называем контуром 2-го вида, и связывать его с сеткой через взаимную индукцию с катушкой емкостной ветви.

Существует также указание, сделанное инж. Гинзбургом, на то, что критический коэффициент связи, при котором затягивание не наблюдается, должен быть рассчитан по формуле, дающей весьма близкое

значение, но все же отличное от общепринятого:  $k_0 = \frac{\partial_A}{\pi}$ .

## § 5. Литература.

1. Wien, M., О возвратном действии резонирующей системы. Журнал A. d. Ph. 1897, стр. 151.
2. Hazeltine, L., Колебательные контуры аудиона. Журнал PIRE, том VI, № 2, апрель 1918, стр. 63—99. Дискуссия, том VI, № 4, август 1918, стр. 219—220
3. Möller, H. G., К теории затягивания. JddT, том XVI, стр. 402, 1920.
4. Glage und Edler., О затягивании лампового передатчика с промежуточным контуром. A. f. El-k, том IX, 15 апрель 1920, стр. 20—29.
5. Heegner, K., О передатчике со сложной схемой. A. f. El-k, том IX, № 4, авг. 1920, стр. 127—152.
6. Rogowski, W., Передатчик со сложной схемой при любой комбинации первичной и вторичной связи. A. f. El-k, 1921, том X, № 5, 6, стр. 209—232.
7. Rogowski, W., Статьи о связанных колебаниях в ламповом генераторе. Журнал AfE {  
том IX, стр. 427—438.  
том X " 1—14.  
том X " 15—30, 1921.
8. Rogowski, W., Затухание двух индуктивно связанных колебательных контуров. AfE, том IX, № 11 и 12, стр. 427—438.
9. Glage und Edler., Затягивание и высшие гармоники у генератора со сложной схемой. AfEl-k, том X, 1921, стр. 56—72.
10. Rogowski, W., Скачки частот генератора со сложной схемой при первичной связи (связи с первым контуром), AfE, том X, № 1, стр. 1—14.
11. Rogowski, W., Передатчик со сложной схемой при связи с вторичным контуром. AfE, том X, № 1, стр. 15—30.
12. Harms, Связанные контуры при самовозбуждении. AfE, XVI, стр. 25. 1921.
13. Pauli, H., К теории измерений при помощи незатухающих электрических колебаний на двух индуктивно-связанных контурах. JddT, том XVII, № 5, май 1921, стр. 322—349.
14. Grösser, W., Затухание двух емкостно-связанных контуров при сильной связи. AfE, 1921, том X, № 7, стр. 257—276.
15. Grösser, W., О затягивании генератора с промежуточным контуром при емкостной связи. AfE, том X, № 8/9, дек. 1921, стр. 317—338.
16. Heegner, K., Об электрически и магнитно связанных при помощи электронных ламп возбужденных колебаниях.  
Часть I, AfE, 1922, том XI, стр. 239—266.  
Часть II, AfE, 1923, том XII, стр. 211—226.
17. Rukop., Число собственных частот генератора со сложной схемой. Zfth, 1923, том XII, № 9, стр. 313—317.
18. Heegner, K., О неустойчивых колебаниях и биениях в связанных контурах. JddT, том XXII, № 2, авг. 1923, стр. 73—80.
19. Heegner, K., О появлении биений в колебаниях с обратной связью.  
Часть 1 Z. f. Phys. том XIII, стр. 392—404.  
Часть 2 Z. f. Phys. 1923, том XIX, стр. 246—270.

20. Trautwein, Неустойчивые ламповые колебания. Журнал JddT, 1924, стр. 556.
21. Rossmann u. Zenneck, О вынужденных колебаниях в связанных ламповых схемах. ZfH, 1924, том XXIII, № 3, стр. 47—52.
22. Runge, W., Явление затягивания в индуктивно связанных контурах генераторов со сложной схемой. JddT, 1924, том XXIII, № 1, стр. 24.
23. Runge, W., Об устойчивых амплитудах возбужденных волн связи. AfE, 1924, том XIII, № 1, стр. 34—48.
24. Albertsheim, W., Критический обзор проблемы затягивания и его литературы, AfE, том XIV, № 1, 7 ноябрь, 1924, стр. 23—41.
25. Friedländer, E., О неустойчивых колебаниях, в особенности у ламповых передатчиков. Журнал AfE, 1926.  
 Часть 1, том XVI № 4, стр. 273—279, июль 1926.  
 " 2, " XVII № 1, " 1—16, сент. 1926.  
 " 3, " XVII № 2, " 103—142, окт. 1926.
26. Watanabe, Jasusi, Теория связанного контура с самовозбуждением. ENT, том VI, № 5, 1929, стр. 194—210.
27. Зейтленок, Г. А., Теоретическое и экспериментальное исследование явления затягивания катодного генератора. ТиТБП, том X, № 3 (54), июнь 1929, стр. 216—240.
28. Гинзбург, С. Г., Исследование явления затягивания и критического коэффициента связи. Вестник эл-ки, № 9—10, 1930, стр. 2, стр. 283—294.

## Г Л А В А XII.

### ЦЕПЬ СЕТКИ ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА.

#### § 1. Введение.

До сих пор мы останавливали наше внимание исключительно на анодной цепи лампового генератора. Мы рассчитывали полезную мощность, получаемую в колебательном контуре при различных режимах работы лампы, потери на аноде и коэффициент полезного действия трансформации частоты. Цепь сетки нас интересовала постольку, поскольку на сетку подавалось от постороннего источника или путем самовозбуждения через соответствующие органы связи некоторое напряжение, названное нами напряжением возбуждения сетки. Кроме того мы считались с тем, что для приведения схемы в условия работы при заданном режиме необходимо выбирать соответствующим образом исходное напряжение на сетке путем подачи на нее напряжения смещения. При всех этих рассуждениях мы не учитывали *потерь в цепи сетки*.

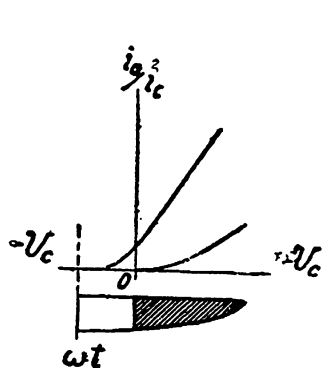
Вообще эти потери не велики. Но в зависимости от типа лампы и режима ее работы они все же могут достигать такой величины, что учет их желателен. Говоря о малости их, обычно понимают это по сравнению с потерями на аноде, полезной мощностью и подводимой мощностью. Они действительно много меньше. Но на сетке даже небольшие потери могут играть существенную роль. Это хорошо известно из теории и практики работы усилителей: при существовании сеточного тока, даже самой малой величины, появляются два фактора: во-первых, уменьшается сопротивление промежутка сетка—катод и падает степень усиления напряжения, во-вторых, появляются искажения, что особенно пагубно для последних каскадов усилителей. Но величина потерь в усилительных схемах нас не интересует.

Расход энергии в цепи сетки генераторов должен откуда-то покрываться. В генераторах с самовозбуждением он покрывается за счет

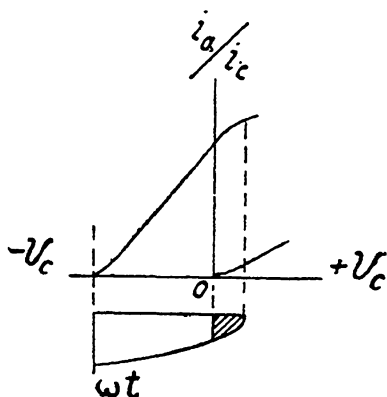


перехода некоторой доли полезной мощности из колебательного контура в цепь сетки. В генераторах с независимым возбуждением это составляет некоторую нагрузку задающего каскада. В обоих случаях, если колебательный контур отдает некоторую мощность  $P_x$  при колебательном токе в нем  $I_k$ , то это может рассматриваться, как результат вношения в контур некоторого сопротивления  $R'_x$ , равного:  $R'_x = \frac{P_x}{I_k^2}$ .

Следовательно надо считать, что в контуре имеется собственное сопротивление плюс это вносимое сопротивление, и мощность в нем равна мощности, расходуемой на покрытие собственных потерь и на передачу части энергии в соседнюю цепь, перечисленное на контур сопротивление которой равно  $R'_x$ . Но для того чтобы знать сопротивление цепи сетки, надо знать закон изменения *сеточного тока*.



Черт. 156. Генераторная лампа с правой характеристикой.



Черт. 157. Генераторная лампа с левой характеристикой.

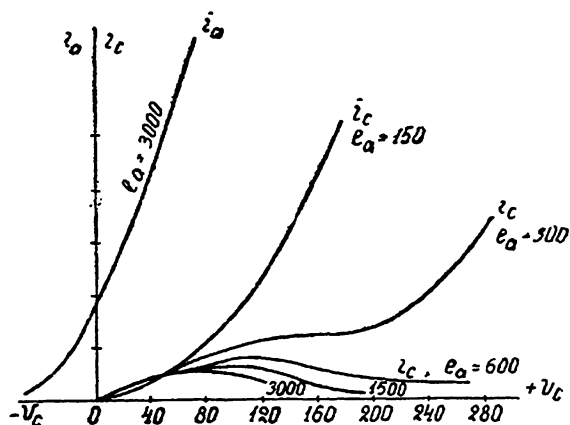
Очевидно, что при отсутствии последнего потерь на сетке быть не может. Однако точная форма сеточного тока нам никогда не известна. Но практически и не существует необходимости учитывать потери в цепи сетки с большой точностью. Достаточно знать их порядок и характер, для того чтобы правильно соразмерить задающий каскад и связь между ним и возбуждаемой лампой.

Сеточный ток появляется при положительных импульсах напряжения на сетке. Поэтому он совершенно различен для ламп с правыми и левыми характеристиками. Это видно из черт. 156, 157. В соответствии с небольшими значениями положительных импульсов и сеточных токов потери на сетках ламп с левыми характеристиками невелики. Наоборот, у большинства генераторных ламп, имеющих правые характеристики, эти потери возрастают. Отсюда следует вывод о необходимости применять лампы с левыми характеристиками в каскадах, работающих с искусственной стабилизацией частоты, например с кварцем, так как последний работает удовлетворительно только в условиях слабой нагрузки. То же относится к каскаду, непосредственно следующему за первым.

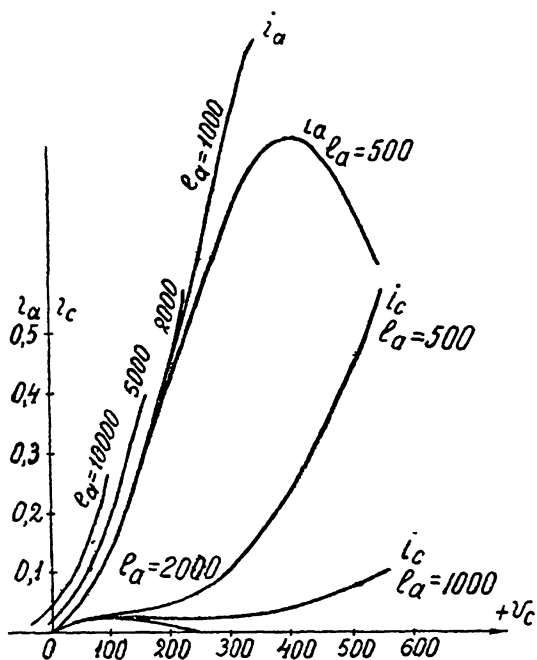
Сеточный ток и переменный режим сетки в схемах с самовозбуждением являются основными источниками дестабилизации частоты.

Таким образом очевидно, что знание формы сеточного тока при генерации очень желательно. Но для этого надо прежде всего знать вид семейства статических характеристик сетки при разных постоянных анодных и сеточных напряжениях. Во время же генерирования, когда во-первых, сетка нагружается сопротивлением или потенциометром смещения и во-вторых, находится в условиях работы с переменным анодным напряжением, вид характеристики сильно меняется. В этих условиях приходится иметь дело с *рабочей характеристикой сетки*.

Рассмотрим несколько характерных статических характеристик сеточного тока. Они показаны на черт. 158 и 159. Из этих чертежей видно, что до некоторого предела, связанного с напряжением на аноде, характеристики имеют довольно закономерный вид, причем их можно сравнивать с видом характеристик анодного тока в уменьшенном масштабе. Далее, при напряжениях, близких к анодным, начинается быстрый рост сеточного тока. Наконец весьма существенную роль играет



Черт. 158. Характеристики сеточного тока генераторной лампы Г-47 (Б<sub>4</sub>-250).



Черт. 159. Характеристики сеточного тока генераторной лампы Г-29.

участок с обратным загибом и перегибом сеточного тока, связанный с динаatronным эффектом на сетке лампы. Характерно, что ток сетки при динаatronном эффекте не только ослабевает, но часто меняет направле-

ние. Некоторое ослабление сеточного тока при динаatronном эффекте может оказаться желательным, так как при этом уменьшается нагрузка предшествующего каскада. Но переход в обратную сторону не только бесполезен, но во многих случаях и чрезвычайно вреден. Это можно пояснить в нескольких словах. Если в цепи сетки имеется сопротивление  $R_{см}$  (так называемый грид-лик, т. е. сопротивление смещения), то постоянная составляющая сеточного тока создает на нем падение напряжения:  $I_{с0} R_{см}$ . Это напряжение при нормальном направлении сеточного тока от катода к сетке создает на сетке отрицательный потенциал, называемый потенциалом смещения. При этом смещается исходная рабочая точка на анодной характеристике и анодный ток ослабевает. Вместе с тем уменьшаются потери на аноде. При изменении направления сеточного тока смещающий потенциал становится положительным, в связи с чем анодный ток возрастает и анод сильно нагружается. При большой перегрузке он может перегореть, но всегда до этого выпускает газ, вследствие чего условия вакуума в лампе сильно ухудшаются, что в свою очередь влияет на сеточный ток. Это явление представляет большую опасность для ламп, даже если применяется смещение через потенциометр от машины, так как этот потенциометр является своего рода сопротивлением смещения и играет отчасти ту же роль.

## § 2. Форма импульса сеточного тока.

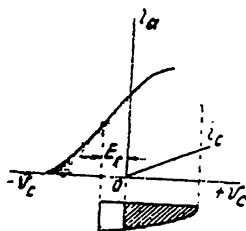
Несмотря на сложность и большое различие форм статических характеристик сеточного тока, на практике обычно импульс сеточного тока имеет много общего с анодным: он весьма похож на отрезок синусоиды. Иногда он имеет плоскую площадку наверху. Наконец при динаatronном эффекте на сетке он имеет седловину, совершенно сходную с таковой анодного импульса при перенапряженном режиме. Поэтому уместно сделать вывод о том, что рабочая характеристика сеточного тока имеет в реальных условиях вид прямой, наклоненной под известным углом к оси абсцисс. Действительно, мы связываем форму синусоидального (или косинусоидального, что совершенно безразлично, очевидно) импульса анодного тока с некоторой идеализированной прямолинейной рабочей характеристикой анодного тока, хотя статические характеристики заведомо криволинейны. При этом мы не получаем на практике больших погрешностей, так как наиболее протяженный участок рабочей характеристики действительно весьма близок по форме к идеализированному. Подобно этому и остроконечный импульс сеточного тока логично связывать с идеализированной рабочей характеристикой, имеющей форму прямой. Но здесь задача сильно упрощается, так как вполне допустимо считать, что все характеристики сеточного тока начинаются в начале координат, т. е. при напряжении на сетке, равном нулю. Таким образом, мы считаем, что форма рабочей характеристики сеточного тока есть прямая, наклоненная к оси абсцисс под углом, определением которого мы займемся ниже, и проходящая через начало координат (см. черт. 160). А раз так, то мы можем перенести на цепь сетки все формулы остроконечного импульса, введя понятие об угле отсечки  $\psi_c$  сеточного тока и о максимальном

импульсе его. Обратимся к черт. 161. Здесь представлена такая идеализированная характеристика сеточного тока и введены обозначения: для максимального значения импульса сеточного тока:  $I_{cm}$ , для угла отсечки сеточного тока  $\psi_c$ , для амплитуды напряжения возбуждения сетки  $V_{cm}$  и для максимального значения положительного импульса напряжения на сетке  $V_{ca}$ . Этими обозначениями мы будем в дальнейшем пользоваться. Пользуясь указанными обозначениями и картиной, представленной на черт. 161, мы можем легко установить основные зависимости для цепи сетки. Так, очевидно, что напряжение смещения связано с максимальным значением напряжения на сетке и углом отсечки соотношением:

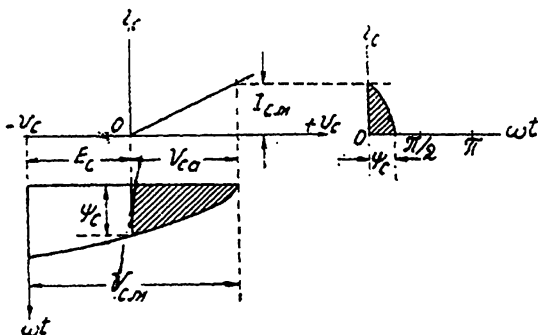
$$E_c = V_{cm} \cos \psi_c. \quad (1)$$

Сеточный ток, как функция времени, своего максимального импульса и угла отсечки, выражается формулой:

$$i_c = I_{cm} \frac{\cos \omega t - \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}. \quad (2)$$



Черт. 160. Идеализированная характеристика сеточного тока.



Черт. 161. Идеализированная характеристика сеточного тока.

Следовательно постоянная составляющая сеточного тока получается как функция формы импульса, его максимального значения и угла отсечки

$$I_{co} = I_{cm} \frac{\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c}{\pi (1 - \cos \psi_c)}. \quad (3)$$

Амплитуда первой гармоники выражается формулой:

$$I_{c1} = I_{cm} \frac{\psi_c - \sin \psi_c \cos \psi_c}{2 \pi (1 - \cos \psi_c)}. \quad (4)$$

Совершенно аналогично получаются и составляющие высших гармоник, которые нас однако совершенно не интересуют.

Таким образом мы видим, что мы можем пользоваться кривыми разложения косинусоидального импульса, причем нас будут интересовать более острые углы отсечки, чем при анодном токе. Действительно, во-первых, сетка работает всегда, если можно так выразиться, коле-

баниями II рода, следовательно наибольший угол отсечки, с которым практически придется иметь дело, это угол в  $90^\circ$ . Далее, так как обычно в ламповых генераторах напряжение смещения  $E_c$  больше наибольшего положительного значения  $V_{ca}$  сеточного напряжения, т. е.  $\cos \psi_c > \frac{1}{2}$ , то угол отсечки меньше  $60^\circ$ . Практически он бывает чаще всего от  $30$  до  $75^\circ$ . Хотя могут быть условия, в которых он доходит и до  $90^\circ$ , например у правых ламп.

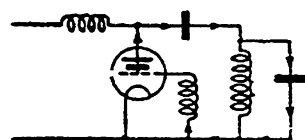
### § 3. Потери в цепи сетки.

Потери в цепи сетки бывают трех родов:

- а) потери на нагрев проводов самой сетки  $P_c$ ,
- б) потери на смещающем напряжении  $P_{cm}$ ,
- в) потери в органах связи сетки с колебательным контуром  $P_{ca}$ .

Последние потери обычно не велики и ими можно не интересоваться. Действительно, ваттное сопротивление катушек связи сетки бывает порядка нескольких ом. Это сопротивление, будучи помножено на квадрат сеточного тока, измеряемого миллиамперами или микроамперами, дает ничтожные величины потерь.

Потери на проводах самой сетки могут быть не малыми. Они могут в такой мере раскалить сетку, что она сама станет источником излучения электронов, так называемых вторичных электронов, обязанных своему вылету из сетки бомбардировке ее первичными, вытекающими из катода, электронами. Это явление известно под названием динаatronного эффекта на сетке и происходит при достаточно больших напряжениях как на аноде, так и на сетке, сообщающих первичным электронам достаточно большое ускорение и живую силу для разогрева сетки при ударах о нее. Но еще задолго до такого разогрева потери могут достигнуть заметных значений, которые следует учитывать. Существует также опасность выпуска сеткой поглощенных ею газов, при сильном нагреве.



Черт. 162. Путь емкостного тока в генераторной лампе.

Потери в органах смещения бывают одного порядка с потерями на проводах самой сетки и вместе с ними образуют основной источник расхода энергии и нагрузку предшествующего каскада. Эти потери обязаны своим существованием постоянной составляющей сеточного тока, так как переменные составляющие отводятся параллельным конденсатором.

Следует заметить, что в цепи сетки часто существует еще довольно значительный емкостной ток, проходящий по цепи: сетка, емкость между сеткой и анодом, анод, анодная цепь до катода, провода цепи сетки и сетка (см. черт. 162). Существование этого тока легко заметить по показаниям прибора переменного тока, включенного в тех частях этой цепи, где должен существовать лишь незначительный ток. Этот ток, обязанный своим существованием емкости между сеткой и анодом,

может достигать весьма значительных величин, измеряемых амперами в передатчиках, работающих короткими волнами при мощностях порядка нескольких киловатт. На пропускание этого тока должны быть рассчитаны вводные провода сетки у ламп, а также место спая этих проводов со стеклом. При сильном нагреве это место может легко дать трещины и пропустить в лампу газ. Но внутри самой лампы этот ток не связан с движением электронов и является чисто емкостным, безваттным током. Поэтому мы с этими потерями считаться не будем.

Мы ставим себе задачу дать математическое выражение потерям на проводах самой сетки и на органах смещения и привести эти выражения в такой форме, чтобы величины, в них входящие, могли быть легко измерены. Мы полагаем, что легче всего измерить в цепи сетки постоянную составляющую сеточного тока, что обычно и делается. Далее, нетрудно смерить действующее значение возбуждающего напряжения. Если его нежелательно мерить статическим вольтметром, обладающим емкостью в несколько десятков сантиметров, то его весьма легко рассчитать по известной величине сопротивления связи с возбуждающим органом и амплитуде тока в нем  $I$ :  $V_{cm} = I \omega M$ . Наконец всегда известно напряжение смещения. К этим трем величинам мы будем стремиться привести все наши теоретические и расчетные формулы.

Остановимся прежде всего на определении средних *суммарных* потерь в цепи сетки.

Мгновенное значение возбуждающего напряжения на сетке равно:  $v_c = V_{cm} \cos \omega t$ , мгновенное значение сеточного тока равно:

$i_c = I_{cm} \frac{\cos \omega t - \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}$ ; следовательно мгновенная мощность, расходуемая в цепи, сетки равна:

$$p_{c\Sigma} = V_{cm} I_{cm} \cos \omega t \frac{\cos \omega t - \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}.$$

Нас интересует средняя мощность; поэтому определяем ее из выражения:

$$P_{c\Sigma} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{V_{cm} I_{cm}}{1 - \cos \psi_c} \cdot \int_0^{\psi_c} \cos \omega t (\cos \omega t - \cos \psi_c) d\omega t,$$

интегрируя которое, находим:

$$P_{c\Sigma} = \frac{1}{2\pi} I_{cm} V_{cm} \frac{\psi_c - \sin \psi_c \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}. \quad (5)$$

Формула (5) определяет средние суммарные потери в цепи сетки независимо от того, в какой части цепи они происходят. Эти потери должны быть покрыты посторонним источником, будь то колебательный контур той же лампы при самовозбуждении, или же задающий каскад при независимом возбуждении. Если в цепи сетки нет колебательного контура, работающего в условиях резонанса токов, то посторонний источник должен быть способен подавать не только среднюю мощность, определяемую формулой (5), но и максимальное ее

значение, равное произведению амплитуды напряжения  $V_{cm}$  и максимального значения сеточного тока  $I_{cm}$ , т. е. величину:  $I_{cm} V_{cm}$ .

Нетрудно разбить суммарные потери на два слагаемых: потери на проводах самой сетки и на органах смещения.

Если на органе смещения поддерживается смещающее напряжение  $E_c$  и через него проходит постоянная составляющая сеточного тока  $I_{c0}$ , то *расход энергии на органе смещения равен*:

$$P_{cm} = I_{c0} E_c. \quad (6)$$

Если смещение подается через сопротивление, имеющее значение  $R_{cm}$ , то потери на нем могут быть выражены следующим образом:

$$P_{cm} = I_{c0}^2 R_{cm} = I_{c0} E_c = \frac{E_c^2}{R_{cm}}. \quad (7)$$

При наличии смещающего напряжения  $E_c$  между сеткой и катодом действует напряжение, имеющее мгновенное значение:

$$V_{cm} \cos \omega t - E_c. \quad (8)$$

Следовательно средние потери на проводах сетки получаются путем решения интеграла:

$$\begin{aligned} P_c &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\psi_c} i_c (V_{cm} \cos \omega t - E_c) d\omega t = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\psi_c} I_{cm} \frac{\cos \omega t - \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c} V_{cm} (\cos \omega t - \cos \psi_c) d\omega t = \\ &= \frac{1}{\pi} I_{cm} V_{cm} \frac{1}{1 - \cos \psi_c} \int_0^{\psi_c} (\cos \omega t - \cos \psi_c)^2 d\omega t. \end{aligned}$$

После интегрирования получаем:

$$P_c = \frac{1}{2\pi} I_{cm} V_{cm} \frac{\psi_c - 3 \sin \psi_c \cos \psi_c + 2 \psi_c \cos^2 \psi_c}{1 - \cos \psi_c}. \quad (9)$$

Формула (9) выражает *средний расход энергии на нагрев проводов самой сетки*. Очевидно, что последняя формула может быть получена также путем вычитания потерь на смещении из суммарных потерь. Формула точна, но выражена через величины, трудно измеряемые, как например максимальный импульс сеточного тока. Кроме того, раз потери в органе смещения измеряются при помощи приборов постоянного тока, то желательно выразить потери на проводах сетки тоже через постоянный ток. Для этого вернемся к черт. 162. На нем максимальный импульс сеточного тока связан с максимальным

значением положительного импульса напряжения на сетке соотношением:

$$S_{cp} = \frac{I_{cm}}{V_{ca}} = \frac{I_{cm}}{V_{cm} - E_c} = \frac{I_{cm}}{V_{cm}(1 - \cos \psi_c)}. \quad (10)$$

Следовательно можно говорить о крутизне рабочей характеристики сетки:  $S_{cp}$ . Это есть отношение величин  $I_{cm}$  и  $V_{ca}$ . Но нас интересует больше обратная величина, имеющая размерность и физический смысл сопротивления:

$$R_{cp} = \frac{V_{ca}}{I_{cm}} = \frac{V_{cm}(1 - \cos \psi_c)}{I_{cm}}.$$

Эту величину мы называем *рабочим сопротивлением* сетки, так как оно связано с величиной максимального импульса, формой рабочей характеристики и максимальным значением положительного напряжения на сетке. Вводя эту величину в наши формулы, имеем:

$$V_{cm} = R_{cp} I_{cm} \frac{1}{1 - \cos \psi_c}$$

и максимальные потери в цепи сетки:

$$I_{cm} V_{cm} = I_{cm}^2 \frac{R_{cp}}{1 - \cos \psi_c};$$

но максимальный импульс равен:

$$I_{cm} = \frac{1}{a_{c0}} I_{c0} = I_{c0} \frac{\pi(1 - \cos \psi_c)}{\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c},$$

$$\text{следовательно: } I_{cm} V_{cm} = I_{c0}^2 R_{cp} \cdot \frac{\pi^2(1 - \cos \psi_c)}{(\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c)^2},$$

и искомое выражение для средних потерь на проводах сетки равно:

$$P_c = \frac{\pi}{2} \cdot I_{c0}^2 R_{cp} \cdot \frac{\psi_c - 3 \sin \psi_c \cos \psi_c + 2 \psi_c \cos^2 \psi_c}{(\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c)^2}. \quad (11)$$

Придавая этому выражению обычный вид, имеем:

$$P_c = I_{c0}^2 R_{c0}, \quad (12)$$

где

$$R_{c0} = A_c R_{cp};$$

здесь коэффициент  $A_c$  равен

$$A_c = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\psi_c - 3 \sin \psi_c \cos \psi_c + 2 \psi_c \cos^2 \psi_c}{(\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c)^2}, \quad (13)$$

и величина  $R_{c0}^*$  может быть названа *внутренним сопротивлением цепи сетки по отношению к постоянному току*. Действительно, это есть множитель, на который надо помножить квадрат постоянного се-



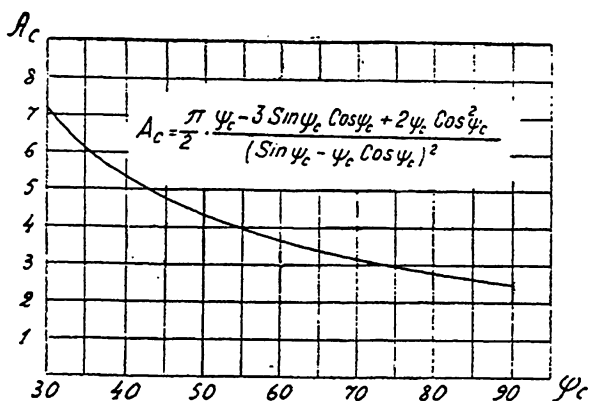
точного тока для получения потерь на проводах сетки, и следовательно это есть физически совершенно реальная и имеющая определенный смысл величина. Коэффициент приведения сопротивления сетки  $A_c$  может быть легко рассчитан по формуле (13) и значения его нанесены на график. Это выполнено на черт. 163. На черт. 163 это сделано для значений углов отсечки сетки от  $30^\circ$  до  $90^\circ$ . Нетрудно видеть, что коэффициент изменяется для обычных углов отсечки от 5,5 до  $2,5$  в довольно узких пределах, от 3 до 4. Следовательно, принимая среднее его значение равным 3,5, можно для быстрых, ориентировочных подсчетов положить:  $A_c = 3,5$  и

$$P_c = 3,5 \cdot I_{\omega^2}^2 R_{cp} = 3,5 I_{\omega^2}^2 \cdot \frac{V_{ca}}{I_{cm}}. \quad (14)$$

Таким путем можно прикинуть вероятные потери на проводах сетки.

Таким, образом мы установили зависимости, которые могут помочь правильно учесть потери на проводах сетки. Для этого однако

необходимо знать, или хотя бы примерно оценить, величину максимального импульса сеточного тока. Вторая величина — максимальный импульс положительного напряжения на сетке тоже должен быть известен, но это обычно нетрудно сделать для определенного типа лампы. Что касается максимального импульса сеточного тока, то он зависит от режима работы лампы и от ее свойств. Чем ближе режим лампы к пе-



Черт. 163. Коэффициент приведения сопротивления сетки.

ренапряженному, тем эта величина больше, и наоборот. Считая, что при наиболее часто встречающихся режимах генераторов, достаточно близких к перенапряженным, отношения максимальных импульсов анодного и сеточного токов и их постоянных составляющих примерно одинаковы, можно принять, что максимальный импульс сеточного тока равен примерно 10—25% от максимального импульса анодного тока.

Если форма импульса сеточного тока отличается от рассмотренного нами, то все-таки целесообразно базироваться на методе, только-что изученном, так как при несколько отличной форме импульса коэффициент  $A_c$  отличался бы от приведенного нами значения на 10—20%, не более. А этой точности для нас вполне достаточно.

Дальше мы остановимся на указании, как связать сказанное здесь с измерениями на практике, пока же обратимся к примерам и проверке нашей теории.

## § 4. Примеры.

Практическое подтверждение разработанная нами теория (1928) получила в опубликованной в американском журнале „Proceedings of the Institute of Radio Engineers“ статье о потерях в цепи сетки и о методах расчета и измерении их: „Потери на сетке в мощных усилителях“ PIRE, том XVII, июнь 1929, стр. 985—1005.

Автор приходит к выводу, что потери в цепи сетки следует рассчитывать по закону:

$$P_c = A \cdot I_{c0}^{1,34}, \quad (15)$$

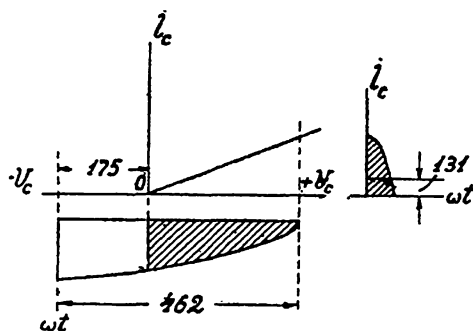
где

$A$  — коэффициент, зависящий от типа лампы и ее режима, величина для всех ламп различная,

$I_{c0}$  — постоянная составляющая сеточного тока.

Таким образом, автор базируется на экспоненциальном законе потерь. Нам кажется, что потери, как и полезные мощности, всегда сле-

дует стараться привести к квадратичным зависимостям, в особенности в тех случаях, когда они относятся к постоянному току. Поэтому мы проверили все наши выводы по опубликованному названным автором данным, оставляя на его совести утверждение о том, что эксперимент был поставлен чисто. Автор статьи произвел измерения над несколькими американскими лампами. Мы проверили эти расчеты и приводим их.



Черт. 164. Работа лампы UV-204A.

1. Американская лампа UV-204 A. Лампа работает при смещении на сетке, равном:  $E_c = -175$  вольт, амплитуде напряжения на сетке равной:  $V_{cm} = 462$  вольт и постоянной составляющей сеточного тока равной:  $I_{c0} = 131 \cdot 10^{-3}$  ампер (см. черт. 164). По формуле автора статьи потери получаются равными:

$$P_c = 0,0531 \cdot I_{c0}^{1,34} = 36 \text{ ватт.}$$

Определяем. Угол отсечки сеточного тока:

$$\cos \psi_c = \frac{E_c}{V_{cm}} = 0,379,$$

отсюда

$$\psi_c = 67^\circ,7;$$

при этом угле отсечки коэффициент постоянной составляющей равен:  $\alpha_{c0} = 0,245$  и следовательно максимальный импульс сеточного тока

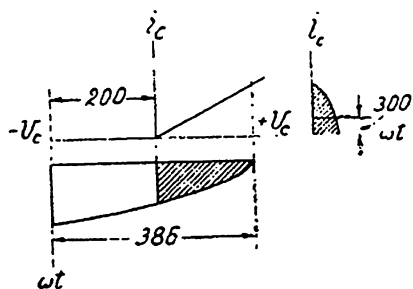
равен  $I_{cm} = \frac{I_{c0}}{\alpha_{c0}} = 0,534$  ампера. Максимальное положительное значение

сеточного напряжения равно:  $V_{ca} = 462 - 175 = 287$ . Следовательно рабочее сопротивление сетки равно:  $R_{cp} = \frac{V_{ca}}{I_{cm}} = 540$  ом. При отсечке  $\psi_c = 68^\circ$  имеем коэффициент  $A_c = 3,3$  и следовательно сопротивление постоянному току равно:  $R_{co} = 1780$  ом, а потери на сетке:

$$P_c = I_{co}^2 R_{co} = (0,131)^2 \cdot 1780 = 31 \text{ ватт.}$$

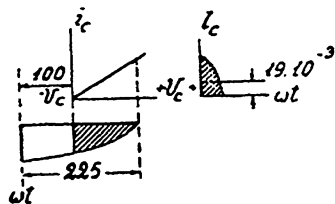
Непосредственными измерениями получены потери в 56 ватт (суммарные). Так как потери на сопротивлении смещения равны  $0,131 \times 0,175 = 23$  ватта, то, вычитая их из суммарных потерь, получаем потери на сетке в 33 ватт. Таким образом мы получили ошибку меньшую, чем у автора статьи.

2. Американская лампа UV-851 работает при постоянной составляющей  $I_{co} = 0,3$ , смещении  $E_c = -200$  вольт и  $V_{cm} = 386$  вольт. Следовательно потери на сопротивлении смещения равны:  $P_{cm} = 0,300 \cdot 200 = 60$  ватт. Общие потери, согласно измерениям, определены в 111 ватт, следовательно потери на самой сетке равны 51 ватт. Проверим эти данные (см. черт. 165).



Черт. 165. Работа лампы UV-851.

Черт. 166. Работа лампы UV-211.



Черт. 166. Работа лампы UV-211.

Имеем: угол отсечки сеточного тока:  $\cos \psi_c = \frac{E_c}{V_{cm}} = 0,518$ , откуда  $\psi_c = 59^\circ$ . Отсюда коэффициент  $A_c = 3,7$ . Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_{co} = 0,216$ . Максимальный импульс сеточного тока:  $I_{cm} = 1,39$  ампер. Максимальное значение положительного импульса напряжения  $V_{ca} = V_{cm} - E_c = 386 - 200 = 186$  вольт. Сопротивление рабочее  $R_{cp} = \frac{V_{co}}{I_{cm}} = 134$  ом, сопротивление постоянному току  $R_{co} = A_c R_{cp} = 134 \cdot 3,7 = 495$  ом. Наконец потери на проводах сетки:

$$P_c = I_{co}^2 R_{co} = (0,3)^2 \cdot 495 = 495 \cdot 0,09 = 45 \text{ ватт.}$$

Измерения дали 51 ватт. Ошибка расчета на 11%, что вполне удовлетворительно.

3. Американская лампа UV-211. Имеем данные:  $E_c = -100$ ,  $V_{cm} = 225$ ,  $I_{co} = 19 \cdot 10^{-3}$  ампер. Следовательно, потери на смещении  $P_{cm} = 100 \times 0,019 = 1,9$  ватт и так как по измерениям суммарные

потери равны 3,9 ватт, то потери на проводах сетки:  $3,9 - 1,9 = 2$  ватт. Расчет по формуле автора статьи дает:

$$P_c = 0,04 \cdot 19^{1,34} = 2,1 \text{ ватт.}$$

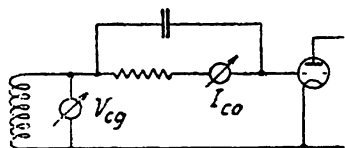
Наш метод дает: угол отсечки:  $\cos \psi_c = \frac{100}{225} = 0,444$  и  $\psi_c = 64^\circ$ , коэффициент постоянной составляющей:  $\alpha_{c0} = 0,235$ ; максимальный импульс  $I_{cm} = 81 \cdot 10^{-3}$  ампер, сопротивление постоянному току, при  $A_c = 3,45$  и  $R_{cp} = 1540$  ом, имеем равным  $R_{c0} = 5300$  ом, откуда потери на проводах сетки равны:

$$P_c = I_{c0}^2 R_{c0} = (19)^2 \cdot 5300 \cdot 10^{-6} = 1,9 \text{ ватт,}$$

т. е. почти совпадение с измерениями (см. черт. 166).

## § 5. Практический метод определения полных потерь.

Обычно измеряются: постоянная составляющая сеточного тока, напряжение смещения и действующее значение напряжения возбуждения сетки (см. черт. 167). Приборов надо иметь только два, если известно сопротивление смещения, так как напряжение смещения равно:  $E_c = I_{c0} R_{cm}$ . Возвращаемся к формуле (5), определяющей полные, суммарные потери на сетке:



$$P_{c\Sigma} = \frac{1}{2\pi} I_{cm} V_{cm} \frac{\psi_c - \sin \psi_c \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}.$$

Она может быть переписана:

Черт. 167. Схема для определения потерь в цепи сетки.

$$P_{c\Sigma} = \alpha_{c1} I_{cm} \cdot \frac{1}{2} V_{cm} = 0,5 I_{c1} V_{cm}. \quad (16)$$

Таким образом, мы имеем формулу, говорящую о том, что полная, подводимая к цепи сетки мощность равняется половине произведения первой гармоники сеточного тока на амплитуду напряжения возбуждения. Эта формула напоминает обычный вид формулы полезной мощности генератора. Но мерить первую гармонику неудобно. Поэтому перепишем последнее выражение в следующем виде:

$$P_{c\Sigma} = 0,5 \alpha_{c0} \cdot \frac{\alpha_{c1}}{\alpha_{c0}} \cdot I_{cm} V_{cm} = 0,5 \cdot I_{c0} \cdot \frac{\alpha_{c1}}{\alpha_{cm}} V_{cm}. \quad (17)$$

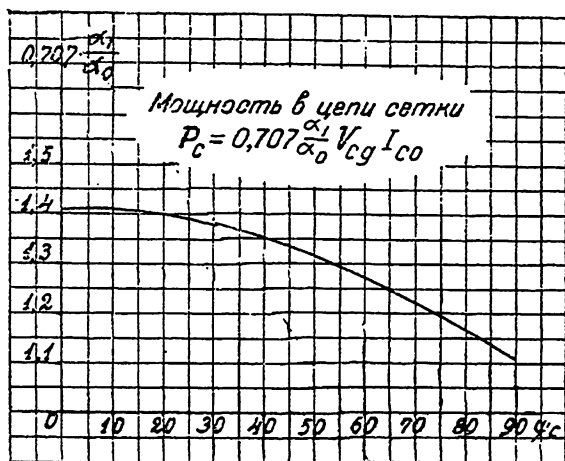
Если вольтметр измеряет действующее значение напряжения возбуждения, то  $0,5 V_{cm} = 0,707 V_{cd}$  и наша расчетная формула принимает окончательный вид:

$$P_{c\Sigma} = 0,707 \frac{\alpha_{c1}}{\alpha_{c0}} \cdot I_{c0} V_{cd} = \alpha_c \cdot I_{c0} V_{cd}. \quad (18)$$

Здесь легко измеряются постоянная составляющая и действующее

напряжение возбуждения. По известному смещению сразу же находим косинус угла отсечки:  $\cos \psi_c = \frac{E_c}{V_{cm}}$  и по нему по графику черт. 168 значение постоянного коэффициента  $\alpha_c$ , зависящего от режима сетки. Для быстрых подсчетов можно считать, что коэффициент  $\alpha_c = 0,707 \frac{\alpha_{c1}}{\alpha_{c0}}$  в среднем равен 1,25. Тогда легко запоминаемая формула для оценки вероятных суммарных потерь принимает вид:

$$P_{\Sigma} = 1,25 \cdot I_{c0} V_{c0}. \quad (19)$$



Черт. 168. Коэффициент приведения потерь на сетке.

Для проверки формул (18) и (19) вернемся еще раз к нашим примерам.

В первом примере: измерены суммарные потери, равные 56 ватт. По углу отсечки  $68^\circ$  имеем множитель  $\alpha_c = 1,22$ . Постоянная составляющая 0,131 ампер. Действующее напряжение 327 вольт. Подводимая мощность:  $1,22 \cdot 0,131 \cdot 327 = 52$  ватта. Расхождение 4 ватта.

Во втором примере имеем: суммарные потери по измерениям равны 111 ватт. Расчет дает: по отсечке  $59^\circ$  имеем коэффициент 1,275. Постоянная составляющая 0,3 ампер. Действующее напряжение 273 вольт. Подводимая мощность:  $1,275 \cdot 0,3 \cdot 273 = 105$  ватт. Расхождение 6 ватт.

В третьем примере: измерения дали подводимую мощность 3,9 ватт. Подсчет дает по углу отсечки  $64^\circ$ , коэффициенту  $\alpha_c = 1,25$  и действующему напряжению на сетке 159 вольт: подводимая мощность равна  $1,25 \cdot 0,019 \cdot 159 = 3,8$  ватт. Расхождение 0,1 ватт.

Таким образом, наши теоретические выводы и данные измерений дают полное совпадение, и на них можно базироваться при расчете потерь в цепи сетки.

## § 6. Сводка расчетных формул.

1. Уравнение импульса сеточного тока:

$$i_c = I_{cm} \frac{\cos \omega t - \cos \psi_c}{1 - \cos \psi_c}$$

2. Постоянная составляющая сеточного тока:

$$I_{c0} = I_{cm} \frac{\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c}{\pi (1 - \cos \psi_c)}$$

3. Амплитуда 1 гармоникки сеточного тока:

$$I_{c1} = I_{cm} \frac{\psi_c - \sin \psi_c \cos \psi_c}{2\pi (1 - \cos \psi_c)}$$

4. Суммарные потери в цепи сетки:

$$a) P_{c\Sigma} = 0,5 I_{c1} V_{cm},$$

где  $V_{cm}$  амплитуда напряжения возбуждения сетки.

$$б) P_{c\Sigma} = \alpha_c I_{c0} V_{cd},$$

где:  $I_{c0}$  постоянная составляющая сеточного тока и  $V_{cd}$  действ. значение напряж. возбужд. сетки, а коэффициент  $\alpha_c$  берется по черт. 168.

в) Формула для грубой оценки суммарных потерь:

$$P_{c\Sigma} = 1,25 I_{c0} V_{cd}$$

5. Потери в органе смещения:

$$P_{cm} = I_{c0} E_c$$

6. Потери на проводах самой сетки:

$$P_c = I_{c0}^3 R_{c0},$$

где:

$$R_{c0} = A_c R_{cp} =$$

$$= R_{cp} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\psi_c - 3 \sin \psi_c \cos \psi_c + 2 \psi_c \cos^2 \psi_c}{(\sin \psi_c - \psi_c \cos \psi_c)^2}$$

$$\text{и } R_{cp} = \frac{V_{cm}}{I_{cm}} (1 - \cos \psi_c),$$

а коэффициент  $A_c$  берется по кривой черт. 164.

7. Формула для оценки потерь на проводах самой сетки:

$$P_c = 3,5 \cdot I_{c0}^2 \cdot \frac{V_{ca}}{I_{cm}},$$

где:  $\left\{ \begin{array}{l} I_{c0} \text{ пост. сост. сет. тока.} \\ I_{cm} \text{ максим. импульс сет. тока.} \\ V_{ca} \text{ положительное значение} \\ \text{импульса сеточного на-} \\ \text{пряжения.} \end{array} \right.$

## § 7. Литература.

1. Appleton, E. V. L., Эффект тока катод — сетка. Phil. Mag. 1919, том XXXVII, стр. 129.
2. Japmouille, M., Косвенный способ определения сеточной характеристики. W. W. 19 ноября 1924.
3. Львович, Р. В., Теория и расчет катодных преобразователей. Цепь сетки, стр. 177—179, ТиБП, № 29, апрель 1925.
4. Одинов, А., Влияние магнитного поля на вторичные электроны сетки. ТиБП, VIII, № 2 (41) апрель 1927, стр. 189—192.
5. Jouast, R., Опытное исследование действия триодного генератора. Журнал L'O.E., VI, № 65, май 1927, стр. 200—211.
6. Шапошников, А. А., Об одном способе устранения влияния вторичного электронного излучения в ламповых схемах. ТиБП, VIII, № 6 (45) дек. 1927, стр. 666—670.
7. Какурин, С. И., Коэффициент полезного действия лампового генератора, ТиБП, IX, № 2 (47), апрель 1928, стр. 185—187.
8. Spritzer. Потери на сетке мощного усилителя. PIRE, июнь 1929, том XVII, стр. 985—1005.

## Г Л А В А XIII.

### УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАМПОВЫМ ГЕНЕРАТОРОМ.

#### § 1. Введение.

Электронная лампа, будучи поставлена в определенные условия работы, может служить для преобразования частоты. Обычно в генераторных схемах это преобразование заключается в повышении или, как говорят, в *умножении частоты*. В других отраслях радиотехники (при приеме и при некоторых измерениях) преобразование заключается в понижении или, как говорят, в *делении частоты*.

В настоящем курсе мы рассмотрим лишь умножение частоты, причем остановимся подробно на изучении удвоения и утроения, так как более высокая степень умножения частоты редко применяется.

Умножение частоты может происходить при различных условиях. Обычно цепь сетки возбуждается напряжением  $v_c$  частоты  $\omega$ , которую желательно повысить. В анодную цепь включают контур, настроенный на нужную частоту  $k\omega$ , и, с целью повышения отдачи, берут большое сеточное смещение. В настроенном контуре колебательный ток частоты  $k\omega$  выделяет полезную мощность.

Особенности работы генератора в умножительной схеме заключаются прежде всего в том, что форма тока несколько отличается от обычной, например косинусоидальной, отдача бывает значительно ниже и потери на аноде много больше, чем при обычных условиях работы генератора. Кроме того, с целью более резкого выделения нужной частоты  $k\omega$  и подавления остальных частот, применяют часто двухтактные схемы, причем колебательный контур должен быть включен определенным образом, для того чтобы способствовать умножению, а не препятствовать этому. Все эти условия будут составлять предмет нашего изучения.

Основное преимущество схем умножения частоты заключается в том, что взаимодействие между различными цепями одной и той же лампы, а также между различными цепями многокаскадных установок,

значительно ослабляется, вследствие чего обратное действие более мощных каскадов на менее мощные сказывается гораздо слабее. Благодаря этому действие дестабилизирующих факторов парализуется, и установка лучше удерживает частоту.

Второе преимущество относится, главным образом, к схемам коротких и ультракоротких волн. Применение кварца для стабилизации очень высоких частот при работе кристалла на основной частоте представляет большие затруднения, так как пластинка должна быть очень тонкой, а следовательно и хрупкой и трудно изготавливаемой. Используя принцип умножения частоты, можно в первом каскаде применять кварц, достаточно толстый и крепкий, для стабилизации сравнительно длинной волны (порядка сотен или тысяч метров), постепенно повышая частоту, путем умножения ее, в последующих каскадах. Этим путем удастся стабилизировать колебания не только коротких, но и ультракоротких волн, доводя их устойчивость до значений одного порядка с теми, которые можно получить на длинных волнах.

## § 2. Общее уравнение анодного тока при удвоении частоты.

Предположим, что мы имеем схему трехэлектродной лампы, цепь сетки которой возбуждается при помощи постороннего источника напряжением, меняющимся с частотой  $\omega$ . В анодной цепи лампы имеется колебательный контур, в котором необходимо выделить некоторую полезную мощность током, меняющимся с двойной частотой.

Если генератор работает в условиях колебаний II рода, то анодный ток, точная форма импульсов которого нам пока неизвестна, существует лишь в течение некоторой доли периода, в остальное же время он отсутствует. Этот ток может рассматриваться как сумма постоянной составляющей и ряда переменных токов, меняющихся с различными кратными частотами. Все эти токи, проходя по анодной цепи, встречают на своем пути колебательный контур. В зависимости от настройки контура он представляет для этих токов совершенно различные сопротивления. Так как нашей целью является выделение второй гармоники из всего ряда, то целесообразно колебательный контур настроить на двойную частоту  $2\omega$ . Для этой частоты контур представляет наибольшее сопротивление: его ветви настроены в резонанс, и сопротивление разветвления, образованное ветвями контура, мы будем называть *эквивалентным сопротивлением контура*, обозначая его буквой  $R_s$ . Величина этого сопротивления может быть обычным образом рассчитана по формулам, детально изученным в главе IV, причем единственным отличием является то, что данный контур настроен на частоту  $2\omega$ . По отношению к току двойной частоты наш колебательный контур ведет себя точно так же, как и в обычной схеме генератора контур, настроенный на основную частоту. Следовательно можно считать, что сопротивление, представляемое контуром для токов всех частот, кроме частоты  $2\omega$ , ничтожно мало, и напряжениями, выделяемыми этими токами на контуре, можно пренебречь. Таким образом, на колебательном контуре выделяется напряжение:

$$v = V \cos 2\omega t, \quad \text{где: } V = I_{a1} R_s.$$



С целью повышения отдачи на сетку подается смещающее напряжение  $E_c$ . Суммарное напряжение на сетке равно следовательно:

$$v_c = V_c \cos \omega t - E_c.$$

Мгновенное напряжение на аноде лампы равно:

$$e_a = E_a - V \cos 2\omega t.$$

Подставляя полученные выражения для напряжений на сетке и на аноде в уравнение характеристики лампы:

$$i_a = S[v_c + D(e_a - E_{a0})],$$

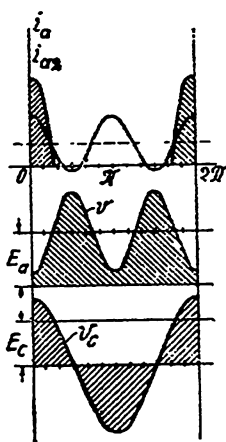
получаем искомое уравнение для анодного тока при удвоении частоты:

$$i_a = S[V_c \cos \omega t - E_c - DV \cos 2\omega t + D(E_a - E_{a0})]. \quad (1)$$

Фазовые соотношения между токами и напряжениями в цепях лампы представлены на черт. 169.

На этом чертеже показаны: импульс анодного тока с отсечкой около  $50^\circ$ ; постоянная составляющая анодного тока; вторая гармоника, наложенная на постоянную составляющую; анодное напряжение; наложенное на него колебательное напряжение; напряжение смещения сетки и наложенное на него напряжение возбуждения сетки. Как видно из чертежа, вторая гармоника анодного тока и колебательное напряжение меняются с двойной частотой по сравнению с изменением напряжения на сетке, так как на один период сеточного напряжения приходится два периода тока второй гармоники и колебательного напряжения.

Уравнение тока, выведенное нами выше, выражает некоторую кривую. Эта кривая, представляющая импульсы анодного тока, может иметь различный вид и форму, в зависимости от соотношения между величинами, в него входящими. Поэтому нам следует прежде всего заняться изучением формы кривой, выражаемой уравнением (1).



Черт. 169. Фазовые соотношения при удвоении.

### § 3. Исследование формы анодного импульса при удвоении.

Остановимся на исследовании формы тока, представляемой уравнением (1). Так как лампа работает в условиях колебаний II рода, то при некотором значении  $\omega t = \psi$  ток должен быть равен нулю, т. е.:

$$S[V_c \cos \psi - E_c - DV \cos 2\psi + D(E_a - E_{a0})] = 0. \quad (2)$$

Вычитая уравнение (2) из уравнения (1), получаем:

$$i_a = S[V_c (\cos \omega t - \cos \psi) - DV (\cos 2\omega t - \cos 2\psi)]. \quad (3)$$

Для изучения формы тока, выражаемого последним уравнением, посмотрим прежде всего, имеет ли эта кривая максимум или минимум

и при каких условиях они получаются. Считая  $S$ ,  $V_c$ ,  $DV$  и  $\psi$  не зависящими от времени, составляем выражение для производной тока по  $\omega t$ :

$$\frac{\partial i_a}{\partial \omega t} = S[-V_c \sin \omega t + 2DV \sin 2\omega t]. \quad (4)$$

Приравнявая производную нулю, имеем:

$$\sin \omega t (4DV \cos \omega t - V_c) = 0. \quad (5)$$

Возможны следующие два случая:

1-й случай:

$$\sin \omega t = 0;$$

но

$$4DV \cos \omega t - V_c \neq 0.$$

2-й случай:

$$\sin \omega t \neq 0;$$

но

$$\cos \omega t = \frac{V_c}{4DV}.$$

Выражение (5) может представлять либо максимум, либо минимум уравнения (3). Для раскрытия значения формулы (5) составляем вторую производную по уравнению (4):

$$\frac{\partial^2 i_a}{\partial \omega t^2} = S[-V_c \cos \omega t + 4DV \cos^2 \omega t - 4DV \sin^2 \omega t], \quad (6)$$

или

$$\frac{\partial^2 i_a}{\partial \omega t^2} = S[-V_c \cos \omega t - 4DV + 8DV \cos^2 \omega t]. \quad (7)$$

В первом случае, т. е. при  $\omega t = 0$  имеем:

$$\frac{\partial^2 i_a}{\partial \omega t^2} = S(-V_c + 4DV).$$

Поэтому, если  $|V_c| > |4DV|$ , т. е.  $\left|\frac{V_c}{4DV}\right| > 1$ , то вторая производная отрицательна и следовательно при  $\omega t = 0$  ток проходит через максимум; если же  $|V_c| < |4DV|$ , т. е.  $\left|\frac{V_c}{4DV}\right| < 1$ , то вторая производная при  $\omega t = 0$  положительна и ток проходит через минимум. В последнем случае при некотором  $\omega t_1 \neq 0$  (т. е. при условиях случая 2-го), когда  $\cos \omega t_1 = \frac{V_c}{4DV}$ , вторая производная отрицательна и, следовательно, анодный ток проходит через максимум.

Таким образом, в зависимости от значения величины  $\frac{V_c}{4DV}$ , ток имеет различную форму. Обозначим последнюю величину через  $\sigma$ , т. е.  $\sigma = \frac{V_c}{4DV}$ . Обратимся к черт. 170. Здесь представлены оба возмож-

ных случая. Цифрой 1 обозначены: рабочая характеристика, выражаемая уравнением (1), импульс анодного тока и напряжение на сетке при условии, что  $\sigma < 1$ . Здесь взят конкретный численный пример при данных:  $V_c = 350$ ,  $V = 1000$ ,  $D = 0,1$  и  $\psi = 90^\circ$ . Составляя выражение  $\sigma$ , получаем  $\sigma = 0,875$ . Из чертежа видно, что анодный ток имеет форму, отличную от косинусоиды: кривая имеет седловину около значений  $\omega t = 0$  и максимум при  $\omega t_1 = 29^\circ$ . Рабочая характеристика имеет вид сильно изогнутой кривой.

Цифрами 2 обозначены те же величины при другом режиме. Здесь взято:  $V_c = 550$ ,  $V = 1000$ ,  $D = 0,1$  и  $\psi = 65^\circ$ . В данном случае имеем  $\sigma = 1,37 > 1$ . Как и следует из теории, ток имеет максимум при  $\omega t = 0$  и форма его уже несколько похожа на косинусоиду. Рабочая характеристика все же отличается от прямой, хотя и выгнута гораздо слабее, чем аналогичная первая кривая.

Второй случай встречается на практике гораздо чаще. Обычно с ним только и приходится иметь дело.

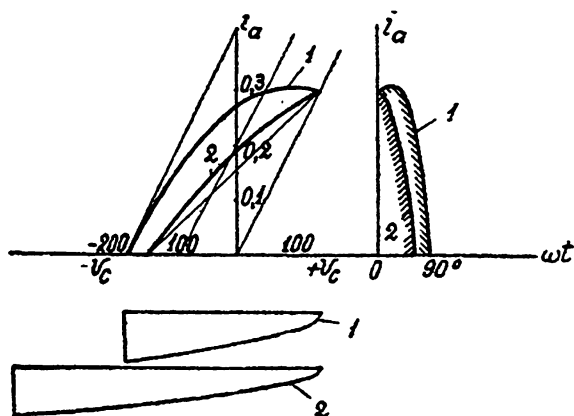
Действительно, у генераторов с умножением частоты, как будет показано ниже на конкретных примерах, отдача довольно низка. Это и понятно без доказательства, так как полезная мощность опре-

деляется величиной второй гармоники анодного тока, а она обычно значительно меньше первой; следовательно при той же подводимой мощности полезная мощность при умножении частоты должна быть меньше и следовательно — потери на аноде больше. Поэтому для повышения отдачи работают с большим напряжением смещения, с малыми углами отсечки и большими возбуждающими напряжениями на сетке умножителя. Так как обычно у генераторных ламп проницаемость  $D$  много меньше единицы, то почти всегда имеет место неравенство:  $\frac{V_c}{4DV} > 1$  и форма тока приближается к косинусоидальной, имея максимум только при  $\omega t = 0$ .

Очевидно, что мы имеем все время дело с недонапряженным режимом. В противном случае ток не может быть выражен уравнением (1) и имеет еще более сложную форму.

Для дальнейшего исследования нам удобнее несколько преобразовать формулу (3). Независимо от значения величины  $\sigma$  мы можем при  $\omega t = 0$  считать, что ток равен:

$$i_a = i_{a0} = S[V_c(1 - \cos \psi) - DV(1 - \cos 2\psi)]. \quad (8)$$



Черт. 170. Вид рабочих характеристик при удвоении частоты.

Если  $\sigma > 1$ , то последнее выражение представляет максимальное значение импульса анодного тока. Если же  $\sigma < 1$ , то эта формула выражает ток при  $\omega t = 0$ . Так как

$$\cos 2\psi = 2 \cos^2 \psi - 1,$$

то:

$$i_{a0} = S [V_c (1 - \cos \psi) - 2DV (1 - \cos^2 \psi)], \quad (9)$$

и вводя выражение  $\sigma = \frac{V_c}{4DV}$ , получаем:

$$i_{a0} = 2DVS [2\sigma (1 - \cos \psi) - (1 - \cos^2 \psi)]. \quad (10)$$

Деля формулу (3) на выражение (10), получаем новое выражение для импульса анодного тока, которым и будем в дальнейшем пользоваться:

$$i_a = i_{a0} \frac{2\sigma (\cos \omega t - \cos \psi) - (\cos^2 \omega t - \cos^2 \psi)}{2\sigma (1 - \cos \psi) - (1 - \cos^2 \psi)}. \quad (11)$$

Следует отметить, что при условии, когда  $\sigma$  много больше единицы, соответствующем работе с очень малым углом отсечки, можно считать, что ток в первом приближении может быть выражен формулой:

$$i_a = i_{a0} \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}, \quad (12)$$

т. е. выражением обычного косинусоидального импульса. Однако это замечание имеет лишь целью яснее выявить смысл формулы (11). Никогда  $\sigma$  не бывает таким большим, чтобы замена формулы (11) более простой формулой (12) не приводила к ошибкам.

#### § 4. Коэффициенты постоянной составляющей и второй гармоники анодного тока при удвоении частоты.

**1. Коэффициент постоянной составляющей.** Для дальнейшего изучения работы лампы при умножении частоты нам надо разложить импульс анодного тока, представленный уравнением (11), в ряд Фурье. Начнем с составления выражения для постоянной составляющей тока.

Так как импульс тока симметричен относительно оси ординат, то постоянная составляющая может быть рассчитана по формуле:

$$I_{a0} = \frac{1}{\pi} \int_0^\psi i_a d\omega t; \quad (13)$$

следовательно коэффициент постоянной составляющей, или отношение  $\frac{I_{a0}}{i_{a0}}$ , равно:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\psi \frac{\cos^2 \psi - 2\sigma \cos \psi + 2\sigma \cos \omega t - \cos^2 \omega t}{2\sigma (1 - \cos \psi) - (1 - \cos^2 \psi)} d\omega t. \quad (14)$$

Выполнив интегрирование, получаем после простых преобразований:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi + \frac{2\psi \cos 2\psi - \sin 2\psi}{8\sigma}}{1 - \cos \psi - \frac{1 - \cos 2\psi}{4\sigma}}. \quad (15)$$

Формула (15) выражает коэффициент постоянной составляющей анодного тока при удвоении частоты при недонапряженном режиме. Численные значения коэффициента  $\alpha_0$  при различных значениях параметра  $\sigma = \frac{V_c}{4DV}$  и при углах отсечек от  $30^\circ$  до  $75^\circ$  приведены на черт. 171.

Заметим, что при  $\sigma$  много больше, чем единица, формула (15) превращается в обычное выражение для коэффициента постоянной составляющей косинусоидального импульса:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{1 - \cos \psi}. \quad (16)$$

Таким образом, мы видим, что при умножении частоты коэффициент постоянной составляющей (формула 15) зависит не только от угла отсечки, как это имеет место у обычного генератора, но и от параметра

$$\sigma = \frac{V_c}{4DV},$$

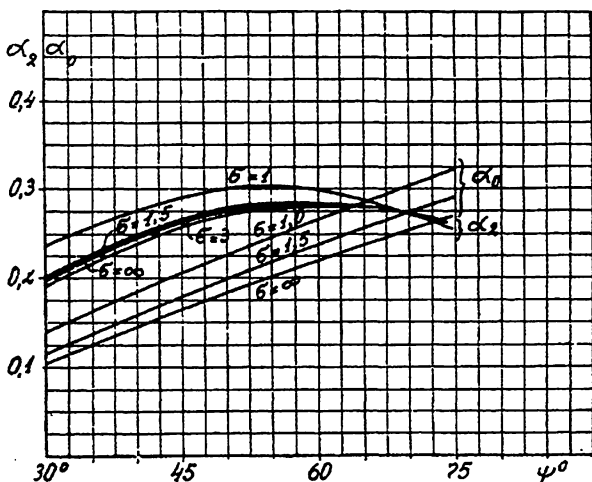
который определяет форму анодного импульса. Это доставляет известные затруднения при расчетах и вынуждает в тех случаях, когда необходимо производить расчет возможно точнее, выполнять его в двух приближениях.

**2. Коэффициент второй гармоники.** Так как полезная мощность при удвоении частоты

выделяется в колебательном контуре током *второй гармоники*, на частоту которого контур настроен, то наибольший интерес среди членов разложения импульса тока в ряд представляет именно этот ток.

Для вывода формулы коэффициента второй гармоники воспользуемся уравнением (11) и составим выражение:

$$\alpha_2 = \frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{2}{\pi} \int_0^\psi \frac{2\sigma (\cos \omega t - \cos \psi) - (\cos^2 \omega t - \cos^2 \psi)}{2\sigma (1 - \cos \psi) - (1 - \cos^2 \psi)} \cos 2\omega t d\omega t. \quad (17)$$



Черт. 171. Коэффициенты разложения при удвоении частоты.

Выполнив интегрирование, получаем после простых (но громоздких) преобразований:

$$\alpha_2 = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{2 \sin^3 \psi + \frac{1}{8\sigma} (1,5 \sin 4\psi - 6\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{1 - \cos 2\psi}{4\sigma}}. \quad (18)$$

Формула (18) выражает коэффициент второй гармоники импульса анодного тока при умножении частоты, при недонапряженном режиме.

Из рассмотрения формулы (18) следует, что величина второй гармоники зависит не только от угла отсечки тока, но и от параметра  $\sigma$ . Численные значения коэффициента второй гармоники при различных значениях параметра  $\sigma$  и углах отсечки от  $30^\circ$  до  $75^\circ$  приведены на черт. 171.

По аналогии с предшествующим легко видеть, что при значении  $\frac{V_c}{4DV}$ , много большем, чем единица, формула (18) принимает вид:

$$\alpha_2 = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{2 \sin^3 \psi}{1 - \cos \psi}, \quad (19)$$

т. е. коэффициент второй гармоники может быть рассчитан по обычной формуле, справедливой для косинусоидального импульса. Из рассмотрения данных черт. 171 видно, что при  $\sigma = 1$  формулы (18) и (19) дают результаты, значительно отличающиеся друг от друга: формула (19) соответствует случаю  $\sigma = \infty$ , представленному нижней кривой из семейства кривых, выражающих коэффициент второй гармоники. Но уже при  $\sigma = 1,5$  разница между обеими формулами незначительна.

## § 5. Эквивалентная схема удвоителя частоты. Приведенные значения внутреннего сопротивления и напряжения на сетке.

Остановимся на установлении зависимостей, связывающих амплитуду второй гармоники анодного тока с напряжением на сетке, при различных нагрузках анодной цепи умножителя и при различных углах отсечки анодного тока. Установление этих зависимостей позволит нам привести реальную схему удвоителя к эквивалентной схеме, подобной той, которую мы имели у обычного генератора.

Обратимся к уравнению:

$$i_{a0} = S [V_c (1 - \cos \psi) - DV (1 - \cos 2\psi)]; \quad (8)$$

так как

$$I_{a2} = \alpha_2 i_{a0},$$

то:

$$\frac{I_{a2}}{\alpha_2} = S V_c (1 - \cos \psi) - S D \cdot I_{a2} R_s (1 - \cos 2\psi)$$

и амплитуда второй гармоники равна:

$$I_{a2} = \frac{S V_c (1 - \cos \psi)}{\frac{1}{\alpha_2} + S D R_s (1 - \cos 2\psi)},$$

или, в более наглядном виде:

$$I_{a2} = \frac{\mu V_c \frac{1}{2(1 + \cos \psi)}}{\frac{R_i}{\alpha_2(1 - \cos 2\psi)} + R_p}. \quad (20)$$

В последнем выражении величина

$$\frac{R_i}{\alpha_2(1 - \cos 2\psi)} = R'_{i2} \quad (21)$$

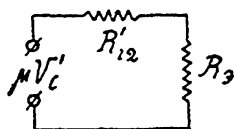
может быть названа *приведенным значением внутреннего сопротивления лампы при удвоении частоты*, по аналогии с тем, что мы имеем в случае обычного генератора. Эта величина зависит как от угла отсечки, так и от параметра  $\alpha$ , т. е. от формы тока.

Для составления эквивалентной схемы удобно ввести еще понятие о *приведенном значении напряжения на сетке при удвоении частоты*, понимая под этим величину:

$$V'_c = V_c \frac{1}{2(1 + \cos \psi)}. \quad (22)$$

Воспользовавшись двумя последними выражениями, мы можем формулу (20) представить в более удобном виде:

$$I_{a2} = \frac{\mu V'_c}{R'_{i2} + R_p}, \quad (23)$$



Черт. 172. Эквивалентная схема при удвоении частоты.

и составить эквивалентную схему удвоителя частоты (см. черт. 172).

Физический смысл замены реальной схемы эквивалентной заключается в том, что последняя позволяет легко (пользуясь формулой 23) рассчитать амплитуду второй гармоники, как функцию наиболее характерных величин в схеме. Удвоитель ведет себя по отношению ко второй гармонике так, как будто приведенное напряжение  $V'_c$ , включенное последовательно с приведенным внутренним сопротивлением лампы и анодной нагрузкой лампы, является единственным источником тока второй гармоники.

Как и в случае генератора без умножения частоты, эквивалентная схема (черт. 172) не дает энергетического баланса в генераторе. Она дает лишь связь между напряжениями и амплитудой второй гармоники.

## § 6. Напряжения в цепях лампы при удвоении частоты.

Воспользовавшись формулой (23), легко составить зависимости между напряжениями в цепях лампы при удвоении частоты. Остановимся прежде всего на формуле для расчета напряжения возбуждения сетки. Преобразуем формулу (23):

$$V'_c = DI_{a2}(R'_{i2} + R_p),$$

откуда:

$$V_c = 2(1 + \cos \psi) DI_{a2}(R'_{i2} + R_p). \quad (24)$$

Иногда удобно выражать напряжение на сетке иначе. Для этого будем исходить из формулы (8). Простым преобразованием ее найдем:

$$V_c = \frac{i_{a0}}{S(1 - \cos \psi)} + 2DV(1 + \cos \psi). \quad (25)$$

Формулы (24) и (25) позволяют быстро и просто рассчитать *напряжение на сетке лампового удвоителя частоты*. Заметим, что обычно эти напряжения достаточно велики и могут быть одного порядка с колебательным напряжением на контуре, так как работа удвоителя происходит с большим смещением и при малых углах отсечек. Это ставит определенные требования к задающему генератору, который должен быть достаточно мощным, для того чтобы развить на сетке умножителя требуемое напряжение.

Преобразованием формулы (23) легко установить отношение колебательного напряжения (второй гармоники) к возбуждающему напряжению сетки:

$$\frac{V}{V_c} = 2(1 + \cos \psi) \mu \frac{R_s}{R'_{i2} + R_s}. \quad (26)$$

Формула (26) определяет *степень усиления напряжения* одного каскада умножения (удвоения) частоты. Так как напряжение на сетке велико, как было только что указано, колебательное же напряжение бывает одного порядка с анодным, то отношение (26) для удвоителя обычно много меньше такового у обычного генератора.

*Напряжение смещения* на сетке удвоителя определяем, базируясь на формуле (2) § 3 настоящей главы. Так как крутизна характеристики лампы не равна нулю, то:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c \cos \psi - DV \cos 2\psi). \quad (27)$$

Формула (27) определяет *напряжение смещения на сетке удвоительной лампы*. С целью увеличения отдачи смещение берут большим. Отметим, что эта формула отличается от обычной. Так:

а) при  $\psi = 90^\circ$   $\cos \psi = 0$   $\cos 180 = -1$ :

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + DV,$$

в то время как при обычном генераторе смещение при отсечке  $\psi = 90^\circ$  равно:

$$D(E_a - E_{a0});$$

б) при  $\psi = 45^\circ$  имеем:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + 0,707 V_c.$$

Обратимся к выводу условия критического режима. Как известно из предшествующего, условие критического режима означает, что

$$E_a - V = V_c - E_c.$$

Подставляя в это выражение значения для  $V_c$  по формуле (25) и для  $E_c$  по формуле (27), после несложных преобразований получаем



выражение для критического коэффициента использования анодного напряжения:

$$\xi = 1 - \frac{i_{a0}}{SE_a(1+D)} - \frac{D}{1+D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a} \quad (28)$$

Сравнивая последнее выражение с формулой для критического коэффициента при нормальной работе генератора, мы видим, что они совпадают. Разница заключается лишь в том, что в последнем выражении при условии, что  $\sigma < 1$ , коэффициент критического режима определяется через анодный ток  $i_{a0}$  при  $\omega t = 0$ , который в данном случае не совпадает с наибольшим значением импульса; если же  $\sigma > 1$ , то в формуле (28) вместо  $i_{a0}$  надо подставить  $I_m$ , и формула принимает обычный вид. Конечно, как и при работе обычного генератора, умножитель часто работает в условиях перенапряженного режима, и в таком случае ток имеет другую, более сложную форму, чем изучаемая нами. Расчет коэффициента критического режима позволяет составить себе суждение о режиме работы лампы и о вероятной форме импульса анодного тока.

## § 7. Выбор режима работы удвоителя частоты.

Мы неоднократно указывали выше, что удвоитель всегда работает с большим сдвигом и с малыми углами отсечки. Остановимся на этом вопросе немного подробнее.

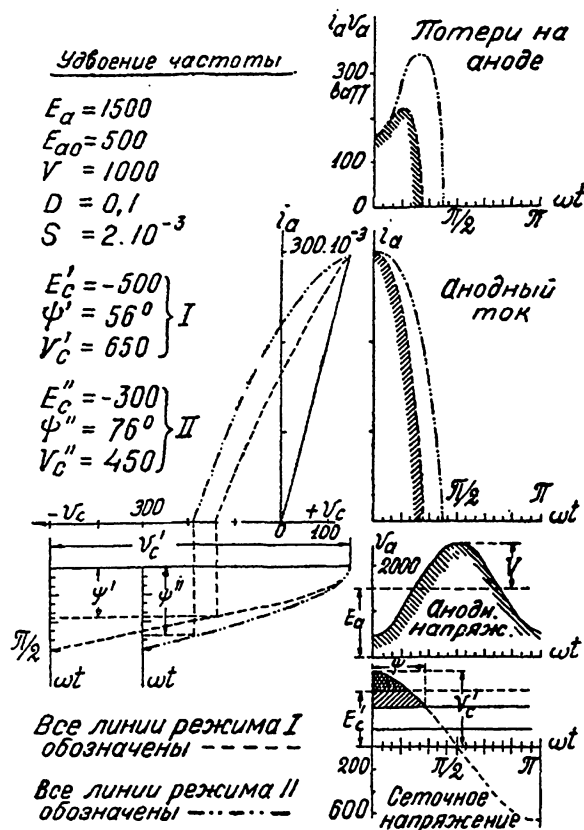
Потери на аноде генераторной лампы, работающей в нормальных условиях, т. е. без умножения частоты, распределены по периоду неравномерно: потери существуют до тех пор, пока через лампу течет анодный ток, и достигают наибольшего значения в течение промежутка времени, непосредственно предшествующего моменту отсекания тока. С целью уменьшения потерь стремятся создать такие условия, при которых анодный ток отсекается раньше, чем напряжение на аноде достигает больших значений — этим срезают пик анодных потерь и уменьшают средние потери за период. Для достижения этой цели у обычных генераторов бывает достаточно работать с углами отсечки анодного тока порядка  $60-80^\circ$ , так как напряжение на аноде достигает своего максимума лишь в середине периода, т. е. при  $\omega t = 180^\circ$ , и при  $\omega t = 90^\circ$  напряжение на аноде еще ниже напряжения источника питания.

При работе умножителя частоты обстановка осложняется тем, что напряжение на аноде меняется с двойной частотой по сравнению с напряжением на сетке, форма же анодного импульса определяется, главным образом, величиной напряжения на сетке, и в течение полного периода изменения напряжения на сетке анодный ток течет только за время некоторой доли положительного импульса на сетке. Таким образом частота импульсов равна частоте напряжения на сетке. Форма же самого импульса, хотя и отличается несколько от формы обычного косинусоидального импульса, все же имеет с ним большое сходство. Таким образом получается, что основная разница в условиях работы обычной и удвоительной схем заключается в том, что в первом случае напряжение на аноде меняется с основной частотой.

той, во втором же случае — с двойной, формы же анодных импульсов примерно одинаковы. Поэтому причину повышения потерь на аноде надо искать именно в том, что в лампе одновременно существуют значительный ток и большое напряжение на аноде. Действительно, так как напряжение на аноде меняется с двойной частотой, то, например в момент времени, когда  $\omega t = 90^\circ$ , напряжение на аноде достигает своего максимума, так как  $2\omega t = 180^\circ$ , и если работать с отсечкой, на-

пример  $60^\circ$ , то в момент отсечки тока напряжение на аноде имеет полуторное значение напряжения источника питания (так как  $e_a = E_a - \xi E_a \cos 120^\circ$  при  $\xi = 1$ ), и мгновенные потери на аноде в это время очень велики. В тех же условиях при работе обычного генератора, т. е. при отсечке  $60^\circ$ , в момент отсечки тока напряжение на аноде равно половине напряжению источника питания ( $e_a = E_a - \xi E_a \cos 60^\circ$  при  $\xi = 1$ ).

Отсюда следует, что ослабить пиковые потери на аноде при удвоении частоты можно, лишь уменьшая угол отсечки до такого значения, при котором напряжение на аноде в момент отсечки невелико. Этого можно достигнуть, работая с отсечками порядка  $40-50^\circ$ . Действительно, в момент времени, при котором  $\omega t = 45^\circ$ , напряжение на аноде удвоителя равно напряже-



Черт. 173. Потери на аноде при удвоении при разных углах отсечки анодного тока.

нию источника питания, и мы имеем условия, близкие к обычным.

Для лучшего уяснения сказанного обратимся к примеру. На черт. 173 построены по данным расчета: потери на аноде, импульсы тока, напряжения на аноде и на сетке для двух случаев: в первом случае отсечка равна  $56^\circ$ , смещение 500 вольт и напряжение возбуждения сетки 650 вольт; во втором случае отсечка равна  $76^\circ$ , смещение 300 и напряжение возбуждения сетки 450 вольт. В правой нижней части чертежа показаны напряжения на сетке и на аноде. В правой верхней части — потери на аноде. Из чертежа видно, что потери имеют максимум незадолго до отсечения тока. Путем увеличения смещения с 300 до 500 вольт мы срезаем пиковые значения потерь на аноде и умень-

шаем средние потери примерно на половину. Данный пример кроме того дает представление о порядке величины напряжений при удвоении: степень усиления напряжения получается порядка полутора, двух.

Таким образом ясна необходимость применять большие смещения при удвоении. Обычно приходится работать с углами отсечки не более  $60^\circ$ , в пределах от  $40^\circ$  до  $60^\circ$ . Обращаясь к кривым черт. 171, мы видим, что значения коэффициента второй гармоники при этих углах отсечки и при  $\sigma$  около 1,5 бывают от 0,25 до 0,28, в среднем — около 0,25. Значения же коэффициента постоянной составляющей колеблются между 0,16 и 0,24, в среднем — около 0,2. Пользуясь этими данными, можно составить себе представление о возможных коэффициентах полезного действия удвоителя.

Полезная мощность равна:

$$P_2 = 0,5 I_{a2} V_2 = 0,5 \alpha_2 \xi \cdot I_m E_a.$$

Полагая  $\alpha_2 = 0,26$  и коэффициент использования  $\xi = 0,9$ , получаем полезную мощность около:

$$P_2 = 0,5 \cdot 0,26 \cdot 0,9 I_m E_a = 0,117 I_m E_a. \quad (29)$$

Подводимая мощность равна:

$$P_0 = \alpha_0 I_m E_a,$$

и принимая  $\alpha_0 = 0,2$ , имеем:

$$P_0 = 0,2 I_m E_a.$$

Поэтому отдачу можно ожидать порядка:

$$\eta = \frac{0,117 I_m E_a}{0,2 I_m E_a} = 0,58.$$

В предварительных расчетах можно принимать отдачу от 50 до 60 процентов. Отсюда следует, что потери на аноде надо ожидать одного порядка с полезной мощностью.

На основе приведенных данных можно выбирать тип и количество ламп для удвоителя.

## § 8. Сводка расчетных формул лампового удвоителя частоты.

Для удобства расчетов сведем наиболее важные и характерные формулы теории удвоения частоты вместе.

Основное уравнение анодного тока:

$$i_a = S [V_c \cos \omega t - DV \cos 2\omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (1)$$

2. Коэффициент формы тока:

$$\sigma = \frac{V_c}{4DV}; \text{ обычно } \sigma > 1.$$

3. Уравнение импульса анодного тока:

$$i_a = i_{a0} \frac{\cos \omega t - \cos \psi - \frac{\cos^2 \omega t - \cos^2 \psi}{2\sigma}}{1 - \cos \psi - \frac{1 - \cos^2 \psi}{2\sigma}}. \quad (11)$$

При  $\sigma \gg 1$  получаем:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}.$$

4. Коэффициент постоянной составляющей анодного тока:

$$\alpha_0 = \frac{I_{a0}}{i_{a0}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi + \frac{2\psi \cos 2\psi - \sin 2\psi}{8\sigma}}{1 - \cos \psi - \frac{1 - \cos 2\psi}{4\sigma}}. \quad (15)$$

При  $\sigma \gg 1$  получаем:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{1 - \cos \psi}.$$

5. Коэффициент второй гармоники анодного тока:

$$\alpha_2 = \frac{I_{a2}}{i_{a0}} = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{2 \sin^3 \psi + \frac{1}{8\sigma} (1,5 \sin 4\psi - 6\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{1 - \cos 2\psi}{4\sigma}}. \quad (18)$$

При  $\sigma \gg 1$  получаем:

$$\alpha_2 = \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3 \psi}{1 - \cos \psi}.$$

6. Амплитуда второй гармоники анодного тока:

$$I_{a2} = \frac{\mu V'_c}{R'_{i2} + R_s}, \quad (23)$$

где:

$$V'_c = V_c \cdot \frac{1}{2(1 + \cos \psi)} \text{ приведенное напряжение сетки,}$$

$$R'_{i2} = R_i \frac{1}{\alpha_2(1 - \cos 2\psi)} \text{ приведенное внутреннее сопротивление лампы.}$$

7. Напряжение смещения сетки:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c \cos \psi - DV \cos 2\psi) \quad (27)$$

8. Коэффициент критического режима:

$$\xi = 1 - \frac{i_{a0}}{SE_a(1 + D)} - \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}. \quad (28)$$

9. Ориентировочное значение полезной мощности:

$$P_2 = 0,12 I_s E_a. \quad (29)$$

10. Ориентировочное значение подводимой мощности:

$$P_0 = 0,2 I_s E_a. \quad (30)$$

11. Ориентировочное значение отдачи при удвоении частоты:

$$\eta = \sim 50 - 60\%. \quad (31)$$

**Пример.**

Требуется рассчитать удвоитель частоты, отдающий полезную мощность в 50 ватт. Задан тип лампы. Она имеет следующие данные: анодное напряжение  $E_a = 2000$  вольт, ток насыщения  $I_s = 0,3$  ампер, крутизну  $S = 2$  миллиампер на вольт, проницаемость  $D = 0,1$ , допустимые потери на аноде  $P_{ан} = 50$  ватт и напряжение  $E_{\infty} = 500$  вольт.

Расчет. Проверим, сколько ламп данного типа могут обеспечить нам получение заданной мощности. Для этого произведем подсчет предельной мощности, которую от одной лампы можно получить. Имеем по формуле (29):  $P = 0,12 I_s E_a = 0,12 \cdot 0,3 \cdot 2000 = 72$  ватт, т. е. больше, чем нам требуется. При наихудшей вероятной отдаче в 50%, при полезной мощности в 50 ватт, на аноде будет теряться 50 ватт, т. е. и по аноду одна лампа данного типа достаточна.

Принимая  $P = 0,12 I_m E_a$ , получаем:

$$I_m = \frac{P}{0,12 E_a} = 0,208.$$

Критический коэффициент использования равен:  $\xi = 0,93$ .

Колебательное напряжение:  $V = 0,93 \cdot 2000 = 1860$ .

Эквивалентное сопротивление контура:  $R_s = \frac{V^2}{2P} = 34,6 \cdot 10^3$ .

Амплитуда второй гармоники:  $I_{a2} = \frac{V}{R_s} = 54 \cdot 10^{-3}$ .

Коэффициент второй гармоники:  $\alpha_2 = \frac{I_{a2}}{I_m} = 0,26$ .

Полагая  $\sigma > 1$ , можно ожидать угол отсечки:  $\psi = 45^\circ$ .

Приведенное внутр. сопротивл. лампы  $R'_{r2} = 3,84 \cdot 5000 = 19,2 \cdot 10^3$ .

Напряжение возбуждения сетки:  $V_c = 990$ .

Коэффициент формы тока:  $\sigma = \frac{990}{4 \cdot 0,1 \cdot 1860} = 1,32$ .

По  $\sigma = 1,32$  и  $\alpha_2 = 0,26$  исправленный угол отсечки:  $\psi = 41^\circ$ .

Исправленное приведение внутреннего сопротивления  $R'_{r2} = 22,3 \cdot 10^3$ .

Исправленное напряжение возбуждения сетки:  $V_c = 1080$ .

Напряжение смещения:  $E_c = 150 + 815 - 26 = \sim 940$ .

Коэффициент постоянной составляющей:  $\alpha_0 = 0,17$ ;  $I_{a0} = 35,4 \cdot 10^{-3}$ .

Подводимая мощность:  $P_0 = 35,4 \cdot 2000 \cdot 10^{-3} = 70,8$ .

Отдача:  $\eta = \frac{50}{70,8} = \sim 70\%$ .

Потери на аноде:  $P_{ан} = \sim 21$  ватт.

## § 9. Теория утроения частоты.

Часто бывает выгодно применять более высокую степень умножения частоты в одном каскаде, а именно: утроение частоты. Два каскада удвоения дают 4-кратное повышение частоты. Два каскада утроения — 9-кратное повышение. Таким образом два каскада утроения дают больше, чем три каскада удвоения. При необходимости значительно повысить частоту это может дать преимущества.

К теории утроения частоты мы подходим<sup>1)</sup> совершенно аналогично тому, как мы поступили с теорией удвоения. Мы предполагаем, что в цепи сетки утроительного каскада действует напряжение:

$$v_c = V_c \cos \omega t - E_c.$$

В анодной цепи имеется колебательный контур, настроенный на третью гармонику частоты сеточного напряжения  $3\omega t$ . На этом контуре имеется колебательное напряжение  $V \cos 3\omega t$ . Следовательно напряжение на аноде генератора меняется по закону:

$$e_a = E_a - V \cos 3\omega t.$$

Подставляя полученные выражения для напряжений на сетке и на аноде в основное уравнение прямолинейной характеристики, имеем:

$$i_a = S[V_c \cos \omega t - DV \cos 3\omega t - E_c + D(E_a - E_{a0})]. \quad (32)$$

Работа генератора происходит несомненно с малым углом отсечки; это ясно из теории удвоения. Ток равен нулю при  $\omega t = \psi$ . В этот момент имеем:

$$0 = V_c \cos \psi - DV \cos 3\psi - E_c + D(E_a - E_{a0}). \quad (33)$$

Вычитая (33) из (32), получаем выражение для анодного импульса:

$$i_a = S[V_c (\cos \omega t - \cos \psi) - DV (\cos 3\omega t - \cos 3\psi)]. \quad (34)$$

Эта функция имеет максимум, который может приходиться либо на значение  $\omega t = 0$ , либо на другой момент времени. В первом случае форма кривой анодного импульса приближается к остроконечной форме косинусоидального импульса, во втором мы имеем ток с седловиной. Для определения условий максимума берем производную от тока по круговой частоте и приравняем ее нулю. Имеем:

$$\frac{\partial i_a}{\partial \omega t} = S[-V_c \sin \omega t + 3DV \sin 3\omega t] = 0,$$

или, так как

$$S \neq 0 \quad \text{и} \quad \sin 3\omega t = 3 \sin \omega t - 4 \sin^3 \omega t,$$

то:

$$\sin \omega t [-V_c + 9DV - 12DV \sin^2 \omega t] = 0.$$

Здесь возможны два случая:

$$1) \sin \omega t = 0, \quad \text{но} \quad f(V_c, DV) \neq 0 \quad \text{и} \quad \omega t = 0,$$

$$2) \sin \omega t \neq 0, \quad \text{но} \quad f(V_c, DV) = 0;$$

<sup>1)</sup> Большая часть выводов этого параграфа сделана инж. Н. С. Бесчастновым.

последнее возможно только при

$$\sin^2 \omega t = \frac{9DV - V_c}{12DV},$$

т. е. при  $9DV > V_c$ .

Для определения того, проходит ли функция через максимум или минимум, составляем выражение для второй производной:

$$\frac{\partial^2 i_a}{\partial \omega t^2} = S[-V_c \cos \omega t + 9DV \cos 3\omega t]$$

при  $\omega t = 0$  имеем  $-V_c + 9DV$ .

Если  $V_c > 9DV$ , то при  $\omega t = 0$  имеем максимум, и форма тока близка к косинусоидальной. Если же  $V_c < 9DV$ , то при  $\omega t = 0$  имеем минимум. Это соответствует второму случаю. Нетрудно показать, что при этом вторая производная становится отрицательной при

$$\sin^2 \omega t = \frac{9DV - V_c}{12DV}.$$

Обычно с целью получения высокой отдачи применяют большие смещения и следовательно большие напряжения возбуждения. Поэтому всегда при утроении:  $V_c > 9DV$ , и мы имеем дело с импульсом, напоминающим косинусоидальный, если углы отсечки очень малы. Таким образом характерной величиной для определения формы импульса при утроении является параметр:  $\frac{V_c}{9DV}$  (сравни с параметром  $\frac{V_c}{4DV}$  при удвоении). Далее мы рассматриваем только случай  $\frac{V_c}{9DV} > 1$ .

Максимальный импульс анодного тока на основании уравнения (34) при  $\omega t = 0$  равен:

$$I_m = S[V_c(1 - \cos \psi) - DV(1 - \cos 3\psi)]. \quad (35)$$

Деля (34) на (35), получаем выражение для мгновенного значения анодного импульса при утроении:

$$i_a = I_m \cdot \frac{\cos \omega t - \cos \psi - \frac{DV}{V_c} (\cos 3\omega t - \cos 3\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c} (1 - \cos 3\psi)}. \quad (36)$$

Отметим, что если  $\frac{V_c}{9DV}$  много больше 1, то последнее выражение превращается в обычное выражение косинусоидального импульса:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}.$$

Выполняя разложение импульса анодного тока в ряд Фурье, мы получаем значения:

Постоянной составляющей:

$$I_{a0} = I_m \cdot \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi - \frac{DV}{3V_c} (\sin 3\psi - 3\psi \cos 3\psi)}{\pi \left[ 1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c} (1 - \cos 3\psi) \right]}. \quad (37)$$

Отметим, что при  $\frac{DV}{V_c} \ll 1$  эта формула принимает вид формулы постоянной составляющей при косинусоидальном импульсе:

$$I_{a0} = I_m \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi (1 - \cos \psi)}.$$

Третья гармоника равна:

$$I_{a3} = \frac{I_m}{\pi} \cdot \frac{\frac{1}{12} (\sin^3 \psi \cos \psi - 3 \cos 3\psi \sin \psi) - \frac{DV}{6V_c} (2 \cdot 3\psi - \sin 2 \cdot 3\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c} (1 - \cos 3\psi)}, \quad (38)$$

или

$$I_{a3} = \frac{I_m}{\pi} \frac{\frac{2}{3} \sin^3 \psi \cos \psi - \frac{DV}{6V_c} (6\psi - \sin 6\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c} (1 - \cos 3\psi)}, \quad (39)$$

и если  $\frac{DV}{V_c}$  много меньше единицы, то третья гармоника нашего импульса совпадает с третьей гармоникой косинусоидального импульса:

$$I_{a3} = \frac{\sin 3\psi \cos \psi - 3 \cos 3\psi \sin \psi}{12\pi (1 - \cos \psi)} I_m = \frac{2 \sin^3 \psi \cos \psi}{3\pi (1 - \cos \psi)} I_m = \alpha_2 \cos \psi.$$

Но надо отметить, что все-таки разница в формах тока имеется и расчет по косинусоиде дает только некоторое приближение. Это мы увидим на примере.

Амплитуда возбуждающего напряжения на сетке получается из уравнения (35):

$$V_c = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + DV \frac{1 - \cos 3\psi}{1 - \cos \psi} = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + DV(1 + 2 \cos \psi)^2. \quad (40)$$

Желая составить эквивалентную схему генератора при утроении частоты, выделяем, путем простых преобразований, амплитуду третьей гармоники из формулы (40):

$$I_{a3} = \frac{\mu V_c \frac{1}{(1 + 2 \cos \psi)^2}}{\frac{R_i}{\alpha_3 (1 - \cos 3\psi)} + R_s} = \frac{\mu V'_c}{R'_{a3} + R_s}. \quad (41)$$



В этом выражении величина  $R'_{i3} = R_i \cdot \frac{1}{a_3(1 - \cos 3\psi)}$  называется *приведенным сопротивлением лампы при утроении*. Пользуясь этой величиной и вводя обозначение для  $V'_c = V_c \frac{1}{(1 + 2 \cos \psi)^2}$ , которое мы называем *приведенным напряжением возбуждения сетки* при утроении, можно составить эквивалентную схему генератора, работающего в условиях утроения частоты. Эта схема приведена на черт. 174.

Из последнего выражения находим другую формулу для расчета амплитуды напряжения возбуждения сетки:

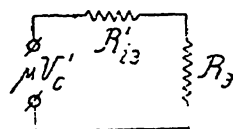
$$V_c = DI_{a3}(R'_{i3} + R_s).$$

Напряжение смещения получаем из формулы (33):

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c \cos \psi - DV \cos 3\psi). \quad (42)$$

Наконец, нетрудно показать, что критический коэффициент колебательного напряжения получает обычный вид при утроении:

$$\xi_0 = \frac{V}{E_a} = 1 - \frac{I_m}{SE_a(1 + D)} - \frac{DE_{a0}}{(1 + D)E_a}. \quad (43)$$



Черт. 174. Эквивалентная схема при утроении частоты.

Таким образом мы установили все теоретические и расчетные формулы для генератора, работающего в условиях утроения частоты. На основании этих выкладок мы можем подойти к обоснованию выбора режима работы генераторной лампы.

## § 10. Выбор режима работы генераторной лампы при утроении частоты.

При утроении частоты напряжение на аноде меняется с тройной частотой против напряжения возбуждения сетки и против частоты импульсов анодного тока. Поэтому для уменьшения потерь на аноде необходимо работать с возможно малыми углами отсечек, отсекая этим путем те значения анодного тока, которые приходятся против высоких напряжений на аноде. Разберем например случай отсечки в  $60^\circ$ . В момент отсечки напряжение на аноде равно:

$$e_a = E_a - V_s \cos 3\psi = E_a + V_s,$$

т. е. оно имеет как раз наибольшее свое значение. Этот случай можно было бы сравнить с отсечкой в  $180^\circ$  при нормальной работе генератора и с отсечкой в  $90^\circ$  при удвоении частоты. Во всех этих условиях отдача не может быть высока. В то время как нормальные генераторы работают со средней отсечкой в  $75^\circ$ , удвоители с отсечкой в  $50^\circ$ , утроители должны работать с еще меньшей отсечкой, порядка  $40^\circ$ . И все-таки отдача может быть невысокой. Это легко показать. Если базироваться—что не совсем точно, но в первом приближении достаточно—на разложении косинусоидального импульса, то третья гармоника как-раз проходит через максимум при угле отсечки

в  $40^\circ$ , причем коэффициент ее при этом равен 0,185, а постоянная составляющая равна 0,145, таким образом отдача может быть в пределе равна  $0,5 \cdot 1,127 = 64\%$ , но так как обычно коэффициент использования анодного напряжения бывает менее единицы, а  $\psi > 40^\circ$ , то нельзя рассчитывать на отдачу выше 50%. Подчеркиваем, что при этом потери на аноде равны полезной мощности и отсечка очень мала, и мы имеем громадное напряжение смещения и напряжение возбуждения сетки, которое одного порядка, а может быть и больше колебательного напряжения на контуре.

Желая подойти к оценке необходимого количества и типа ламп, можно пользоваться следующими упрощенными зависимостями.

Полезная мощность при утроении равна:

$$P_3 = 0,5 I_{a3} V_3.$$

Полагая коэффициент третьей гармоники равным 0,17, а коэффициент использования анодного напряжения 0,9, имеем:

$$P_3 = 0,5 \cdot 0,17 \cdot 0,9 I_m E_a = 0,076 I_m E_a. \quad (44)$$

Для лучшего запоминания можно сопоставить следующие округленные значения для вероятных мощностей и отдач генератора при нормальной работе, при удвоении и при утроении.

	Полезная мощность	Кэф-т пол. действ.
Нормальный генератор . . . . .	$0,20 I_s E_a$	75%
Удвоитель . . . . .	0,12 "	55%
Утроитель . . . . .	0,08 "	50%

Обратимся к примеру.

**Пример.**

Дана лампа с электрическими данными: анодное напряжение  $E_a = 1500$  вольт, напряжение приведения  $E_{a0} = 500$  вольт, проникаемость  $D = 0,1$ , крутизна  $S = 2 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт.

Для нее произведен расчет на получение полезной мощности в 25,5 ватт и получены следующие данные:

Амплитуда колебательного напряжения  $V_3 = 1000$  вольт.

Амплитуда напряжения возбуждения сетки  $V_c = 950$  вольт.

Угол отсечки (расчет по косинусоиду)  $\psi = 50^\circ$ .

Коэффициент третьей гармоники  $\alpha_3 = 0,17$ .

Амплитуда третьей гармоники  $I_{a3} = 0,17 \cdot 300 = 51 \cdot 10^{-3}$  ампер.

Максимальный импульс анодного тока  $I_m = 0,3$  ампер.

Постоянная составляющая анодного тока  $I_{a0} = 55,5 \cdot 10^{-3}$  ампер.

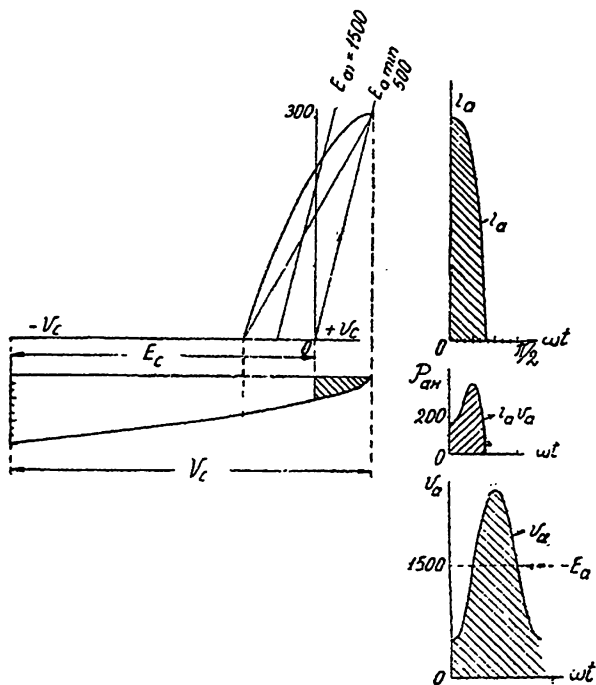
Полезная мощность  $P_s = 25,5$  ватт.

Подводимая мощность  $P_0 = 83,2$  ватт.

Отдача  $\eta = 30,6\%$ .

Потери на аноде  $P_{ан} = 57,7$  ватт.

На черт. 175—176 приведено графическое построение данных этого расчета. Из чертежа прежде всего видно, что форма тока не совпадает с формой косинусоиды, а имеет несколько более закругленные очертания. Это происходит потому, что рабочая характеристика не прямолинейна, а выпукла, как видно по чертежу. Обращает на себя внимание большое значение напряжения возбуждения сетки, равное



Черт. 175—176. Основные соотношения при удвоении.

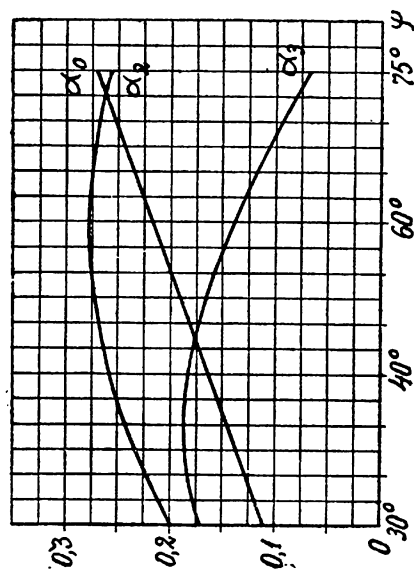
950 вольт при колебательном напряжении в 1000 вольт. Это величины одного порядка. Представляет известные затруднения подавать такие большие напряжения на сетку сравнительно маломощных ламп. Все-таки напряжение, требуемое при удвоении, значительно меньше. Это соображение ограничивает, до некоторой степени, область применения утроителей.

Рабочая характеристика в примере построена по уравнению (32). Отдача получилась очень маленькой потому, что мы выбрали очень небольшой коэффициент использования анодного напряжения. Но и при большем коэффициенте использования отдача не была бы выше 40%.

# § 11. Сводка и сопоставление расчетных формул: генератора без умножения, генератора-удвоителя и генератора-утроителя частоты.

	Нормальный генератор	Удвоитель частоты при $V_c > 4DV$	Утроитель частоты при $V_c > 9DV$
$I_m$	$S[V_c(1 - \cos \psi) - DV(1 - \cos \psi)]$	$S[V_c(1 - \cos \psi) - DV(1 - \cos 2\psi)]$	$S[V_c(1 - \cos \psi) - DV(1 - \cos 3\psi)]$
$i_a$	$I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}$	$I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(\cos 2\omega t - \cos 2\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 2\psi)}$	$I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(\cos 3\omega t - \cos 3\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 3\psi)}$
$a_0$	$\frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi(1 - \cos \psi)}$	$\frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi - \frac{1}{2} \frac{DV}{V_c}(\sin 2\psi - 2\psi \cos 2\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 2\psi)}$	$\frac{1}{\pi} \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi - \frac{1}{3} \frac{DV}{V_c}(\sin 3\psi - 3\psi \cos 3\psi)}{1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 3\psi)}$
$a_1$	$\frac{1}{\pi} \cdot \frac{2\psi - \sin 2\psi}{1 - \cos \psi}$	—	—
$a_2$	$\frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^2 \psi}{1 - \cos \psi}$	$\frac{2 \sin^2 \psi - \frac{3}{4} \frac{DV}{V_c}(4\psi - \sin 4\psi)}{3\pi \left[ 1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 2\psi) \right]}$	—
$a_3$	$\frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3 \psi \cos \psi}{1 - \cos \psi} = a_2 \cos \psi$	—	$\frac{2 \sin^3 \psi \cos \psi - \frac{1}{2} \frac{DV}{V_c}(6\psi - \sin 6\psi)}{3\pi \left[ 1 - \cos \psi - \frac{DV}{V_c}(1 - \cos 3\psi) \right]}$

$a_i$	$\frac{1}{a_1(1 - \cos \psi)} = \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}$	$\frac{1}{a_2(1 - \cos 2\psi)}$	$\frac{1}{a_3(1 - \cos 3\psi)}$
$V_c$	1) $V_{c_1} = DI_{a_1}(R'_i + R_g)$	1) $V'_{c_2} = DI_{a_2}(R'_i + R_g)$	1) $V'_{c_3} = DI_{a_3}(R'_i + R_g)$
	2) $V_{c_1} = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + DV$	2) $V'_{c_2} = V'_c \cdot \frac{1 - \cos \psi}{1 - \cos 2\psi} = V'_c \frac{1}{2(1 + \cos \psi)}$	2) $V'_{c_3} = V'_c \frac{1 - \cos \psi}{1 - \cos 3\psi} = V'_c \frac{1}{(1 + 2 \cos \psi)^2}$
—	—	3) $V_c = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + \frac{1 - \cos 2\psi}{1 - \cos \psi}$	3) $V_c = \frac{I_m}{S(1 - \cos \psi)} + DV \frac{1 - \cos 3\psi}{1 - \cos \psi}$
$E_c$	$D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi$	$D(E_a - E_{a0}) + (V'_c \cos \psi - DV \cos 2\psi)$	$D(E_a - E_{a0}) + (V'_c \cos \psi - DV \cos 3\psi)$
$I_{a1}$	$\frac{\mu V_c}{R'_i + R_g}$	$\frac{\mu V'_{c_2}}{R'_i + R_g}$	$\frac{\mu V'_{c_3}}{R'_i + R_g}$



Черт. 177. Коэффициенты постоянной составляющей второй и третьей гармоник разложения косинусов.

## § 12. Литература.

### 1. Повышение частоты.

1. Татаринов, В. В., Катодные умножители частоты. ТиБП, № 10, май 1921, стр. 430—436.
2. Рамлау П. Н., Упрощенный расчет лампового умножителя частоты. Вестник эл-ки, № 3, 1930, стр. 109—114.
3. Бунимович, В. И., Об удвоении частоты при помощи катодных ламп. Вестник эл-ки, № 4, 1930, стр. 133—144.
4. Асеев, Б. П., Заметка о расчете удвоителя частоты. Журнал О. Е., том X, № 109, январь 1931, стр. 36—47.

### 2. Понижение частоты.

1. B. van der Pol, Демультипликация частоты. Nature (англ.) сентябрь 10, 1927.
2. Koga, I., Новый трансформатор частоты. Журнал PIRE, том XV, стр. 669, авг. 1927.
3. Groszkowski, J., Деление частоты. Журнал PIRE, том XVIII, № 11, ноябрь 1930, стр. 1960—1970.
4. Vecchiaschi, F., Применение статического понижения частоты к катодному осциллографу. Труды Института электротехники и связи итальянского флота. Брош. № 44, Рим 1928.
5. Vecchiaschi, F., Установка для статического понижения частот ниже  $10^8$  пер./сек.. Труды Инст. эл. и связи ит. флота. Брош. № 46, Рим 1930.

## ГЛАВА XIV.

## ОБЩАЯ ТЕОРИЯ МОДУЛЯЦИИ.

### § 1. Введение.

Радиотелефонией занимались еще в то время, когда электронная лампа не была изобретена, с 1906 года. Необходимым для радиотелефона источником незатухающих колебаний служил дуговой генератор, и несколько позже—машина высокой частоты. Однако дуговые генераторы могут дать только волны длиннее определенного предела. Обычно это волны длиннее 2000 метров, т. е. как раз те волны, на которых радиотелефония становится затруднительной. Поэтому она и не нашла себе широкого применения, и дальше опытов, поставленных более или менее широко, дело не пошло. Машина высокой частоты страдала тем же недостатком в течение многих лет. К этому прибавлялась недостаточная устойчивость ее колебаний и затруднительность выполнить модуляцию. Поэтому и с машиной радиотелефония не развивалась. Только за последние годы, начиная с 1923 г., техника нашла пути к получению от машины достаточно устойчивых и более коротких волн. Однако в это время уже существовал ламповый генератор, и конкуренция с ним оказалась для машины непосильной. Но все же существовали и существуют машинные радиотелефонные передатчики, хотя и в небольшом количестве.

Мощный толчок в своем развитии получила радиотелефония после окончания мировой войны, в 1919 году. Начиная с этого времени современные радиотелефонные передатчики, имеющие источником незатухающих колебаний ламповые генераторы, вступили на путь быстрого и не прекратившегося еще и до сих пор технического развития и со-

вершенствования. Причина этого лежит в возможности получить при помощи лампового генератора глубокую и неискаженную модуляцию. Поэтому на современных методах получения модуляции нам надо подробно остановиться.

Первые телефонные передатчики общественного назначения появились в Америке. Первая радиовещательная станция, сконструированная обществом „Вестерн-Электрик. Комп.“ открыла свои действия в 1920 году. Это была станция с позывными *KDKA*, работавшая по схеме сеточной модуляции с самовозбуждением. По этой схеме работали все первые станции. Благодаря легкости управления при помощи сеточного потенциала изменениями анодного тока развитие схем сеточной модуляции было вполне естественно.

Однако недостаточная устойчивость процесса самовозбуждения (в то время передатчиков с независимым возбуждением еще не существовало) была большим недостатком этой схемы и служила препятствием к широкому ее распространению.

Первые передатчики с независимым возбуждением появились в 1922 году, и с тех пор сеточная модуляция вновь заняла подобающее ей место.

Однако, задолго до этого были предложены способы модуляции путем воздействия на анодное напряжение генераторной лампы. Наиболее удачная схема известна под названием схемы Хисинга или Латура. Она предложена в 1920 году и подробно описана в классической работе американца Хисинга („Модуляция в радиотелефонии“, 1921 г.). По этой схеме американцы работают до настоящего времени.

В Германии около этого же времени обществом „Телефункен“ была разработана схема сеточной модуляции при независимом возбуждении, известная у нас под названием схемы Шефера. Эта схема до сих пор почти исключительно применяется в Германии и везде, где выступает общество „Телефункен“ в других странах.

Можно сказать, что этими двумя основными схемами модуляции, принципиально различными: схемой анодной модуляции и схемой модуляции на сетку, ограничиваются все применяемые в настоящее время схемы. Имеется громадное количество других схем, являющихся однако лишь развитием или видоизменением этих двух основных схем. Поэтому изучению их мы посвятим специальные главы.

Мы не можем в объеме данного руководства охватить полностью все проблемы, стоящие перед современной радиотелефонией. Мы вынуждены ограничиться наиболее характерными и важными, с нашей точки зрения, принципиальными вопросами. Между тем неразрешенных задач еще весьма много, и не будет преувеличением, если утверждать, что, несмотря на обилие радиовещательных станций на земном шаре, многие проблемы еще остаются невыясненными и большинство станций работает в стадии непрерывного усовершенствования.

Основная трудность заключается в том, что необходимо провести через все электрические цепи радиотелефонного передатчика широкую полосу звуковых частот. Напомним, что например рояль имеет звуки, лежащие в области частот от 27 до 3480 пер./сек. Другие музыкальные инструменты имеют спектры частот, лежащие в этих пределах. Но для воспроизведения тембра звуков необходимо передать без иска-

жений его высшие гармоники, по крайней мере до третьей. Следовательно для передачи игры на рояле надо пропустить через передатчик звуковые частоты в пределах от 27 до 10 440 пер./сек., или приблизительно—от 30 до 10 000. Это—весьма широкая полоса. Например на волне 1000 метров (частота 300 000 пер./сек.) двойная ширина низких частот, равная 20 000 пер./сек., составляет 7% от частоты несущей волны. Это ставит определенные требования к форме кривых резонанса передатчика и антенны. Необходимо, чтобы модулированные колебания, прошедшие через все каскады передатчика, не были искажены. Однако каждый каскад вносит искажения, и борьба за неискаженное прохождение низких частот составляет весьма сложную задачу. Эта задача значительно облегчается при телефонной передаче на более коротких волнах; например на волне в 300 м та же двойная полоса низких частот составляет только 4%, а на волне в 100 м—0,7% от основной частоты. Однако при работе на волнах короче 200 метров очень заметными становятся явления замирания, и часто неискаженная телефонная передача от этого утрачивается, несмотря на меры борьбы с этим в приемном устройстве, весьма значительно в своем качестве, или прием становится вовсе невозможным.

Мы увидим, что при радиотелефонии излучаются, по существу, кроме несущей волны, еще две боковые полосы волн, имеющие частоты, отличающиеся от частоты несущей волны на низкую частоту модуляции. Согласно сказанному выше весь этот спектр частот должен быть проведен без искажения через передатчик и антенну. При этом оказывается, что полезная часть излученных колебаний, носящая на себе отпечаток звуков, произведенных перед микрофоном, составляет весьма незначительную долю от всей излученной мощности, примерно одну треть, и сосредоточена именно в боковых волнах. Таким образом несущая волна становится как будто излишней. Ее роль становится ясной только при приеме, где она дает биения с боковыми частотами, превращающие высокие частоты их в слышимые ухом и соответствующие тем звукам, которые были произведены перед микрофоном передатчика.

Поэтому уже давно появилась мысль разделить три основные полосы частот, существующие в каждом радиотелефонном передатчике, с тем чтобы по крайней мере одну из них, например несущую волну, задержать в передатчике и излучать в пространство только боковые частоты. При этом значительно суживается полоса частот, которую необходимо провести через все передающее устройство. Но недостатком этого способа работы служит то, что недостающая в модулированной волне одна ее составляющая—несущая волна—должна быть наложена на нее в месте приема, что значительно осложняет последнюю задачу и делает прием невозможным при пользовании обычными приемниками. Работа одной или двумя боковыми полосами в настоящее время широко практикуется в установках коммерческого и специального назначения, работа которых не имеет публичного характера. Мы ограничимся в настоящем руководстве лишь указанием на простейшие схемы работы без несущей волны и отошлем интересующихся этим вопросом к специальной литературе.

Нашей основной задачей мы считаем выяснение физической картины процессов модуляции при помощи наиболее употребительных схем,



подведение теоретического обоснования под работу схемы и установление важнейших количественных зависимостей, с тем чтобы обосновать технический расчет.

Наша задача облегчается благодаря тому, что работа модулированного лампового генератора может рассматриваться как последовательный переход через различные состояния, связанные с изменением того или иного электрического фактора. Так, при изучении работы генератора, у которого модуляция осуществляется путем изменения с низкой частотой анодного напряжения, мы можем, в первом приближении, считать, что весь процесс может быть разбит на последовательные состояния работы генератора при различных анодных напряжениях, но при прочих равных условиях. Таким образом для выяснения поведения модулированного этим путем генератора мы должны выяснить зависимость всех его электрических параметров от анодного напряжения. Считая, что установленные таким образом картины следуют весьма быстро одна за другой, подобно тому что мы наблюдаем в кинематографе, мы можем получить представление о сущности процесса модуляции по данному способу.

Однако, в этом способе анализа кроется одна неточность, заключающаяся в том, что именно в динамике всего явления скрыты некоторые его основные свойства, и, рассматривая его как переход через последовательные стационарные состояния, мы рискуем упустить все стороны, вытекающие из самого процесса изменений электрических параметров схемы.

Разница между этими двумя картинами заключается в том, что в первом случае мы подразделяем сложное явление на ряд последовательных состояний установившегося режима, в то время как в соответствии с действительностью нам следовало бы рассматривать его как переход через ряд последовательных состояний неустановившегося режима. Из теории последнего известно, что на сцену выступают так называемые «постоянные времени» электрической системы, содержащей ваттные (активные) и безваттные (реактивные) сопротивления.

Эту поправку к упрощенной картине явлений мы будем постоянно иметь в виду, вследствие чего мы надеемся избежать серьезных искажений процесса.

## § 2. Уравнение модулированных колебаний. Глубина модуляции.

Остановимся на изучении свойств тока, амплитуда которого во время модуляции изменяется. Ток незатухающих колебаний, амплитуда которого  $I$  остается постоянной, имеет вид:

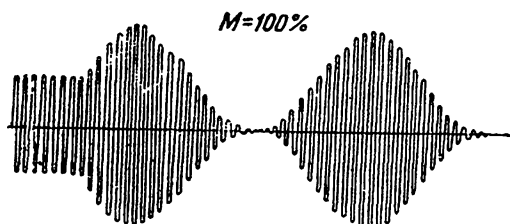
$$i = I \cos \omega t.$$

Модулированный ток отличается от него тем, что амплитуда  $I$  не остается постоянной, а изменяется с частотой модуляции, значительно более низкой, чем высокая частота основных колебаний. Для различия высокой и низкой частот обозначим их через  $f$  и  $F$ , а соответствующие им круговые частоты через  $\omega$  и  $\Omega$ . Тогда модулированный ток может быть выражен формулой:

$$i = I (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (1)$$

Здесь  $I(1 + M \cos \Omega t)$  есть меняющаяся с низкой частотой амплитуда колебаний высокой частоты. Из последнего выражения видно, что амплитуда колебаний меняется между пределами  $I_{\max} = I(1 + M)$  и  $I_{\min} = I(1 - M)$ . Складывая предельные значения амплитуды и деля сумму пополам, мы получаем среднее значение амплитуды во время модуляции:

$$\frac{1}{2} (I + MI + I - IM) = I = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}. \quad (2)$$



Черт. 178. Колебания с глубиной модуляции в 100%.

Оно равно амплитуде основных колебаний высокой частоты:  $I$ . Это вполне естественно, так как мы предполагаем изменения амплитуды вверх и вниз одинаковыми, т. е. модуляцию симметричной.

Вычитая минимальное значение амплитуды из максимального и деля разность пополам, мы получаем приращение амплитуды во время моду-

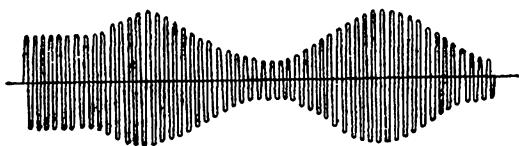
ляции: 
$$\frac{1}{2} (I + MI - I + MI) = MI = \Delta I = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2}. \quad (3)$$

Наконец, деля приращение амплитуды на среднее ее значение, мы получаем величину коэффициента модуляции:

$$M = \frac{\Delta I}{I} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \cdot \frac{2}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (4)$$

Эта величина, выражаемая обыкновенно в процентах, может изменяться между пределами 0 и 1 или между 0% и 100%. На черт. 178 показаны колебания, модулированные с глубиной в 100%, и на черт. 179 колебания, модулированные с глубиной в 50%. В обоих случаях модуляция

$M = 50\%$



Черт. 179. Колебания с глубиной модуляции в 50%.

производится одной единственной частотой, причем амплитуда основной волны меняется по синусоидальному закону.

Глубина модуляции является одним из факторов, характеризующих радиотелефонную передачу. При прочих равных условиях дальность действия передатчика тем больше, чем глубже модуляция. Но дальность действия радиотелефонного передатчика зависит конечно и от самой величины основных колебаний, или так называемой *несущей волны*. Таким образом, для обеспечения большой дальности действия необходимо иметь передатчик, обладающий большой мощностью, и кроме того необходимо работать с глубокой модуляцией. Получение

большей дальности действия при повышении мощности несущей волны объясняется не только тем, что при этом обеспечивается большая напряженность поля в месте приема, но и лучшими условиями детектирования.

У радиотелефонных передатчиков следует различать две области их слышимости. Первая область характеризуется тем, что в ней передача слышна отчетливо, причем работа других станций не производит таких помех, которые мешают надежному приему. Это есть область *надежного приема*. Вторая область непосредственно к ней примыкает и характеризуется тем, что работа нашей станции уже слышна малоудовлетворительно, другие станции сильно мешают приему, но вместе с тем несущая волна нашей станции слышна отчетливо и громко, настолько громко, что это мешает приему других станций. Таким образом эта область есть скорее *область помехи станции*, та область, в которой прием уже ненадежен, но помеха приему других станций достаточно неприятна. Каждодневная практика учит нас тому, что эти две области достаточно резко выражены, так как постоянно можно найти станции, несущая волна которых ясно слышна, но прием радиотелефонии невозможен. При этом обычно в таких случаях считается, что у микрофона станции молчат. Иногда так и бывает, но в огромном большинстве случаев это «молчание» продолжается в течение всего времени слышимости работы станции.

Чем глубже модуляция, тем ближе находится граница слышимости одной только несущей волны от границы надежного приема радиотелефонной передачи, тем большую долю от общей зоны слышимости станции занимает область полезной ее работы. Чем меньше глубина модуляции, тем больше область помехи станции по сравнению с областью полезной работы. Поэтому по мере развития радиотелефонии требования к увеличению глубины модуляции все возрастали. В настоящее время американцы ставят ко всем своим передатчикам требование возможности получения 100% неискаженной модуляции. Это однако не значит, что во время передачи работа все время происходит с такой глубиной модуляции. Это значит, что станция рассчитана и построена на 100% модуляции и что во время передачи такая глубина при сильных звуках действительно достигается.

Всегда необходимо различать среднюю, минимальную и максимальную глубину модуляции. Как при разговоре, так и при музыке сила отдельных звуков совершенно различна. Для неискаженной передачи необходимо было бы сохранить, хотя бы приближенно, то соотношение сил отдельных звуков, которое имеется перед микрофоном. Это совершенно недостижимо, так как при этих условиях средняя глубина модуляции должна была бы быть очень небольшой, что невыгодно. Лучше дать слишком сильный звук, чем слишком слабый, лучше исказить все слабые звуки так, чтобы они казались более сильными, и несколько ослабить эффект от самых сильных звуков, чем, наоборот, работать с очень слабой модуляцией и допускать выкрикивание отдельных звуков.

Минимальная глубина модуляции конечно должна быть больше нуля, так как при нуле ровно ничего не слышно, в то время как звук все-таки произведен. Минимальная глубина модуляции может быть равна нескольким процентам, например 5%. Максимальная глубина

должна быть равна 100%. Средняя глубина модуляции обычно бывает равна 15—30%.

При этом следует иметь в виду, что как речь, так и музыка состоят из сложного комплекса звуковых колебаний, имеющих сильно отличающиеся частоты и амплитуды. Полная ясность при определении глубины модуляции может быть получена, только если это определение относить к чисто синусоидальному изменению амплитуды несущей волны, происходящему с одной определенной частотой.

### § 3. Мощность модулированных колебаний. Мощности: предельная, средняя, минимальная и телефонная. Действующее значение модулированного тока.

Модулированный ток, выражаемый формулой (1), выделяет в контурах некоторую мощность. Остановимся на изучении характера изменений и состава этой модулированной мощности.

Действующее значение синусоидального (немодулированного) переменного тока с постоянной амплитудой определяется выражением:

$$J = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I^2 \cos^2 \omega t d\omega t}.$$

Во время модуляции меняется с низкой частотой амплитуда переменного тока. (Мы рассматриваем только модуляцию амплитуды, считая, что частота, а также и фаза переменного тока при модуляции остаются неизменными. Об этом см. ниже). Следовательно для определения действующего значения модулированного тока надо составить сначала выражение для среднего квадратичного тока, меняющегося с низкой частотой, и далее — составить выражение для среднего квадратичного тока за период низкой частоты.

Средний квадратичный ток за период высокой частоты равен:

$$J_T^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I^2 (1 + M \cos \Omega t)^2 \cos^2 \omega t d\omega t.$$

Благодаря большой разнице в частотах  $f$  и  $F$  можно считать, что за период высокой частоты  $T$  величина  $\cos \Omega t$  остается неизменной. Следовательно искомый ток равен:

$$J_T^2 = \frac{1}{2\pi} I^2 (1 + M \cos \Omega t)^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \omega t d\omega t = \frac{1}{2} I^2 (1 + M \cos \Omega t)^2. \quad (5)$$

Мы видим, что в течение одного периода низкой частоты средний квадратичный ток меняется, а следовательно меняется и мощность, равная:

$$P_T = J_T^2 R = \frac{1}{2} I^2 R (1 + M \cos \Omega t)^2 = P (1 + M \cos \Omega t)^2, \quad (6)$$

где

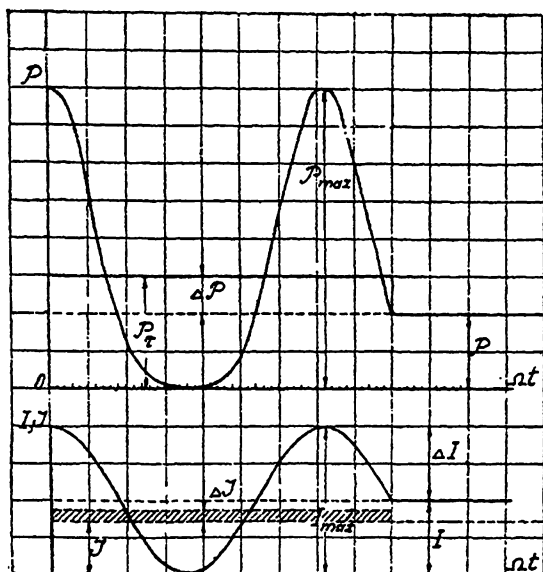
$$P = \frac{1}{2} I^2 R$$

мощность тока несущей волны.

Формула (6) выражает среднюю мощность модулированного тока за один период высокой частоты. Она доказывает, что средняя мощность меняется в широких пределах, достигая значений  $4P$  и нуля при коэффициенте модуляции, равном 1. На черт. 180 показана кривая изменения средней мощности за период высокой частоты, по низкой частоте, при глубине модуляции в 100%.

Для определения действующего значения модулированного тока составляем выражение:

$$J^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} I^2 (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t.$$



Черт. 180. Изменение средней мощности за период высокой частоты с низкой частотой.

Выполняя интегрирование, получаем:

$$\frac{1}{4\pi} I^2 \int_0^{2\pi} (1 + 2M \cos \Omega t + M^2 \cos^2 \Omega t) d\Omega t = \frac{1}{2} I^2 (1 + 0,5M^2),$$

так как

$$\int \cos^2 x dx = \frac{x + \sin x \cos x}{2}.$$

Следовательно действующее значение модулированного тока равно:

$$J_r = 0,707 I \sqrt{1 + 0,5M^2} = I \sqrt{1 + 0,5M^2}, \quad (6a)$$

где  $J$  — действующее значение тока несущей волны.

Мы видим, что действующее значение модулированного тока отличается от действующего значения тока несущей волны. Первое всегда больше, и тем больше, чем глубже модуляция. Однако разница между

обоими значениями тока все-таки невелика, даже при 100% модуляции.

Рассчитаем величину отношения действующих значений модулированного тока и тока несущей волны для нескольких значений коэффициента модуляции:

Коэффициент модуляции	Отношение токов $J_c/J$
1,0	1,225
0,75	1,132
0,50	1,060
0,25	1,015
0,00	1,000

Это отношение характеризует разницу в показаниях теплового амперметра, измеряющего действующее значение тока до и во время модуляции. Мы видим, что показания прибора изменяются мало. Судить о глубине модуляции по изменениям показаний теплового прибора, если глубина модуляции меньше 50%, почти невозможно. Поэтому существует множество косвенных способов определения коэффициента модуляции (см. литературу в конце главы).

Вместе с ростом действующего значения тока во время модуляции возрастает и мощность его. Мощность модулированных колебаний равна:

$$P_c = J^2 R (1 + 0,5M^2) = P (1 + 0,5M^2), \quad (7)$$

где  $P = J^2 R$  — мощность несущей волны.

Вычисленная нами мощность является средней мощностью модулированных колебаний. На чертеже 180 показана эта величина. Во время модуляции мощность несущей волны получает приращение, равное  $\Delta P = 0,5M^2P$ . В нижней части того же чертежа показано изменение амплитуды модулированного тока с низкой частотой, заштрихованная же полоска дает представление о приращении действующего значения тока при модуляции.

Наибольшая мощность модулированного тока:

$$P_{c \max} = P (1 + M)^2 = P_M \quad (8)$$

называется еще *предельной*, *максимальной* или *пиковой* мощностью модулированных колебаний.

Наименьшая мощность:

$$P_{c \min} = P (1 - M)^2 = P_m \quad (9)$$

может быть названа еще *минимальной* мощностью модулированных колебаний. Таким образом мы должны всегда иметь в виду и различать эти 4 мощности модулированного тока:

1. Мощность тока несущей волны:  $P$ .
2. Максимальную мощность при модуляции:  $P(1 + M)^2$ .
3. Минимальную мощность при модуляции:  $P(1 - M^2)$ .
4. Среднюю мощность во время модуляции, так называемую „телефонную“ мощность  $P(1 + 0,5M^2)$ .

Ламповый генератор должен быть соразмерен таким образом, чтобы он мог дать кратковременно величину максимальной мощности, причем лампа должна иметь достаточную эмиссию, чтобы при этом не получалось искажений. Кроме того, генератор должен обеспечить получение минимальной мощности, определяемой формулой (9), а это значит, что она должна быть в  $\frac{(1+M)^2}{(1-M)^2}$  раз меньше максимальной,

что возможно только при неискаженной линейной модуляции, когда амплитуда колебаний точно следует синусоидальному закону изменения звуковых колебаний перед микрофоном. Наконец генератор должен быть в состоянии подавать неограниченно долго, или в течение специально обусловленного времени, среднюю модулированную мощность. Очевидно, что вместе с ростом амплитуды модулированного тока возрастает и напряжение на контурах. В частности растет колебательное напряжение на контуре и напряжение в антенне. Также очевидно, что как вводы, так и изоляция всей установки и в частности антенны должны быть рассчитаны на это повышенное напряжение. Ниже мы увидим, в каких пределах происходит изменение этих величин при различных способах модуляции.

#### § 4. Состав модулированных колебаний. Боковые полосы. Мощность в боковых полосах.

Модулированные колебания, выражаемые формулой (1), могут рассматриваться двояко.

С одной стороны это выражение характеризует переменный ток, изменяющийся с одной единственной высокой частотой, равной  $\frac{\omega}{2\pi}$ , причем амплитуда этого тока меняется с низкой частотой:  $\frac{\Omega}{2\pi}$ . Частота

$f = \frac{\omega}{2\pi}$  есть частота несущей волны. Частота  $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ , входящая в формулу (1), говорит лишь об изменениях амплитуды с этой низкой частотой.

С другой стороны модулированный ток состоит из двух слагаемых

$$i = I(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t = I \cos \omega t + MI \cos \Omega t \cos \omega t, \quad (10)$$

где первое слагаемое выражает ток несущей волны, имеющий постоянные амплитуду и частоту, а второе слагаемое имеет амплитуду  $MI$ , меняющуюся с низкой частотой  $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ . Второе слагаемое может быть простым тригонометрическим преобразованием, переписано в следующем виде:

$$MI \cos \Omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} MI \cos (\omega + \Omega) t + \frac{1}{2} MI \cos (\omega - \Omega) t.$$

Следовательно модулированный ток получает выражение:

$$i = I \cos \omega t + \frac{1}{2} MI \cos (\omega + \Omega) t + \frac{1}{2} MI \cos (\omega - \Omega) t. \quad (11)$$

Таким образом, модулированные колебания состоят из трех частей: первая часть определяет колебания основной частоты или, так называемые, колебания несущей волны; вторая часть определяет колебания с постоянной амплитудой, равной  $\frac{1}{2}MI$ , имеющие частоту  $\frac{\omega + \Omega}{2\pi}$  более высокую, чем основная; третья часть определяет колебания с такой же амплитудой  $\frac{1}{2}MI$  и с частотой  $\frac{\omega - \Omega}{2\pi}$ , более низкой, чем основная. Оба последние члена характеризуют так называемые *боковые частоты* и соответствующие им *боковые волны*. С этой точки зрения каждый радиотелефонный передатчик излучает не менее трех волн, основную и две боковых.

Не раз пытались оспаривать существование боковых волн, мотивируя это тем, что в антенне существует всего лишь одна волна, имеющая ток с переменной амплитудой, и что введение боковых полос является лишь тригонометрическим курьезом. В настоящее время нет больше необходимости доказывать существование боковых частот. Они не менее реальны, чем несущая волна. Их можно выделить, усилить их силу, излучить отдельно от несущей волны, принять отдельно, усилить отдельно, сложить все три отдельно принятые и усиленные волны и таким образом воспроизвести модулированную волну. Существуют ясные указания на то, что все составляющие волны распространяются по различным путям. Это приводит к тому, что к месту приема они приходят с разными фазами. Эти фазы могут быть противоположны, и тогда прием телефонии прекращается. Это явление известно под названием селективного фэдинга или, по-русски, — избирательного замирания. Таким образом боковые волны несомненно существуют, и мы с ними будем неоднократно оперировать.

Рассмотренные нами две картины модулированной волны являются на самом деле не чем иным как математически различно выраженными и физически по-разному представленными двумя сторонами одного и того же единого явления.

Если мы имеем колебания, модулированные одной частотой, то мощность их выражается формулой:

$$P_{\Sigma} = P(1 + 0,5M^2) = P + 0,5M^2P = P + 2(0,25 \cdot M^2P). \quad (12)$$

Здесь первый член выражает мощность несущей волны при отсутствии модуляции, а второй член — приращение ее при модуляции. Но выше мы указали на существование кроме основной волны еще двух боковых волн. Очевидно, что эти колебания тоже обладают некоторой мощностью. Исходя из выражения суммарной мощности (12) можно считать, что суммарная мощность двух боковых волн равна  $0,5M^2P$ , т. е. что каждая волна имеет мощность, равную  $0,25$  от мощности несущей волны, если  $M=1$ .

Принимая модулированную мощность за единицу и кроме того  $M=1$ , мы получаем мощность несущей волны, равную  $0,667$  или  $\frac{2}{3}$ , и мощность каждой боковой волны, равную  $\frac{1}{6}$ . Таким образом, считая полезной мощностью модулированной волны ту ее часть, в которой запечатлены сочетания слов или музыки, т. е. мощность боковых волн, мы видим, что эта мощность составляет лишь незначительную



долю от всей мощности, излучаемой телефонным передатчиком во время передачи.

При этом надо иметь в виду, что полученные соотношения относятся к 100% модуляции и что при уменьшении ее глубины они становятся еще гораздо менее выгодными. Предположим, что мы имеем мощный передатчик, имеющий суммарную модулированную мощность, равную 100 квт., причем модуляция происходит с глубиной в 50%.

Тогда мощность двух боковых волн равна:  $\frac{0,5M^2}{1+0,5M^2} P_s = 0,111 \cdot 100 \text{ квт.} = 11,1 \text{ квт.}$ , и каждой боковой волны — 5,55 квт. Таким образом только 11% от получаемой мощности оказывается полезной.

Эти невыгодные соотношения уже давно побудили искать путей к увеличению отдачи установки. Наиболее известный способ заключается в том, что излучаются только одни боковые волны, или только одна из них, сама же несущая волна существует только в некоторых частях передатчика, в антенну же не попадает вовсе. Это так называемый способ передачи без несущей волны. Он находит самое широкое применение в передаче высокой частоты по проводам и некоторое применение находит и при обычной радиотелефонии. Недостатком его является то, что при приеме приходится накладывать на принимаемые колебания ток высокой частоты от местного гетеродина, который должен давать точно ту частоту, которой в боковых полосах не достает, т. е. частоту несущей волны и те же фазовые соотношения между волнами; в противном случае прием разговора невозможен. Так как при обычной передаче радиотелефонии гетеродин для приема вовсе не нужен и прием может быть осуществлен непосредственно даже на простой кристаллический детектор или на простой усилитель, приспособленный для приема затухающих или модулированных колебаний, то это обстоятельство сильно осложняет радиоприем и делает способ работы одной или двумя полосами, без несущей волны, неприемлемым для целей радиовещания. Он находит применение в коммерческой радиотелефонии. Преимуществом он может обладать в некоторых специальных условиях, когда крайне важно во время передачи занимать как можно меньше места в воздухе, т. е. не создавать помехи несущей волной, и кроме того — сделать прием более сложным. Подобные условия иногда встречаются в военном деле.

Несколько иной подход к вопросу предложен профессором М. А. Бонч-Бруевичем <sup>1)</sup>. Он предлагает излучать несущую волну и обе боковые волны с отдельных антенн, причем все три составляющие мощности вырабатываются отдельными передатчиками. При этом получается большая выгода в суммарной установленной мощности радиотелефонного передатчика, что делает его значительно более дешевым. Однако принципиальная невыгода в распределении мощности между несущей волной и боковыми волнами здесь не устраняется.

Мы рассмотрели простейший вид модуляции, производимой одной единственной звуковой частотой. Практически подобные условия редко встречаются. При передаче человеческой речи, пения или музыки перед микрофоном появляются звуки, образованные весьма сложными сочетаниями частот, фаз и амплитуд. Обычно каждый вид передачи харак-

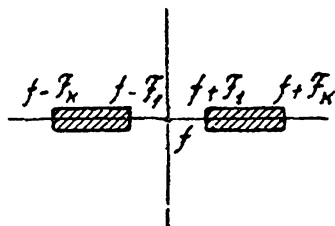
<sup>1)</sup> См. литературу в конце главы.

теризуется некоторым спектром звуковых частот, им занимаемых. Все эти частоты должны быть по возможности без искажений воспроизведены в форме изменений амплитуды колебательного тока.

При передаче некоторой полосы частот модулированный ток получает выражение:

$$i = I \cos(\omega t + \varphi) + I \cos(\omega t + \varphi) \sum_{n=1}^{n=\kappa} M_n \cos(k\Omega t + \varphi_n).$$

Здесь полоса частот шириною  $F_\kappa - F_1$  образует верхнюю и нижнюю боковые полосы (см. черт. 181).



Черт. 181. Полосы частот при радиотелефонировании.

Между всеми этими частотами распределяется весьма сложным образом модулированная мощность.

Задачей телефонного передатчика является подача всех частот, заключенных в названных полосах, в радиосеть и излучение их, с сохранением всех особенностей звуковых колебаний, имеющих в микрофоне.

Следует различать два основных случая.

При передаче человеческой речи, когда требуется только хорошая разборчивость ее, но допускается некоторое искажение тембра голоса, полоса наиболее важных звуковых частот заключена в пределах от 200 до 1500—2000 периодов в секунду. Даже при срезании всех звуков, имеющих частоту в 1000 периодов в секунду и выше, разговор сохраняет еще довольно удовлетворительную разборчивость.

При передаче музыки необходимо воспроизвести гораздо более широкую полосу частот. Обычно считают, как мы указывали выше, что музыка не искажена, если воспроизведены звуковые колебания с частотами от 30 до 10 000 периодов в секунду. Срезание верхних частот приводит к искажению тембра и оттенка музыкальных инструментов, к искажению их основных свойств. Поэтому при концертной модуляции задача значительно усложняется, и для ее получения требуется гораздо больше усилий и гораздо более строгое выполнение правил обеспечения неискаженной модуляции, чем при так называемой коммерческой модуляции.

## § 5. Методы модуляции. Классификация их. Физическая картина и принципиальные схемы основных методов модуляции.

Предположим, что мы имеем какой-нибудь источник незатухающих колебаний, в частности электронную лампу, с соответствующими контурами. Это может быть генератор с самовозбуждением или с независимым возбуждением. Он может состоять из одного или многих каскадов, в которых имеется высокая частота. Он может включать устройства для поддержания высокой частоты постоянной и антенну. Подобное устройство, включающее в себя все или только некоторые из указанных звеньев, является необходимой высокочастотной составной частью всякого радиотелефонного передатчика.

Второй необходимой составной частью его является низкочастотная часть, начинающаяся от микрофона и, в зависимости от назначения и устройства станции, включающая в себя: микрофонный усилитель, линию проволочной связи с передатчиком, по которой микрофонные токи к нему подводятся, усилитель низкой частоты, расположенный около передатчика и имеющий назначение усиливать напряжение перед подачей его на высокочастотную часть, и наконец устройство для регулирования подаваемого напряжения и контроля.

Таким образом в общем случае радиотелефонная установка состоит из двух независимых друг от друга цепей высокой и низкой частоты, развитых в большей или меньшей мере в зависимости от назначения передатчика, его сложности и специальных требований, к нему предъявляемых.

Способ связи этих цепей, начиная от некоторого звена, или способ внесения низкой частоты в цепь высокой частоты, называется *способом или методом модуляции*. Начиная от некоторого звена, обе цепи могут уже далее не расходиться. Это означает, что в них происходит усиление или то или иное видоизменение уже модулированных колебаний. Это уже не модуляция, а управление модулированными колебаниями высокой частоты. Таким образом, необходимо иметь в виду, что, *говоря о методах модуляции, мы понимаем под этим именно способы наложения изменений низкой частоты на существующие независимо от этого колебания высокой частоты*.

Процесс модуляции заключается в том, что изменения низкой частоты накладываются на тот или иной электрический параметр цепи высокой частоты. Такими параметрами могут быть например напряжения на аноде или на сетке, частота и фаза тока высокой частоты, приведенное сопротивление лампы или сопротивление антенны и др. Параметр, при посредстве которого производятся изменения с низкой частотой в цепи высокой частоты, называется *модулирующим фактором*. Например, если модуляция происходит благодаря изменению с низкой частотой напряжения смещения, то модулирующим фактором является приращение смещения.

Существует множество различных способов модуляции, при которых модулирующими факторами являются изменения в том или ином звене цепи высокой частоты. Одно перечисление их заняло бы много места. Кроме того, существующие в данный момент методы несомненно со временем будут меняться. Поэтому перечисление и описание всех известных методов модуляции не является нашей задачей. Мы остановимся лишь на изучении наиболее употребительных способов, нашедших достаточно широкое применение в современных ламповых радиотелефонных станциях.

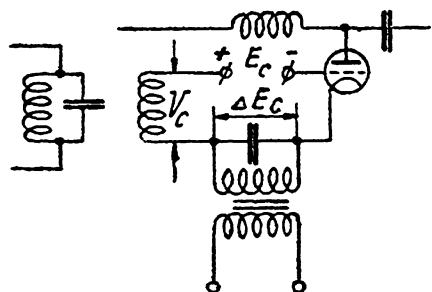
Однако мы все же систематизируем возможные методы модуляции, не останавливаясь на их изучении.

*Конечной целью любой схемы модуляции является выработка линейной зависимости между изменениями амплитуды колебательного тока и модулирующим фактором*. Последним чаще всего бывают: анодное напряжение, напряжение возбуждения сетки и напряжение смещения. Эти величины могут меняться с низкой частотой в различных комбинациях: или меняется одна из них, или две

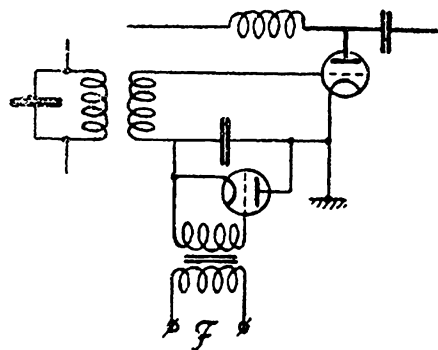
вместе, а третья остается постоянной, или же — все три вместе. Рассмотрим подробнее возможные комбинации.

I. $E_a = \text{Const}$			II. $E_c = \text{Const}$			III. $V_c = \text{Const}$		
1	$V = \text{Const}$	$E_c = \text{Var}$	4	$V_c = \text{Const}$	$E_a = \text{Var}$	7	$E_a = \text{Const}$	$E_c = \text{Var}$
2	$V_c = \text{Var}$	$E_c = \text{Const}$	5	$V_c = \text{Var}$	$E_a = \text{Const}$	8	$E_a = \text{Var}$	$E_c = \text{Const}$
3	$V_c = \text{Var}$	$E_c = \text{Var}$	6	$V_c = \text{Var}$	$E_a = \text{Var}$	9	$E_a = \text{Var}$	$E_c = \text{Var}$
10. $E_a, V_c, E_c = \text{Var.}$								

Эта таблица охватывает все возможные комбинации. Рассматривая ее, мы видим, что некоторые из них повторяются. Соединяя одинаковые случаи вместе, получаем следующие возможные и различные методы модуляции:



Черт. 182. Простейшая схема модуляции смещением.



Черт. 183. Схема сеточной модуляции Телефункен—Шефера.

А. (1 и 7). Анодное напряжение и напряжение возбуждения сетки постоянны, изменяется с низкой частотой *напряжение смещения*. Это означает, что мы имеем генератор независимого возбуждения, который подает постоянное напряжение возбуждения на модулируемый каскад. Модулирующим фактором является приращение смещения. Это есть наиболее распространенный способ сеточной модуляции, известный под названием *модуляции изменением напряжения смещения*, или просто — *модуляции смещением*.

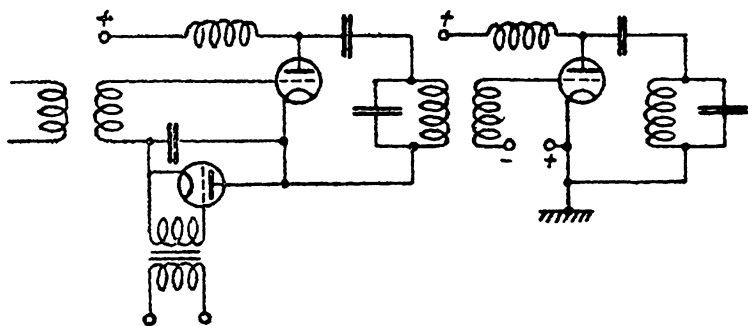
Схемы, применяемые для этой цели, показаны на чертежах 182 и 183.

Этот способ нашел наибольшее распространение в Европе. В Америке он почти не применяется. Достоинством его является легкость получения глубокой и неискаженной модуляции.

На черт. 182 показан простейший способ модуляции смещением, при котором микрофонный трансформатор включен непосредственно в цепь сетки модулируемой лампы, возбуждаемой отдельным генератором. Изменение с низкой частотой напряжения на вторичной обмотке трансформатора вызывает изменение смещения, которое накладывается,

прибавляясь или вычитаясь, на напряжение смещения, подаваемое отдельным источником. Подобная схема весьма проста, но она не может дать глубокой модуляции, так как напряжение на вторичной обмотке трансформатора не может превышать нескольких десятков вольт. Можно предварительно усилить специальным усилителем переменное напряжение, получаемое на вторичной обмотке микрофонного трансформатора. Тогда коэффициент модуляции будет больше. Но чаще применяют схему, показанную на черт. 183.

Здесь микрофон воздействует на сетку специальной модуляторной лампы, через которую проходит постоянная составляющая тока сетки генератора. В зависимости от величины и знака напряжения на сетке модуляторной лампы изменяется сила проходящего через нее тока. Анодный ток модуляторной лампы есть одновременно постоянная составляющая сеточного тока модулируемой лампы. С изменением напряжения на сетке модуляторной лампы меняется сила тока, через нее проходящая, вместе с тем и напряжение между анодом и катодом



Черт. 184. Схема усиления модулированных колебаний.

ее, которое одновременно является напряжением смещения. Эта схема предложена в Германии Шефером. Более подробный анализ работы модуляторной лампы будет нами изучен в главе о сеточной модуляции.

В. (2 и 5). Здесь анодное напряжение остается постоянным, напряжение смещения тоже неизменно, а *меняется амплитуда напряжения возбуждения сетки*. Это есть *сеточная модуляция при постоянном смещении*.

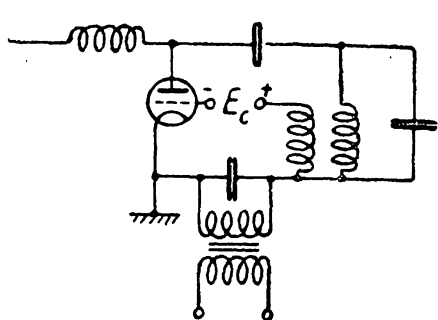
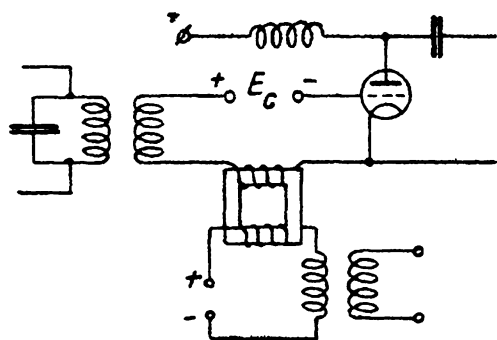
Следует отличать этот случай от случая простого усиления модулированных колебаний, при котором смещение тоже остается неизменным, а меняется напряжение возбуждения сетки благодаря тому, что модуляция произведена в предшествующем каскаде. Выше мы дали достаточно ясное определение методов модуляции, и поэтому усиление модулированных колебаний, которое мы изучим отдельно, не следует смешивать с сеточной модуляцией при постоянном смещении.

На черт. 184 представлен случай усиления модулированных колебаний, причем модуляция производится по методу изменения напряжения смещения. Из рассмотрения этой схемы следует, что в мощном каскаде действительно никакой модуляции не происходит.

На черт. 185 показан случай модуляции изучаемого типа, производи-

мый по методу Н. Д. Папалекси и Л. И. Мандельштама. Здесь модуляция осуществляется за счет перераспределения постоянного напряжения возбуждения, подаваемого генератором независимого возбуждения, между промежутком сетка—катод, с одной стороны, и модуляционным дросселем, с другой. С изменением тока, подмагничивающего железный дроссель, изменяется коэффициент самоиндукции, возрастаая при уменьшении и уменьшаясь при увеличении силы подмагничивающего тока, вследствие чего меняется падение напряжения на нем. Смещение остается постоянным. Изменяется только доля напряжения возбуждения сетки, падающая на самую сетку. Существует еще несколько подобных схем, применявшихся в нашей промышленности.

С. (3). В этом случае модуляция происходит при постоянном анодном напряжении и переменных напряжениях смещения и возбуждения сетки. Примером может служить *сеточная модуляция при самовозбуждении*. Подобный случай показан на черт. 186. Здесь в генераторе с самовозбуждением напряжение смещения изменяется под действием



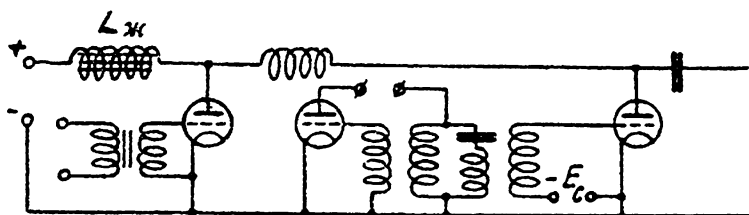
Черт. 185. Схема Папалекси и Мандельштама.

Черт. 186. Сеточная модуляция при самовозбуждении.

модуляции, производимой микрофоном. Но благодаря связи сетки и колебательного контура модулированный анодный ток и пропорциональный ему колебательный ток в контуре вызывают изменение напряжения на сетке с высокой частотой. Эта схема в настоящее время мало применяется, так как колебания недостаточно устойчивы. Для обеспечения устойчивого самовозбуждения необходимо работать с очень небольшой глубиной модуляции. Это представляет большие неудобства. Кроме того, в настоящее время передатчики с самовозбуждением применяются все реже, и если они находят применение, то от них ожидается полная стабильность колебаний. А этого как раз наша схема дать не может. Историческое значение этой схемы очень велико, так как фактически на ней впервые удалось получить более или менее удовлетворительную радиотелефонию.

Д. (4 и 8). В этом случае напряжения смещения и возбуждения сетки остаются постоянными, а меняется с низкой частотой анодное напряжение. Это означает, что мы имеем генератор с независимым возбуждением и смещение, подаваемое отдельным источником, например машиной постоянного тока, выпрямленным переменным током или батареей. Модулирующим фактором является приращение анод-

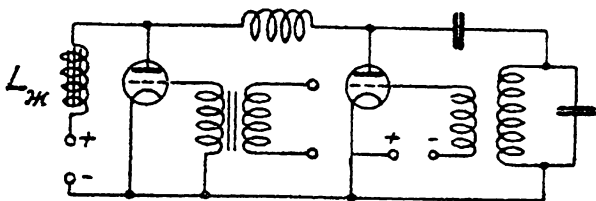
ного напряжения. Это случай анодной модуляции при независимом возбуждении, или, короче—*анодная модуляция мощного каскада*, черт. 187. Подобные схемы не нашли широкого применения у нас, мало применяются и в Европе, но находят повсеместное применение в С. Ш. Америки. Характерной особенностью этой схемы является работа генератора, происходящая часто с перенапряженным режимом. Кроме того для получения неискаженной модуляции необходимо тщательно соразмерять данные схемы и лампы. Далеко не со всеми типами лампы модуляция происходит просто. Лучше применять лампы с малым внутренним сопротивлением и малым коэффициентом усиления. Анодная



Черт. 187. Анодная модуляция мощного каскада.

модуляция мощного каскада нами специально изучается в главе XVI. О физической картине явления см. пункт Е.

Е. (б). В этом случае напряжение смещения поддерживается постоянным, а меняются напряжения возбуждения и анодное. Примером может служить *анодная модуляция с самовозбуждением*. Простейшая схема показана на черт. 188. Остановимся на физической картине анодной модуляции, одинаково справедливой как для модуляции мощного каскада, так и для модуляции с самовозбуждением.



Черт. 188. Анодная модуляция при самовозбуждении.

При анодной модуляции необходимо иметь не менее двух ламп или двух групп ламп. Правая лампа служит генератором незатухающих колебаний, а в случае независимого возбуждения — лампой мощного каскада. Левая лампа служит модулятором. Необходимой составной частью схемы является модуляционный дроссель с железом  $L_{ж}$ . При изменении напряжения на сетке модуляторной лампы изменяется анодный ток этой лампы и должен был бы изменяться постоянный ток, подаваемый источником питания обеих ламп. Но в цепи питания стоит дроссель  $L_{ж}$ , препятствующий изменениям питающего тока. Благодаря этому суммарный питающий ток остается почти постоянным, но он иначе распределяется между генераторной и модуляторной лампами. При положительном напряжении на сетке модуляторной лампы сила тока, проходящего через нее, увеличивается за счет ослабления

постоянной составляющей анодного тока генератора. При отрицательном напряжении на сетке модуляторной лампы имеет место обратное явление. Изменения суммарного анодного тока очень невелики. Но так как модуляционный дроссель берется с большим коэффициентом самоиндукции, то его сопротивление переменному току очень велико. Следовательно даже небольшие изменения суммарного анодного тока вызывают на нем большое падение напряжения, складывающееся со своим знаком с анодным напряжением от источника питания анодов.

При положительном напряжении на сетке модуляторной лампы суммарный ток усиливается, и на дросселе образуется падение напряжения обратного знака, т. е. отрицательное напряжение, которое, накладываясь на напряжение от источника питания, уменьшает анодное напряжение обеих ламп. Одновременно с этим за счет усиления анодного тока модуляторной лампы ослабевает постоянная составляющая анодного тока генераторной лампы. Таким образом, у генераторной лампы одновременно ослабевают анодное напряжение и постоянная составляющая анодного тока. Следовательно, уменьшается подводимая к нему мощность и вместе с тем уменьшается и мощность, отдаваемая им колебательному контуру. Таким образом, при положительном напряжении на сетке модуляторной лампы, уменьшается амплитуда колебательного тока высокой частоты. При отрицательном напряжении на сетке модуляторной лампы происходит обратное явление: уменьшается ток, проходящий через эту лампу, напряжение на дросселе имеет знак плюс, и анодное напряжение на обеих лампах возрастает. Благодаря возрастанию вместе с этим и постоянной составляющей анодного тока генераторной лампы увеличивается подводимая к ней мощность, и генератор дает колебательный ток с большей амплитудой.

Таким образом, мы видим, что анодная модуляция сводится в основном к управлению при посредстве модуляторной лампы и модуляционного дросселя анодным напряжением, подаваемым на генераторную лампу. Благодаря этому данный способ и получил свое название.

Подбор параметров генераторной и модуляторной ламп, а также величины модуляционного дросселя играет решающую роль для работы схемы. При надлежащем подборе этих величин нетрудно получить глубокую и неискаженную модуляцию.

Анодная модуляция с самовозбуждением отличается от анодной модуляции с независимым возбуждением только способом возбуждения колебаний высокой частоты в генераторе. Физическая же картина процесса модуляции остается одинаковой.

Анодная модуляция с самовозбуждением в первые годы появления радиотелефонии играла громадную роль. Она и теперь весьма часто применяется в переносных станциях, в которых вес и габарит играют решающую роль и для которых сеточная модуляция с самовозбуждением не пригодна из-за недостаточной устойчивости процесса самовозбуждения.

Изучению анодной модуляции с самовозбуждением мы посвящаем отдельную главу (XV). Отметим здесь еще, что возможно несколько разновидностей этой модуляции.

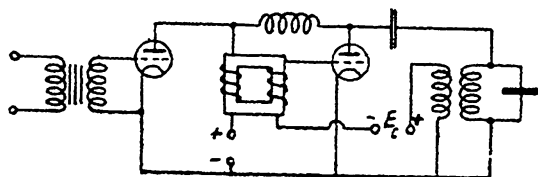
Так в рассматриваемом нами случае напряжение смещения является постоянным. Если смещение подается через сопротивление смещения, то оно не может оставаться постоянным, и мы имеем тот же случай



анодной модуляции с самовозбуждением, но при всех трех напряжениях, меняющихся с низкой частотой. Это случай (10) нашей таблицы.

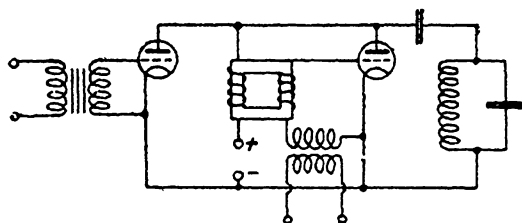
Случай (10) мы имели бы также при условии, что между модуляционным дросселем и сеткой генераторной лампы существует связь по низкой частоте (см. черт. 189). По аналогии с регенерацией этот случай можно назвать анодной модуляцией с самовозбуждением и с обратной связью. Эта обратная связь облегчает задачу получения глубокой модуляции.

Назовем разобранный нами случай буквой *Е*. Эта схема находит применение в установках, требующих получения глубокой модуляции при простейших средствах.



Черт. 189. Анодная модуляция с самовозбуждением и обратной связью по низкой частоте.

Наконец случай *Р* (9) отличается от последнего только тем, что анодная модуляция происходит с независимым возбуждением, причем имеется обратная связь между модуляционным дросселем и сеткой генераторной лампы, как показано на черт. 190. Теоретически она должна дать такое же увеличение глубины модуляции, как предшествующая.



Черт. 190. Анодная модуляция при независимом возбуждении и обратной связи.

Существует еще множество других способов модуляции, на изучении которых мы останавливаться не будем.

Резюмируя вышесказанное, необходимо отметить,

*что наиболее широкое распространение получили способы модуляции смещением, а также оба способа анодной модуляции, при независимом и при самовозбуждении.*

## § 6. Особые случаи модуляции.

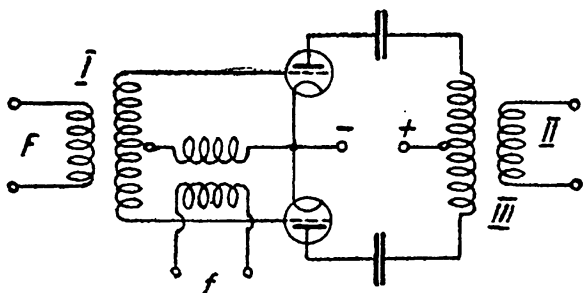
Мы рассмотрели вкратце основные методы модуляции. Ниже мы детально остановимся на изучении: анодной модуляции при самовозбуждении и при независимом возбуждении, сеточной модуляции при изменении смещения и независимом возбуждении, и на усилении модулированных колебаний.

Рассмотрим несколько особых случаев, не вошедших в нашу классификацию, на которых в дальнейшем останавливаться не будем.

**1. Балансная модуляция.** Мы уже указывали выше, что, вместо того чтобы излучать несущую волну и обе полосы боковых частот, можно, с целью экономии мощности передатчика или с целью уменьшения занятой полосы частот в пространстве, ограничиться излучением одних только боковых полос, без несущей волны.

Рассмотрим простейшую схему подобного устройства.

На черт. 191 показана схема так называемого балансного модуляторного устройства, в котором несущая волна сбалансирована, т. е. полностью отсутствует. Как видно из рассмотрения схемы, для этой цели необходимо иметь не менее двух генераторно-модуляторных ламп. Здесь высокая частота  $f$  от отдельного генератора, не показанного на чертеже, возбуждает цепи сеток двух модуляторных ламп, сообщая им в каждый данный момент одинаковое напряжение как по величине, так и по фазе. Низкая частота  $F$  вводится через дифференциальный трансформатор  $I$ . Модулированная высокая частота попадает в высоко-частотный дифференциальный трансформатор  $III$ . При отсутствии модуляции высокая частота от обеих ламп компенсируется, и несущая волна в цепи  $II$  отсутствует. Во время модуляции сетки ламп получают равные по величине, но противоположные по фазе приращения напряжения, вследствие чего равновесие в схеме нарушается, и в цепи  $II$  появляется модулированный ток высокой частоты. Таким образом, в цепях, следующих за  $II$ , высокая частота отсутствует до начала модуляции. Следовательно ее нет и в антенне. Во время же модуляции в антенне



Черт. 191. Схема балансного модулятора.

отсутствует полностью несущая волна. Следовательно вся излученная мощность может считаться полезной, в то время как при работе с несущей волной (обычным способом) только  $1/3$  от всей излученной мощности, при 100% модуляции, приходится на мощность боковых полос, т. е. на полезную мощность. Таким обра-

зом, при одинаковой потребляемой мощности, по сравнению с обычной схемой, при балансной модуляции удастся получить большую полезную мощность. Однако это покупается ценою значительного усложнения в приемном устройстве, как мы уже выше указали, так как на месте приема необходимо наложить, с правильным фазированием, недостающую несущую частоту.

**2. Телефонирование одной боковой полосой частот.** Дальнейшим шагом по пути увеличения отдачи излучаемой мощности и уменьшения полосы занимаемых частот является работа не с двумя боковыми полосами, как мы только что видели, а излучение одной только полосы, без несущей волны и второй полосы.

Этот способ находит широкое применение при трансатлантической радиотелефонной связи между Америкой и Европой.

Подобно предшествующему случаю, в данном методе работы ничего не излучается при отсутствии модуляции. При приеме необходимо наложить от местного гетеродина частоту недостающей несущей волны. В схеме модуляции несущая волна и одна из боковых полос устраняются при помощи специальных фильтров.

Значение обоих методов работы — с двумя боковыми полосами и с одной боковой полосой — возрастает по мере увеличения приме-

няемой длины волны, так как затруднения, связанные с проведением через передатчик и антенну широкой полосы частот, растут вместе с приближением друг к другу высокой и низкой частоты при модуляции. Вместе с тем при менее широком спектре частот, занятом при телефонировании на длинных волнах, возможно большее количество одновременных переговоров без взаимной помехи.

**3. Работа дуплексом.** Удобство телефонных переговоров по обычному проволочному телефону, когда имеется возможность перебить собеседника для того, чтобы переспросить непонятое слово, очевидно. Недостатком обычных радиотелефонных схем является то, что при необходимости перейти на передачу приходится выполнять ряд манипуляций и временно прекращать прием. Это вызывает задержку в переговорах, а иногда ведет к неразберихе, когда обе стороны, не сговорившись, одновременно переходят на прием или на передачу. Поэтому уже давно предпринимались попытки добиться того же удобства переговоров, что и при проволочной телефонии.

Схемы, позволяющие осуществить двустороннюю радиотелефонную связь с возможностью перебивания собеседника, называются по аналогии со схемами проволочной связи — *дуплексными*.

Следует различать два случая.

Во-первых дуплекс, при котором для перехода с одного рода работы на другой требуется выполнить хотя бы одну простейшую манипуляцию. Эта манипуляция может например заключаться в том, что при помощи реле шунтируется телефон во время передачи и подключается микрофон. Подобных схем имеется большое количество, но все они не являются дуплексными в полном смысле этого слова, так как все же требуется некоторая добавочная, специальная манипуляция для перехода на другой род работы, а на время перехода связь нарушается. Кроме того, обычно в ушах остается неприятное, а часто и мешающее ощущение от щелчков и треска при переключениях.

При чистом дуплексе не требуется никаких специальных манипуляций для перехода с приема на передачу и обратно. Кроме того, работа приема и передачи осуществляется на одну и ту же антенну. Подобные схемы представляют, главным образом, военный интерес и обычно не опубликовываются.

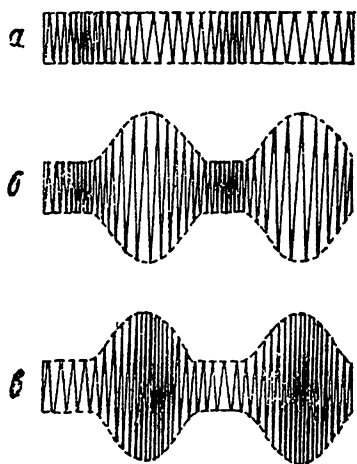
Наконец третий вид дуплексной телефонии, тоже полной, мы получаем при одновременной работе, но на разные, отдаленные друг от друга передающую и приемную антенны и на разных волнах. Подобная двусторонняя связь широко распространена при связи проволочных линий с беспроводными.

Не останавливаясь больше на дуплексной телефонии, представляющей обширную и специальную тему, отсылаем интересующихся к приводимой литературе.

**4. Побочные явления при модуляции амплитуды: модуляция фазы и частоты.** Мы рассмотрели теоретическую форму тока при изменении его амплитуды с частотой модуляции. Мы предполагали при этом, что явление протекает в чистом виде, т. е. частота и фаза модулируемого тока не затрагиваются.

Практически часто модуляция амплитуды сопровождается, независимо от желания персонала, модуляцией частоты. Это явление может привести к искажениям, и с ним надо бороться.

Кроме того за последние годы было опубликовано большое количество работ на тему о модуляции частоты и фазы, причем в некоторых случаях, без всякого к тому основания, приписывались этим способам модуляции весьма ценные свойства. Так, были сделаны попытки доказать, что при модуляции частоты понятие боковых полос теряет смысл и что при радиотелефонной передаче излучается более узкий спектр частот, чем при амплитудной модуляции. Отсюда следствие, что к этому способу надо стремиться, так как большой недостаток каждого телефонного приемника — тупость его кривой резонанса при частотной модуляции устраняется. Тщательный теоретический анализ показал однако, что это предположение не имеет основания. Поэтому в настоящее время гораздо больший интерес представляет знание методов борьбы с нежелательным явлением модуляции частоты.



Черт. 192. Модуляция частоты.

Рассмотрим прежде всего графически вид волны, модулированной и по частоте. На черт. 192а представлено синусоидальное колебание с одинаковой амплитудой, но разной частотой. На черт. 192б показаны модулированные колебания, у которых частота возрастает при малых амплитудах тока и уменьшается при больших. На черт. 192в показан вид колебаний, у которых наблюдается обратная картина.

Физическая причина появления модуляции частоты связана с изменением нагрузки или настройки генератора при модуляции. Как мы показали в начале курса, точная частота резонанса колебательного контура определяется не только его емкостью и самоиндукцией, но и

ваттными сопротивлениями ветвей. Поэтому каждое изменение ваттного сопротивления должно приводить к изменениям частоты. Известно, что частота, генерируемая лампой, зависит не только от параметров ее колебательного контура, но и от режима работы лампы. Как анодное напряжение, так и напряжение на сетке и накала оказывают некоторое влияние на частоту возникающих колебаний. Поэтому для обеспечения необходимой устойчивости частоты принимают специальные меры для поддержания анодного напряжения и накала постоянными, и в задающем каскаде — стремятся работать без сеточного тока.

Во время модуляции, каким бы образом она ни производилась, меняются в широких пределах или напряжение на аноде, или напряжение на сетке. При модуляции с самовозбуждением это оказывает непосредственное влияние на генерируемую частоту, которая периодически, вместе с частотой модуляции, изменяется в определенных пределах. При модуляции с независимым возбуждением, при достаточно большой связи между модулируемым каскадом и предшествующими, генератор с самовозбуждением оказывается нагруженным не абсолютно одинаковым сопротивлением или настроенным.

Теоретически можно показать, что вариация частоты происходит благодаря изменению фазы колебаний, и поэтому при изучении методов получения модуляции частоты, а также — методов борьбы с нею, необходимо сосредоточить внимание на законе изменения фазы модулированных или модулируемых колебаний.

Форма тока, модулированного только по фазе, а следовательно и по частоте, математически выражается уравнением:

$$i = I \cos (\omega t + \varphi \cos \Omega t).$$

Если же одновременно модулируется как амплитуда, так и частота тока, то уравнение имеет форму:

$$i = I (1 + M \cos \Omega_1 t) \cos (\omega t + \varphi \cos \Omega_2 t).$$

Анализ этих выражений выходит за пределы настоящего курса. Теория частотной модуляции достаточно подробно разобрана в специальной литературе, как русской, так и иностранной; к ней мы отсылаем интересующегося читателя.

## § 7. Литература к главе об общей теории модуляции.

### 1. Литература по теории модуляции, о глубине и измерении модуляции.

1. Бонч-Бруевич, М. А., Некоторые особенности работы радиотелефонных аппаратов. ТиТБП № 10, май 1921, стр. 437—445.
2. Carson, J. R., Эквивалентная схема лампового модулятора. PIRE, июнь 1921, том IX, № 3, стр. 243—249.
3. Heising, R. A., Модуляция в радиотелефонии. PIRE, том IX, № 4, август 1921, стр. 305—352.
4. Carson, J. R., Заметки по теории модуляции. PIRE, том X, № 1, февраль 1922, стр. 57—65.
5. Schaeffer, W., Радиотелефонные передатчики. Telef. Zeitung, том VII, июль 1924, стр. 11—28.
6. Григорьева, А., О некоторых способах измерения модуляции на радиотелефонных станциях. ТиТБП № 27, дек. 1924, стр. 481—484.
7. Fischer, F., Геометрическое представление понятий модуляции и биения. Telef. Zeitung, март 1925.
8. Фрейман И. Г., О глубине модуляции. ТиТБП, том IX, № 2 (47), апрель 1928, стр. 220—227.
9. Смирнов Н. Д., Общий метод построения модуляционных характеристик радиотелефонных передатчиков. ТиТБП, том IX, № 4 (49), авг. 1928, стр. 478—484.
10. Минц А. Л. и Белов Ф. И., Применение обратной связи в радиотелефонных передатчиках. ТиТБП, том IX, № 4 (49), авг. 1928, стр. 411—429.
11. Какурин, С. Н., Контроль модуляции на радиотелефонных станциях. ТиТБП, том IX, № 6 (51), дек. 1928, стр. 633—643.
12. Jolliffe, C. B., Применение электронного пикового вольтметра для измерения модуляции. PIRE, том XVII, № 4, апрель 1929, стр. 660—663.
13. Lamb J. J., Измеритель модуляции. QST, 1929, том XIII, № 8, август, стр. 8—15 и 84.
14. Peterson and Llewellyn., Работа модуляторов с физической точки зрения. PIRE, Том XVIII, № 1, январь, стр. 38—48.
15. Büge, M., Непосредственное измерение глубины модуляции телефонного передатчика ZfH. 1929, ноябрь, том XXXIV, стр. 175—177.
16. Spitzer, E. E., Типичные схемы модуляции с электронными лампами. QST, 1930, том XIV, № 2, февраль, стр. 17—20.
17. Fischer, F., Дает ли передатчик с прерывчатыми модулированными колебаниями модулированную высокую частоту. Z. f. Hochfr. 1927, том XXIX, № 6, июнь, стр. 191—192.

18. Pforte, W., О модуляционных линиях лампового генератора. Z. f. Hochfr. том XXX, № 1, 1927, стр. 6—9.
19. B. van der Pol, Измерение глубины модуляции телефонного передатчика в месте приема. Exp. Wireless. том IV, № 42, март 1927, стр. 140—141.

## II. Литература о работе без несущей волны.

1. Colpitts E. H. and Blackwell, O., Работа телеграфией и телефонией без несущей волны. Trans. of the Amer. Inst. El. Engs том XL, стр. 205, 1921.
2. Espenschied, L., Приложение к радиотехнике инженерного искусства проволочной передачи. PIRE, доклад америк. инст. радио инженеров 23 янв. 1922.
3. Hartley, R. V. L., Соотношение между несущей волной и боковыми полосами в радиотелефонии. PIRE том XI, № 1, февраль 1923, стр. 34—57.
4. Nichols, H. W., Трансатлантическая беспроводная телефония J. Inst. El. Engs том LXI, № 320, июль 1923.
5. Arnold and Espenschied., Трансатлантическая радиотелефония. J. A. I. El. E., август 1923.
6. Robinson, E. H., Получение одной боковой полосы для трансатлантической радиотелефонии. EW a. WE, том XIII, № 3, июнь 1925, стр. 291—313.
7. Oswald and Schelleng, Усилители мощности при трансатлантической радиотелефонии. PIRE, том XIII, № 3, июнь 1925, стр. 313—363.
8. Heising, R. A., Передача на одной боковой полосе. PIRE, том XIII, июнь 1925, стр. 291—313.
9. Sandemann E., Передача на одной боковой полосе. Wireless World, 31 марта 1926, стр. 487—489, и 7 апреля 1926, стр. 529—532.
10. Hieske, R., К теории боковых полос. Z. f. Hochfr. том XXVIII, дек. 1926, стр. 185—187.
11. Шмаков, П. В., Балансный модулятор-генератор и анализ его работы. ТиТБП, VIII, 1 (40), февраль 1927, стр. 19—33.
12. Григорьева А., Метод телефонии без несущей частоты. ТиТБП. VIII, № 6 (45), дек. 1927, стр. 581—596.
13. Robinson, E., Некоторые опыты с радиотелефонией на коротких волнах без несущей волны. E.W. a. W.E., том IV, № 51, дек. 1927, стр. 715—721.
14. Handel, P., Прохождение боковых полос при модулированном передатчике независимого возбуждения с несколькими связанными колебательными контурами. Telef. Zeitung № 48/49, январь 1928, стр. 53—63.
15. Howe, G. W. O., Интересная проблема боковых частот. E. W. a. W. E., том VII, № 87, дек. 1930, стр. 651—652.
16. Конторович, М. И., К вопросу о прохождении боковых полос через антенну. Вестник эл-ки, № 7/8 1930, стр. 259—261.
17. Зейтленок Г. А., Прохождение боковых частот в радиотелефонных передатчиках. Вестник эл-ки, № 1, 1930, стр. 8—10.
18. Бонч-Бруевич М. А., Радиотелефонирование при помощи отдельного излучения несущей волны и боковых частот. Радио-фронт, № 9—10, 1931 стр. 608—614.

## III. Литература по дуплексной телефонии.

1. Magisto, Noguini., Одновременная передача и прием при радиотелефонии. PIRE, том 3, июнь 1920, стр. 199—220.
2. Ryan, F; Tolmie, J. R., Bach, R., Многократная радиотелеграфия и телефония. PIRE, том VIII, № 6, дек. 1920, стр. 451—468.
3. Ryan H. N., Новая система дуплексной телефонии. W. W. 1923, стр. 215.
4. Eskersley, P. P., Дуплексная радиотелефония. E. W. a. W. E., том II, № 14 ноябрь 1924, стр. 101—104.
5. Шмаков, П. В., Радиотелефонная дуплексная связь на одну антенну. ТиТБП, № 31, авг. 1925, стр. 320—332.
6. Дымшаков, Г. С., О дуплексе, каким он есть на практике. Ж. и Т. Связи № 4, стр. 8, и № 5, стр. 6.
7. Hahn W., Дуплексная телефония. Журнал ETZ, том L, 11 июля 1929 стр. 1019—1024.

#### IV. Литература по модуляции фазы и частоты.

1. Emersleben, O., Phys. Zft. 14, 393, 1921.
2. Carson, J., Заметки по теории модуляции. PIRE, том X, № 1, 1922, стр. 57—65.
3. Bown, De Los Martin, Некоторые исследования о распространении радиотелефонной передачи. B. S. T. J., том V, № 1, 1926.
4. Stäblein, F. W., Arch. f. El., том XVIII, № 2, 1927, стр. 175.
5. Bartels, H., О влиянии фазовых соотношений и затухания при передаче модулированных волн. W. Ver. Siemens, том 7, № 1, стр. 260—272.
6. Mediam, W. B., Отношение высокочастотных цепей к постоянной и неустановившейся модуляции. Journ. Inst. Wireless Techn., том II, сент. 1928, стр. 35—72. Рецензия — E. W. W. E., том VI, № 69, июнь 1929, стр. 325.
7. Варшавский Л., Изв. Лигр. Пол. Инст. XXXI, 5, 1928.
8. Gerth, F. und Sheppmann, W., Одно наблюдение при опытах измерения частотной модуляции у радиовещательных передатчиков. El. Zft. том L, 16 мая 1929, стр. 722.
9. Böhm, O., Telef. Zg., 1929, № 53, стр. 9.
10. Roder, N., О частотной модуляции. Telef. Zeitung, 1929, № 53, стр. 48—54.
11. Heilmann, A., E. N. T., № 6, июнь 1930, стр. 217—225.
12. Van der Pol, Balth., Модуляция частоты. PIRE, том XVIII, № 7, июль 1930, стр. 1194—1206.
13. Eckersley, T. L., E. W., том VII, № 84, стр. 482, 1930.
14. Hahnemann W. und Gerth, F. E. N. T., том VII, № 6, 1930.
15. Salinger, E. N. T., том VII, 1929, стр. 229.
16. Rieche, Z. f. Hochfr. том XXXVI, 1930, стр. 112—113.
17. Fuchs, Z. f. Hochfr. том XXXVI, дек. 1930, стр. 219.
18. Loest, Z. f. Hochfr. том XXXVI, ноябрь 1930, стр. 188—190.
19. Runge, Telef. Zng. том XI, № 55, окт. 1930, стр. 28—34.
20. Smith, C. H., Заметка о соотношении, существующем между электромагнитными волнами, модулированными по частоте и по амплитуде. E. W. a. W. E. том VII, № 86, ноябрь 1930, стр. 609—611.
21. Кугушев, А. М., О модуляции частоты. Вестн. эл-ки, № 2, 1931, стр. 72—80.
22. Бонч-Бруевич М. А., Детали модуляции. Вестн. эл-ки, № 1, стр. 3—6, 1931.

#### ГЛАВА XV.

### АНОДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРИ САМОВОЗБУЖДЕНИИ.

#### § 1. Введение.

Анодная модуляция как при самовозбуждении, так и при независимом возбуждении предложена американским инженером Хисингом (Heising).<sup>1</sup> Введение этого способа модуляции сразу вывело радиотехнику из затруднения, которое она испытывала при работе с сеточной модуляцией с самовозбуждением, не дававшей должной устойчивости самовозбуждения при сколько-нибудь глубокой модуляции. Это преимущество было куплено ценою введения одной лишней лампы достаточно большой мощности. Модуляторные лампы в радиотелефонных установках с анодной модуляцией часто имеют большее рассеяние на анодах, чем модулируемые ими генераторные лампы. Этим анодная модуляция отличается от сеточной, у которой модуляторная лампа при модуляции смещением (по схеме Телефункена—Шефера) может быть значительно меньшей мощности, чем генераторная.

<sup>1</sup>) Heising, R. A. „Modulation in Radio Telephony“ PIRE. Vol. 9. № 4. August 1921, pp. 305—353.

Физическая картина процесса анодной модуляции нами дана в предшествующей главе. В настоящей главе эта картина будет значительно расширена и уточнена, главным образом путем установления математических зависимостей между электрическими параметрами отдельных цепей схемы.

Анодная модуляция с самовозбуждением, несмотря на давность ее применения, до сих пор не утратила значения, так как эта схема позволяет получить глубокую модуляцию без искажений с большой легкостью, причем если получаемая мощность недостаточна, то она может быть усилена в последующих каскадах. *Она находит до сих пор широкое применение в передатчиках средней и малой мощности.* У передатчиков большой мощности она уже реже встречается, так как применять самовозбуждение первого каскада при большой мощности нецелесообразно по соображениям устойчивости, а многокаскадное усиление модулированных колебаний нежелательно в связи с появлением искажений в каждой ступени.

Для станций же с самовозбуждением это есть единственный метод получения удовлетворительной модуляции.

При анодной модуляции с самовозбуждением, как и при всех других способах модуляции, мы различаем три основных режима работы схемы: режим несущей волны, являющийся исходным для начала модуляции, режим пиковой или предельной мощности, при котором полезная мощность достигает значения  $P(1 + M)^2$  и режим минимальной мощности, при котором полезная мощность равна:  $P(1 - M)^2$ . При этом оба крайних режима быстро проходятся лампами во время модуляции, и нет необходимости, а часто и возможности, рассчитывать схему на длительную работу в этих условиях. Если станция является одновременно телеграфной и телефонной, то режим несущей волны является при анодной модуляции «телеграфным режимом». При этом режиме схема должна работать неопределенно долго. В отличие от этого при сеточной модуляции «телеграфный режим» совпадает с режимом предельной мощности.

Наконец во время модуляции лампы и схема находятся при «фонном режиме». При этом полезная мощность равна:  $P(1 + 0,5 M^2)$ .

## § 2. Условия работы генераторной лампы при неискаженной анодной модуляции с самовозбуждением.

При анодной модуляции с самовозбуждением мы стремимся добиться линейной зависимости между изменениями модулирующего фактора — приращением анодного напряжения — и изменениями колебательного тока. Попутно изменяются и другие токи и напряжения в цепях схемы, однако они являются лишь следствиями изменений анодного напряжения, производимого модуляторной лампой с помощью модуляционного дросселя. Для получения неискаженной модуляции необходимо соблюдать определенные зависимости между одновременно изменяющимися величинами. Нашей ближайшей задачей и является изучение этих зависимостей.

Таким образом мы будем изучать условия, при которых изменения амплитуды колебательного тока, вызываемые изменениями анодного напряжения, при попутном изменении напряжений в других цепях



схемы, выражаются прямой, проходящей через начало координат (см. черт. 193). Линия  $OA$  называется модуляционной характеристикой анодной модуляции.

Математические зависимости между одновременно изменяющимися величинами в ламповом генераторе можно считать достаточно строгими и соответствующими реальным соотношениям в схеме при недонапряженном режиме и при постоянной форме тока. Поэтому мы примем, что работа происходит при недонапряженном режиме и при остроконечной форме импульса анодного тока. Отступления от этих условий конечно на практике вполне возможны. Но охватить *все* возможные условия работы лампы, во-первых, совершенно невозможно, а во-вторых и не надо, так как нас интересуют только условия, при которых модуляция происходит удовлетворительно. Поэтому отступление от требований, которые мы кладем в основу анализа, приводит к большей или меньшей вероятности получения искажений.

Основное уравнение лампового генератора, работающего при недонапряженном режиме и при косинусоидальном импульсе, имеет вид:

$$i_a = S [V_c \cos \omega t - DV \cos \omega t + D(E_a - E_{a0}) - E_c].$$

Однако нас интересуют только изменения всех величин, происходящие с низкой частотой. Поэтому обратимся к значению максимального импульса анодного тока:

$$I_m = S [V_c - DV + D(E_a - E_{a0}) - E_c].$$

Мы изучаем тот случай, при котором происходит одновременное изменение: напряжения на аноде, напряжения возбуждения сетки и напряжения смещения. Изменения колебательного напряжения являются прямым следствием изменений колебательного тока. Таким образом в последнем выражении во время модуляции все величины, кроме напряжения привода, изменяются. Пусть закон этих изменений совершенно произволен. Наши выводы будут одинаково справедливы для любого закона модуляции.

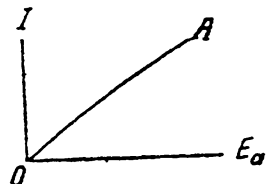
Для упрощения рассуждений предположим, что напряжение привода мало по сравнению с другими величинами, и отбросим его совсем. Неточности, к которым приведет это упрощение, мы рассмотрим отдельно. Этот допуск никакого принципиального значения не имеет, но значительно упрощает нашу задачу. Итак, полагаем пока:  $E_{a0} = 0$ .

Мы знаем, что максимальный импульс и первая гармоника анодного тока связаны зависимостью:  $I_m = \frac{I_{a1}}{\alpha_1}$ . Далее, первая гармоника и колебательный ток пропорциональны друг другу, т. е.:

$$I = I_{a1} p \frac{\rho}{R}.$$

Следовательно, мы можем считать, что колебательный ток связан с остальными электрическими величинами выражением:

$$I = I_{a1} p \frac{\rho}{R} = \alpha_1 I_m p \frac{\rho}{R} = \alpha_1 p \frac{\rho}{R} S [V_c - DV + D E_a - E_c]$$



Черт. 193. Модуляционная характеристика.

или, так как крутизна  $S$ , а также параметры колебательного контура  $p$ ,  $\rho$  и  $R$  являются постоянными величинами, то:

$$I = \text{const} \cdot \alpha_1 [V_c - E_c - DV + DE_a]. \quad (1)$$

Во время модуляции мы изменяем по произвольному закону анодное напряжение, т. е. член  $DE_a$ . Нашей целью является получение пропорционального изменения амплитуды колебательного тока  $I$ . Но, согласно последнему выражению, это возможно только при условии одновременного и пропорционального изменения всех слагаемых в скобках формулы (1) и при постоянстве коэффициента первой гармоники  $\alpha_1$ .

Эти заключения накладывают определенный отпечаток на физическую картину процесса анодной модуляции с самовозбуждением при отсутствии искажений. Мы приходим к заключению, что при отсутствии искажений изменения всех одновременно изменяющихся слагаемых формулы (1) должны быть одинаковы, возможность чего еще необходимо доказать, и что угол отсечки анодного тока должен оставаться неизменным во время модуляции.

Предполагая, что коэффициент первой гармоники есть постоянная величина, мы вместе с тем утверждаем, что и коэффициент постоянной составляющей, а также и коэффициент приведения сопротивления не меняются. Следовательно приведенное сопротивление генераторной лампы во время анодной модуляции при самовозбуждении остается постоянной величиной. Этим анодная модуляция с самовозбуждением отличается принципиально от анодной модуляции при независимом возбуждении и от сеточной модуляции изменением напряжения смещения. В обоих последних случаях вся суть процесса модуляции заключается именно в изменении угла отсечки и приведенного сопротивления лампы, как мы увидим ниже.

Рассмотрим, насколько наше требование о пропорциональном изменении напряжений  $V_c$ ,  $V$ ,  $E_c$  и  $E_a$  осуществимо.

**1. Амплитуда напряжения возбуждения сетки.** При самовозбуждении амплитуда напряжения возбуждения сетки генераторной лампы связана с амплитудой колебательного тока зависимостью:

$$V_c = M \omega I.$$

Следовательно, при постоянстве коэффициента связи, в частности при индуктивной связи, при постоянстве коэффициента взаимоиндукции  $M$  и при постоянстве частоты, амплитуда напряжения возбуждения сетки генератора изменяется точно пропорционально амплитуде колебательного тока, а при отсутствии искажений — пропорционально изменениям анодного напряжения, независимо от закона этих изменений.

**2. Амплитуда колебательного напряжения.** Эта величина связана с амплитудой колебательного тока зависимостью:

$$V = p \rho I = L_{ak} \omega I.$$

Следовательно, нет сомнений, что она меняется по одинаковому закону с амплитудой колебательного тока, и при отсутствии искажений — с анодным напряжением.

**3. Напряжение смещения сетки.** Пропорциональность изменений этой величины надо доказать.

Напряжение смещения на сетке может быть подано: от самостоятельного источника — машины постоянного тока, от выпрямленного переменного тока или от батареи сухих элементов или аккумуляторов. Во всех этих случаях напряжение смещения во время модуляции не изменяется. Исключением мог бы быть только случай подачи напряжения смещения через потенциометр, так как последний, обладая большим сопротивлением, вел бы себя так же, как сопротивление смещения, о чем речь ниже.

Если же напряжение смещения подается через специальный орган, образованный сопротивлением смещения (неудачно называемый грид-ликом) и конденсатором, то напряжение смещения может во время модуляции изменяться, при условии что меняется постоянная составляющая сеточного тока, равная  $I_{c0} = \alpha_{c0} I_{cm}$ . Нам надо показать, что в последнем случае изменения смещения пропорциональны анодному напряжению.

Обычно сопротивление смещения имеет порядок нескольких тысяч или десятков тысяч ом. Благодаря этому цепь сетки оказывается нагруженной большим омическим сопротивлением, и криволинейные статические характеристики сеточного тока превращаются в почти прямолinéйные характеристики. В главе о потерях в цепи сетки мы установили, что точность расчетов почти не страдает, если принимать рабочие характеристики прямыми, проходящими через начало координат. Воспользуемся здесь этим выводом. Тогда зависимости между сеточными токами и напряжениями значительно упрощаются.

Мы считаем на основе вышеизложенного, что при неискаженной модуляции угол отсечки анодного тока остается постоянной величиной:  $\psi = \text{const}$ , т. е., пренебрегая напряжением приведения анодного напряжения:

$$\cos \psi = \frac{E_c - DE_a}{V_c - DV} = \text{const.}$$

Но в этом выражении величин  $DE_a$ ,  $V_c$  и  $DV$  при неискаженной модуляции изменяются по одному и тому же закону, как сказано выше. Следовательно для сохранения угла отсечки анодного тока во время модуляции постоянным необходимо, чтобы и напряжение смещения менялось тоже пропорционально, а если это так, то угол отсечки *сеточного тока* остается постоянным, так как:

$$\cos \psi_c = \frac{E_c}{V_c}.$$

Этот вывод позволяет нам сделать заключение о пропорциональности между изменениями напряжения смещения и анодного напряжения во время модуляции. Действительно, так как амплитуда напряжения возбуждения сетки меняется пропорционально анодному напряжению, как показано выше, и так как угол отсечки сеточного тока остается при этом неизменным, то это означает, что амплитуда напряжения возбуждения получает пропорциональные приращения как в сторону положительного напряжения на сетке, так и в сторону отрицательного. Другими словами, обе части амплитуды напряжения возбуждения сетки — положительная ее часть  $V_{ca}$  и отрицательная ее

часть — напряжение смещения  $E_c$  — возрастают в одинаковое число раз. Так как рабочая характеристика сеточного тока является прямой и так как отсечка сеточного тока постоянна, то пропорционально росту положительного значения сеточного напряжения возрастают максимальный импульс сеточного тока, постоянная его составляющая, а следовательно и напряжение смещения.

Таким образом, мы видим, что, применяя в виде органа смещения сопротивление смещения, можно ожидать, в известных условиях, пропорциональности между изменениями анодного напряжения и напряжения смещения. Сопротивление смещения помогает автоматически поддерживать угол отсечки анодного тока постоянным. На благоприятную роль, исполняемую сопротивлением смещения при анодной

модуляции с самовозбуждением, указывал еще автор схемы, Хисинг, в 1921 г. <sup>1)</sup>.

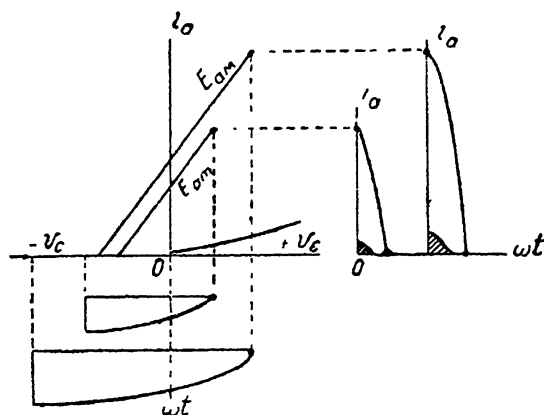
Однако для того чтобы требуемые нами условия выполнялись, необходимо правильно соизмерить конденсатор смещения.

При работе генератора в режиме незатухающих колебаний постоянная времени смещающей системы, образуемой сопротивлением смещения и конденсатором смещения, всегда много больше полупериода высокой частоты:

$$R_{cm} C_{cm} \gg \frac{T}{2}, \text{ благодаря чему}$$

конденсатор смещения не успевает потерять заметную часть своего заряда за один полупериод; поэтому напряжение смещения за все время генерации остается постоянным. Для осуществления выставляемого нами требования об изменениях напряжения смещения пропорционально анодному напряжению необходимо, чтобы заряд на смещающем конденсаторе успевал изменяться с низкой частотой модуляции. Для этого необходимо, чтобы постоянная времени  $R_{cm} C_{cm}$  смещающей системы была значительно меньше полупериода самой высокой частоты из возможных частот модуляции. Тогда напряжение смещения сможет изменяться по тому же закону, что и амплитуда колебательного тока и анодное напряжение смещения.

На черт. 194 показаны два положения рабочей характеристики анодной цепи лампы, соответствующие двум различным анодным напряжениям. Угол отсечки анодного тока сохранен постоянным. Двум значениям анодного напряжения соответствуют два значения амплитуды напряжения на сетке, два различных значения напряжения смещения и два различных импульса сеточного тока. На черт. 194



Черт. 194. Два положения характеристик при анодной модуляции с самовозбуждением.

<sup>1)</sup> В. с. стр. 344.

показано, что постоянная составляющая сеточного тока получает приращение, пропорциональное росту амплитуды напряжения возбуждения сетки, и что напряжение смещения растет пропорционально, причем угол отсечки сеточного тока остается тоже неизменным.

Выше мы указали, что мы пренебрегаем величиной напряжения приведения анодного напряжения. Только в этом случае можно полагать все наши выводы верными и модуляционную характеристику считать проходящей через начало координат. Если учитывать величину напряжения приведения, то получится картина, представленная на черт. 195, где идеальная модуляционная характеристика проходит через начало координат, а более реальная, с учетом напряжения приведения, проходит ниже, на величину  $b = \frac{\alpha_1 P P}{R} \cdot SD \cdot E_{a0}$ . Во все наши выводы

практика вводит еще и другую поправку, связанную с криволинейностью анодных характеристик. Эта поправка, как и предшествующая, сказывается, главным образом, при небольших значениях анодных напряжений. Но ни та, ни другая поправка не вносит никаких существенных изменений во все наши выводы, делая их только менее строгими и точными.

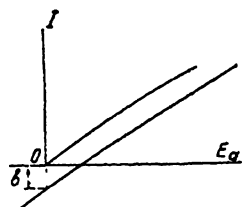
Мы пришли к заключению о том, что угол отсечки анодного тока не меняется во время модуляции. Рассмотрим выражение для максимального импульса:

$$I_m = S(V_c - DV)(1 - \cos \psi). \quad (2)$$

Так как крутизна постоянна, а амплитуды напряжения возбуждения сетки и колебательного напряжения меняются по тому же закону, в то время как угол отсечки остается неизменным, то, согласно формуле (2), вместе с изменением обоих напряжений должно меняться в одинаковое число раз и значение максимального импульса анодного тока. А так как угол отсечки остается постоянным, то пропорционально анодному напряжению меняется и постоянная составляющая анодного тока  $\alpha_0 I_m$ .

Рассмотрим коэффициент использования анодного напряжения. Во время модуляции амплитуда колебательного напряжения меняется пропорционально изменениям анодного напряжения. Следовательно, отношение этих двух напряжений во время модуляции, если она происходит без искажений, остается постоянным и коэффициент использования анодного напряжения не меняется. В этом отношении анодная модуляция с самовозбуждением отличается от анодной модуляции с независимым возбуждением, а также от сеточной модуляции изменением смещения. Там коэффициент использования на режиме несущей волны и на всех режимах, соответствующих различным точкам на модуляционной характеристике, совершенно различен, потому что анодное напряжение не меняется, а амплитуда колебательного напряжения, пропорциональная амплитуде колебательного тока, изменяется.

Так как при анодной модуляции с самовозбуждением коэффициент использования, а также и угол отсечки не меняются, то отдача при



Черт. 195. Модуляционная характеристика при анодной модуляции с самовозбуждением.

всех режимах остается постоянной и равной отдаче несущей волны:

$$\eta = 0,5 \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \cdot \xi,$$

вследствие чего потери на аноде генератора растут пропорционально мощности.

Итак, мы установили ряд особенностей работы генератора при анодной модуляции с самовозбуждением. Соблюдение выставленных нами требований обеспечивает от искажений. Поэтому установленные нами соотношения и требования будут нами положены в основу дальнейшего изложения.

Для большей наглядности соберем воедино величины, меняющиеся пропорционально анодному напряжению, и величины, остающиеся неизменными во время модуляции.

Величины, остающиеся неизменными во время модуляции:

$$R'_i, \psi, \alpha_1, \alpha_0, \xi, \eta, \psi_c.$$

Величины, меняющиеся с низкой частотой по закону изменения анодного напряжения:

$$V_c, V_{ca}, E_c, V, I_{a1}, I, I_{a0}, I_m, I_{cm}, I_{co}.$$

### § 3. Закон изменения основных токов и напряжений генератора.

Для установления количественных соотношений между основными токами и напряжениями при анодной модуляции с самовозбуждением необходимо уточнить определение коэффициента модуляции при данной схеме. Для этого надо предположить, что модуляция производится с одной определенной частотой и по чисто синусоидальному закону. В изучаемую нами схему модуляция вводится изменениями анодного напряжения. Поэтому мы должны считать, что закон изменения анодного напряжения с низкой частотой выражается формулой:

$$E_a (1 + M \cos \Omega t) \quad (3)$$

и, следовательно, максимальное и минимальное его значения равны:

$$E_{a \max} = E_a (1 + M) = E_{a.m}; \quad E_{a \min} = E_a (1 - M) = E_{a.m}.$$

В соответствии с этим и согласно данному нами в главе о теории модуляции определению, коэффициент модуляции равен:

$$M = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{E_{a \max} - E_{a \min}}{E_{a \max} + E_{a \min}} = \frac{E_{a.m} - E_{a.m}}{E_{a.m} + E_{a.m}}. \quad (4)$$

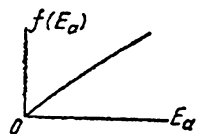
Но вместе с анодным напряжением изменяются при анодной модуляции с самовозбуждением и основные токи и напряжения в цепях сетки и анода генератора, причем все они меняются пропорционально изменениям анодного напряжения, следовательно, закон изменения их с низкой частотой такой же и равен:

$$f(E_a) \cdot F(\Omega) = (1 + M \cos \Omega t) \cdot f(E_a).$$

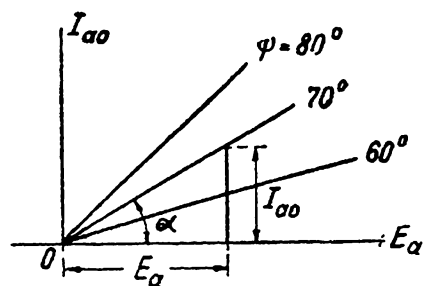
Поэтому определение коэффициента модуляции может быть дано, исходя из любой из этих величин, а именно:

$$M = \frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta I_{a1}}{I_{a1}} = \frac{\Delta I_{a0}}{I_a} = \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta E_c}{E_c} = \frac{\Delta V_c}{V_c}. \quad (5)$$

Все они имеют максимальное значение, получаемое путем умножения среднего значения, соответствующего режиму несущей волны генератора, на множитель  $(1 + M)$ , и все они имеют минимальное значение, получаемое умножением среднего значения на множитель  $(1 - M)$ . Благодаря пропорциональности анодному напряжению каждая из основных электрических величин может быть, как функция анодного напряжения, изображена прямой, проходящей через начало координат (см. черт. 196); при этом угол наклона прямой, определяющей численное значение функции анодного напряжения  $f(E_a)$ , зависит от угла отсечки и от масштаба чертежа. Так, например, зависимость между изменениями постоянной составляющей составляющей анодного тока и анодным напряжением для трех углов отсечки 60°, 70°, 80° имеет вид, показанный на черт. 197. Чем больше угол отсечки, тем большее значение постоянной составляющей соответствует данному значению анодного напряжения. Отношение между двумя произвольными, соответствующими друг другу, величинами анодного напряжения и постоянной составляющей анодного тока,



Черт. 196. Модуляционная характеристика.



Черт. 197. Постоянная составляющая анодного тока как функция анодного напряжения.

определяемое котангенсом угла  $\alpha$ , имеет физический смысл и размерность сопротивления:

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{E_a}{I_{a0}} = \frac{\Delta E_a}{\Delta I_{a0}} = R_z. \quad (6)$$

Это сопротивление мы называем *сопротивлением генератора постоянному току*. Эта величина нам уже известна из общей теории генератора. Но там она не играет той роли, которая на нее выпадает при анодной модуляции с самовозбуждением. Здесь она служит постоянным коэффициентом пропорциональности между одновременно существующими анодным напряжением и постоянной составляющей анодного тока. Благодаря этому ее удобно ввести в теорию и расчет анодной модуляции с самовозбуждением. Так, например, подводимая мощность при несущей волне, равная:  $I_{a0} E_a$ , может быть выражена иначе:

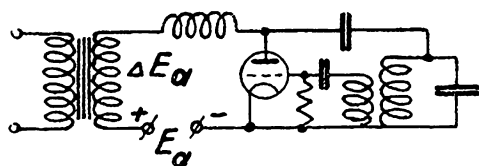
$$P_0 = I_{a0}^2 R_z = \frac{E_a^2}{R_z} = I_{a0} E_a \quad (7)$$

Во время модуляции постоянная составляющая изменяется с низкой частотой, но сопротивление генераторной лампы постоянному току

или сопротивление по отношению к изменяющейся с низкой частотой постоянной составляющей анодного тока остается неизменным и равным величине  $R_a$ . Поэтому это сопротивление, характеризующее поведение генераторной лампы во время модуляции по отношению к питающему ее току, может быть введено в эквивалентную схему анодной модуляции с самовозбуждением.

#### § 4. Основная схема анодной модуляции с самовозбуждением и эквивалентная схема.

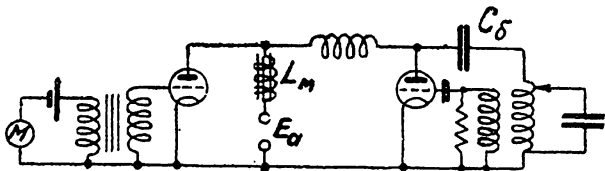
Схема анодной модуляции должна позволить наложить изменения низкой частоты на анодное напряжение генераторной лампы. В простейшем случае это может быть



Черт. 198. Принципиальная схема анодной модуляции.

выполнено по черт. 198, где последовательно с источником питания анода высоким напряжением введен трансформатор, на вторичной обмотке которого выделяется приращение анодного напряжения, подаваемое от модулирующего источника. Это напряжение может поступать

на трансформатор непосредственно или после предварительного усиления, в зависимости от мощности установки. В этой схеме отсутствует модуляторная лампа. Но в скрытом виде она имеется в предварительном усилении, которое, очевидно, необходимо иметь, если анодное напряжение больше нескольких десятков вольт, т. е. практически всегда. Глубина модуляции в этой простейшей схеме, как и во всякой другой схеме анодной модуляции, есть отношение  $\frac{\Delta E_a}{E_a}$ .



Черт. 199. Принципиальная схема модуляции Хисинга.

Изобретение Хисинга заключается в том, что он применил автотрансформаторное усиление, показанное на черт. 199. Здесь последняя усилительная лампа является собственно модуляторной лампой. Условия работы ее мы изучим детально ниже. Задачей ее является создание на модуляционной самоиндукции  $L_m$  достаточно большого изменения напряжения во время модуляции, с тем чтобы она получилась достаточно глубокой.

О физической картине анодной модуляции с самовозбуждением мы уже говорили выше. Здесь нам достаточно эту картину немного дополнить, с тем чтобы можно было продолжать наше изучение и рассеять некоторые общепринятые терминологические неточности.

Идеальная модуляторная лампа должна работать в условиях, совершенно аналогичных условиям работы идеального мощного усилителя, т. е. отсечка ее должна быть равна  $180^\circ$ ; вся рабочая характеристика



должна быть расположена в области отрицательных напряжений на сетке, и рабочая точка не должна выходить за пределы прямолинейной части характеристики. Наконец (здесь это условие особенно важно), анодное рассеяние не должно быть выше установленного для данного типа ламп предела. Эти требования накладывают определенный отпечаток на режим работы модуляторной лампы и на ее физические свойства.

Во время модуляции меняются напряжение на вторичной обмотке микрофонного трансформатора и напряжение на сетке модуляторной лампы. Благодаря этому меняется анодный ток, проходящий через модуляторную лампу. Этот ток проходит от источника питания анодов, общего для модуляторной и генераторной ламп, через модуляционный дроссель в модуляторную лампу. Благодаря большому значению самоиндукции этого дросселя, ток, питающий обе лампы, остается почти постоянным, а приращение анодного тока модуляторной лампы, происходящее при положительном напряжении на сетке модуляторной лампы, получается за счет соответствующего уменьшения постоянной составляющей анодного тока генераторной лампы. Суммарный же ток от двух ламп остается *почти* неизменным.

Теперь мы можем остановиться на уточнении двух недоразумений, могущих возникнуть при изучении анодной модуляции по некоторым, преимущественно иностранным, источникам.

Часто объясняют анодную модуляцию таким образом: при положительном напряжении на сетке модуляторной лампы анодный ток ее „усиливается“ за счет уменьшения сопротивления этой лампы. Всю модуляцию сводят, таким образом, к изменению сопротивления модуляторной лампы. Это, конечно, полный абсурд, так как модуляторная лампа работает совершенно аналогично любому усилителю, и никому никогда не приходит в голову объяснять действие усилителя изменением его сопротивления, когда в этом повинно напряжение на сетке. Точно так же никогда в электротехнике не приписывают изменению сопротивления источника питания усиление или ослабление тока в цепи, если оно происходит из-за изменения напряжения источника. В отношении же модуляторной лампы, работающей нормально при отсечке в  $180^\circ$ , это особенно неверно, так как ее внутреннее сопротивление должно, по самой сути дела, оставаться постоянным и фактически таким и остается.

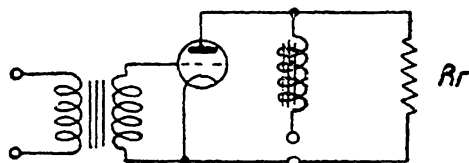
Точно так же, как мы видели, остается неизменным как приведенное сопротивление, так и сопротивление постоянному току генераторной лампы во время модуляции.

Таким образом, объяснение действия этих ламп при анодной модуляции путем привлечения изменения их сопротивлений надо признать крайне неудачным и принципиально неверным.

Второе недоразумение возникает, если поверить, что анодная модуляция в изучаемом нами виде есть модуляция при „постоянном токе питания“. Суммарный анодный ток, проходящий через модуляционный дроссель, безусловно меняется, хотя и незначительно, на 10—15%, и если бы он не менялся, то напряжение на дросселе было бы равно нулю, так же как и глубина модуляции. Напряжение на дросселе равно, как всегда, произведению из круговой частоты на коэффициент самоиндукции дросселя и на переменный ток, проходящий через него. Но,

желая получить большое напряжение при небольшом изменении тока, необходимо брать дроссель с достаточно большой самоиндукцией, что всегда и делается. Но все же ток меняется и должен меняться, поэтому название этой схемы схемой с постоянным током нельзя признать удачным.

После сделанных замечаний мы можем подойти к составлению эквивалентной схемы анодной модуляции с самовозбуждением. На черт. 200 показана эквивалентная схема, относящаяся к модуляционным частотам. Здесь левая часть относится к модуляторной лампе, а правая — к генераторной. По отношению к низким частотам генераторная лампа ведет себя как ваттное сопротивление величины, равной  $R_g$ . Низкие частоты должны быть отведены в самую генераторную лампу и не попадать в контур генератора, для чего служит блокировочный конденсатор  $C_b$  на черт. 199. Поэтому, рассматривая эквивалентную схему, относящуюся толь-



ко к низким частотам, можно полностью отбросить всю высокочастотную часть генератора, в том числе и дроссель высокой частоты, не представляющий для токов низкой частоты почти никакого сопротивления.

Черт. 200. Эквивалентная схема анодной модуляции с постоянным током.

Анализ этой эквивалентной схемы мы рассмотрим ниже. Он

нам даст возможность обосновать выбор величины модуляционной самоиндукции и установить основные зависимости.

## § 5. Работа генератора при анодной модуляции с самовозбуждением.

Мы указали выше, что изучаем работу генератора при недонапряженном режиме и при косинусоидальной форме импульса анодного тока. Последнее, в сущности, вовсе не обязательно, так как можно получить неискаженную модуляцию и при плоской форме импульса. Но анализ при этом становится много труднее, и мы на нем здесь не останавливаемся, так как мы знаем, что при плоской форме, с верхним углом отсечки не более  $30^\circ$ , результат расчета генератора мало отличается от расчета генератора, работающего при косинусоидальном импульсе. Работа же при более плоской форме ( $\psi_1 > 30^\circ$ ) мало вероятна, так как это потребовало бы очень больших напряжений возбуждения сетки, чего при самовозбуждении дать нельзя.

Рассмотрим изменения токов и напряжений с низкой и высокой частотой.

Мы исходим из простейшего вида изменения анодного напряжения:

$$E_a(1 + M \cos \Omega t) = E_a + ME_a \cos \Omega t. \quad (8)$$

В соответствии с этим амплитуда колебательного напряжения меняется по закону:

$$V(1 + M \cos \Omega t) = \xi E_a(1 + M \cos \Omega t),$$

где  $\xi$  — коэффициент использования анодного напряжения, который остается неизменным во время модуляции, как было показано в § 2 настоящей главы.

Но колебательное напряжение изменяется и по высокой частоте. Мгновенное его значение равно:

$$v = V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t = \xi E_a \cos \omega t (1 + M \cos \Omega t). \quad (9)$$

Следовательно, мгновенное значение анодного напряжения равно:

$$\begin{aligned} e_a &= E_a(1 + M \cos \Omega t) - \xi E_a \cos \omega t (1 + M \cos \Omega t) = \\ &= (1 + M \cos \Omega t) (1 - \xi \cos \omega t) E_a. \end{aligned} \quad (10)$$

Рассмотрим пределы изменения напряжения на аноде. Наибольшее его значение мы получаем при  $\cos \Omega t = +1$  и при  $\cos \omega t = -1$ . В пределе, если глубина модуляции равна 100% и коэффициент использования анодного напряжения равен 1, максимальное значение напряжения на аноде равно  $4 E_a$ . На это предельное напряжение, фактически прикладываемое к аноду и соединенным с ним элементам схемы, необходимо рассчитывать изоляцию установки, взяв соответствующий запас.

Постоянная составляющая анодного тока генератора пропорциональна изменениям анодного напряжения и равна:

$$I_{a0}(1 + M \cos \Omega t) = I_m(1 + M \cos \Omega t) \frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi(1 - \cos \psi)}. \quad (11)$$

Здесь выражение  $\frac{\sin \psi - \psi \cos \psi}{\pi(1 - \cos \psi)}$  является коэффициентом постоянной составляющей, не меняющимся во время модуляции, так как угол отсечки остается постоянным, а величина  $I_m(1 + M \cos \Omega t)$  определяет изменяющуюся с низкой частотой величину максимального импульса анодного тока.

В соответствии с этим мгновенное значение анодного тока равно:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi} (1 + M \cos \Omega t). \quad (12)$$

Отсюда можно заключить, что мгновенные потери на аноде генераторной лампы равны:

$$P_{ак} = i_a e_a = I_m E_a (1 + M \cos \Omega t)^2 \frac{(\cos \omega t - \cos \psi)(1 - \xi \cos \omega t)}{(1 - \cos \psi)}. \quad (13)$$

Средние потери за период высокой частоты равны:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \int_0^\psi i_a e_a d\omega t &= \frac{(1 + M \cos \Omega t)^2}{\pi(1 - \cos \psi)} I_m E_a \int_0^\psi (\cos \omega t - \cos \psi)(1 - \xi \cos \omega t) d\omega t = \\ &= (1 + M \cos \Omega t)^2 I_m E_a \left[ \alpha_0 - \frac{1}{2} \xi \alpha_1 \right] = \\ &= (1 + M \cos \Omega t)^2 \left[ I_{a0} E_a - \frac{1}{2} I_{a1} V \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где  $I_{a0}$ ,  $E_a$ ,  $I_{a1}$  и  $V$  определяют соответствующие величины при режиме несущей волны. Из формулы (14) следует, что потери на аноде меняются в течение одного периода низкой частоты очень значительно. Но нас больше интересуют средние потери за период низкой частоты. Эти потери равны:

$$P_{ан.} = \frac{1}{2\pi} \left( I_{a0} E_a - \frac{1}{2} I_{a1} V \right) \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t = \\ = \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right) P_{a0} - \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right) P. \quad (15)$$

В этом выражении первое слагаемое:  $(1 + 0,5 M^2) P_{a0}$  определяет среднюю подводимую к генераторной лампе мощность во время модуляции. Мы видим, что эта мощность больше мощности, подводимой к нему на несущей волне в  $(1 + 0,5 M^2)$  раз.

Подводимую мощность можно получить иначе:

$$P_{a0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t) I_{a0} (1 + M \cos \Omega t) E_a d\Omega t = \\ = \frac{1}{2\pi} I_{a0} E_a \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t = P_{a0} (1 + 0,5 M^2). \quad (16)$$

Но мы ввели выше величину сопротивления генераторной лампы постоянному току, равную:

$$R_z = \frac{E_a}{I_{a0}}. \quad (17)$$

Следовательно, изменяющуюся с низкой частотой мощность, подводимую к генератору, можно выразить следующим образом:

$$(1 + M \cos \Omega t)^2 I_{a0} E_a = (1 + M \cos \Omega t)^2 I_{a0}^2 R_z = (1 + M \cos \Omega t)^2 \frac{E_a^2}{R_z}$$

и среднюю подводимую мощность за период низкой частоты:

$$P_{a0} = \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right) I_{a0}^2 R_z = I_{a0}^2 R_z + 0,5 M^2 I_{a0}^2 R_z, \quad (18)$$

Здесь величина  $I_{a0}^2 R_z = I_{a0} E_a$  выражает среднюю мощность, подводимую к генераторной лампе при отсутствии модуляции, при режиме несущей волны, а величина  $0,5 M^2 I_{a0}^2 R_z$  определяет мощность, добавочно потребляемую генератором во время модуляции.

Выразим последнюю мощность иначе:

$$0,5 M^2 I_{a0}^2 R_z = 0,5 \cdot M I_{a0} \cdot M E_a. \quad (19)$$

К этому выражению мы скоро вернемся.

Величина  $(1 + 0,5 M^2) P$  в формуле (15) определяет полезную мощность во время модуляции. Величина:  $0,5 M^2 P$  определяет величину

приращения полезной мощности во время модуляции. Выражение для полезной мощности, одинаковое для всех способов модуляции, мы изучили в § 3 главы об общей теории модуляции.

Отдача генератора во время модуляции равна:

$$\eta_z = \frac{P}{P_0} \frac{(1 + 0,5 M^2)}{(1 + 0,5 M^2)} = \frac{P}{P_0} \quad (20)$$

Очевидно, что она остается постоянной при всех режимах. Но вместе с тем потери на аноде возрастают во время модуляции в  $1 + 0,5 M^2$  раз по сравнению с потерями при несущей волне. Таким образом, при выборе генераторных ламп необходимо проверять потери на анодах по величине их во время модуляции:

$$P_{ак} = \left(1 + \frac{M^2}{2}\right) P_{ак} \quad (21)$$

Кроме того генераторная лампа должна иметь ток насыщения больший, чем величина максимального импульса при режиме максимальной мощности:

$$I_m (1 + \frac{1}{2} M). \quad (22)$$

Наконец, необходимо иметь в виду, согласно сказанному в § 2 настоящей главы, что смещение должно быть подано через сопротивление, причем во время модуляции величина его будет меняться автоматически по закону изменения анодного напряжения:

$$E_c (1 + M \cos \Omega t), \quad (23)$$

точно так же амплитуда напряжения возбуждения меняется по закону:

$$V_c (1 + M \cos \Omega t). \quad (24)$$

Таким образом, мы установили основные соотношения между токами и напряжениями в цепях генератора.

## § 6. Работа модулятора при анодной модуляции. Общие принципы.

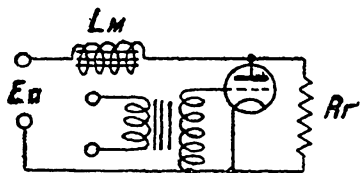
Предположим, что модуляторная лампа работает в условиях колебаний I рода, т. е. с отсечкой в  $180^\circ$ . Тогда изменения напряжения на сетке вызывают появление в анодной цепи модуляторной лампы переменного тока с частотой модуляции и амплитудой:  $I_{м1}$ .

По какой цепи схемы проходит этот ток?

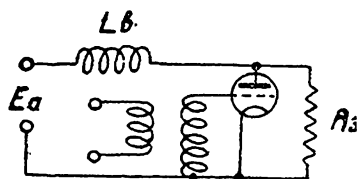
Для разъяснения этого вернемся еще раз к эквивалентной схеме анодной модуляции, показанной на черт. 200, но представим ее немного иначе, а именно как показано на черт. 201 и 203.

В таком виде эквивалентная схема анодной модуляции мало отличается от эквивалентной схемы лампового генератора при параллельном питании (см. черт. 202). Единственная разница между этими схемами заключается в том, что в первом случае мы имеем дело с низкой частотой, а во втором — с высокой. Сравнивая обе схемы, мы видим, что: а) в связи с низкими частотами в первой схеме на месте дрос-

селя высокой частоты стоит модуляционный дроссель низкой частоты с железом; б) на месте генераторной лампы, вырабатывающей ток высокой частоты и имеющей приведенное сопротивление  $R'_i$ , мы имеем в схеме анодной модуляции модуляторную лампу, имеющую внутреннее сопротивление  $R_{im}$ , так как она работает при режиме колебаний I рода; если бы она работала при режиме колебаний II рода, о чем речь будет ниже, то в эквивалентной схеме мы имели бы приведенное сопротивление модуляторной лампы; в) на месте эквивалентного сопротивления колебательного контура в схеме высокой частоты мы имеем в схеме низкой частоты сопротивление постоянному току, или что то же — сопротивление токам низкой частоты генераторной лампы.

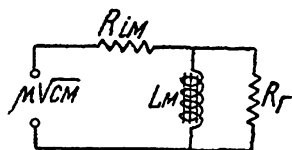


Черт. 201. Эквивалентная схема анодной модуляции.



Черт. 202. Эквивалентная схема лампового генератора.

Таким образом, обе эквивалентные схемы вполне аналогичны, и при низкой частоте модуляторная лампа играет ту же роль, которую играет генераторная лампа при высокой частоте.



Черт. 203. Эквивалентная схема модулятора.

Другими словами, сказанное позволяет сделать вывод о том, что модуляторная лампа может рассматриваться как генератор независимого возбуждения, возбуждаемый от микрофона, через необходимое число ступеней усиления, и нагруженный ваттным сопротивлением, представляемым генератором по отношению к токам низкой частоты. При таком понимании явления первая гармоника анодного тока модулятора проходит через генератор и выделяет в нем некоторую мощность.

Но, подобно тому как и при разборе генератора высокой частоты мы всегда знали, что дроссель высокой частоты не может быть взят бесконечно большим и что, следовательно, некоторая доля переменного анодного тока безусловно пройдет не в контур, а в параллельную ветвь — в цепь питания, содержащую дроссель высокой частоты, мы все же с этим явлением обычно не считались и полагали, что вся первая гармоника проходит целиком через контур, — подобно этому в схеме низкой частоты, отлично понимая, что часть переменного тока модуляции несомненно ответвится в цепь питания, преодолевая сопротивление модуляционного дросселя, мы все же, для упрощения картины, допускаем, что весь переменный ток модулятора проходит через генератор.

Таким образом, через генератор должен проходить ток низкой частоты, меняющийся по закону:  $I_{m1} \cos \Omega t$ . Он должен накладываться

на постоянный ток генератора, так что результирующий ток генератора равен:

$$I_{a0} + I_{\kappa 1} \cos \Omega t. \quad (25)$$

Но выше мы установили, что постоянная составляющая тока генератора во время модуляции изменяется по закону:

$$I_{a0} + MI_{a0} \cos \Omega t. \quad (26)$$

Сопоставляя все вышесказанное и сравнивая последние две формулы, мы должны прийти к выводу о том, что *приращение постоянной составляющей анодного тока генератора есть не что иное, как первая гармоника анодного тока модулятора*, т. е.

$$\Delta I_{a0} = MI_{a0} = I_{\kappa 1}. \quad (27)$$

Это—один из самых важных выводов теории анодной модуляции. Он дает ключ к увязке теорий работы генератора и модулятора во время модуляции.

Действительно, мы установили выше, что во время модуляции к генератору подводится добавочная мощность, равная:

$$\Delta P_0 = \frac{1}{2} MI_{a0} ME_a. \quad (28)$$

Согласно только что сказанному мы должны считать, что это есть как раз полезная мощность модулятора, равная:

$$P_{\kappa} = \frac{1}{2} \cdot I_{\kappa 1} V_{\kappa}, \quad (29)$$

где  $V_{\kappa}$  есть колебательное напряжение модулятора, равное:  $I_{\kappa 1} R_z = ME_a$ . (Эта же величина может быть определена как напряжение на модуляционном дросселе, равное приращению суммарного тока питания, умноженному на сопротивление дросселя токам низкой частоты:  $V_{\kappa} = \Delta I_{a0\Omega} \cdot \Omega L = ME_a$ ).

Таким образом, коэффициент использования анодного напряжения модулятора есть не что иное как коэффициент модуляции.

Полезная мощность модулятора может быть, исходя из сказанного, представлена в следующих формах:

$$P_{\kappa} = \frac{1}{2} I_{\kappa 1} V_{\kappa} = \frac{1}{2} I_{\kappa 1}^2 R_z = \frac{1}{2} \frac{V_{\kappa}^2}{R_z} = \frac{1}{2} M^2 P_{a0} = \frac{1}{2} M^2 E_a I_{a0}. \quad (30)$$

Мощность, подводимая к модулятору, равна:

$$P_{0\kappa} = I_{a0\kappa} E_a. \quad (31)$$

Отдача модулятора равна:

$$\eta_{\kappa} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{1\kappa}}{\alpha_{0\kappa}} \cdot M. \quad (32)$$

Сказанное позволяет нам рассчитать потери на аноде модулятор-

ных ламп и сопоставить эти потери с таковыми на анодах генераторных ламп. Потери на анодах модуляторных ламп равны:

$$P_{ан. мод} = P_{м} \frac{1 - \eta_{м}}{\eta_{м}}. \quad (33)$$

Они выражаются обычной для генераторов формулой. Остановимся немного на оценке величины вероятных потерь. Для этого надо прежде всего подсчитать вероятную величину отдачи модулятора.

Она зависит от двух факторов: а) от глубины модуляции и б) от угла отсечки модулятора. С увеличением глубины модуляции отдача растет. Ниже мы увидим, что наиболее вероятны два режима работы модулятора: режим при отсечке в  $180^\circ$ , при котором отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей равно 1, и, следовательно, отдача не может быть, даже при 100% модуляции, выше 50%. Второй возможный режим—это режим при отсечке в  $90^\circ$ . При этом отношение коэффициентов равно 1,57 и отдача может равняться 0,8, т. е. достигать достаточно высоких значений при глубокой модуляции. Но обычно отдача модулятора бывает гораздо ниже, так как он никогда не работает все время при глубокой модуляции. Наоборот, средняя глубина модуляции очень невелика, будучи равна 15—30%, а следовательно и отдача бывает в среднем 20—40%, не более.

Специальные требования, которые мы укажем ниже, могут заставить принять еще более низкую отдачу модулятора.

Сопоставим потери на анодах генераторных и модуляторных ламп. Для этого рассмотрим сперва потери на анодах генераторных ламп при отсутствии модуляции, т. е. при режиме несущей волны. Потери на анодах модуляторных ламп равны:

$$P_{ан. м} = P_{м} \frac{1 - \eta_{м}}{\eta_{м}}$$

или, выражая полезную мощность модулятора через приращение подводимой мощности генератора:

$$P_{ан. м} = \frac{1}{2} M^2 P_{0г} \frac{1 - \eta_{м}}{\eta_{м}} = \frac{1}{2} M^2 P_{г} \frac{1 - \eta_{м}}{\eta_{г} \eta_{м}}.$$

Наконец, введя потери на анодах генератора, получим:

$$P_{ан. мод} = \frac{1}{2} M^2 \cdot P_{ан. ген} \cdot \frac{\eta_{г}}{1 - \eta_{г}} \cdot \frac{1 - \eta_{м}}{\eta_{г} \eta_{м}} = \frac{0,5 M^2}{\eta_{м}} \cdot \frac{1 - \eta_{м}}{1 - \eta_{г}} \cdot P_{ан. ген}. \quad (34)$$

Формула (34) позволяет определить потери на анодах модулятора, при заданных потерях на анодах генератора, глубине модуляции и отдачах генератора и модулятора.

Рассмотрим несколько примеров.

Пусть отдача генератора равна 80%, глубина модуляции 100% и угол отсечки модуляторной лампы равен  $180^\circ$ . Тогда потери на аноде модулятора в 2,5 раз больше потерь на анодах генератора. Это потому, что мы приняли отдачу модулятора в 50%.

При тех же условиях, но при отдаче модулятора в 10%, мы полу-



чили бы потери на анодах модулятора в 22,5 раза больше потерь на анодах генератора.

Отсюда мы видим, что потери на анодах модулятора при отсечке в  $180^\circ$  очень велики, что приводит к необходимости применять большое количество параллельно включенных модуляторных ламп.

С целью понижения потерь на анодах модуляторных ламп часто работают с отсечкой в  $90^\circ$ . Это приводит к появлению второй гармоники в цепях низкой частоты, т. е. к добавлению к каждому тону обертона, лежащего одной октавой выше. Конечно, это есть искажение. Но в тех случаях, когда имеет большое значение выигрыш в весе и габарите, а также и в стоимости установки, приходится несколько жертвовать чистотой передачи. К таким условиям надо отнести обычные переговоры как коммерческие, так и военные. В концертных же передатчиках это совершенно недопустимо.

Уменьшение потерь на анодах при этом получается весьма значительное. Пусть глубина модуляции равна 100%, отдача генератора 80% и отдача модулятора:  $0,5 \cdot 1,57 \cdot 1 \cong 0,8$ ; тогда потери на аноде модулятора будут, согласно формуле (34), составлять  $\frac{5}{8}$  от потерь на анодах генератора. Выгода получается очень большая.

Во время модуляции потери на анодах генератора возрастают в  $\left(1 + \frac{M^2}{2}\right)$  раз. Следовательно, отношение между потерями на анодах модуляторных ламп к потерям на анодах генераторных ламп во время модуляции равно:

$$P_{ан\ mod} = P_{ан\ ген.} \cdot \frac{0,5 M^2}{1 + 0,5 M^2} \cdot \frac{1 - \eta_m}{1 - \eta_2} \cdot \frac{1}{\eta_m}. \quad (35)$$

Таким образом, мы видим, что потери на анодах модуляторных ламп бывают одного порядка с таковыми на анодах генераторных ламп. Поэтому количество и тип модуляторных ламп надо выбирать не менее осматрительно, чем генераторных ламп. Но так как к модуляторным лампам ставится еще специальное требование работы без каких бы то ни было искажений формы тока, то они находятся в гораздо более тяжелых условиях.

Микрофон, после соответствующего количества ступеней усиления, должен подать на сетку модуляторных ламп напряжение, меняющееся с низкой частотой модуляции и имеющее амплитуду:

$$V_{cm} = D_m I_{m1} (R'_{im} + R_2). \quad (36)$$

Здесь величина  $R'_{im}$  есть приведенное сопротивление модуляторных ламп, которые могут работать или при отсечке в  $180^\circ$ , и тогда приведенное сопротивление равно внутреннему сопротивлению лампы, или при отсечке в  $90^\circ$ , когда приведенное сопротивление равно  $2R_{im}$ .

Наконец, напряжение смещения модуляторных ламп надо рассчитывать по обычной формуле:

$$E_{с\ mod} = D_m (E_{ам} - E_{a0\ m}) + (V_{cm} - D_m V_m) \cos \psi_m, \quad (37)$$

где  $E_{ам}$  и  $E_{a0\ m}$  — анодное напряжение и напряжение приведения модуляторных ламп;

$V_{см}$  и  $V_{м}$  — амплитуды напряжения возбуждения сетки и колебательного напряжения и  
 $\psi_{м}$  — угол отсечки модуляторных ламп.

## § 7. Наивыгоднейшие условия работы модулятора.

Модуляторные лампы работают в условиях, весьма похожих на условия работы выходных ламп усилителей низкой частоты. В обоих случаях требуется получение возможно большей неискаженной мощности. В первом случае эта мощность потребляется в телефоне, громкоговорителе, проволочной линии или другом токоприемнике. Во втором случае она идет на добавление подводимой мощности к генератору высокой частоты. Поэтому требования к лампам, а также и условия отдачи ими предельной неискаженной мощности вполне аналогичны. Как модуляторные, так и выходные усилительные лампы должны иметь малое внутреннее сопротивление и большую крутизну, причем характеристики должны располагаться в области отрицательных напряжений на сетке, с тем чтобы во время работы не появлялся сеточный ток, вносящий искажения. В обоих случаях аноды нагружаются большой рассеиваемой мощностью и должны быть на это рассчитаны.

Работа мощного усилителя нами подробно разобрана в книге „Основы радиотехнических расчетов“ (часть I, Усилители), в главе VIII — „Расчет мощного усилителя“. Основные выводы о работе и расчете мощного усилителя могут быть непосредственно распространены на модулятор при анодной модуляции. Однако между ними имеется все же некоторая разница, почему мы рассмотрим специальные условия работы модулятора отдельно в настоящем параграфе.

Мы уже указали выше, что модуляторные лампы могут работать или при отсечке в  $90^\circ$ , что ведет к появлению второй гармоники низкой частоты в схеме, т. е. к добавлению ко всем звукам обертона, лежащего одной октавой выше произнесенного тона, или же — при отсечке в  $180^\circ$ , причем в этом случае можно добиться, при известных условиях, почти совершенно неискаженной модуляции. В первом случае модуляторные лампы работают с лучшей отдачей, чем во втором, благодаря чему аноды их несколько меньше нагружены. Однако это облегчение покупается ценою введения в модуляцию некоторых искажений.

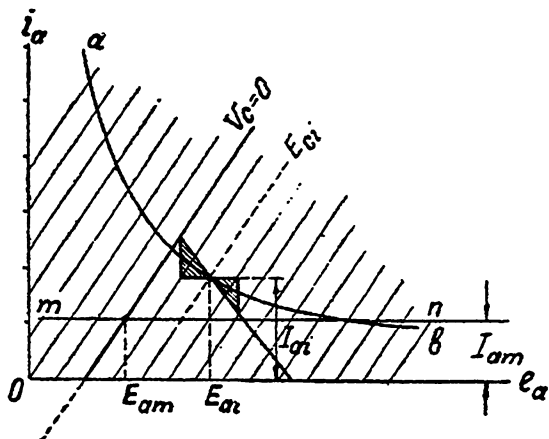
Рассмотрим подробнее условия работы модулятора при отсечке в  $180^\circ$  и при выполнении требования получения неискаженной и предельной мощности.

Мы говорим, что лампа отдает неискаженную мощность, если форма переменного анодного тока точно соответствует форме прилагаемого к сетке напряжения. В этих условиях в анодной цепи лампы имеется один лишь ток основной частоты. Поэтому внешним признаком отсутствия искажений может быть отсутствие изменений показаний прибора постоянного тока анодной цепи лампы при появлении на сетке переменного напряжения. Если бы этот прибор дал новое показание, то это означало бы, что постоянный ток получил некоторое приращение, т. е. что появилось „детектирование“ на одном из загибов характеристики лампы, т. е. искажение формы тока.

Очевидно, что первым требованием для отсутствия искажений

является требование работы на прямолинейном участке характеристики лампы. Другими словами, во время модуляции рабочая точка не должна заходить за верхний и за нижний загибы характеристики. Так как ток насыщения у модуляторных ламп обычно значительно превосходит значение, требуемое максимальным импульсом, то особой опасности дойти до него нет, и специальных мер против этого принимать нет никакой необходимости. Что же касается нижнего загиба, то искажения на нем весьма вероятны, если исходные условия выбраны неверно. Для избежания искажения на нижнем загибе следует, по изучении характеристик модуляторной лампы, ограничить нижний предел анодного тока, за который при модуляции уже не переходить. Обозначим наименьшее значение анодного тока модуляторной лампы, до которого характеристики ее допустимо считать прямолинейными, символом  $I_{ам}$ .

Вторым требованием, обеспечивающим отсутствие искажений, является требование работы в области отрицательных напряжений на сетке. Другими словами, необходимо выбрать исходную рабочую точку на характеристиках модуляторной лампы с таким расчетом, чтобы во время модуляции, когда напряжение на сетке изменяется в широких пределах, оно никогда не выводило рабочую точку в область положительных сеточных напряжений, при которых появляется сеточный ток.



Черт. 204. Область работы модуляторной лампы.

Следовательно, амплитуда напряжения возбуждения сетки модуляторной лампы должна быть равна или меньше напряжения смещения. Это требование означает, вместе с тем, что применяемая модуляторная лампа должна располагать достаточно протяженным прямолинейным участком характеристики в области отрицательных сеточных напряжений, т. е. что лампа должна быть „левая“.

Наконец, третьим требованием является необходимость работы модуляторной лампы с анодным рассеянием, не превосходящим допустимого. При этом полезно помнить, что работа происходит при колебаниях 1 рода и что, следовательно, потери на анодах имеют наибольшее значение при отсутствии модуляции, т. е. при покое лампы. Во время модуляции потери на аноде уменьшаются за счет полезной мощности, отдаваемой лампой. Поэтому модуляторная лампа, работающая в соответствии с первыми двумя требованиями, должна иметь правильно соразмеренный анод. Иначе, при работе в области отрицательных напряжений на сетке и при достаточно большом значении постоянной составляющей анодного тока, потери на аноде могут воспрепятствовать правильному выбору исходных условий.

Рассмотрим условия, при которых модуляторная лампа, при соблю-

дении выставленных выше требований, отдает предельную неискаженную мощность. Мы покажем, что эти условия сводятся к существованию совершенно определенного соотношения между величинами внутреннего сопротивления модуляторной лампы и сопротивления генераторной лампы постоянному току. Кроме того это связано с получением некоторой ограниченной глубины модуляции и с определенными потерями на аноде.

Обратимся к черт. 204. Здесь представлено семейство характеристик некоторой модуляторной лампы, и на нем отмечено кривой  $ab$  геометрическое место точек, соответствующее равным и допустимым для данной лампы анодным потерям. Эта кривая является гиперболой, асимптотами которой служат оси абсцисс и ординат. Исходная рабочая точка должна лежать на кривой допустимых потерь или ниже ее. Прямая  $V_c = 0$  делит чертеж на область отрицательных и положительных напряжений на сетке. Согласно условию рабочая точка должна постоянно оставаться в области отрицательных напряжений на сетке. Следовательно, в предельном случае, амплитуда напряжения возбуждения сетки может точно равняться напряжению смещения. Прямая  $mn$  отделяет область сильно искривленных нижних частей характеристик, куда рабочая точка заходить не должна. Обозначим анодное напряжение, соответствующее току  $I_{am}$  и напряжению на сетке  $V_c = 0$ , через  $E_{am}$ . Пользуясь этими обозначениями, мы можем написать общую формулу для прямолинейного участка анодных характеристик:

$$i_a - I_{am} = \frac{e_a - E_{am} + \mu v_c}{R_i}. \quad (38)$$

Согласно выставленным выше требованиям, при неискаженной модуляции анодный ток  $i_a$  всегда больше тока  $I_{am}$ , анодное напряжение  $e_a$  всегда больше напряжения  $E_{am}$ , и напряжение на сетке всегда отрицательно. Обозначим величины, характеризующие исходный режим, символами:  $I_{ai}$ ,  $E_{ai}$ ,  $E_{ci}$ . Тогда имеем выражение для исходного тока:

$$I_{ai} = I_{am} + \frac{E_{ai} - E_{am} - \mu E_{ci}}{R_i}. \quad (39)$$

Амплитуда переменного анодного тока определяется двумя условиями. Во-первых, она должна быть равна разности между исходным током  $I_{ai}$  и наименьшим значением анодного тока  $I_{am}$ , т. е. она равна:

$$I_{a1} = I_{ai} - I_{am} = \frac{E_{ai} - E_{am} - \mu E_{ci}}{R_i}, \quad (40)$$

во-вторых, она определяется обычным условием, связывающим ее с амплитудой напряжения возбуждения сетки, параметрами модуляторной лампы и сопротивлением нагрузки последней, каковым является, как показано выше, сопротивление генераторной лампы постоянному току:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_2 + R_i}. \quad (41)$$

Но так как, согласно условию, амплитуда напряжения возбуждения сетки равна (по абсолютному значению) напряжению смещения, то:

$$I_{a1} = \frac{\mu E_{ci}}{R_2 + R_i}. \quad (42)$$

Следовательно, при неискаженной модуляции имеем условие:

$$\frac{\mu E_{ci}}{R_2 + R_i} = \frac{E_{ai} - E_{am} - \mu E_{ci}}{R_i}, \quad (43)$$

откуда:

$$\mu E_{ci} R_i = (E_{ai} - E_{am}) (R_2 + R_i) - \mu E_{ci} (R_2 + R_i)$$

и, следовательно:

$$\frac{\mu E_{ci}}{R_2 + R_i} = \frac{E_{ai} - E_{am}}{R_2 + 2 R_i} = I_{a1}. \quad (44)$$

Для получения соотношения между внутренним сопротивлением модуляторной лампы и сопротивлением генераторной лампы  $R_2$  (считая анодное напряжение  $E_{ai} - E_{am}$  постоянным и заданным), при котором модуляторная лампа отдает предельную неискаженную мощность, составим производную от полезной мощности по сопротивлению  $R_2$ . Полезная мощность, отдаваемая модуляторной лампой, равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_2 = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{E_{ai} - E_{am}}{R_2 + 2 R_i} \right)^2 R_2.$$

Следовательно:

$$\frac{\partial P}{\partial R_2} = 0$$

и

$$(R_2 + 2 R_i)^2 - R_2 \cdot 2 (R_2 + 2 R_i) = 0,$$

т. е. лампа отдает предельную неискаженную мощность при условии, что:

$$R_2 = 2 R_i, \quad (45)$$

т. е. когда сопротивление постоянному току генераторной лампы вдвое больше внутреннего сопротивления модуляторной лампы.

На существование этого соотношения впервые было указано англичанином Brown в 1924 году<sup>1)</sup>.

Рассмотрим, к каким последствиям ведет выполнение этого условия.

Подставляя значение оптимального сопротивления в формулу полезной мощности модулятора, получаем предельную неискаженную мощность его:

$$P_{\max} = \frac{1}{16} \cdot \frac{E_{ai} - E_{am}}{R_i}. \quad (46)$$

<sup>1)</sup> Brown, W. J. „Proceedings of Phys. Soc. of London“. Vol. 36, Part 3, April 15 1924, p. 218.

Амплитуда колебательного напряжения модулятора равна:

$$V = I_{ai} R_z = \frac{E_{ai} - E_{am}}{2 R_z} \cdot R_z = \frac{E_{ai} - E_{am}}{2}, \quad (47)$$

т. е. если выполнено условие (45), то:

$$V < \frac{E_{ai}}{2}. \quad (48)$$

Следовательно, коэффициент использования анодного напряжения модуляторной лампы не может быть, при этих условиях, выше 0,5, а так как коэффициент использования анодного напряжения модуляторной лампы есть не что иное, как коэффициент модуляции, то *глубина модуляции, при отдаче модуляторной лампой предельной неискаженной мощности, не может быть выше 50%.* Это первое следствие. Рассмотрим, чему равна отдача модуляторной лампы.

Подводимая мощность равна:

$$P_0 = I_{ai} E_{ai}.$$

Выражая полезную мощность следующим образом:

$$P = \frac{1}{2} \cdot (I_{ai} - I_{am}) \cdot \frac{1}{2} (E_{ai} - E_{am}),$$

получаем формулу для коэффициента полезного действия модуляторной лампы:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = 0,25 \cdot \left(1 - \frac{I_{am}}{I_{ai}}\right) \left(1 - \frac{E_{am}}{E_{ai}}\right). \quad (49)$$

Отсюда следует, что *при получении от модуляторной лампы предельной неискаженной мощности отдача не может быть выше 25%.* Следовательно, *потери на аноде ее, равные*

$$P_{ак} = P \frac{1 - \eta}{\eta},$$

*будут превосходить полезную мощность не менее, чем в три раза, что, конечно, крайне невыгодно.*

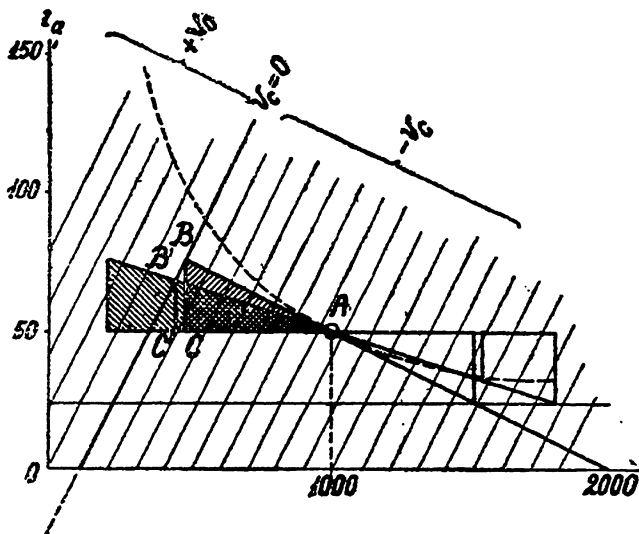
Вот к каким последствиям приводит точное выполнение требования нагрузки модуляторной лампы таким сопротивлением, чтобы она отдавала предельную неискаженную мощность. На черт. 205 представлен случай работы модуляторной лампы в этих условиях.

Желая повысить отдачу модуляторной лампы, а вместе с тем и глубину модуляции, мы должны при заданном значении сопротивления  $R_z$  генератора несколько отступить от строгого выполнения требования работы только в области отрицательных сеточных напряжений при заданном значении анодного напряжения.

Рассмотрим пример.

На черт. 205 представлен случай отдачи лампой предельной неискаженной мощности. При этом соблюдено условие:  $R_z = 2 R_r$ . Если мы, оставляя исходные условия теми же, увеличили бы значение со-

противления нагрузки анодной цепи модуляторной лампы, но выполняли бы по-старому требование работы при отрицательных напряжениях на сетке, то получили бы треугольник полезной мощности  $AB'C'$ , очевидно меньший, чем треугольник предельной неискаженной мощности:  $ABC$ . При этом анодный ток не достигал бы допустимого значения  $I_{am}$ , и, следовательно, он был бы плохо использован. Однако, если вместе с увеличением сопротивления  $R_2$  допустить переход рабочей точки в область положительных напряжений на сетке, как показано на черт. 205, доводя анодный ток до допустимого значения, то очевидно, что как колебательное напряжение, т. е. глубина модуляции, так и полезная мощность становятся больше, а следовательно, при одинаковой подводимой мощности, увеличивается отдача и уменьшаются потери на аноде. Если считать сопротивление  $R_2$  генераторной лампы

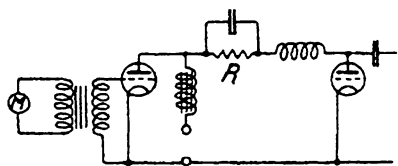


Черт. 205. Работа модуляторной лампы в условиях получения от нее предельной неискаженной мощности.

заданным и вытекающим из расчета ее работы при критическом режиме, то все наши выводы могут быть получены при соответствующем уменьшении внутреннего сопротивления модуляторной лампы. Таким образом, мы видим, что условие отдачи модуляторной лампой предельной неискаженной мощности, крайне невыгодное в смысле глубины модуляции и потерь на анодах ее, может быть исправлено путем некоторого отступления от него в сторону применения модуляторных ламп с внутренним сопротивлением меньшим, чем требуется условием  $R_2 =$

$= \frac{R_2}{2}$  и при переходе рабочей точки в область положительных напряжений на сетке. Очевидно, что при этом режим модуляторной лампы должен постоянно оставаться резко недонапряженным, и тогда можно мириться с последним, так как нет оснований ожидать появления сильного и влекущего за собой искажения сеточного тока.

Американцы <sup>1)</sup>, чаще всех применяющие анодную модуляцию, обращают большое внимание на выполнение выгодных соотношений между сопротивлениями модуляторной и генераторной ламп. Если желаемое соотношение не может быть получено путем подбора режимов работы генераторной лампы и типов генераторных и модуляторных ламп, то они не останавливаются перед введением последовательно с генераторной лампой некоторого сопротивления (см. черт. 206). Благодаря этому коэффициент использования анодного напряжения модуляторной лампы может быть повышен и потери на ее аноде уменьшены. Конечно, это происходит за счет выделения совершенно бесполезной мощности в сопротивлении  $R$ .



Черт. 206. Американская схема анодной модуляции.

Глубина модуляции от этого тоже не изменится, так как большее колебательное напряжение модуляторной лампы ложится частично на введенное сопротивление. Однако аноды модуляторных ламп благодаря этому сопротивлению разгружаются. Подобные схемы часто встречаются в литературе.

Глубина модуляции от этого тоже не изменится, так как большее колебательное напряжение модуляторной лампы ложится частично на введенное сопротивление. Однако аноды модуляторных ламп благодаря этому сопротивлению разгружаются. Подобные схемы часто встречаются в литературе.

## § 8. Расчет величины модуляционной самоиндукции.

До сих пор мы считали, что модуляторная лампа нагружена только сопротивлением  $R_g$  генератора постоянному току. Это означает, что мы молчаливо предполагали величину индуктивного сопротивления модуляционной самоиндукции настолько большой, что переменным током, через нее проходящим, можно было пренебречь. Остановимся подробнее на установлении величины самоиндукции, при которой наш допуск не приводит к серьезным ошибкам.

Обычно перед микрофоном произносится не один простой звук, а целое сочетание их. При этом звуки имеют частоты, лежащие между некоторыми пределами. Условимся обозначать частоту самого низкого звука символом  $F_1$  и круговую частоту его символом  $\Omega_1$ , частоту и круговую частоту самого высокого звука обозначим символами  $F_2$  и  $\Omega_2$ . Очевидно, что с изменением частоты изменятся и величина индуктивного сопротивления модуляционной самоиндукции, а следовательно, эта величина может, в зависимости от характера передачи перед микрофоном, изменяться в самых различных пределах. Для справедливости наших выводов необходимо, чтобы сопротивление модуляционного дросселя было достаточно большим для самой низкой из имеющихся низких частот.

Рассматривая модуляторную лампу вместе с модуляционным дросселем как усилитель низкой частоты и требуя от него по возможности одинакового усиления всех низких частот, мы должны, как это известно из теории дроссельного усилителя низкой частоты (см. наши „Основы радиотехнических расчетов“, II издание, глава III, § 3), иметь

<sup>1)</sup> Kaar I. J. and Burnside C. J. „Some development in broadcast transmitters“. PIRE, Vol. 18, № 10, Oct. 1930, p.p. 1623—1660.



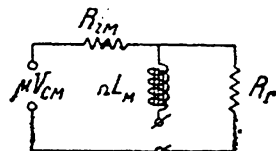
индуктивное сопротивление дросселя во много раз большим, чем внутреннее сопротивление усилительной лампы.

Для вывода основных зависимостей, дающих возможность рассчитать необходимую величину модуляционной самоиндукции, обратимся к изученной нами в § 4 настоящей главы эквивалентной схеме. Она показана на черт. 207. Согласно этой эквивалентной схеме модуляторная лампа аналогична усилительной лампе, в цепи сетки которой имеется напряжение возбуждения  $V_{cm}$ , имеющей внутреннее сопротивление  $R_{im}$  и нагруженной разветвлением из величин  $\Omega L_m$  и  $R_z$ . Если модулятор работает с отсечкой в  $90^\circ$ , то эквивалентная схема остается справедливой, но вместо внутреннего сопротивления модуляторной лампы надо в схеме подразумевать приведенное сопротивление, равное  $2R_{im}$ .

Переходим к выводам.

Эквивалентное сопротивление разветвления нагрузки модуляторной лампы равно:

$$\bar{Z}_s = \frac{j\Omega L_m R_z}{R_z + j\Omega L_m}.$$



Черт. 207. Эквивалентная схема анодной модуляции.

Полное сопротивление анодной цепи модуляторной лампы равно:

$$\bar{Z} = R_{im} + \bar{Z}_s.$$

Поэтому, при действии в цепи сетки модуляторной лампы напряжения возбуждения с амплитудой  $\bar{V}_{cm}$ , в анодной цепи появляется ток с амплитудой:

$$\bar{I}_{a1m} = \frac{\mu \bar{V}_{cm}}{\bar{Z}}. \quad (50)$$

Следовательно, колебательное напряжение на зажимах нагрузки модулятора равно:

$$\bar{V}_m = \bar{I}_{a1m} \bar{Z}_s = \mu \bar{V}_{cm} \cdot \frac{j\Omega L_m R_z}{R_{im} R_z + j\Omega L_m (R_{im} + R_z)}. \quad (51)$$

Отсюда видно, что линейное усиление напряжения модуляторной лампой равно:

$$\frac{\bar{V}_m}{\bar{V}_{cm}} = \mu \cdot \frac{\frac{j\Omega L_m R_z}{R_z + R_{im}}}{\frac{R_{im} R_z}{R_{im} + R_z} + j\Omega L_m}. \quad (52)$$

Обозначая величину  $\frac{R_{im} R_z}{R_{im} + R_z}$  символом  $R_{m2}$  и умножив и разделив числитель последнего выражения (52) на  $R_{im}$ , имеем:

$$\frac{\bar{V}_m}{\bar{V}_{cm}} = j \cdot \mu R_{m2} \frac{\frac{\Omega L_m}{R_{im}}}{R_{m2} + j\Omega L_m} = j \cdot \frac{R_{m2}}{R_{im}} \cdot \frac{\frac{\Omega L_m}{R_{m2}}}{1 + \frac{j\Omega L_m}{R_s}}. \quad (53)$$

Модуль этого выражения определяет величину отношения напряжения в анодной цепи и цепи сетки модулятора:

$$\frac{V}{V_{сн}} = \mu \cdot \frac{R_{м2}}{R_{им}} \cdot \frac{\varnothing L_{м}}{R_{м2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\varnothing L_{м}}{R_{м2}}\right)^2}}. \quad (54)$$

Обозначим:

$$\frac{R_{м2}}{R_{им}} = q = \frac{R_2}{R_{им} + R_2}.$$

и

$$\frac{\varnothing L_{м}}{R_{м2}} = p.$$

Тогда имеем:

$$\frac{V}{V_{сн}} = \mu q \cdot \frac{p}{\sqrt{1 + p^2}}. \quad (55)$$

Из последнего выражения мы видим, что степень усиления напряжения модуляторной лампой: 1) прямо пропорциональна величине  $q$  и 2) зависит от величины  $p$ , изменяясь с частотой модуляции. Величина  $q$ , равная  $\frac{R_2}{R_{им} + R_2}$ , всегда меньше единицы. Для увеличения степени усиления напряжения желательно, чтобы при прочих равных условиях внутреннее сопротивление модуляторной лампы было возможно меньше сопротивления  $R_2$  генератора. Очевидно, что этого легче достигнуть при работе с отсечкой в  $180^\circ$ . В пределе, если внутреннее сопротивление модуляторной лампы очень мало по сравнению с сопротивлением  $R_2$  генераторной лампы, величина  $q$  становится равной единице. При равенстве их она имеет значение 0,5, при соблюдении условия  $R_2 = 2R_{им}$  она равна:  $q = 0,67$ .

Обратимся ко второму множителю. При выбранной величине модуляционной самоиндукции  $L_{м}$ , сопротивление ее меняется вместе с изменением частоты, причем одновременно изменяется и величина  $p$ . В таблице I показаны различные значения величины  $p$ , соответствующие значениям  $\frac{p}{\sqrt{1 + p^2}}$  от 0 до 1.

ТАБЛИЦА I.

$p$	$\frac{p}{\sqrt{1 + p^2}}$	$p$	$\frac{p}{\sqrt{1 + p^2}}$
0,5	0,45	2,5	0,93
1,0	0,71	3,0	0,95
1,5	0,83	3,5	0,96
2,0	0,89	5,0	0,98

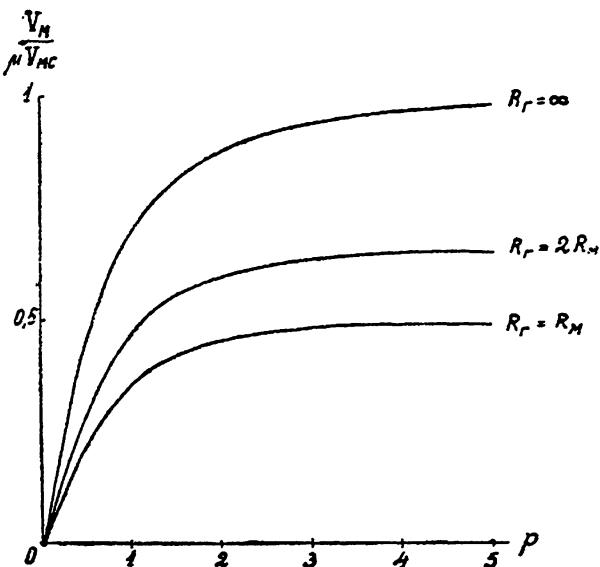
На чертеже 208 приведены соответствующие различным значениям величин  $p$  и  $q$  степени усиления модуляторной лампы.

Из рассмотрения таблицы I и черт. 208 следует, что с повышением частоты степень усиления сначала быстро, а потом медленно возрастает. Быстрый рост имеет место между значениями  $p$  от 0 до 2. Далее усиление возрастает очень медленно.

Отсюда следует прежде всего, что при любом значении величины  $q$  более высокие частоты усиливаются больше. Следовательно, всегда имеет место некоторое искажение при модуляции. В частности выкрикиваются высшие гармоники звуков. Но, желая иметь по возможности равномерное усиление всех частот в пределах от  $F_1$  до  $F_2$ , необходимо выбрать величину модуляционной самоиндукции таким образом, чтобы для наиболее низкой из модуляционных частот

отношение:  $p = \frac{\omega_1 L_{\mu}}{R_g} \frac{V_H}{\mu V_{Hc}}$

было не менее 2. Так, например, при  $q=1$ , имеем предельное значение степени усиления, равное  $\mu$ , а для значения  $p=2$  имеем его равным 0,89  $\mu$ . Таким образом, при выборе величины  $p$ , равной 2 для самой низкой частоты, мы не рискуем получить искажение на ней более, чем на 11%, другими словами, она будет усилена почти так же, как и более высокие частоты. Это соображение мы кладем в основу выбора величины модуляционной самоиндукции.



Черт. 208. Степень усиления модуляторной лампы.

Остается решить вопрос, какова наиболее низкая частота, на которую необходимо вести расчет. Примем, что для концертной передачи самая низкая модуляционная частота равна  $F_1 = 50$  пер./сек., для коммерческой же радиотелефонии можно считать, что она равна 200 пер./сек. Таким образом, для художественной передачи необходимо выполнить условие:

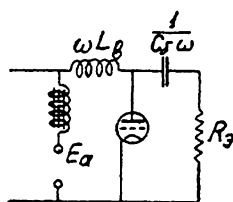
$$\frac{314 L_{\mu}}{R_{\mu 2}} \geq 2 \text{ и } L_{\mu} \geq \frac{2 R_{\mu 2}}{314} = \frac{1}{157} R_{\mu 2}, \quad (56)$$

для коммерческой же телефонии — условие:

$$L_{\mu} \geq \frac{1}{628} R_{\mu 2}. \quad (57)$$

Отметим, что указанные нами величины модуляционной самоиндукции должны быть обеспечены в реальных условиях эксплуатации, когда через дроссель протекает суммарная постоянная составляющая анодных токов модуляторной и генераторной ламп, уменьшающая расчетную величину самоиндукции в несколько раз. Можно сказать поэтому, что величину модуляционного дросселя желательно иметь возможно большей, и чем она больше, тем лучше. Наименьшие же допустимые значения определяются приведенными выше условиями.

Однако величина модуляционной самоиндукции ограничивается конструктивными соображениями. Во-первых, с ростом ее увеличивается ваттное сопротивление, вследствие чего анодное напряжение на лампах падает за счет падения напряжения на проводах самоиндукции. Так, для тока в 0,25 ампера самоиндукция в 20 генри может иметь сопротивление порядка 150 ом, что вызывает падение напряжения в 37,5 вольт; если же увеличить самоиндукцию до 100 генри, то можно ожидать сопротивления в 500 ом и падение напряжения в 125 вольт. Для больших передатчиков это падение напряжения никакой роли не играет, для малых же имеет известное значение. Далее, с увеличением самоиндукции

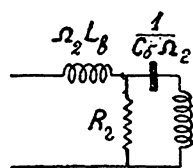


Черт. 209. Высокочастотная часть схемы анодной модуляции.

растет паразитная емкость катушки, а это влечет за собой появление искажений из-за неравномерного усиления различных частот. Наконец, соображения габарита и стоимости имеют решающее значение при определении величины модуляционной самоиндукции.

Для применяемых у нас ламп обычно модуляционные самоиндукции имеют порядок от 5 до

20 генри для коммерческой телефонии и от 40 до 160 генри — для художественной передачи. Точная величина самоиндукции может быть каждый раз рассчитана по приведенным выше формулам (56) и (57).



Черт. 210. Эквивалентная схема для самой высокой из частот модуляции.

## § 9. Расчет элементов высокой частоты.

Для обеспечения неискаженной и глубокой модуляции дроссель высокой частоты и блокировочный конденсатор в схеме анодной модуляции должны быть правильно соизмерены.

Для обоснования выбора их величины обратимся к эквивалентным схемам (черт. 209 и 210).

Рассмотрим сперва схему (черт. 209). Она относится к высокой частоте. Как известно, дроссель высокой частоты должен препятствовать току первой гармоники попадать в цепи питания. Он должен обладать настолько большим безваттным сопротивлением  $L_b \omega$ , чтобы по возможности весь анодный переменный ток проходил через колебательный контур. Будучи включен перед модуляционным дросселем, содержащим железо и имеющим самоиндукцию, измеряемую десятками генри, дроссель высокой частоты защищает его от перенапряжений

и пробоя. Доля первой гармоники, отвечающей в цепь питания, легко может быть рассчитана из условия:

$$I_{a1} \cdot R_s = V = I_{a1}' L_b \omega,$$

откуда:

$$I_{a1}' = I_{a1} \cdot \frac{R_s}{L_b \omega}.$$

Таким образом, первое требование, вытекающее из схемы высокой частоты, говорит, что:

$$L_b \omega \gg R_s. \quad (58)$$

С другой стороны блокировочный конденсатор должен обладать возможно малым сопротивлением, с тем чтобы все колебательное напряжение, по возможности, ложилось на контур и чтобы падение напряжения на нем от прохождения первой гармоники было меньше. Следовательно, второе требование, вытекающее из рассматриваемой нами схемы высокой частоты, говорит, что:

$$\frac{1}{C_s \omega} \ll R_s. \quad (59)$$

Обратимся к схеме 210. Она относится к самой высокой из низких частот, встречаемых при модуляции:

$$F_2 = \frac{\Omega_2}{2\pi}.$$

Мы заинтересованы прежде всего в том, чтобы падение напряжения на дросселе высокой частоты  $I_{a1} L_b \Omega_2$  было возможно меньше. Для этого он должен обладать для самой высокой из низких частот достаточно малым сопротивлением, и во всяком случае это сопротивление должно быть гораздо меньше сопротивления генераторной лампы постоянному току:

$$L_b \Omega_2 \ll R_2. \quad (60)$$

С другой стороны, блокировочный конденсатор должен, по возможности, полностью предотвратить доступ низких частот в колебательный контур. Для этого он должен, для самой высокой из низких частот, обладать достаточно большим сопротивлением. Так как низкие частоты необходимо направить в генераторную лампу, то должно быть выполнено неравенство:

$$\frac{1}{C_s \Omega_2} \gg R_2. \quad (61)$$

Таким образом, мы имеем четыре условия, позволяющие обосновать выбор элементов высокой частоты схемы анодной модуляции. Для большей определенности выразим все сопротивления через эквивалентное сопротивление постоянному току равно:

$$R_2 = \frac{E_a}{I_{a0}} = \frac{E_a}{\alpha_0 I_m}.$$

Предельное значение сопротивления нагрузки генератора равно:

$$R_g = \frac{\xi E_a}{\alpha_1 I_m}.$$

Следовательно, отношение этих сопротивлений получается равным:

$$\frac{R_z}{R_g} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi = 2 \eta.$$

В первом приближении его можно считать равным величине 1,5. Таким образом, мы видим, что оба сопротивления имеют примерно одинаковую величину. Вводя вместо сопротивления  $R_z$  близкую ему величину  $1,5 R_g$ , получаем два условия для выбора величины дросселя высокой частоты:

$$L_b \omega \gg R_g, \quad (62)$$

$$L_b \Omega_2 \ll 1,5 R_g; \quad (63)$$

поступая аналогичным образом, получаем два условия для выбора величины блокировочного конденсатора:

$$\frac{1}{C_g \omega} \ll R_g, \quad (64)$$

$$\frac{1}{C_g \Omega_2} \gg 1,5 R_g. \quad (65)$$

Эти четыре неравенства могут быть выполнены вполне удовлетворительно лишь при условии, что *существует очень большая разница между высокой частотой несущей волны и самой высокой из низких частот. Следовательно, они выполняются с легкостью при радиотелефонии на коротких волнах*, причем тем легче, чем меньше самая высокая из частот модуляции. Поэтому гораздо легче подобрать элементы высокой частоты для коммерческой передачи человеческого разговора, чем для художественной передачи музыки. Совершенно невозможно обеспечить вполне удовлетворительное выполнение неравенств (62—65) при концертной модуляции на длинных волнах, порядка 2000 м и более. Здесь искажения несомненно будут иметь место, так как токи высокой и низких частот будут в значительной мере переплетены между собой.

## § 10. Анодная модуляция при „постоянном напряжении“.

Выше мы подробно изучили анодную модуляцию при „постоянном токе“. Существует и иногда применяется еще метод модуляции, принципиальная схема которого показана на черт. 211. Здесь модуляторная лампа включена не параллельно, как в предшествующем случае, а *последовательно* с генераторной лампой. Это означает, что напряжение источника питания анодов распределяется на две лампы и должно быть достаточно высоким, и по сравнению с предшествующим случаем, при

одинаковой мощности — примерно вдвое больше. Соответственно этому анодные токи обеих ламп, одинаковые, так как лампы включены последовательно, могут быть примерно вдвое меньше.

Введем обозначения:

Анодное напряжение модуляторной лампы при отсутствии модуляции:  $E_{ам}$ .

Анодное напряжение этой лампы при модуляции:  $e_{ам}$ .

Анодное напряжение генераторной лампы при отсутствии модуляции:  $E_{аг}$ .

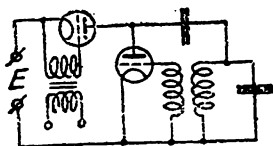
Анодный ток модуляторной лампы при отсутствии модуляции:  $I_{0м}$ .

Равный ему анодный ток генераторной лампы при отсутствии модуляции:  $I_{0г}$ .

При отсутствии модуляции имеем равенство:

$$E = E_{ам} + E_{аг} = I_{0м} R_m + I_{0г} R_g, \quad (66)$$

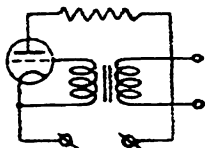
где  $R_m$  и  $R_g$  суть сопротивления постоянному току модуляторной и генераторной ламп, соответственно.



Черт. 211. Анодная модуляция при постоянном напряжении.

Все сказанное выше о работе с постоянной отсечкой анодного тока и о постоянстве величины сопротивления генераторной лампы постоянному току остается в силе и в данном случае. Поэтому сопротивление  $R_g$  можно считать постоянной нагрузкой анодной цепи модуля-

торной лампы, согласно эквивалентной схеме черт. 212. При действии в цепи сетки модуляторной лампы напряжения низкой частоты с амплитудой  $V_{см}$  в анодной цепи ее появляется ток с амплитудой:



Черт. 212. Эквивалентная схема анодной модуляции при постоянном напряжении.

$$I_{м1} = \frac{V_{см}}{R_{г1} + R_g}. \quad (67)$$

Это есть переменный ток первой гармоники модуляторной лампы и вместе с тем — приращение постоянной составляющей анодного тока генераторной лампы. На зажимах сопротивления  $R_g$ , т. е. на аноде генераторной лампы, появляется при этом напряжение:  $I_{а1} R_g = V_{см}$ , и, следовательно, анодное напряжение модуляторной лампы становится равным:

$$e_{ам} = E - E_{аг} - I_{м1} R_g.$$

Очевидно, что в каждый данный момент анодное напряжение модуляторной лампы равно:

$$e_{ам} = E - E_{аг} - ME_{аг} \cos \Omega t = E - E_{аг} (1 + M \cos \Omega t),$$

где

$$ME_{аг} = V_{см},$$

причем суммарное напряжение на анодах обеих ламп остается равным напряжению источника питания анодов, почему эта схема и получила свое название.

Так как напряжение  $v_m$  и ток  $i_{m1}$  находятся в фазе, то во время модуляции мгновенная мощность, вырабатываемая модуляторной лампой, равная

$$P_m = v_m i_{m1} = \Delta E_{a2} \cdot \Delta I_{O2}$$

является изменением мощности питания генераторной лампы.

Генераторная лампа, получающая во время модуляции то приращение, то уменьшение подводимой мощности, отдает в контур пропорциональную долю мощности высокой частоты. В результате амплитуда колебательного тока в контуре генератора меняется, при правильном подборе элементов схемы и режимов ламп, пропорционально анодному напряжению генераторной лампы и напряжению возбуждения сетки модуляторной лампы.

В этом заключается физическая сущность анодной модуляции при постоянном напряжении.

Эта схема находила применение и описана в нашей литературе, например в статье А. Л. Минца „Радиотелефонная установка Сокольнической радиостанции“, ТиБП, № 30, июль 1925, стр. 212—218.

Преимуществом этой схемы перед предшествующей можно считать:

а) отсутствие модуляционного дросселя — главного источника искажений,

б) работа с небольшими токами питания.

К недостаткам надо отнести:

а) необходимость располагать источником очень высокого напряжения для питания последовательно включенных анодов ламп,

б) наличие различного напряжения на катодах ламп, так как катод модуляторной лампы находится под анодным напряжением генераторной лампы.

Эта схема может найти применение в том случае, если указанные недостатки не играют особой роли, например при наличии питания от выпрямленного переменного тока высокого напряжения, получаемого в настоящее время с большой легкостью от газотронной установки питания.

## § 11. Основные выводы. Сводка расчетных формул.

1. Для обеспечения отсутствия искажений необходимо, чтобы:

А) Генератор:

а) работал со смещением сетки, создаваемым сопротивлением, шунтированным емкостью, причем постоянная времени смещающей системы должна быть много больше, чем длительность полупериода высокой частоты несущей волны, и много меньше полупериода самой высокой частоты из низких частот модуляции,

б) имел ток насыщения больший, чем величина максимального импульса при режиме наибольшей мощности.

Б) Модулятор:

а) работал в условиях режима I рода, причем рабочая точка не выходила за пределы верхнего и нижнего загибов,



б) модуляторная лампа имела левые характеристики и возможно малое внутреннее сопротивление,

в) модуляторная лампа работала в условиях далеко недонапряженного режима, при полном отсутствии сеточного тока.

В) Схема имела электрические параметры:

а) самоиндукцию модуляционного дросселя с железом величиной не менее:

$$L_{\text{м}} \geq 1/600 R_{\text{м}2} \text{ для коммерческой телефонии}$$

$$L_{\text{м}} \geq 1/150 R_{\text{м}2} \text{ для художественной телефонии,}$$

где

$$R_{\text{м}2} = \frac{R_{\text{им}} R_2}{R_{\text{им}} + R_2},$$

б) элементы высокой частоты схемы удовлетворяли бы неравенствам:

$$\text{а) } \omega L_b \gg R_s,$$

$$\text{б) } \Omega_2 L_b \ll 1,5 R_s,$$

$$\text{в) } \frac{1}{\Omega_2 C_6} \gg 1,5 R_s,$$

$$\text{г) } \frac{1}{\omega C_6} \ll R_s,$$

где  $R_s = \frac{p^2 \rho^2}{R}$  — эквивал. сопрот. колебат. контура генератора.

II. Генератор рассчитывается на мощность предельного режима:

$$P_{\text{м}} = P (1 + M)^2,$$

причем режим его может быть взят критическим. Определив отдачу генератора при этом режиме и считая ее постоянной для всех режимов, определяют потери на анодах генераторных ламп при несущей волне и потери на анодах во время модуляции, равные:

$$P_{\text{ан} \tau} = P_{\text{ан}} (1 + 0,5 M^2).$$

III. Модулятор:

а) должен быть в состоянии подать, при действии модулирующего напряжения на его сетке, мощность, равную:

$$P_{\text{м}} = \frac{1}{2} I_{\text{м}1} V_{\text{м}} = \frac{1}{2} \Delta I_{02} \Delta E_a = 0,5 M^2 P_{02},$$

б) должен быть способен выдержать потери на анодах, если отсечка равна  $90^\circ$ :

$$P_{\text{ан} \text{м}} = \frac{0,5 M^2}{\eta_{\text{м}}} \cdot \frac{1 - \eta_{\text{м}}}{1 - \eta_2} \cdot P_{\text{ан} 2},$$

где  $\eta_2$  — отдача генератора,

$\eta_{\text{м}}$  — отдача модулятора,

$P_{\text{ан} 2}$  — потери на анодах генератора при несущей волне,

ТАБЛИЦА II.

Основные электрические величины, характеризующие анодную модуляцию с самовозбуждением при работе по схеме „постоянного тока“.

Название величины	Режим максимальной мощности	Режим несущей волны	Режим минимальной мощности	Телефонный режим
Амплитуда первой гармоники	$I_{a1} (1 + M)$	$I_{a1}$	$I_{a1} (1 - M)$	$I_{a1} \sqrt{1 + 0,5 M^2}$
Амплитуда колебат. напряжения	$V (1 + M)$	$V$	$V (1 - M)$	$V \sqrt{1 + 0,5 M^2}$
Анодное напряжение	$E_a (1 + M)$	$E_a$	$E_a (1 - M)$	$E_a \sqrt{1 + 0,5 M^2}$
Угол отсечки	$\psi$	$\psi$	$\psi$	$\psi$
Приведенное сопротивление	$R'_i$	$R'_i$	$R'_i$	$R'_i$
Постоянная составл. анодного тока	$I_{a0} (1 + M)$	$I_{a0}$	$I_{a0} (1 - M)$	$I_{a0} \sqrt{1 + 0,5 M^2}$
Подводная мощность	$P_0 (1 + M)^2$	$P_0$	$P_0 (1 - M)^2$	$P_0 (1 + 0,5 M^2)$
Полезная мощность	$P (1 + M)^2$	$P$	$P (1 - M)^2$	$P (1 + 0,5 M^2)$
Отдача	$\eta$	$\eta$	$\eta$	$\eta$
Потери на аноде	$(1 + M)^2 P_{an}$	$P_{an}$	$(1 - M)^2 P_{an}$	$(1 + 0,5 M^2) P_{an}$
Коэффициент использования анодного напряжения	$\xi$	$\xi$	$\xi$	$\xi$
Предельное значение анодного напряжения	$4E_a$	$2E_a$	$E_a$	—

и если отсечка равна  $180^\circ$ :

$$P_{ан.н} = I_{0.н} E_a,$$

где  $I_{0.н}$  — ток покоя модулятора

$E_a$  — анодное напряжение модулятора,

в) должен иметь внутреннее сопротивление, меньшее, чем величина:

$$R_{i.н} < 0,5 R_z,$$

г) должен, как сказано выше, по возможности работать с колебаниями I рода, в области отрицательных напряжений на сетке и при далеко недонапряженном режиме.

При этом четырем режимам генератора — максимальному, минимальному, несущей волны и телефонному, соответствуют значения основных электрических величин, показанные в таблице II, стр. 358.

## § 12. Примеры.

Пусть требуется рассчитать радиотелефонный передатчик, у которого мощность на несущей волне равна 250 ватт, глубина модуляции 75%, генератор работает на лампах типа Г-49 (Б<sub>6</sub>-250) и модулятор — на лампах типа М-53 (М-250). Параметры ламп, снятые с идеализированных характеристик, имеют значения:

а) Лампа Г-49:

Анодное напряжение  $E_a = 3000$  вольт

Напряжение приведения  $E_{ao} = 3000$  вольт

Крутизна  $S = 2,5 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Коэффициент усиления  $\mu = 75$

Внутреннее сопротивление  $R_i = 30 \cdot 10^3$  ом

Допустимое анодное рассеяние  $P_{ан} = 150$  ватт

Ток насыщения  $I_s = 0,420$  амп.

б) Лампа М-53:

Анодное напряжение  $E_a = 3000$  вольт

Напряжение приведения  $E_{ao} = 600$  вольт

Крутизна характеристики  $S = 2,1 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Коэффициент усиления  $\mu = 11$

Внутреннее сопротивление  $R_i = 5,23 \cdot 10^3$  ом

Допустимое анодное рассеяние  $P_{ан} = 150$  ватт

Ток насыщения  $I_s = 0,420$  амп.

Параметры сняты с идеализированных характеристик, по синькам завода „Светлана“ № 049 от 31/VII 1930 и № 053 от 1/VIII 1930 г. (см. черт. 213 — 214).

**Расчет генератора.** Генератор работает с самовозбуждением. Смещение подается сопротивлением с конденсатором. Несущая волна 500 метров. Глубина модуляции задана 0,75. Мощность на несущей волне равна 250 ватт.

1. Максимальная мощность равна:

$$P_M = 250 \cdot (1,75)^2 = 765 \text{ ватт.}$$

## 2. Потребный максимальный импульс

$$I_{m.M} = \frac{5 \cdot 765}{3000 \cdot 1,75} = 0,73 \text{ ампер.}$$

Следовательно, для работы с остроконечными импульсами требуется включить параллельно не менее 2 ламп.

3. Наибольшее анодное рассеяние: ожидая отдачу в 70%, имеем подводимую мощность на несущей волне  $= 250/0,75 = 333$  ватта, и потери на аноде при несущей волне, предположительно, около  $333 - 250 = 83$  ватта. Следовательно, потери на анодах во время модуляции можно ожидать равными:  $83 \cdot (1 + 0,75^2) = 81 \cdot 1,57 = 130$  ватт. Эти вероятные потери значительно превосходят допустимые потери на аноде одной лампы, не говоря уже о двух.

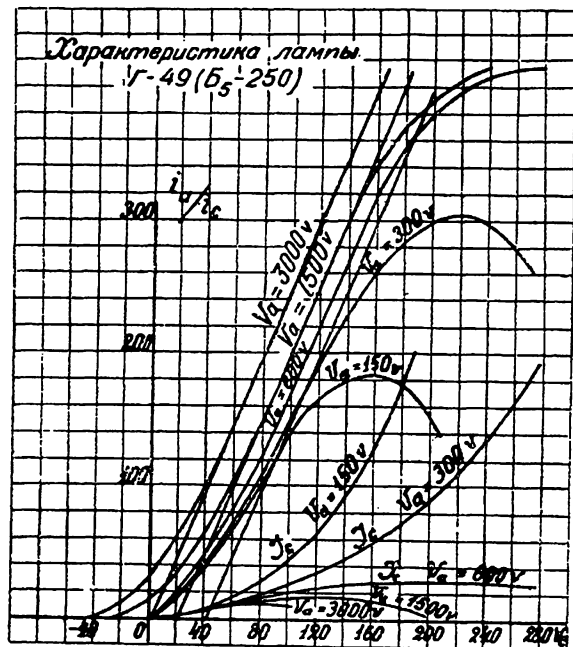
Таким образом, мы оста-

навливаемся на двух параллельно работающих лампах типа Г-49. Суммарные параметры двух ламп равны: крутизна  $S = 2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} = 5,0 \cdot 10^{-3}$  ампер/вольт, проникаемость сеток:  $1/75 = D$ , внутреннее сопротивление  $30\,000 : 2 = 15\,000$  ом.

На основе полученных данных мы приступаем к расчету генератора на режиме несущей волны.

Необходимая мощность:  $P = 250$  ватт.

Длина несущей волны:  $\lambda = 500$  метров.



Черт. 213. Характеристики генераторной лампы Г-49.

Расчет.

Максимальный импульс  $I_m = 0,73 : 1,75 = 0,42$  ампер

Критический коэффициент анодного напряжения  $\xi = 0,96$

Амплитуда колебат. напряжения  $V = 3000 \cdot 0,96 = 2880$  вольт

Сопротивление нагр. генер.  $R_g = \frac{V^2}{2P} = \frac{2880^2}{2 \cdot 250} = 16\,600$  ом

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = 2880 : 16\,600 = 0,174$  ампер

Коэффициент первой гармоники:  $0,174 : 0,42 = 0,414$

Угол отсечки:  $\psi = 65^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_c = 0,234$

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,234 \cdot 0,42 = 98 \cdot 10^{-3}$  ампер

Коэффициент приведения сопротивления  $\chi_i = 4,18$

Приведенное сопротивление  $R_i' = 4,18 \cdot 15\,000 = 62\,500$  ом

Подводимая мощность  $P_0 = 98 \cdot 3 = 294$  ватт

Анодное рассеяние  $P_{ан} = 44$  ватт

Отдача генератора  $\eta_i = 250/294 = 85\%$

Амплитуда напряжения возбуждения сеток:  $V_c = 0,0133 \cdot 174 \cdot (62,5 + 16,6) = 184$  вольт

Напряжение смещения  $E_c = (184 - 0,013 \cdot 2880) 0,423 = 62$  вольт

Проверка критического режима:  $3000 - 2980 = 120$

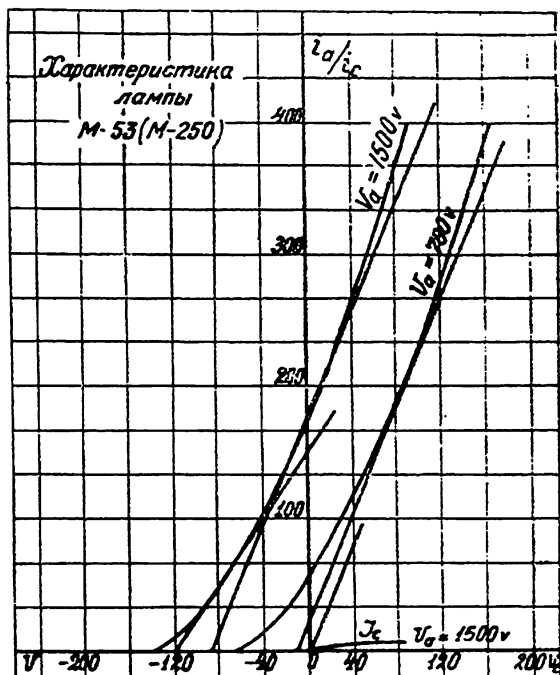
$184 - 62 = 122,$

т. е. почти точное совпадение.

*Цепь сетки генератора.* Судя по статическим характеристикам сеточного тока, для двух ламп, при максимальном значении положительного импульса напряжения на сетке в 120 вольт, можно ожидать максимальный импульс сеточного тока в 130 миллиампер. Отсечка сеточного тока равна  $\cos \psi_c =$

$$= \frac{E_c}{V_c} = 62/184 = 0,337 \text{ и}$$

$\psi_c = 70^\circ$ . Коэффициент постоянной составляющей сеточного тока равен (при  $70^\circ$ ):  $\alpha_{oc} = 0,253$ . Следовательно постоянная составляющая сеточного тока равна:  $I_{co} = 0,253 \cdot 0,130 = 33$  миллиампер. Желая иметь напряжение смещения в 62 вольт, мы долж-



Черт. 214. Характеристики модуляторной лампы М-53.

ны взять сопротивление смещения, равное  $R_c = \frac{E_c}{I_{co}} \approx$  около 2000 ом.

*Емкость конденсатора смещения.*

Частота несущей волны равна  $f = 6 \cdot 10^5$ .

Круговая частота равна  $\omega = 3,78 \cdot 10^6$ .

Предполагая, что мы имеем дело с коммерческой телефонией, мы считаем наиболее высокую частоту модуляции равной 2000 пер./сек. Круговая ее частота равна:  $\Omega_2 = 2\pi F_2 = 12\,600$ . Согласно сказанному в § 2 настоящей главы, постоянная времени смещающей системы должна быть много больше длительности полупериода высокой частоты несущей волны. Длительность полупериода равна:  $1/12 \cdot 10^{-5}$  сек. Следовательно, надо иметь:  $2000 \cdot C_{см}$  много больше этой величины,

т. е. конденсатор должен иметь емкость, большую 375 см. С другой стороны, постоянная времени смещающей системы должна быть много меньше полупериода самой высокой из частот модуляции. В нашем случае эта величина равна:  $1/4000$ . Следовательно, необходимо, чтобы емкость конденсатора была менее 10 000 см. Оба названных условия легко выполнить в нашем случае, например, выбрав емкость  $C_{см} = 2000$  см. Эту цифру можно изменить в известных пределах, взяв высокочастотный типовой высоковольтный конденсатор массовой продукции.

*Емкость анодного блокировочного конденсатора.* Для выбора емкости этого конденсатора мы имеем два условия  $\frac{1}{\Omega_2 C_6} \gg 1,5 R_3$ , откуда емкость  $C_6$  должна быть много меньше величины:  $\frac{1}{1,5 \cdot R_3 \Omega_2} = 2870$  см, с другой стороны, второе условие  $\frac{1}{\omega C_6} \ll R_3$  требует, чтобы емкость  $C_6$  была много больше величины:  $\frac{1}{\omega R_3} = 14$  см.

Выбирая  $C_6 = 500$  см, мы удовлетворяем обоим требованиям.

*Дроссель высокой частоты.* Для выбора величины дросселя высокой частоты мы имеем два условия. Во-первых, условие:  $\omega L_b \gg R_3$ , откуда самоиндукция  $L_b$  должна быть много больше величины  $L_b \gg \frac{R_3}{\omega} = 4,4 \cdot 10^{-3}$  генри. Во-вторых, согласно условию:  $\Omega_2 L_b \ll 1,5 R_3$ , самоиндукция должна быть много меньше величины  $L_b \ll \frac{1,5 R_3}{\Omega_2} = 1,97$  генри. Выбирая наименьшее значение самоиндукции, которое безусловно удовлетворяет этим двум требованиям, мы можем остановиться на величине в  $50 \cdot 10^6$  см. Тогда:

$$\frac{\omega L_b}{R_3} = 11,4 \text{ и } \frac{\Omega_2 L_b}{1,5 R_3} = 0,025.$$

*Расчет генератора при телефонном режиме.*

Полезная мощность:

$$P_{\tau} = (1 + 0,5 M^2) P = 250 \cdot (1 + 0,75^2) = 393 \text{ ватта}$$

Подводимая мощность:

$$P_{0\tau} = (1 + 0,5 M^2) P_0 = 294 \cdot (1 + 0,75^2) = 462 \text{ ватт}$$

Потери на анодах генераторных ламп:  $462 - 393 = 69$  ватт

Приращение подводимой мощности:  $462 - 294 = 168$  ватт.

*Расчет модулятора (колебания I рода).*

Полезная мощность модулятора:

$$P_{\kappa} = \frac{1}{2} \Delta P_{0\tau} = \frac{1}{2} 168 \text{ ватт} = 84 \text{ ватт}$$

Сопротивление нагрузки модулятора:

$$R_z = \frac{E_a}{I_{0z}} = \frac{3000}{98} \cdot 10^3 \text{ ом} = 30\,600 \text{ ом}$$

Колебательное напряжение модулятора:  $V_{\mu} = 0,75 \cdot 3000 = 2250$

Первая гармоника модулятора:  $I_{\mu 1} = 0,75 \cdot 98 \cdot 10^{-3} = 74 \cdot 10^{-3}$ .

Желая, чтобы анодный ток не падал ниже значения  $30 \cdot 10^{-3}$  амп., мы получаем значение постоянной составляющей:  $I_{0\mu} = 30 + 74,1 = 104$  миллиампер. Максимальное значение тока будет  $104 + 74 = 182$  миллиампер. При анодном напряжении в 3000 вольт и постоянной составляющей, равной 104 миллиампер, потери на анодах модуляторных ламп при молчании равны:  $3000 \cdot 0,104 = 312$  ватт, что немного превосходит допустимые потери на двух модуляторных лампах. Необходимо взять три лампы типа М-53.

Напряжение возбуждения сеток модуляторных ламп:

Внутреннее сопротивление трех ламп типа М-53 равно:

$$1/3 \cdot 5230 = 1740 \text{ ом}$$

Сопротивление нагрузки:  $R_z = 30\,600 \text{ ом}$

Первая гармоника анодного тока:  $I_{\mu 1} = 74,1 \cdot 10^{-3}$  амп.

Амплитуда напряжения возбуждения сеток:

$$V_{c\mu} = D_{\mu} I_{\mu 1} (R_{i\mu} + R_z) = 0,091 \cdot 74,1 (1,74 + 30,6) = 218 \text{ вольт.}$$

Напряжение смещения находим из уравнения прямолинейной характеристики:

$$I_{0\mu} = \frac{E_a - E_{a0} - \mu E_c}{R_i},$$

откуда напряжение смещения равно:

$$E_c = D [I_{0\mu} R_i - E_a + E_{a0}] = 0,091 [181 - 3000 + 600] = 200 \text{ вольт.}$$

Следовательно, максимальный положительный импульс напряжения на сетках модуляторных ламп равен:  $218 - 200 = 18$  вольт.

$$\text{Отдача модулятора: } \eta_{\mu} = \frac{P_{\mu}}{P_{0\mu}} = 84/312 = 27\%.$$

Отношение внутреннего сопротивления трех модуляторных ламп к сопротивлению генератора постоянному току:  $\frac{R_i}{R_z} = 1740/30\,600 = 0,057$ .

*Расчет модулятора при отсечке в  $90^\circ$ .*

Так как мы имеем дело с коммерческой радиотелефонией в нашем примере, то допустимо работать с более легким режимом модулятора, т. е. при отсечке в  $90^\circ$ . Тогда:

Максимальный импульс анодного тока равен:  $2 \cdot 74,1 = 148,2$ .

Постоянная составляющая  $I_{0\mu} = 0,319 \cdot 148,2 = 47 \cdot 10^{-3}$ .

Подводимая мощность  $P_{0,м} = 47 \cdot 10^{-3} \cdot 3000 = 141$  ватт.

Мощность на анодах модуляторных ламп:  $P_{ан.мод} = 141 - 84 = 57$  ватт.

Таким образом, в данном случае можно ограничиться одной лампой типа М-53, даже учитывая некоторое увеличение потерь на аноде из-за работы в нижней части характеристики, вследствие чего анодный ток будет иметь несколько большее значение, чем мы считали.

Так как в данном случае работа происходит вблизи нижнего загиба, то следует изменить параметры идеализированной характеристики, принимая их равными (см. черт. 214): крутизна:  $S = 1,25 \cdot 10^{-3}$ , коэффициент усиления тот же, т. е.  $\mu = 11$  и внутреннее сопротивление  $R_i = 8800$  ом. Напряжение приведения  $E_{a0} = 180$  вольт. Пользуясь этими данными, мы можем рассчитать:

Амплитуда напряжения возбуждения сетки:

$$V_{с.м} = 0,091 \cdot 74,1 \cdot (8,8 + 30,6) = 266 \text{ вольт.}$$

Напряжение смещения:

$$E_c = 0,091 (3000 - 180) = 257 \text{ вольт.}$$

Отдача модулятора:  $\eta_{м} = 84/141 = 59\%$ .

*Суммарная подводимая мощность:*

а) Работа модулятора при колебаниях I рода:

Суммарная постоянная составляющая генератора и модулятора:  $I_0 = 98 + 104 = 202$  миллиампер.

Суммарная потребляемая мощность:  $294 + 312 = 606$  ватт  $= P_0$ .

б) Работа модулятора при отсечке в  $90^\circ$ :

Суммарная постоянная составляющая  $I_0 = 98 + 47 = 145$  миллиампер.

Суммарная потребляемая мощность:  $P_0 = 294 + 141 = 435$  ватт.

Из произведенного сравнительного расчета работы модулятора при колебаниях I и II рода видно, что разница между этими двумя случаями весьма велика. Неискаженная модуляция покупается ценою применения тройного количества модуляторных ламп и ценою увеличения подводимой мощности в 1,4 раза. Если учесть потребление на накал, по 70 ватт на каждый катод модуляторной лампы, то при работе с колебаниями I рода мы должны подвести при напряжении накала в 11 вольт лишних 140 ватт.

*Расчет модуляционной самоиндукции.*

а) Модулятор работает при режиме колебаний I рода. Сопротивление

$$R_{мг} \text{ равно: } R_{мг} = \frac{R_2 R_M}{R_2 + R_M} = \frac{30,6 \cdot 1,74}{30,6 + 1,74} 10^3 = 1620 \text{ ом.}$$

Согласно формуле:  $L_M \cong 1/600 R_{мг}$  имеем:

$$L_M \cong \frac{1620}{600} = 2,7 \text{ генри.}$$

Беря некоторый запас, можно конструктивный расчет вести на 4 генри.



б) Модулятор работает при отсечке  $90^\circ$ . Сопротивление  $R_{мг}$  равно:

$$R_{мг} = \frac{30,6 \cdot 8,8}{30,6 + 8,8} 10^3 = 6800 \text{ ом.}$$

Модуляционная самоиндукция должна быть:

$$L_m \geq \frac{1}{600} \cdot 6800 = 11,3 \text{ генри, или больше.}$$

### § 13. Литература об анодной модуляции с самовозбуждением.

1. Бонч-Бруевич, М. А., Ламповый передатчик Московской радио-телефонной станции. ТИТБП № 20, июль 1923, стр. 235—245.
2. Owen, L. E., Принципы управления дросселем, журнал E. W. W. E., том I, № 2, ноябрь 1923, стр. 64—66.
3. Baker, W. R. G., Коммерческие ламповые радиопередатчики, журнал PIRE, том XI, дек. 1923, стр. 601—661.
4. Little, D. G., Радиовещательная станция компании Вестингауз, журнал PIRE, том XII, июнь 1924, стр. 255—276.
5. Nelson, E. L., Оборудование передающих устройств для радиовещания, журнал PIRE, том XII, № 5, окт. 1924, стр. 553—579.
6. Минц, А. Л., Исследование схем радиотелефонной модуляции на аноде. ТИТБП, № 30, июнь 1925, стр. 206—211.
7. Little D. G., „KDKA“, журнал PIRE, том XIV, стр. 479—506.
8. Clavier et Podliasky, Об усилителях мощности, работающих без искажения, журнал О. Е., том VI, № 62, февраль 1927, стр. 71—82.
9. Krulisz, C., Простой способ расчета модуляционной самоиндукции, журнал О. Е., том VI, июнь 1927, стр. 255—263, и сентябрь 1927, № 69, стр. 464.
10. Минц, А. Л. и Кляцкий, И. Г., Основания для расчета модуляции на аноде. ТИТБП, том VIII, № 3 (42), июль 1927, стр. 253—287.
11. Dent, H. D., Изготовление самоиндукции в 20 генри, журнал W. W. and R. R., том XXVII, № 18, окт. 1930, стр. 500—501.
12. Расчет самоиндукции с железом, QST Franc. № 81, дек. 1930, стр. 20—22.
13. Dent, H. G., Изготовление самоиндукции в 30 генри, журнал W. W. and R. R., том XXVIII, № 596, январь 28, 1931, стр. 91—92.

### Литература о мощных усилительных лампах, полезная при изучении работы модуляторных ламп.

1. Brown, W., Об оптимальной нагрузке мощных усилителей, журнал Proc. Phys. Soc. Lond., том XXXVI, часть 3, апрель 15, 1924, стр. 218.
2. Kellogg, E., Проектирование не искажающих мощных усилителей, журнал J. A. E. E., май 1925, том XLIV, стр. 490.
3. Radt, W., О предельной мощности усилительных ламп, журнал E. N. T., том III, № 1, июнь 1926, стр. 21—27.
4. Willis and Melhuish, Предельная нагрузка усилителей, журнал B. S. T. J., том V, окт. 1926, стр. 573—592.
5. Warner and Loughren, Характеристика мощности, отдаваемой усилительными лампами, журнал PIRE том XIV, дек. 1926, стр. 735—759. Дискуссия: том. XV, № 3, март 1927, стр. 249—251.
6. Clavier et Podliasky, О неискажающих усилителях мощности, журнал О. Е., № 62, февраль 1927, стр. 71—81.
7. Baggally, W., Об установке с параллельно включенными лампами, питающей ваттное сопротивление без искажения формы кривой, журнал E. W. W. E. том V, № 57, июнь 1928, стр. 315—321.
8. Baggally, W., Об установке с параллельно включенными лампами, питающей реактивное сопротивление без искажения формы кривой, журнал E. W. W. E. том VII, № 83, август 1930, стр. 430—438.
9. Kilgour, C. E., Графический анализ о работе выходных ламп, журнал PIRE, том XIX, № 1, январь 1931, стр. 42—50.
10. Barclay, W. A., Мощность при параллельном включении ламп, журнал W. W. R. R. 1931, № 599, 18 февраля, стр. 171—175.

# АНОДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРИ НЕЗАВИСИМОМ ВОЗБУЖДЕНИИ.

## § 1. Введение.

Мы изучили анодную модуляцию при самовозбуждении генераторной лампы. Мы видели, что особенностью этой схемы является одновременное изменение с низкой частотой трех напряжений: анодного, являющегося модулирующим фактором, напряжения возбуждения сетки, благодаря связи сетки с колебательным контуром, и напряжения смещения, в случае применения в виде смещающего органа сопротивления и конденсатора. Мы изучили условия получения неискаженной модуляции.

В настоящей главе мы остановимся на изучении условий анодной модуляции, при которых амплитуда напряжения возбуждения сетки и напряжение смещения остаются во время модуляции неизменными. Это означает, что напряжение высокой частоты подается на сетку от постороннего генератора, а напряжение смещения — от источника постоянного тока. Это есть случай (4 и 8) нашей классификации.

Мы увидим ниже, что неискаженная модуляция в этих условиях удается далеко не всегда. Основной причиной этого является переход с недонапряженного режима на перенапряженный на протяжении модуляционной характеристики.

В нашей классификации под случаем 9 мы имеем модуляцию при изменении анодного напряжения и напряжения смещения, при постоянном напряжении возбуждения. Подобные условия имели бы место, например, при анодной модуляции с независимым возбуждением, если бы напряжение смещения получать от сопротивления смещения, а не от машины или батареи. Условия неискаженной модуляции при этом значительно облегчились бы, так как вместе с уменьшением анодного напряжения, во время модуляции, при постоянном напряжении возбуждения сетки, увеличивалось бы напряжение смещения, благодаря чему режим не легко становится сильно перенапряженным.

Наконец, Хисинг предложил при анодной модуляции с независимым возбуждением питать анод задающего генератора от того же модулированного анодного напряжения, что и мощный каскад. Тогда амплитуда возбуждения сетки мощного каскада меняется вместе с анодным напряжением. Следовательно, при малых анодных напряжениях, когда опасность получения искажений наибольшая (при анодной модуляции с независимым возбуждением), одновременно уменьшается и напряжение возбуждения сетки, благодаря чему, как и в предшествующем случае, режим не так легко становится резко перенапряженным.

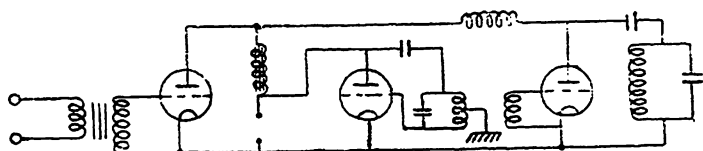
Возможны еще и другие разновидности анодной модуляции при независимом возбуждении. Мы рассмотрим детально наиболее употребительную схему, принятую в Америке, в которой меняется анодное напряжение, но напряжение смещения и амплитуда напряжения возбуждения сетки остаются во время модуляции постоянными.

Подобная схема показана на черт. 215. Она состоит из генераторной и модуляторной части. Генератор независимого возбуждения возбуждается, в простейшем случае, от генератора с самовозбужде-

нием. Роль модулятора и его работа совершенно идентичны как при самовозбуждении генератора, так и при независимом возбуждении, и на этом нам нет необходимости останавливаться. Особенностью данного способа модуляции является изменение режима работы генераторной лампы во время модуляции. К рассмотрению этого мы и перейдем.

## § 2. Возможные режимы работы генераторной лампы.

Анодная модуляция мощного каскада применяется у нас очень редко. Однако в Америке она имеет самое широкое применение, что

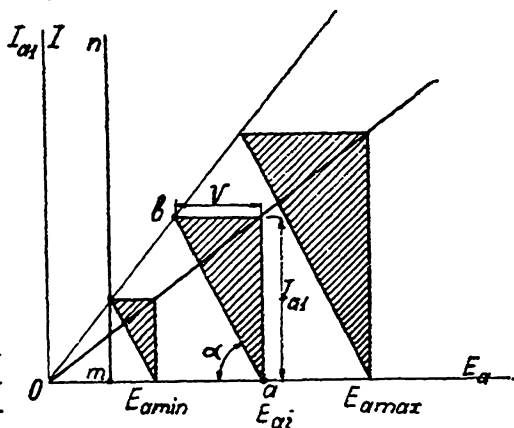


Черт. 215. Схема анодной модуляции при независимом возбуждении.

отчасти может быть объяснено патентными соображениями. Американцы, применяющие анодную модуляцию с самого начала развития радиотелефонии, приспособили к ней и все свои лампы. Наши лампы к ней меньше подходят. Особенно трудны условия работы с лампами, имеющими большой коэффициент усиления и большое внутреннее сопротивление.

Основную целью при анодной модуляции мощного каскада является получение линейной зависимости между изменениями анодного напряжения и изменениями токов первой гармоники и колебательного. В идеале эта зависимость выражается прямой, проходящей через начало координат (см. черт. 216). Подобно всем способам модуляции здесь приходится различать три основных режима работы генератора: режимы максимальной и минимальной мощности и режим несущей волны. Кроме того во время модуляции мы имеем еще дело с телефонным режимом. Из чертежа 216 видно, что полезная мощность всегда выражается площадью треугольника, имеющего вертикальным катетом амплитуду первой гармоники и горизонтальным катетом — амплитуду колебательного напряжения. Наклон прямой  $ob$  связан с сопротивлением нагрузки генератора соотношением:

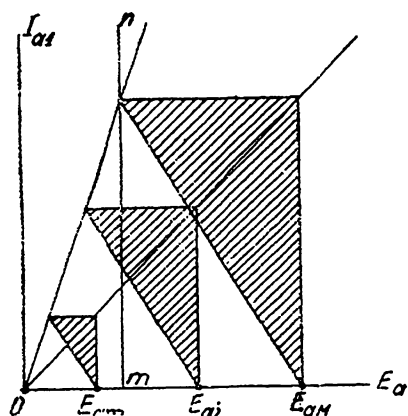
$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{V}{I_{a1}} = R_s. \quad (1)$$



Черт. 216. Идеальная модуляционная характеристика при анодной модуляции мощного каскада.

Очевидно, что этот наклон одинаков для всех трех режимов.

При модуляции мощного каскада мы имеем постоянную величину напряжения сетки:  $V_c$ . Напряжение смещения тоже остается постоянным:  $E_c = \text{const}$ . Следовательно, постоянной величиной остается на протяжении всей модуляционной характеристики и разность  $V_c - E_c = \text{const}$ , т. е. наибольшее значение положительного напряжения на сетке модулируемой лампы. Это выражено прямой  $mn$  на черт. 216, проходящей параллельно оси ординат через точки, для которых  $E_a - V = V_c - E_c$ . Когда наименьшее значение анодного напряжения дойдет до прямой  $mn$ , то мы имеем критический режим. При напряжении на аноде, меньшем, чем эта величина, мы имеем перенапряженный режим, т. е. вся область, лежащая влево от прямой  $mn$ , является областью перенапряженного режима. Наоборот, вся область, лежащая вправо от прямой  $mn$ , является областью недонапряженного режима.



Черт. 217. Критический режим при предельной мощности.

Если на протяжении всей модуляционной характеристики работа происходит в условиях недонапряженного режима, то можно ожидать линейную зависимость между первой гармоникой и напряжением на аноде.

Если на протяжении модуляционной характеристики работа происходит с разными режимами, то можно ожидать появления искажений. Особенно это опасно при работе с сильно перенапряженным режимом. В этих условиях модуляционная характеристика часто имеет вид вогнутой кривой.

Легко показать, что при анодной модуляции мощного каскада значительная часть модуляционной характеристики обычно лежит в области перенапряженного режима.

1. Предположим, что мы выбрали условия работы генератора такими, что при предельной мощности имеется критический режим

$$E_a (1 + M) - V (1 + M) = V_c - E_c.$$

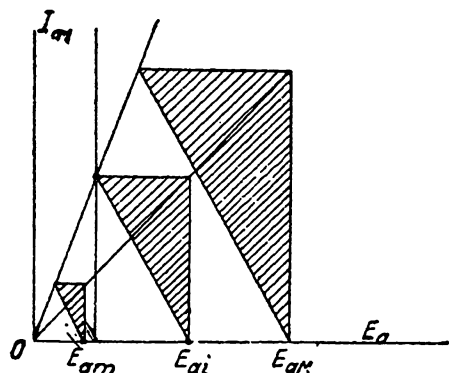
Очевидно, что при уменьшении анодного напряжения во время модуляции будет уменьшаться и первая гармоника, а вместе с нею и колебательное напряжение. Если существует линейная зависимость между изменениями анодного и колебательного напряжений, то при уменьшении анодного напряжения в  $n$  раз разность  $(E_a - V) (1 + M)$  уменьшится во столько же раз. Поэтому равенство минимального анодного и максимального положительного сеточного напряжений уже больше не выполняется, и мы имеем перенапряженный режим.

Таким образом, в этом случае перенапряженный режим наступает при любом, даже самом малом, уменьшении анодного напряжения во время модуляции. Это следует также из черт. 217, где показано, что при режиме предельной мощности мы имеем критический режим. На чертеже принята линейная зависимость между анодным напряже-

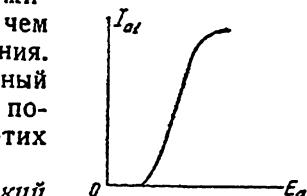
нием и первой гармоникой. Если бы это было так на самом деле, то возражать против перенапряженного режима не было бы оснований. Но обычно при перенапряженном режиме анодный ток убывает быстрее анодного напряжения, и можно ожидать появления модуляционной характеристики такого вида, какой показан на черт. 218.

Очевидно, что при сильно перенапряженном режиме, с которым мы имеем дело при малых анодных напряжениях, так как режим становится все более и более перенапряженным по мере уменьшения анодного напряжения, можно ожидать, что ток станет равным нулю раньше, чем анодное напряжение дойдет до нулевого значения. Вместе с тем очень сильно возрастает сеточный ток. Работая в таких условиях, мы рискуем получить искажения. Расчет модуляции в этих условиях становится затруднительным.

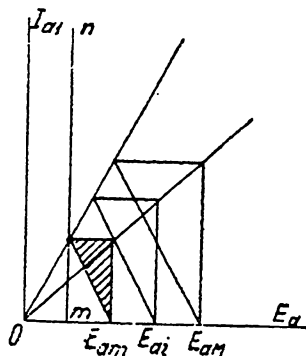
2. Предположим, что мы имеем *критический режим при несущей волне* (см. черт. 219). Тогда можно ожидать, что линейная зависимость между анодным током и анодным напряжением соблюдается. При этом мы вступаем в область перенапряженного режима при напряжениях на аноде, меньших, чем исходное  $E_{ai}$ , и, наоборот, переходим в область недонапряженного режима, при анодных напряжениях больших, чем исходное. В подобных условиях чаще всего работают генераторы при изучаемом методе анодной модуляции мощного каскада.



Черт. 219. Критический режим при несущей волне.



Черт. 218. Вид модуляционной характеристики при сильно перенапряженном режиме.



Черт. 220. Критический режим при минимальной мощности.

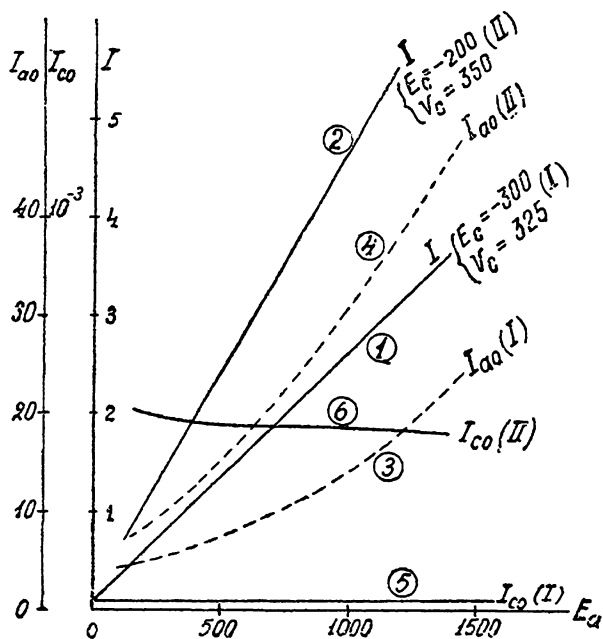
Заранее предугадать, будут ли иметь место искажения или нет, не представляется возможным. В большинстве случаев больших искажений не получается. Поэтому можно расчет вести по прямолинейной модуляционной характеристике, если есть основания ожидать, что искажений не будет. Это целиком зависит от применяемого типа ламп.

3. Если необходимо обеспечить отсутствие перенапряженного режима на всем протяжении модуляционной характеристики, то необходимо допускать появление *критического режима* только при *режиме мини-*

мальной мощности, как видно из черт. 220. Тогда режим несущей волны, а тем более и режим предельной мощности, будет сильно недонапряженным. В этих условиях расчет может быть выполнен точно. Но очевидно, что отдача на несущей волне будет меньше, чем в предшествующем случае.

### § 3. Вид практически полученных модуляционных характеристик.

На черт. 221 показаны полученные в лаборатории модуляционные характеристики от одной лампы типа Г-5 (старое название).



Черт. 221. Модуляционные характеристики лампы Г-5.

По оси абсцисс отложено изменявшееся скачками анодное напряжение.

По оси ординат отложены: колебательный ток (линии 1 и 2) и постоянные составляющие анодного и сеточного токов (линии 3, 4, 5 и 6).

Линии 1, 3 и 5 относятся к амплитуде напряжения возбуждения сетки, равной 325 вольт, и смещению, равному 300 вольт. Обе величины не менялись при изменении анодного напряжения.

Линии 2, 4 и 6 относятся к амплитуде напряжения возбуждения сетки, равной 350 вольт, и напряжению смещения в 200 вольт.

Рассмотрим линии, относящиеся к первому случаю. Амплитуда колебательного напряжения при анодном напряжении 1400 вольт была равна 860 вольт. Так как положительное напряжение на сетке равно  $325 - 300 = 25$  вольт, то режим здесь сильно недонапряженный. На другом конце модуляционной характеристики, при анодном напряжении в 200 вольт, амплитуда колебательного напряжения была равна 155 вольт, следовательно при этих условиях режим еще недонапряженный, хотя и близок к критическому. Мы видим, что зависимость между анодным напряжением и колебательным током выражается линией, весьма близкой к прямой и проходящей почти через начало координат. Это доказывает возможность получить неискаженную модуляцию в условиях случая первого, т. е. при недонапряженном режиме

на протяжении всей модуляционной характеристики. Постоянная составляющая анодного тока не выражается прямой.

Во втором случае, при максимальном значении анодного напряжения, равном 1400 вольт, амплитуда колебательного напряжения равна 1450 вольт. Следовательно, режим здесь перенапряженный. По мере уменьшения анодного напряжения режим становится все более перенапряженным, и при наименьшем значении анодного напряжения в 200 вольт амплитуда колебательного напряжения равна 268 вольт.

Таким образом, в этом случае на протяжении всей модуляционной характеристики имеется перенапряженный режим. Постоянная составляющая сеточного тока дает возрастание при уменьшении анодного напряжения. Постоянная составляющая анодного тока выражается кривой. При этом в нижней части кривых, при небольших значениях анодного напряжения, сеточный ток больше анодного. Это характеризует степень перенапряженности режима. Тем не менее, как видно из чертежа, модуляционная характеристика и в этом случае выражается почти прямой линией 2, проходящей весьма близко от начала координат.

Таким образом, с лампой Г-5 в условиях нашего опыта мы получили очень хорошие модуляционные характеристики как при недонапряженном, так и при перенапряженном режимах.

Однако этот результат нельзя распространять на все имеющиеся у нас лампы и на все возможные режимы. Наоборот, опыт говорит, что далеко не всегда модуляционные характеристики имеют такой удачный вид. Поэтому, прежде чем решаться на применение изучаемого метода анодной модуляции, необходимо опытным путем обследовать работу предполагаемых ламп в условиях постепенного изменения анодного напряжения.

В снятых нами модуляционных характеристиках отсутствовал модуляционный дроссель. Поэтому они не представляют полностью действительных условий. Здесь уместно вспомнить то, что мы говорили в начале общей теории модуляции. Мы указали там, что статические модуляционные характеристики дают идеализированную и упрощенную картину процесса. В них отсутствует динамичность явлений. Поэтому для изучения действительных модуляционных характеристик следует устанавливать зависимость между изменениями амплитуды изменяющегося с низкой частотой анодного напряжения и колебательным током. При правильно соразмеренных элементах схемы разница между статическими модуляционными характеристиками и динамическими становится незначительной.

#### **§ 4. Модуляция при недонапряженном режиме на протяжении всей модуляционной характеристики. Основные соотношения.**

Предположим, что на протяжении всей модуляционной характеристики мы имеем дело с одинаковым характером анодного импульса, например остроконечным или же плоским. Тогда мы умеем рассчитывать величину приведенного сопротивления генераторной лампы.

Предположим, что мы произвели весь расчет для режима предельной мощности. Предположим, что здесь режим недонапряженный, причем он становится критическим только при режиме минимальной

мощности. Режиму предельной мощности соответствует напряжение на аноде:

$$E_a (1 + M).$$

При линейной зависимости между изменениями анодного напряжения и первой гармоники анодного тока максимальному анодному напряжению  $E_a (1 + M)$  соответствует максимальное значение амплитуды первой гармоники, равное:

$$I_{a1} (1 + M),$$

и максимальное значение колебательного напряжения:

$$V (1 + M),$$

при этом, согласно условию, при предельной мощности мы имеем недо-напряженный режим, т. е.

$$(E_a - V) (1 + M) < V_c - E_c.$$

Предельному режиму соответствуют: амплитуда напряжения возбуждения сетки  $V_c$  и напряжение смещения  $E_c$ . Работа происходит с углом отсечки  $\psi_M$ .

Предельный режим получается во время модуляции при максимальном положительном импульсе модулируемого анодного напряжения. Поэтому необходимо выбрать режим несущей волны таким образом, чтобы при предельном режиме рабочая точка не упиралась в ток насыщения, и, с другой стороны, — чтобы угол отсечки при предельном режиме был в пределах, практически осуществимых, т. е. менее  $90^\circ$ . Если рабочая точка во время модуляции дойдет до и перейдет за ток насыщения, то это приведет к искажениям, так как верхняя часть модуляционной характеристики будет плоской, а следовательно, глубина модуляции в этой области будет меньше. *Таким образом, максимальный импульс и угол отсечки задаются предельным режимом.* При режиме несущей волны они получаются как следствие соответствующих величин предельного режима.

Подобные условия мы имеем и при сеточной модуляции смещением. При этом предельный режим соответствует тем условиям работы радиотелеграфом. Подобно этому и при анодной модуляции при независимом возбуждении можно предельный режим назвать телеграфным. Разница между обоими случаями заключается в том, что при сеточной модуляции мы при переходе на режим несущей волны увеличиваем напряжение смещения, здесь же приходится уменьшать анодное напряжение источника питания. Однако часто источник анодного напряжения не может дать того высокого напряжения, которое соответствует максимальному, или телеграфному, режиму. Тогда этот термин для анодной модуляции — телеграфный режим — теряет свой смысл, так как длительная работа на нем неосуществима. В этом случае этот термин просто определяет понятие о максимальном режиме. Однако независимо от того, может ли источник питания анода подать максимальное напряжение  $E_a (1 + M)$  или нет, сказанное нами выше о выборе максимального импульса и угла отсечки остается в силе, т. е. они задаются режимом пиковой мощности.



Во время модуляции анодное напряжение меняется с низкой частотой по закону:

$$E_a (1 + M \cos \Omega t).$$

Этому соответствуют изменения первой гармоники и колебательного напряжения:

$$I_{a1} (1 + M \cos \Omega t) \text{ и } V(1 + M \cos \Omega t)$$

Так как напряжение смещения и амплитуда напряжения возбуждения остаются постоянными и во время модуляции не изменяются, то меняется угол отсечки, а вместе с ним и приведенное сопротивление.

Действительно, при анодной модуляции мощного каскада напряжение смещения равно:

$$E_c = \text{const} = D [E_a (1 + M \cos \Omega t) - E_{a0}] + [V_c - DV(1 + M \cos \Omega t)] \cos \psi. \quad (2)$$

Следовательно, косинус угла отсечки определяется отношением:

$$\cos \psi = \frac{E_c - D [E_a (1 + M \cos \Omega t) - E_{a0}]}{V_c - DV(1 + M \cos \Omega t)}. \quad (3)$$

Очевидно, что во время модуляции это отношение изменяется. Так, режиму предельной мощности соответствует угол отсечки:

$$\cos \psi_M = \frac{E_c - D [E_a (1 + M) - E_{a0}]}{V_c - DV(1 + M)}, \quad (4)$$

режиму несущей волны соответствует отсечка:

$$\cos \psi = \frac{E_c - D(E_a - E_{a0})}{V_c - DV} \quad (5)$$

и режиму минимальной мощности соответствует отсечка:

$$\cos \psi_m = \frac{E_c - D [E_a (1 - M) - E_{a0}]}{V_c - DV(1 - M)}. \quad (6)$$

Нетрудно сообразить, что отсечка имеет наибольшее значение при режиме предельной мощности и наименьшее — при режиме минимальной мощности. Однако это легче понять из выражения амплитуды первой гармоники. Во время модуляции последняя меняется по закону:

$$I_{a1} (1 + M \cos \Omega t) = \frac{\mu V_c}{R'_i f(\psi) + R_s}. \quad (7)$$

Режиму предельной мощности соответствует амплитуда первой гармоники:

$$I_{a1}(1 + M) = \frac{\mu V_c}{R'_{im} + R_s}, \quad (8)$$

где

$$R'_{im} = R_i \frac{2\pi}{2\psi_M - \sin 2\psi_M}.$$

Очевидно, что этому наибольшему значению амплитуды первой гармоники соответствует наименьшее значение приведенного сопротивления, а следовательно, угол отсечки имеет наибольшее значение.

Режиму несущей волны соответствует амплитуда первой гармоники:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R'_i + R_g}, \quad (9)$$

где

$$R'_i = R_i \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}.$$

Наконец, режиму минимальной мощности соответствует значение первой гармоники:

$$I_{a1}(1 - M) = \frac{\mu V_c}{R'_{im} + R_g}, \quad (10)$$

где

$$R'_{im} = R_i \frac{2\pi}{2\psi_m - \sin 2\psi_m};$$

при этом, очевидно, приведенное сопротивление имеет наибольшее значение, а угол отсечки — наименьшее.

Из сказанного ясно, что анодная модуляция при независимом возбуждении сводится, по существу, к управлению приведенным сопротивлением лампы посредством изменения угла отсечки. Последний же меняется благодаря изменениям, во время модуляции, анодного напряжения.

Итак, мы видим, что при анодной модуляции мощного каскада основные электрические величины изменяются по высокой и по низкой частоте, следуя формулам:

Первая гармоника анодного тока:

$$I_{a1}(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (11)$$

Колебательное напряжение:

$$V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (12)$$

Анодное напряжение:

$$e_a = E_a(1 + M \cos \Omega t) - V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (13)$$

Напряжение возбуждения сетки:

$$V_c \cos \omega t.$$

Напряжение смещения:

$$E_c = \text{const.}$$

Постоянная составляющая анодного тока меняется по более сложному, нелинейному, закону. Это естественно, раз меняется угол отсечки. Однако, помня это, можно сделать упрощение и допустить линейную зависимость по закону:

$$I_{a0}(1 + M \cos \Omega t). \quad (14)$$

При этом допуске мы несколько отступаем от действительной картины процесса, но получаем возможность производить количественный учет подводимой мощности и отдачи. Отступления от линейной зависимости практически невелики, как мы увидим на примерах. Поэтому можно считать, что режиму максимальной мощности соответствует постоянная составляющая:  $I_{a0}(1 + M)$ , а режиму минимальной мощности:  $I_{a0}(1 - M)$ .

При существовании линейной зависимости между изменениями анодного напряжения и амплитуды колебательного напряжения коэффициент использования анодного напряжения остается постоянным при всех режимах. Однако необходимо помнить, что выбор его должен быть сделан с учетом сказанного выше о формах тока на протяжении модуляционной характеристики. Если желательно, чтобы работа происходила все время в условиях недонапряженного режима, то необходимо иметь критический режим только при минимальной мощности. Тогда при всех остальных режимах работа будет происходить при недонапряжении. Если допускать в нижней части модуляционной характеристики, т. е. в точках, лежащих ниже точки несущей волны, режим перенапряженный, то надо выбирать его критическим при режиме несущей волны. Наконец, если идти на риск получения искажений и допускать на протяжении всей модуляционной характеристики перенапряженный режим, то можно выбирать его критическим при максимальной мощности.

Нетрудно установить величину коэффициента использования, которую необходимо иметь для того, чтобы на протяжении всей модуляционной характеристики режим оставался недонапряженным. Обозначим величины, характеризующие режим предельной мощности, символами: анодное напряжение:  $E_a(1 + M) = E_{am}$ , амплитуду колебательного напряжения:  $V(1 + M) = V_m$ , наибольший максимальный импульс  $I_{m.m.}$ , амплитуду напряжения возбуждения сетки  $V_c$  и напряжение смещения:  $E_c$ .

Тогда при режиме минимальной мощности напряжение на аноде равно:

$$E_{am} = E_a(1 - M) = E_{am} \cdot \frac{1 - M}{1 + M}, \quad (15)$$

и амплитуда колебательного напряжения равна:

$$V_m = V(1 - M) = V_m \cdot \frac{1 - M}{1 + M}. \quad (16)$$

Для обеспечения недонапряженного режима на протяжении всей модуляционной характеристики необходимо иметь режим критическим при режиме минимальной мощности, т. е. иметь условие:

$$E_{am} - V_m = V_c - E_c$$

или

$$(E_{am} - V_m) \frac{1 - M}{1 + M} = V_c - E_c. \quad (17)$$

Имея в виду, что амплитуда напряжения возбуждения сетки равна

$$V_c = \frac{I_m}{(1 - \cos \psi) S} + DV = \frac{I_{m.m}}{(1 - \cos \psi_m) S} + DV_m \quad (18)$$

и что напряжение смещения равно:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = D(E_{a.m} - E_{a0}) + (V_c - DV_m) \cos \psi_m \quad (19)$$

и что их разность равна:

$$V_c - E_c = \frac{I_{m.m}}{S} + DV_m - DE_{a.m} + DE_{a0}, \quad (20)$$

получаем условие (17) в следующем виде:

$$E_{a.m} - V_m = \frac{1+M}{1-M} (V_c - E_c) = \frac{1+M}{1-M} \left[ \frac{I_{m.m}}{S} + DV_m - DE_{a.m} + DE_{a0} \right]; \quad (21)$$

отсюда нетрудно вывести выражение для коэффициента использования анодного напряжения, который можно иметь при режиме предельной мощности, а так как он остается постоянным, то и при всех других режимах на протяжении модуляционной характеристики:

$$\xi = 1 - \frac{k}{1+kD} \cdot \frac{I_{m.m}}{SE_{a.m}} - \frac{kD}{1+kD} \cdot \frac{E_{a0}}{E_{a.m}}, \quad (22)$$

где

$$k = \frac{1+M}{1-M}. \quad (23)$$

Из формулы (23) видно, что коэффициент использования должен быть небольшим, а это означает, что отдача получится тоже небольшой и потери на аноде будут значительны.

Сказанное относится к тому случаю, когда работа происходит на протяжении всей характеристики при недонапряженном режиме. Этот случай обеспечивает в наибольшей мере отсутствие искажений, но является наименее выгодным в смысле использования ламп, так как аноды сильно греются из-за малой величины коэффициента колебательного напряжения.

Подводимая мощность растет по тому же закону, что и полезная мощность, поскольку мы предполагаем, что амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая меняются пропорционально. Мы достаточно отметили необходимые при этом оговорки.<sup>1</sup> При этом допуске и принимая также линейную зависимость между анодным напряжением и амплитудой колебательного напряжения, мы получаем для всех трех режимов одинаковую отдачу. Действительно, при максимальной мощности имеем:

$$\eta_m = \frac{P(1+M)^2}{P_0(1+M)^2} = \frac{P}{P_0}. \quad (24)$$

<sup>1</sup> См. также об этом в главе о сеточной модуляции изменением смещения.

при несущей волне имеем:

$$\eta = \frac{P}{P_0};$$

при режиме минимальной мощности имеем:

$$\eta_m = \frac{P(1-M)^2}{P_0(1-M)^2} = \frac{P}{P_0}. \quad (25)$$

Однако потери на аноде будут при всех трех режимах совершенно различны, так как различна полезная мощность. Так при режиме максимальной мощности потери на аноде равны:

$$P_{ак} = P_{*} \frac{1-\eta}{\eta}$$

а при несущей волне они равны:

$$P_{ак} = P \frac{1-\eta}{\eta}$$

и так как отношение полезных мощностей равно:

$$\frac{P_{*}}{P} = (1+M)^2,$$

то потери на аноде при предельном режиме в  $(1+M)^2$  раз больше таковых при режиме несущей волны. При минимальной мощности потери, очевидно, еще меньше.

Таким образом, режим максимальной мощности при анодной модуляции мощного каскада задает количество и тип ламп полностью, так как максимальный импульс и потери на аноде определяются им. Следует еще отметить, что этот же режим задает условия изоляции установки. При наибольшем значении колебательного напряжения и суммировании его с анодным напряжением при предельном режиме анодное напряжение получается равным:

$$E_a(1+M) + V(1+M) = (E_a + V)(1+M) \quad (26)$$

при коэффициенте модуляции, равном 100%, т. е. в пределе, напряжение на анодах передатчика может достигнуть величины, равной  $4E_a$ . На это напряжение надо рассчитывать изоляцию установки, если коэффициент связи анода равен единице. Если же он меньше единицы, то предельное напряжение может быть еще в  $\frac{1}{p}$  раз больше.

## § 5. Пример на модуляцию при недонапряженном режиме.

Поставим себе задачу выяснить путем расчета вид модуляционной характеристики при анодной модуляции мощного каскада и проверить приведенные нами в предшествующем параграфе количественные зависимости. Для этого предположим, что мы имеем некоторый предельный режим работы лампы и будем постепенно уменьшать анодное напряжение. При этом выберем предельный режим значительно недонапряженным, с тем чтобы на протяжении всей модуляционной характеристики

иметь режим недонапряженный и иметь право рассчитывать на линейные зависимости.

Пусть задано получить предельную мощность, равную 150 ватт, при лампах типа Г-5 с идеализированными параметрами:

анодное напряжение  $E_a = 1500$  вольт, напряжение приведения 200 вольт, ток насыщения  $I_s = 0,25$  ампер, крутизна  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$ , проницаемость сетки  $D = 0,1$ , внутреннее сопротивление  $R_i = 6670$  ом. Допустимое анодное рассеяние  $P_{an} = 50$  ватт. Глубина модуляции равна 0,75, т. е.  $M = 75\%$ .

Для выбора величины максимального импульса у нас два пути: либо базироваться на токе насыщения лампы, либо исходить из некоторой приближенной формулы. Пойдем по второму пути. Полезная мощность равна  $P_{\text{ж}} = 0,5 I_{a1\text{м}} V_{\text{м}}$ . Имея в виду необходимость обеспечить недонапряженный режим на всей модуляционной характеристике, как обусловлено в задании, полагаем коэффициент использования равным 0,6. Желая обеспечить возможно более высокое использование лампы, полагаем угол отсечки равным  $80^\circ$ . При этом коэффициент первой гармоники равен 0,472, и, следовательно, полезная мощность равна:

$$P_{\text{ж}} = 0,5 \cdot 0,472 \cdot 0,6 I_{\text{тл}} E_{a\text{м}} = 0,142 I_{\text{тл}} E_{a\text{м}} = 150 \text{ ватт};$$

примем ее равной:

$$0,15 I_{\text{тл}} E_{a\text{м}} = 150 \text{ ватт.}$$

Расчет начинаем с предельного режима, для которого имеем, следовательно, данные: мощность 150 ватт, максимальное анодное напряжение, равное  $E_a(1+M) = 1500 \cdot 1,75 = 2630$  вольт, максимальный

импульс, равный  $I_{\text{тл}} = \frac{150}{0,15 \cdot 2630} = 0,38$  ампер, и некоторый небольшой коэффициент использования, который определим расчетом, зная максимальный импульс и максимальное анодное напряжение. Предположим, что мы хотим изучить возможность работать с лампами заданного типа при недонапряженном режиме на протяжении всей модуляционной характеристики, давая глубину модуляции 75%, причем предельная мощность должна быть 150 ватт. Тогда мы можем рассчитать коэффициент использования по формуле:

$$\xi = 1 - \frac{k}{1+kD} \cdot \frac{I_{\text{тл}}}{SE_{a\text{м}}} - \frac{kD}{1+kD} \cdot \frac{E_{a0}}{E_{a\text{м}}},$$

где

$$k = \frac{1+M}{1-M} = \frac{1,75}{0,25} = 7.$$

Производя расчет, получаем:

$$\xi = 1 - \frac{7}{1,7} \cdot \frac{0,380}{3 \cdot 2,63} - \frac{0,7 \cdot 200}{1,7 \cdot 2630} = 1 - 0,198 - 0,032 = 0,77.$$

При этом коэффициенте использования мы обеспечены от перенапряженного режима на всей модуляционной характеристике.

Очевидно, что нам приходится брать две лампы указанного выше типа, так как эмиссия в 0,25 ампер недостаточна (максимальный

импульс = 0,38). Поэтому в вышеприведенном расчете мы брали крутизну двух ламп, равную  $3 \cdot 10^{-3}$ , и дальше должны считать внутреннее сопротивление равным 3335 ом.

Итак мы видим, что допустимый коэффициент использования мог бы быть выше принятого нами раньше. Вместо 0,6 мы имели бы право взять 0,77. Но величина коэффициента использования сама зависит от величины максимального импульса, и при большом коэффициенте использования величина его уменьшилась бы, что в свою очередь повлияло бы на величину коэффициента использования, и т. д. Поэтому мы ничего не будем менять, но учтем, что можно базироваться на ориентировочной формуле для первоначального выбора величин при предельной мощности, полагая, например, коэффициент использования 0,7:

$$P_{\text{м}} = 0,5 \cdot 0,472 \cdot 0,7 I_{\text{т.м}} E_{\text{а.м}} = 0,165 I_{\text{т.м}} E_{\text{а.м}}.$$

Произведем полный расчет для предельной мощности.

*Задано:* максимальный импульс 0,38 ампер, коэффициент использования 0,77, полезная мощность 150 ватт, две лампы указанного выше типа.

Максимальное анодное напряжение  $E_{\text{а.м}} = 1500 (1,75) = 2630$  вольт.

Максимальное колебательное напряжение  $V_{\text{м}} = 2630 \cdot 0,77 = 2020$  вольт.

Сопротивление нагрузки  $R_{\text{г}} = \frac{V_{\text{м}}^2}{2P_{\text{м}}} = 13\,600$  ом.

Амплитуда первой гармоники  $I_{\text{а1м}} = \frac{V_{\text{м}}}{R_{\text{г}}} = 148 \cdot 10^{-3}$  ампер.

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = \frac{148}{380} = 0,391$ .

Угол отсечки  $\psi = 60^\circ$ .

Он оказался меньше того, который мы задали в самом начале. Это ясно, так как мы преуменьшили вероятное значение коэффициента использования. Меньшее значение угла отсечки не вредно, так как при этом мы получим более высокую отдачу.

Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 5,12$ .

Приведенное сопротивление  $R_i' = 5,12 \cdot 3335 = 17,2 \cdot 10^3$  ом.

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,218$ .

Постоянная составляющая  $I_{\text{а0м}} = 0,218 \cdot 0,380 = 0,083$  ампер.

Подводимая мощность  $P_{\text{0.м}} = 0,083 \cdot 2630 = 218$  ватт.

Отдача:  $\eta = \frac{150}{218} = 69\%$ .

Потери на аноде:  $218 - 150 = 68$  ватт.

Амплитуда напряжения возбуждения сетки:

$$V_{\text{с}} = 0,1 \cdot 148 \cdot (17,2 + 13,6) = 456 \text{ вольт.}$$

Напряжение смещения:

$$E_{\text{с}} = 0,1 (2630 - 200) + (456 - 0,1 \cdot 2020) 0,5 = 370 \text{ вольт.}$$

Максимальное значение положительного напряжения на сетке:

$$456 - 370 = 86 \text{ вольт.}$$

Для дальнейшего расчета мы имеем все исходные данные. Постоянными остаются для всех значений анодного напряжения напряжение смещения и напряжение возбуждения сетки, равные:

$$V_c = 456 \text{ вольт и } E_c = 370 \text{ вольт.}$$

Приступим ко второй части нашей задачи, именно — к выяснению закона уменьшения амплитуды первой гармоники с уменьшением анодного напряжения. Метод расчета будет таков. Задавая некоторую величину амплитуды первой гармоники, мы находим по формуле:

$$R'_i = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_g$$

величину приведенного сопротивления; по ней — коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i$ , угол отсечки, максимальный импульс и др. Зная колебательное напряжение:  $V = I_{a1} R_g$ , угол отсечки  $\psi$  и все остальные величины, находим по формуле:

$$E_a = \mu E_c + E_{a0} - \mu (V_c - DV) \cos \psi \quad (27)$$

напряжение на аноде, соответствующее выбранному нами значению амплитуды первой гармоники.

Рассчитав таким образом ряд значений тока  $I_{a1}$  и напряжения  $E_a$ , мы можем на графике проверить, насколько зависимость между ними оказывается линейной.

Мы произведем полный расчет для одной точки, например, для амплитуды первой гармоники, равной 125 миллиампер, для остальных же точек приведем только конечный результат.

*Расчет для амплитуды первой гармоники в  $125 \cdot 10^{-3}$  ампер.*

*Задано:* напряжение смещения  $E_c = 370$  вольт, амплитуда напряжения возбуждения сетки:  $V_c = 456$  вольт, колебательное напряжение, равное  $V = 125 \cdot 10^{-3} \cdot 13,6 \cdot 10^3 = 1700$  вольт, сопротивление нагрузки  $R_g = 13600$  ом.

Требуется найти напряжение на аноде, соответствующее заданному значению первой гармоники.

Приведенное сопротивление:

$$R'_i = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_g = \frac{10 \cdot 456}{0,125} - 13,6 \cdot 10^3 = 22,9 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = 6,87$ .

Угол отсечки  $\psi = 53,2^\circ$ .

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,355$ .

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,195$ .

Максимальный импульс  $I_m = 0,125/0,355 = 0,353$  ампер.

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,353 \cdot 0,195 = 0,069$  ампер.

Анодное напряжение:

$$\begin{aligned} E_a &= \mu E_c + E_{a0} - \mu (V_c - DV) \cos \psi = \\ &= 3700 + 200 - 10 (456 - 0,1 \cdot 1700) 0,599 = 2190 \text{ вольт.} \end{aligned}$$



Таким образом, первой гармонике, равной 125 миллиампер, соответствует анодное напряжение, равное 2190 вольт.

Рассчитаем остальные величины:

Подводимая мощность равна:  $P_0 = 2190 \cdot 0,069 = 151$  ватт.

Полезная мощность равна:  $P = 0,5 \cdot 125 \cdot 1,7 = 106$  ватт.

Потери на аноде равны:  $P_{ан} = 151 - 106 = 45$  ватт.

Отдача равна:  $\eta = 106/151 = 70\%$ .

Рассчитанные таким же путем данные для других значений первой гармоники приведены в следующей таблице:

Данные для других значений первой гармоники.

Амплитуда первой гармоники	Приведенное сопротивление	Коэффициент привед.	Угол отсечки	Коэффициент первой гарм.	Максим. импульс
148 мА	$17,2 \cdot 10^3$	5,12	60°,0	0,391	0,380 ампер
125 "	$22,9 \cdot 10^3$	6,87	53,2	0,355	0,353 "
100 "	$32,0 \cdot 10^3$	9,58	47,2	0,323	0,309 "
75 "	$46,4 \cdot 10^3$	13,9	41,0	0,290	0,259 "
50 "	$77,6 \cdot 10^3$	23,3	34,5	0,244	0,205 "
25 "	$169 \cdot 10^3$	50,6	26	0,192	0,130 "

Амплитуда первой гармоники	Постоянная составляющ.	Колебат. напряжение	Анодное напряжение	Подвод. мощность	Отдача
148 мА	83 мА	2 020 вольт	2 630 вольт	218 ватт	69%
125 "	69 "	1 700 "	2 190 "	151 "	70%
100 "	53,5 "	1 360 "	1 730 "	93 "	73%
75 "	38,9 "	1 020 "	1 230 "	48 "	79%
50 "	26,3 "	680 "	700 "	18,5 "	92%
25 "	12,5 "	340 "	110 "	1,4 "	300%

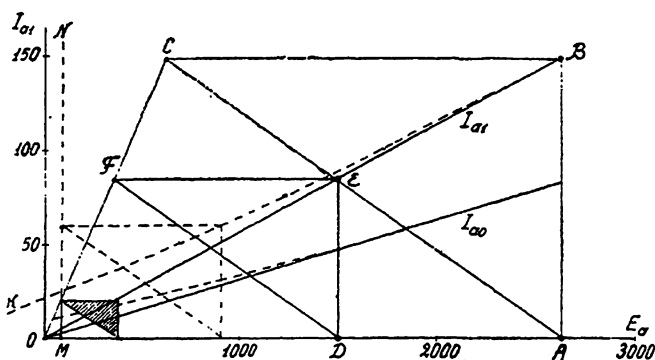
Совершенно очевидно, что при токе в 25 миллиампер мы получаем абсурд. Это вполне естественно, так как мы не учли, что при этом режиме мы уже работаем в сильно перенапряженных условиях и расчет наш неверен. Подобно этому мы имеем уже перенапряженный режим и в предшествующем случае.

Для разъяснения полученного обратимся к черт. 222. Здесь показаны пунктирными линиями амплитуда первой гармоники и постоянная составляющая, полученные из расчета.

Мы видим, что эти линии не проходят через начало координат. Это означает, что, согласно расчету, между изменениями анодных токов и анодным напряжением теоретически нет линейной зависимости. При этом критический режим появляется уже при напряжении на аноде, равном 900 вольт, чему соответствует пунктирный треугольник, упирающийся горизонтальным катетом на линию  $MN$  критического режима. Таким образом, если бы можно было верить нашему расчету,

то, несмотря на наше первоначальное желание работать везде с недонапряженным режимом, мы получили бы на части модуляционной характеристики перенапряженный режим и кроме того имели бы нелинейную зависимость между токами и анодным напряжением.

Однако расчет наш может быть верен только до тех пор, пока режим остается недонапряженным. Это имеет место в верхней части модуляционной характеристики. Вполне логично предположить, что модуляционная характеристика проходит через начало координат, так как при напряжении на аноде, равном нулю, и напряжении на сетке, равном многим десяткам вольт, анодный ток должен отсутствовать. Он должен быть уже очень малым при том небольшом значении анодного напряжения, которое соответствует линии критического режима  $MN$ . Таким образом, мы не имеем права верить теоретическому расчету в нижней части модуляционной характеристики, так как основные предпосылки его, а именно сохранение недонапряженного,



Черт. 222. Теоретический вид модуляционной характеристики.

режима и формы тока, не соблюдаются. Мы имеем все основания верить линейной зависимости между первой гармоникой и анодным напряжением и считать, что зависимость эта выражается прямой  $OB$ , проходящей через начало координат.

Опыт вполне подтверждает наш вывод. Не только при недонапряженном режиме, но и при не очень резко выраженном перенапряженном режиме модуляционная характеристика проходит почти точно через начало координат. Поэтому мы на этом и будем базироваться в дальнейшем.

Мы выбрали коэффициент использования анодного напряжения в предположении существования линейной зависимости. Поэтому если на ней базироваться, то при режиме минимальной мощности мы должны иметь точно критический режим. Проверим это. При линейной зависимости и при коэффициенте модуляции, равном  $75\%$ , мы имеем минимальное анодное напряжение:

$$E_{am} = E_{am} \frac{1 - M}{1 + M} = 2630 \cdot \frac{1 - 0,75}{1 + 0,75} = 375 \text{ вольт.}$$

Минимальное колебательное напряжение должно быть равно:

$$V_m = V_{\kappa} \frac{1-M}{1+M} = 2020 \cdot \frac{1-0,75}{1+0,75} = 289 \text{ вольт.}$$

Разница между ними:  $375 - 289 = 86$  вольт, равна разнице:  $456 - 370 = 86$  вольт, между амплитудой напряжения возбуждения сетки и напряжением смещения, полученными нами в начале расчета. Таким образом, наш расчет совершенно верен, если существует линейная зависимость, и неверен, если ее нет. Мы имеем основание верить существованию линейной зависимости и расчету, на ней построенному. Поэтому мы должны считать, что при постепенном изменении анодного напряжения первая гармоника анодного тока будет уменьшаться, упираясь на прямую  $OB$ , проходящую через начало координат, а не на кривую  $BK$ , показанную пунктиром и полученную нами из чисто теоретического расчета.

Мы считаем небесполезным сравнение результатов этих двух путей анализа явления. Мы видим, что слепой расчет приводит к неверным результатам и что введение небольшой поправки делает технический расчет вполне возможным. Характерно, что сравнительно очень близкие две линии  $OB$  и  $KB$  дают уже для значения анодных напряжений в 900 вольт совершенно различные результаты. Выполненный нами теоретический расчет, приведший к неточным результатам, носит характер предупреждения на тот случай, если читатель захочет базировать на нем теоретические выводы. Подобно тому что мы увидим при изучении теории модуляции изменением напряжения смещения, мы здесь видим, что существование линейной зависимости не может быть теоретически обосновано. Наоборот, теория дает основание предполагать, что модуляционная характеристика не только не проходит через начало координат, но кроме того и криволинейна. Но опыт и логика подсказывают, что эта зависимость должна быть прямолинейной. Опытным же путем исследователи и нашли возможность применять анодную модуляцию при независимом возбуждении, получая вполне удовлетворительный результат.

Итак, мы будем, выяснив достаточно детально все стороны дела, в дальнейшем считать, что зависимость между изменениями амплитуды первой гармоники и анодным напряжением выражается прямой  $OB$ , проходящей через начало координат.

Сказанное позволяет нам перейти к *установлению метода расчета* анодной модуляции при независимом возбуждении.

Согласно заданию наши лампы имеют нормальное анодное напряжение, равное  $E_a = 1500$  вольт. Это напряжение мы принимаем за напряжение на аноде при режиме несущей волны. Тогда, при заданной глубине модуляции в 75%, мы имеем максимальное напряжение, равное  $1500 \cdot 1,75 = E_{am} = 2630$  вольт, и минимальное напряжение  $E_{am} = 1500 \cdot (1 - 0,75) = 375$  вольт.

Мы выполнили весь расчет для режима максимальной мощности.

Переход к режиму несущей волны совершаем следующим образом.

Амплитуда первой гармоники несущей волны равна:  $I_{a1} = \frac{148}{1,75} = 84,5$  миллиампер.

Приведенное сопротивление равно:

$$R'_i = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_a = 40,4 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Коэффициент приведения равен:  $\alpha_i = \frac{40,4}{3,335} = 12,1$ .

Угол отсечки  $\psi = 43,5^\circ$ .

Максимальный импульс:  $I_m = \frac{84,5}{0,307} = 275 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,159 \cdot 275 = 44 \text{ миллиампер.}$

Колебательное напряжение  $V = 84,5 \cdot 13,6 = 1150 \text{ вольт.}$

Полезная мощность  $P = 0,5 \cdot 84,5 \cdot 1,15 = 48,6 \text{ ватт.}$

Подводимая мощность:  $P_0 = 0,044 \cdot 1500 = 66 \text{ ватт.}$

Отдача  $\eta = \frac{48,6}{66} = 73,6\%$ ,

т. е. немного выше отдачи предельного режима в 69%. Это происходит вследствие того, что постоянная составляющая уменьшается не линейно, а несколько скорее, чем первая гармоника.

Потери на аноде  $P_{an} = 66 - 48,6 = 17,4 \text{ ватта.}$

Можно было бы подойти к расчету иначе: если предшествующий метод довести до конца, то анодное напряжение не получается равным 1500 вольт, а равно:

$$\begin{aligned} E_a &= \mu E_c + E_{a0} - \mu(V_c - DV) \cos \psi = \\ &= 10 \cdot 370 + 200 - 10(456 - 115) \cdot 0,725 = 1430 \text{ вольт.} \end{aligned}$$

Это вполне понятно, так как теория не дает линейной зависимости, как мы уже не раз указывали.

Но, задавая  $E_a = 1500 \text{ вольт}$ , мы получаем косинус угла отсечки не 43,5, а  $45^\circ$ :

$$\cos \psi = \frac{E_c - D(E_a - E_{a0})}{V_c - DV} = \frac{370 - 0,1 \cdot 1300}{456 - 115} = 0,707.$$

Этому соответствовало бы несколько меньшее приведенное сопротивление и немного большее значение амплитуды первой гармоники, а именно приведенное сопротивление, равное  $R'_i = 11 \cdot 3335 = 36,7 \cdot 10^3 \text{ ом}$  и амплитуда первой гармоники, равная:  $I_{a1} = 90,5 \cdot 10^{-3} \text{ ампер.}$

Таким образом, получаются два решения, мало друг от друга отличающиеся. Мы остановимся на менее для нас выгодном первом решении, при котором первая гармоника равна 84,5 миллиампер.

Таким образом, режиму несущей волны соответствует треугольник *FED*, показанный на черт. 222.

Расчет данных режима минимальной мощности интереса не представляет. Остановимся на режиме телефонном.

Во время модуляции полезная мощность возрастает и становится равной:  $P_c = 48,6 \cdot (1 + 0,5 \cdot 0,75^2) = 48,6 \cdot 1,282 = 62,3 \text{ ватт.}$

Подводимая мощность тоже возрастает и становится равной:  $P_0 = 66 \cdot 1,282 = 84,5 \text{ ватт.}$

Отдача равна:  $\frac{62,3}{84,5} = 73,6\%$ .

Потери на аноде равны  $P_{акт} = 84,5 - 62,3 = 22,2$  ватт.

Считая с запасом и проще, мы могли бы, помня все сделанные нами оговорки о том, что фактически угол отсечки не остается постоянным, принять, что постоянная составляющая изменяется тоже линейно и что она равна при режиме несущей волны:

$$\frac{83}{1,75} = 47,4 \text{ миллиампер.}$$

Тогда подводимая мощность при несущей волне была бы равна 69,7 ватт, потери на аноде при несущей волне не 17,4 ватт, а  $69,7 - 48,6 = 21,1$  ватт; подводимая мощность при телефонном режиме была бы равна:  $69,7 \cdot 1,282 = 89,4$  ватт и потери на аноде при этом  $89,4 - 62,3 = 27,1$  ватт. При этом упрощении работа происходит на всей модуляционной характеристике с отдачей, равной отдаче предельного режима в 69%.

На этом мы заканчиваем наш первый пример, имевший целью связать теорию, расчет и наблюдения практики.

## § 6. Пример на модуляцию при критическом режиме на несущей волне.

Мы проделали пример, при котором на протяжении всей модуляционной характеристики работа происходила при недонапряженном режиме. Мы видели, что при этом отдача получается порядка 70%. При этом есть основание ожидать, что модуляция происходит без искажений.

На практике часто ставят лампу, при анодной модуляции, в условия перенапряженного режима. Теория не может дать точного решения этой задачи. Но если предположить, что и при этих условиях продолжает существовать линейная зависимость между амплитудой первой гармоники и анодным напряжением, то расчет произвести можно.

Предположим, что мы имеем *критический режим при несущей волне*. Тогда он будет перенапряженным при всех меньших анодных напряжениях и недонапряженным при всех больших анодных напряжениях. Расчет опять-таки надо начинать с режима предельной мощности.

Придерживаясь прежних обозначений, мы можем установить формулу для коэффициента использования анодного напряжения при критическом режиме для того случая, когда режим будет критическим на несущей волне.

Имеем:

$$\xi = 1 - \frac{K}{1 + KD} \cdot \frac{I_{ам}}{SE_{ам}} - \frac{KD}{1 + KD} \cdot \frac{E_{a0}}{E_{ам}}, \quad (28)$$

где

$$K = (1 + M).$$

По сравнению с предшествующим случаем коэффициент использования имеет большее значение, и работа должна происходить с большей отдачей. Для расчета возьмем условия предшествующего примера.

**Задание.** Рассчитать генератор, работающий в условиях анодной модуляции при коэффициенте модуляции 0,75 и отдающий при несущей волне полезную мощность в 50 ватт.

Тип ламп:

Анодное напряжение:  $E_a = 1500$  вольт

Напряжение приведения  $E_{a0} = 200$  вольт

Ток насыщения:  $I_s = 0,25$  амп.

Крутизна:  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Внутреннее сопротивление:  $R_i = 6\,670$  ом

Проницаемость  $D = 0,1$

Допустимое анодное рассеяние:  $P_{an} = 50$  ватт.

Расчет при режиме предельной мощности. Предельная мощность равна:

$$P_{\kappa} = P(1 + M)^2 = 50 \cdot 3,06 = 153 \text{ ватт.}$$

Желая работать при предельном режиме с отсечкой около  $70^\circ$  и ожидая коэффициент использования около 0,9, мы можем для расчета максимального импульса положить:

$$P_{\kappa} = 0,5 \cdot 0,436 \cdot 0,9 \cdot I_{m\kappa} E_{a\kappa} = 0,196 I_{m\kappa} E_{a\kappa}.$$

Максимальное значение анодного напряжения равно:

$$E_{a\kappa} = E_a(1 + M) = 1,75 \cdot 1500 = 2630 \text{ вольт.}$$

Следовательно, так как предельная мощность равна 153 ватт, то максимальный импульс при предельном режиме равен:

$$I_{m\kappa} = \frac{153}{0,196 \cdot 2630} = 0,297 \text{ ампер.}$$

Ясно, что надо взять две лампы заданного типа. Для двух ламп имеем:

Крутизна:  $S = 3 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Ток насыщения  $I_s = 0,5$  амп.

Внутреннее сопротивление:  $R_i = 3335$  ом

Допустимое анодное рассеяние:  $P_{an} = 100$  ватт.

Зная максимальный импульс и максимальное анодное напряжение, мы можем рассчитать коэффициент использования анодного напряжения, обеспечивающий получение критического режима при несущей волне:

$$\begin{aligned} \xi &= 1 - \frac{K}{1 + KD} \cdot \frac{I_{m\kappa}}{SE_{a\kappa}} - \frac{KD}{1 + KD} \cdot \frac{E_{a0}}{E_{a\kappa}} = \\ &= 1 - 0,0595 - 0,0113 = 1 - 0,071 = 0,929. \end{aligned}$$

Амплитуда колебательного напряжения:  $V_{\kappa} = 0,929 \cdot 2630 = 2440$  вольт.

Сопротивление нагрузки генератора:  $R_g = V_{\kappa}^2 / 2P_{\kappa} = 19\,500$  ом

Амплитуда первой гармоники:  $I_{a1\kappa} = \frac{V_{\kappa}}{R_g} = 0,125$  ампер.

Коэффициент первой гармоники:  $\alpha_{1, \text{н}} = 0,125/0,297 = 0,421$ .

Угол отсечки анодного тока:  $\psi_{\text{н}} = 66^\circ$

Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 4,08$

Приведенное сопротивление:  $R_i' = 4,08 \cdot 3335 = 13\,600$  ом

Амплитуда напряжения возбуждения сетки:  $V_c = 0,1 \cdot 125 \cdot (13,6 + 19,5) = 413$  вольт

Напряжение смещения:

$$E_c = 0,1 \cdot (2630 - 200) + (413 - 0,1 \cdot 2440) 0,407 = 312 \text{ вольт}$$

Положительное значение напряжения на сетке:  $413 - 312 = 101$  вольт.

Этих данных достаточно для перехода к расчету генератора при режиме несущей волны:

Расчет при несущей волне.

Полезная мощность:  $P = 50$  ватт

Анодное напряжение:  $E_a = 1500$  вольт

Колебательное напряжение:  $V = 2440/1,75 = 1395$  вольт

Условие критического режима:  $1500 - 1395 \approx 413 - 312$  почти точно выполняется, чем доказывается справедливость формулы (28).

Амплитуда первой гармоники:  $I_{a1} = 125/1,75 = 71,5$  миллиампер

Косинус угла отсечки:  $\cos \psi = \frac{E_c - D(E_a - E_{a0})}{V_c - DV}$

$$= \frac{312 - 0,1(1500 - 200)}{413 - 0,1 \cdot 1395} = 0,667$$

Угол отсечки:  $\psi = 48^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей:  $\alpha_0 = 0,175$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,327$ ,

Максимальный импульс:  $I_m = 71,5/0,327 = 219$  ампер.

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,219 \cdot 0,175 = 0,0384$  ампер.

Подводимая мощность  $P_0 = 38,4 \cdot 1,5 = 57,5$  ватт

Анодное рассеяние:  $P_{a\text{н}} = 57,5 - 50 = 7,5$  ватт

Отдача:  $\eta = 50/57,5 = 0,868$ .

Приращение анодного напряжения:  $ME_a = 2630 - 1500 = 1130$  вольт.

Это приращение напряжения должен подавать модулятор через модуляционный дроссель. Для расчета величины последнего нам надо знать сопротивление генератора на несущей волне по отношению к постоянному току:

$$R_z = 1500/0,0384 = 39,1 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Кроме того надо знать частоты модуляции и внутреннее сопротивление модуляторных ламп. Но на расчете модулятора мы не останавливаемся, так как он совершенно подобен изученному нами выше расчету при анодной модуляции с самовозбуждением.

Расчет при телефонном режиме.

Подводимая мощность  $P_{0\text{т}} = 57,5 \cdot 1,57 = 90$  ватт

Полезная мощность  $P_z = 50 \cdot 1,57 = 78,5$  ватт

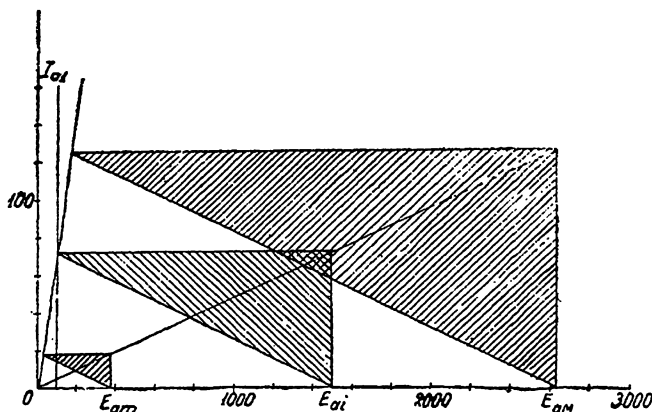
Отдача:  $\eta_c = 78,5/90 = 87\%$

Потери на анодах:  $P_{ac} = 11,5$  ватт.

По данным этого расчета произведено построение на черт. 223.

## § 7. Пример модуляции при перенапряженном режиме.

**Задание.** Рассчитать генератор, работающий при анодной модуляции с независимым возбуждением при перенапряженном режиме на



Черт. 223. Анодная модуляция с независимым возбуждением при мощности на несущей волне в 50 ватт.

протяжении всей модуляционной характеристики, в предположении, что последняя остается прямолинейной и проходит через начало координат.

$$M = 0,75.$$

Тип ламп:

Анодное напряжение:  $E_a = 1500$  вольт

Напряжение приведения  $E_{a0} = 200$  вольт

Крутизна  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Проницаемость сетки  $D = 0,1$

Внутреннее сопротивление:  $R_i = 6670$  ом

Допустимое рассеивание анода  $P_{an} = 50$  ватт

Ток насыщения  $I_s = 0,25$  ампер.

Согласно условию мы должны иметь при предельной мощности критический режим. Поэтому, зная предельную мощность, равную

$$P_{\kappa} = 50 \cdot (1 + 0,75)^2 = 153 \text{ ватт,}$$

и пользуясь обычной формулой для расчета величины максимального импульса при критическом режиме, имеем:

Максимальное анодное напряжение  $E_{am} = 1500 \cdot 1,75 = 2630$  вольт.

Максимальный импульс:  $I_{mt} = \frac{5 P_{\kappa}}{E_{am}} = 0,291$  ампер.



Следовательно, надо иметь две лампы указанного типа или работать с перекалом или искажением формы тока на верхнем загибе. Берем две лампы.

Параметры двух ламп:

Крутизна:  $S = 3,0 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Внутреннее сопротивление:  $R_i = 3335$  ом.

Ток насыщения  $I_s = 0,5$  амп.

Допустимое анодное рассеяние:  $P_{ан} = 100$  ватт

Коэффициент анодного напряжения:

$$\xi = 1 - 0,0336 - 0,0069 = 1 - 0,041 = 0,959$$

Амплитуда колебательного напряжения:

$$V_{\kappa} = 0,959 \cdot 2630 = 2525 \text{ вольт}$$

Сопротивление нагрузки генератора:  $R_s = \frac{V_{\kappa}}{2P_{\kappa}} = 20800$  ом

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = \frac{V_{\kappa}}{R_s} = 0,121$  амп.

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,121/0,291 = 0,416$

Угол отсечки  $\psi = 65,5^\circ$

Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 4,12$

Приведенное сопротивление:  $R_i' = 4,12 \cdot 3335 = 13700$  ом

Амплитуда напряжения возбуждения сеток:  $V_c = 0,1 \cdot 121 (13,7 + 20,8) = 418$  вольт

Напряжение смещения:

$$E_c = 0,1 (2630 - 200) + (418 - 0,1 \cdot 2525) 0,415 = 312 \text{ вольт}$$

Положительное значение напряжения на сетке:  $418 - 312 = 106$  вольт

Разность анодных напряжений:  $2630 - 2525 = 105$  вольт

Следовательно, мы действительно имеем критический режим

Коэффициент постоянной составляющей:  $\alpha_0 = 0,24$

Постоянная составляющая:  $I_{a0} = 0,24 \cdot 0,291 = 70$  миллиампер

Подводимая мощность:  $P_0 = 2630 \cdot 70 \cdot 10^{-3} = 183$  ватт

Расчет для режима несущей волны, в предположении что модуляционная характеристика является прямой.

Полезная мощность:  $P = 50$  ватт

Амплитуда первой гармоники:  $I_{a1} = 121/1,75 = 69$  миллиампер

Амплитуда колебательного напряжения:  $V = 2525/1,75 = 1440$  вольт

Постоянная составляющая:  $I_{a0} = 70/1,75 = 40$  миллиампер

Подводимая мощность:  $P_0 = 40 \cdot 1,5 = 60$  ватт

Потери на анодах  $P_{ан} = 60 - 50 = 10$  ватт

Отдача:  $\eta = 50/60 = 83,3\%$ .

Данные телефонного режима и для расчета модулятора. Приращение анодного напряжения:  $ME_a = 2630 - 1500 = 1130$  вольт.

Сопротивление генератора постоянному току при несущей волне:

$$R_z = 1500/0,040 = 37,5 \cdot 10^3 \text{ ом}$$

Полезная мощность:  $P_{\tau} = 50 \cdot 1,57 = 78,5$  ватт

Подводимая мощность:  $P_{0\tau} = 60 \cdot 1,57 = 94$  ватт

Потери на анодах во время модуляции:  $P_{ак\tau} = 15,5$  ватта

Отдача:  $\eta_{\tau} = 78,5/94 = 83,3\%$ .

Мы получили все необходимые данные. Сравнивая этот расчет с предшествующим, мы видим, что никаких преимуществ он не дает. Поэтому нет никакой необходимости работать с перенапряженным режимом на протяжении всей модуляционной характеристики, а лучше принять за основу предшествующий случай, т. е. работу при критическом режиме на несущей волне.

## § 8. Общие выводы. Сводка расчетных формул.

Мы изучили условия работы генератора при анодной модуляции с независимым возбуждением, когда напряжение возбуждения сетки и напряжение смещения остаются во время модуляции неизменными. Мы видели, что режим минимальной мощности является обычно перенапряженным, если не идти на уменьшение отдачи. Коэффициент полезного действия при данном методе модуляции достаточно высок. Существует опасность получения искажений при переходе на протяжении модуляционной характеристики на резко перенапряженный режим.

Расчет модуляционного устройства совершенно совпадает с изученным нами расчетом его при модуляции с самовозбуждением.

Разница между этими двумя способами анодной модуляции заключается в режиме сетки. В первом случае, при модуляции генератора с самовозбуждением, если применять смещающим органом сетки сопротивление, то угол отсечки и приведенное сопротивление генератора остаются при всех режимах постоянными. Это есть способ модуляции с постоянным углом отсечки и постоянным приведенным сопротивлением генератора. Во втором случае, детально изученном в настоящей главе, как угол отсечки, так и приведенное сопротивление меняются на протяжении модуляционной характеристики. В этом отношении последний метод модуляции имеет сходство с сеточной модуляцией смещением, к изучению которого мы переходим в следующей главе.

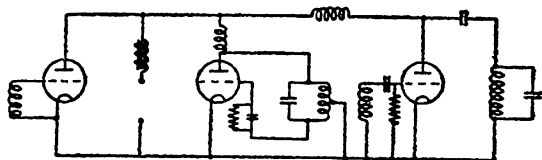
Зная, что при переменном угле отсечки и при линейной зависимости между изменениями анодного напряжения и амплитуды первой гармоники постоянная составляющая анодного тока не может меняться по линейному закону, мы все же упрощаем картину для расчетов, и, так как кривая постоянной составляющей мало отличается от прямой, мы ее такой и принимаем. Поэтому в приводимой ниже таблице закон изменения постоянной составляющей одинаков с законом изменения амплитуды первой гармоники, и подводимая мощность меняется во столько же раз, как и полезная мощность. Следовательно, отдача остается постоянной. Этим упрощением мы, в сущности, отступаем от физической картины процесса и делаем ее во многом более похожей на модуляцию при самовозбуждении, чем в действительности. Но такой подход, при понимании сути дела, не приводит к большим ошибкам и позволяет значительно упростить расчет.

Таблица I.

Значение электрических величин, характеризующих анодную модуляцию при независимом возбуждении.

Название величин	Режим максим. мощности	Режим несущей волны	Режим минимальной мощности	Телефонный режим
Амплитуда первой гармоники . . . . .	$I_{a1}(1+M)$	$I_{a1}$	$I_{a1}(1-M)$	$I_{a1}\sqrt{1+0,5M^2}$
Амплитуда колебательного напряжения . .	$V(1+M)$	$V$	$V(1-M)$	$V\sqrt{1+0,5M^2}$
Анодное напряжение .	$E_a(1+M)$	$E_a$	$E_a(1-M)$	$E_a\sqrt{1+0,5M^2}$
Угол отсечки . . . . .	$\psi_m > \psi$	$\psi$	$\psi_m < \psi$	$\sim$
Приведенное сопротивление . . . . .	$R'_{im} < R'_i$	$R'_i$	$R'_{im} > R'_i$	$\sim$
Постоянная составляющая ан. тока . . . . .	$I_{a0}(1+M)$	$I_{a0}$	$I_{a0}(1-M)$	$I_{a0}\sqrt{1+0,5M^2}$
Подводимая мощность .	$P_0(1+M)^2$	$P_0$	$P_0(1-M)^2$	$P_0(1+0,5M^2)$
Отдача . . . . .	$\eta$	$\eta$	$\eta$	$\eta$
Коэффициент использования напряжения .	$\xi$	$\xi$	$\xi$	$\xi$
Потери на аноде . . .	$P_{ан}(1+M)^2$	$P_{ан}$	$P_{ан}(1-M)^2$	$P_{ан}(1+0,5M^2)$
Предельное значение напряжения на аноде.	$4E_a$	$2E_a$	$E_a$	$\sim$
Полезная мощность . .	$P(1+M)^2$	$P$	$P(1-M)^2$	$P(1+0,5M^2)$

Мы уже указывали во введении в настоящую главу, что постоянство амплитуды напряжения возбуждения и напряжения смещения не обязательно для анодной модуляции с независимым возбуждением. Так, если в цепь сетки генераторной лампы включать сопротивление смещения, то напряжение смещения будет в процессе модуляции изменяться. При этом оно будет расти по мере уменьшения анодного напряжения, то есть именно при тех условиях, когда наступает обычно перенапряженный режим. По всей вероятности именно благодаря применению сопротивления смещения есть основания ожидать прохождения модуляционной характеристики через начало координат. В таком случае разница между анодной модуляцией с самовозбуждением и при независимом возбуждении, если в обоих случаях включать сопротивление смещения, заключается лишь в том, что в первом случае амплитуда напряжения возбуждения сетки меняется, а во втором случае она остается неизменной во время модуляции.



Черт. 224. Анодная модуляция с независимым возбуждением при питании задающего каскада модулированным напряжением.

Разница может быть сделана еще меньше, а условия модуляции лучше, если применять схему, показанную на черт. 224. Эта схема предложена тоже Хисингом. Здесь генератор с самовозбуждением, подающий напряжение возбуждения на основной генератор, питается тоже модулированным анодным напряжением. Благодаря этому напряжение возбуждения мощного каскада не остается постоянным, а меняется с низкой частотой. В данном случае в сущности происходит анодная модуляция маломощного генератора с самовозбуждением и далее — усиление модулированных колебаний в мощном генераторе. Однако разница между этим случаем и простым усилением модулированных колебаний все же существует и заключается в том, что анодное напряжение мощного каскада тоже меняется, и, кроме того, модулятор должен быть соразмерен с мощной лампой, а не с возбудителем. Эта схема дает отличные результаты на практике и совмещает в себе преимущества анодной модуляции и независимого возбуждения.

## § 9. Литература по анодной модуляции с независимым возбуждением.

Специальная литература по этому способу модуляции очень бедна и заключается, в сущности, в описании соответствующих установок.

1. Helsing, R., Модуляция в радиотелефонии. Журнал PIRE, том № IX, № 4, авг. 1921 г., стр. 305—353.

2. Виноградов, К. Н., Брюссельская широкопередаточная станция ТиБП, № 23, март 1924, стр. 22—39.

3. Weinberger, Julius, Радиовещательные станции общества Радио Корпорашен. Журнал PIRE, том XII, № 6, дек. 1924, стр. 748—805.

4. Cummings, B. R., Последние достижения в ламповых передатчиках Журнал PIRE, том XIII, № 1, февраль 1925, стр. 49—109.

5. Смирнов, Н., Разбор радиотелефонных схем в случае модуляции на анод Вестник эл-ки, № 1, 1930, стр. 39—44.

6. Nelson, E., Радиовещательные станции и смежные проблемы. Журнал B. S. T. J., январь 1930, том IX, стр. 121—141.

7. Kaar and Burnside., Некоторые новшества в радиовещательных передатчиках. Журнал PIRE, том № XVIII, № 10, окт. 1930, стр. 1623—1660.

## ГЛАВА XVII.

### СЕТОЧНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИЗМЕНЕНИЕМ СМЕЩЕНИЯ.

#### § 1. Введение.

Сеточная модуляция принадлежит к наиболее старым методам модуляции. В течение нескольких лет это был единственный способ осуществить телефонию по радио. Характерной особенностью всех первых схем сеточной модуляции являлось то, что они осуществлялись при самовозбуждении генератора. Естественно, что при изменении с низкой частотой напряжения на сетке высокочастотные колебания оказываются в совершенно различных условиях работы в различные моменты низкой частоты. Поэтому процесс самовозбуждения становится неустойчивым, если доводить глубину модуляции до значительных величин. Схемы сеточной модуляции с самовозбуждением

часто описывались в литературе (см. литературу в конце главы). У нас в Союзе над ними много потрудились А. Григорьева. Однако от неустойчивости избавиться не удалось, и с переходом на независимое возбуждение все способы модуляции самовозбуждающихся генераторов утратили интерес.

Но следует отметить, что еще в 1915 году с одной из схем сеточной модуляции (схема van der Bijl'я) была успешно осуществлена трансатлантическая передача радиотелефонирования между Арлингтоном и Парижем. Всегда следует помнить, что даже при быстрых темпах развития радиотехники и в особенности — радиотелефонирования понадобилось около 10 лет, чтобы эта отрасль техники оформилась и обосновалась на прочном фундаменте.

В настоящее время наибольший интерес представляют способы сеточной модуляции изменением смещения. На изучении их мы остановимся в настоящей главе.

Мы знаем, что при этом способе модуляции остаются постоянными: напряжение возбуждения сетки модулируемой лампы и напряжение, подаваемое источником питания анода. С низкой частотой изменяется напряжение смещения. В общей теории методов модуляции мы указали на способы изменения смещения. Рекомендуем читателю еще раз просмотреть § 5 главы XIV общей теории модуляции.

При модуляции изменением смещения или, короче говоря, при модуляции смещением может быть достигнута необходимая величина глубины модуляции при небольших искажениях. Однако далеко не во всех условиях это получается.

Независимо от того, каким способом производится изменение смещения, можно считать, что модуляция происходит удовлетворительно, если между величиной приращения напряжения смещения и величиной приращения амплитуды первой гармоники анодного тока существует линейная зависимость. При этом колебательный ток, как величина пропорциональная первой гармонике, меняется по тому же закону. Итак, условие неискаженной модуляции может быть выражено следующим образом:

$$k \cdot \Delta I_{a1} \cdot \cos \Omega t = -\Delta E_c \cdot \cos \Omega t, \quad (1)$$

т. е.

$$\Delta I_{a1} = -\frac{\Delta E_c}{k}.$$

Знак минус здесь поставлен потому, что при увеличении напряжения смещения первая гармоника уменьшается, т. е. приращения смещения и тока имеют противоположные направления. Коэффициент пропорциональности, имеющийся в последнем выражении, должен иметь физическую размерность сопротивления. Это сопротивление является постоянной величиной, если изменения смещения и тока происходят пропорционально. Отклонение от постоянства означает появление искажений.

Из общей теории лампового генератора нельзя сделать вывода о существовании такой линейной зависимости. Однако опыт учит тому, что при известных условиях она существует. Эти условия сводятся, в основном, к тому, что при всех положениях рабочей точки

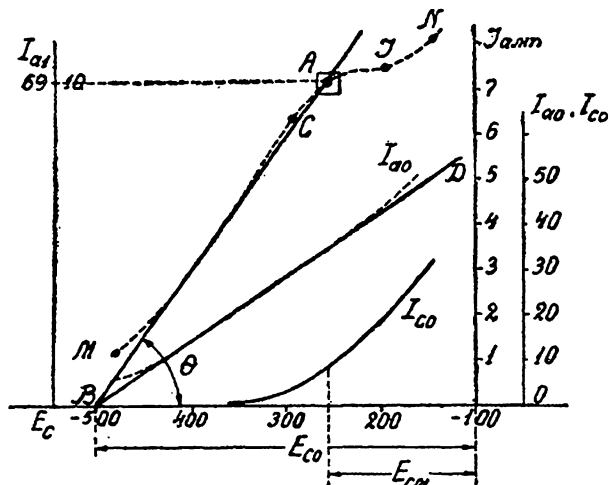
на характеристиках лампы во время модуляции форма тока должна оставаться одинаковой. Например, если работа происходит в какой-нибудь одной точке с недонапряженным режимом и косинусоидальным импульсом, то она должна происходить с таким же режимом и во всех остальных точках во время модуляции. При этом отсечка может меняться в широких пределах, важно лишь, чтобы вид кривой импульса сохранял свой характер. *Недонапряженный режим является наиболее желательным при модуляции смещением.*

Однако вовсе необязательно, чтобы форма тока была остроконечной. Неискаженную модуляцию смещением можно получить и при плоской форме импульса. Но при этом во всех точках форма тока должна быть плоской.

Поэтому работа с перенапряженным режимом приводит к искажениям, так как здесь форма тока весьма неопределенна и меняет свой характер в зависимости от степени перенапряженности режима.

## § 2. Экспериментальные данные.

Для подтверждения сказанного выше рассмотрим пример кривых модуляции, снятых в лаборатории. Результаты наблюдения показаны на черт. 225.



Черт. 225. Исследование формы модуляционной характеристики при модуляции смещением.

Испытывалась лампа с идеализированными параметрами: крутизна  $2 \cdot 10^{-3}$  ампер на вольт, коэффициент усиления 9,25, напряжение приведения  $E_{a0} = 350$  вольт и внутреннее сопротивление 4 630 ом. Лампа работала при различных режимах, но с одинаковым напряжением возбуждения от генератора с самовозбуждением, с амплитудой, равной 380 вольт. Анодное напряжение поддерживалось равным 1400 вольт. Сопротивление нагрузки было порядка  $20,0 \cdot 10^3$  ом.

Напряжение смещения изменялось от 150 до 470 вольт. Значения постоянной составляющей анодного тока, постоянной составляющей сеточного тока и колебательного тока в контуре приведены на чертеже. Через точки A и B проведена прямая, являющаяся идеальной модуляционной характеристикой лампы в данных условиях ее работы. Фактическая зависимость между колебательным током и напряжением смещения показана пунктирной кривой MN. Из чертежа следует, что на значительном протяжении обе линии совпадают. Они расходятся наверху, начиная от точки A, и внизу, при очень больших напряжениях смещения. Последнее вероятно объясняется нижним загигом. Здесь

имеются режимы с отсечками от 15 до 20° и меньше, следовательно, можно ожидать, что форма тока несколько изменилась. Расхождение около точки *A* тоже понятно, так как она находится как раз около начала области перенапряженного режима. Действительно, измерения дают в точке *A* колебательное напряжение с амплитудой, равной 1380 вольт, при напряжении на аноде 1400 вольт. Следовательно, наименьшее напряжение на аноде равно 20 вольт. Так как напряжение смещения равно 225 вольт, а напряжение возбуждения сетки 380 вольт, то мы имеем, несомненно, явно выраженный перенапряженный режим. Об этом свидетельствует также и сеточный ток, начинающий быстро расти при данных напряжениях. В соседней точке наблюдений *C* измерения и расчет дают амплитуду колебательного напряжения, равную 1200 вольт. Следовательно, для этой точки имеем:  $1400 - 1200 > 380 - 300$ , т. е. и режим уже недонапряженный. Таким он остается для всех точек ниже точки *C*, и можно утверждать, что между точкой *C* и самыми нижними точками на модуляционной характеристике мы работаем с косинусоидальным импульсом. Это вполне подтверждается расчетом.

Таким образом, мы видим, что в условиях данного опыта зависимость между колебательным током и напряжением смещения выражается прямой, пересекающей ось абсцисс в точке *B*. Между колебательным током и первой гармоникой существует соотношение:

$$I = 1,41 J = I_{a1} p p / R,$$

следовательно:

$$I_{a1} = J \cdot \frac{1,41 \cdot R}{p p} = J \cdot \text{const.}$$

Следовательно, они пропорциональны. Поэтому зависимость между амплитудой первой гармоники и напряжением смещения выражается той же прямой *AB*, но ординаты ее имеют другой масштаб. В нашем опыте действующему значению колебательного тока в точке *A*, равному 7,2 ампер, соответствует амплитуда первой гармоники, равная 69 миллиампер. Поэтому наклон прямой *AB* к оси абсцисс, измеряемый углом  $\theta$ , может быть найден из зависимости:

$$\text{ctg } \theta = \frac{E_{a0} - E_{cн}}{I_{a1м} - 0} = \frac{505 - 255}{69} 10^3 = 3620 \text{ ом} = R_E.$$

Величина сопротивления  $R_E$  является тем коэффициентом пропорциональности между первой гармоникой и напряжением смещения, на необходимость существования которого мы выше указывали. Поэтому формула (1) может быть написана иначе:

$$\Delta I_{a1} = -\frac{\Delta E_c}{R_E} \text{ и } R_E \cdot \Delta I_{a1} \cos \varrho t = -\Delta E \cos \varrho t. \quad (2)$$

Из черт. 225 ясно видно, что наши соображения о необходимости работать с недонапряженным режимом оказываются справедливыми. Из того же чертежа следует, что и постоянная составляющая анодного тока изменяется пропорционально напряжению смещения и в тех же пределах, что колебательный ток. Это показано прямой *BD*, пересекающей ось абсцисс в той же точке *B*.

### § 3. Модуляционная характеристика при модуляции смещением.

Результаты приведенного опыта вполне сходятся с тем, что обычно получается при работе с недонапряженным режимом. Поэтому мы можем считать этот опыт типичным для модуляции смещением и выражать зависимости между первой гармоникой и напряжением смещения графиком, представленным на черт. 226. Прямая  $AB$  называется *модуляционной характеристикой*.

По этому графику можно установить ряд необходимых нам зависимостей.

Прежде всего из сказанного выше следует, что нельзя переходить во время модуляции за критический режим; следовательно, верхний предел размаха амплитуды первой гармоники ограничен. Для получения симметричной модуляции, т. е. одинакового убывания и увеличения тока, необходимо выбрать начальный режим работы где-нибудь около

средней части модуляционной характеристики. Обозначим величины, характеризующие режим, при котором начинается модуляция:  $V, I_{a1}, E_c, J$ . Тогда во время модуляции первая гармоника меняется по закону:

$$I_{a1} + \Delta I_{a1} \cos \Omega t, \quad (3)$$

имея верхний предел:  $I_{a1} + \Delta I_{a1} = I_{a1M}$  и нижний предел  $I_{a1} - \Delta I_{a1} = I_{a1m}$ .

Черт. 226. Типовая модуляционная характеристика при модуляции смещением.

Верхний предел не должен переходить критический режим. Нижний же не должен заходить за нижний загиб модуляционной характеристики. Одновременно с этим изменяется напряжение смещения, являясь причиной изменения тока. Закон изменения равен:  $-E_c + \Delta E_c \cos \Omega t$ , и изменения происходят между пределами: верхним, при котором напряжение смещения имеет наименьшее значение, равное:  $-E_c + \Delta E_c = -E_{cm}$ , и нижним, при котором оно имеет наибольшее отрицательное значение:  $-E_c - \Delta E_c = -E_{cM}$ . Режим, при котором ток проходит через наибольшее значение, а смещение — через наименьшее (по абсолютному значению) характерен тем, что при этом лампа используется в наибольшей мере. Это есть хорошо нам известный критический режим при предельной нагрузке лампы. В этих условиях генератор может быть использован для радиотелеграфной работы. Поэтому этот режим называется *телеграфным*, предельным или пиковым режимом. Режим в средней части модуляционной характеристики, относительно которого происходят изменения смещения и тока с низкой частотой, называется режимом *несущей волны* или *телефонным режимом*. Режим в нижней части модуляционной характеристики, при



котором ток имеет наименьшее значение, а напряжение смещения — наибольшее отрицательное значение, называется режимом *минимальной мощности*.

По модуляционной характеристике легко установить величину коэффициента модуляции. Согласно определению, это есть отношение приращения тока к среднему его значению, поэтому:

$$M = \frac{\Delta I_{a1}}{I_{a1}} = \frac{I_{a1M} - I_{a1m}}{2} \cdot \frac{2}{I_{a1M} + I_{a1m}} = \frac{I_{a1M} - I_{a1m}}{I_{a1M} + I_{a1m}}. \quad (4)$$

Отсюда находим зависимости между токами при различных режимах. Максимальный ток равен:

$$I_{a1M} = I_{a1} + MI_{a1} = I_{a1} (1 + M). \quad (5)$$

Минимальный ток равен:

$$I_{a1m} = I_{a1} - MI_{a1} = I_{a1} (1 - M). \quad (6)$$

Отношение между максимальным и минимальным токами равно:

$$I_{a1m}/I_{a1M} = 1 - M/1 + M; \text{ следовательно } I_{a1m} = I_{a1M} \frac{1 - M}{1 + M}. \quad (7)$$

Таким образом, первая гармоника анодного тока во время модуляции изменяется по закону:

$$i_{a1} = I_{a1} + MI_{a1} \cos \Omega t. \quad (8)$$

Так как ток равен нулю при смещении, равном предельному смещению  $E_{c0}$ , то, исходя из напряжений смещения, коэффициент модуляции получает выражение:

$$M = \frac{\Delta E_c}{E_{c0} - E_c} = \frac{E_c - E_{cm}}{E_{c0} - E_c} = \frac{E_{cm} - E_c}{E_{c0} - E_c}. \quad (9)$$

Предельное смещение равно:

$$E_{c0} = \frac{E_c (1 + M) - E_{cm}}{M}. \quad (10)$$

Его можно определить, исходя из величины его при коэффициенте модуляции, равном единице:  $M = 1$ :

$$E_{c0} = 2E_c - E_{cm}. \quad (11)$$

Следовательно, во время модуляции напряжение на сетке, изменяющееся под влиянием возбуждающего источника с высокой частотой и, благодаря модуляции, с низкой частотой, имеет мгновенное значение:

$$v_c = V_c \cos \omega t - E_c + \Delta E_c \cos \Omega t = V_c \cos \omega t - E_c + M(E_{c0} - E_c) \cos \Omega t.$$

В то же время первая гармоника анодного тока, колебательное напряжение и напряжение на аноде имеют мгновенные значения:

$$\left. \begin{aligned} i_{a1} &= I_{a1} (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t \\ v &= V (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t \\ e_a &= E_a - V (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Следовательно, основное уравнение анодного тока при модуляции смещением и при работе с недонапряженным режимом, при остроко- нечном импульсе имеет вид:

$$i_a = S [V_c \cos \omega t - E_c + M (E_{c0} - E_c) \cos \Omega t - DV (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t + D (E_a - E_{a0})]. \quad (13)$$

Анализ этого уравнения дает полное решение задачи установления связи между всеми меняющимися одновременно электрическими величинами. Это есть уравнение рабочей характеристики, которая, связывая одновременные изменения всех величин как по высокой, так и по низкой частоте, имеет однако слишком сложный вид для практических целей. Поэтому мы будем базировать наше изучение на отдельных, частных значениях величин токов и напряжений, обобщая результат в конце. Таким путем наша задача решается проще.

#### § 4. Основные зависимости.

Из сказанного выше следует, что для перехода с режима радиотелеграфирования на исходный режим радиотелефонии необходимо увеличить напряжение смещения на величину:  $\Delta E_c = M (E_{c0} - E_c)$ . В связи с этим первая гармоника анодного тока становится равной:

$I_{a1} = \frac{I_{a1M}}{1 + M}$ , и колебательное напряжение равно:  $V = \frac{V_M}{1 + M}$ . Следовательно, полезная мощность, отдаваемая генератором при режиме несущей волны, становится равной:

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} I_{a1} V = 0,5 \cdot \frac{1}{1 + M} I_{a1M} \cdot \frac{1}{1 + M} V_M = 0,5 \frac{1}{(1 + M)^2} I_{a1M} V_M = \\ &= \frac{1}{(1 + M)^2} P_{\pi}. \end{aligned} \quad (14)$$

Эта мощность называется мощностью *несущей волны*. Она отличается от так называемой телефонной мощности, отдаваемой генератором во время модуляции, о чем будет речь несколько ниже.

Таким образом, мы видим, что при переходе на режим несущей волны для подготовки генератора к модуляции смещением необходимо значительно уменьшить полезную мощность лампы. Так, при модуляции с глубиной в 75%, приходится уменьшать полезную мощность больше, чем в три раза, и, например, для применяемых у нас передатчиков с телеграфной мощностью в 300 квт. мощность несущей волны при телефонии получается только 100 квт. Так как необходимо считаться с доведением глубины модуляции до 100%, то мощности

несущей волны и телеграфная могут отличаться друг от друга в четыре раза и больше.

Это резкое различие между мощностями телеграфной работы и несущей волны является характерным свойством работы с модуляцией смещением. Оно связано с совершенно различными условиями работы генераторной лампы при обоих режимах. Рассмотрим это подробнее.

Полезная мощность при телеграфном режиме равна:  $P_{\kappa} = \frac{1}{2} I_{a1M} V_M$

При переходе на режим несущей волны мы, вместе с ослаблением первой гармоники, уменьшаем *почти* (см. примечание в конце параграфа) точно во столько же раз, как мы видели из нашего примера, и постоянную составляющую анодного тока. Следовательно, постоянная составляющая при режиме несущей волны равна:

$$I_{a0} = \frac{1}{1+M} I_{a0M}$$

и подводимая мощность равна:

$$P_0 = I_{a0} E_a = \frac{1}{1+M} I_{a0M} E_a = \frac{1}{1+M} P_{0M}. \quad (15)$$

Остановимся на анодных потерях в обоих режимах. При максимальной мощности, когда лампа работает с наибольшим использованием, при критическом режиме в условиях телеграфной работы отдача равна:

$$\eta_{\kappa} = \frac{P_{\kappa}}{P_{0\kappa}}.$$

Следовательно, потери на аноде равны:

$$P_{анк} = P_{\kappa} \frac{1 - \eta_{\kappa}}{\eta_{\kappa}}. \quad (16)$$

При режиме несущей волны значительно уменьшается коэффициент использования анодного напряжения, так как при той же величине сопротивления нагрузки первая гармоника уменьшается в  $(1+M)$  раз. Следовательно, коэффициент использования анодного напряжения при режиме несущей волны равен:  $\xi = \xi_M / (1+M)$ . В связи с этим отдача генератора при этом режиме равна:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{1}{(1+M)^2} P_{\kappa} \cdot \frac{(1+M)}{P_{0\kappa}} = \frac{1}{1+M} \frac{P_{\kappa}}{P_0} = \frac{1}{(1+M)} \cdot \eta_{\kappa}, \quad (17)$$

а следовательно потери на аноде равны:

$$P_{ан} = P \frac{1 - \eta}{\eta}. \quad (18)$$

Отдача значительно уменьшается, но вместе с тем уменьшается и подводимая мощность. Поэтому нельзя заранее предугадать, будут ли потери на аноде при режиме несущей волны больше или меньше таковых при телеграфном режиме. Это зависит от глубины модуляции

и величины отдачи генератора в предельном режиме. Действительно, составляя выражение для отношения потерь на аноде при обоих режимах, получаем:

$$P_{ан}/P_{анл} = \frac{P(1-\eta)\eta_m}{P_m(1-\eta_m)\eta} = \frac{1}{1+M} \cdot \frac{1-\eta}{1-\eta_m}, \quad (19)$$

где

$$\eta = \frac{\eta_m}{1+M}. \quad (20)$$

В таблице I приведены данные для отношения потерь на аноде при режиме несущей волны к потерям при режиме телеграфном, рассчитанные по формуле:

$$P_{ан} = P_{анл} \cdot \frac{1}{1+M} \cdot \frac{1-\eta}{1-\eta_m}. \quad (21)$$

ТАБЛИЦА I.

Сравнительные потери на аноде при режиме несущей волны и режиме телеграфном, при различных коэффициентах модуляции и отдачах генератора в телеграфном режиме.

$M \backslash \eta_m$	0,90	0,75	0,50
1,0	2,75	1,35	0,75
0,75	2,77	1,53	0,82
0,50	2,67	1,33	0,89
0,25	2,24	1,23	0,96
0,00	1	1	1

Из этой таблицы следует, что для вероятных значений отдачи генератора при телеграфном режиме, т. е. при значениях, близких к 75%, и при всех значениях глубины модуляции, потери на аноде при переходе на режим несущей волны возрастают примерно на 25—50%. Это необходимо иметь в виду при выборе типа и количества ламп для решения какой-нибудь практической задачи. Потери на аноде при несущей волне могут заставить взять большее количество ламп, чем нужно по величине максимального импульса и по потерям на анодах при телеграфном режиме. На практике могут встретиться случаи, когда режим телеграфной работы является основным и определяющим режимом передатчика, а режим телефонной работы — вспомогательным. Тогда при переходе на режим несущей волны мы должны считаться с возрастающими потерями на анодах, сохраняя их допустимыми для данного типа ламп. Если потери на несущей волне превосходят допустимые, то необходимо идти на понижение анодного напряжения, что, конечно, связано с дальнейшим уменьшением полезной мощности лампы.

Во время модуляции обстоятельства становятся более благоприятными. Действительно полезная мощность во время модуляции, или так называемая *телефонная* мощность равна:

$$P_{\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} I_{a1} (1 + M \cos \Omega t) V (1 + M \cos \Omega t) d\Omega t = \\ = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} I_{a1} V \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t = P \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right). \quad (22)$$

Подводимая мощность во время модуляции равна:

$$P_{0\tau} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{a0} (1 + M \cos \Omega t) E_a d\Omega t = \\ = P_0 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t) d\Omega t = P_0, \quad (23)$$

т. е. остается одинаковой как во время модуляции, так и при отсутствии ее, и равной подводимой мощности режима несущей волны. Следовательно, отдача во время модуляции несколько повышается, становясь равной:

$$\eta_{\tau} = \frac{P_{\tau}}{P_{0\tau}} = \frac{P}{P_0} \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right) = \eta \cdot \left( 1 + \frac{M^2}{2} \right), \quad (24)$$

отчего аноды разгружаются, так как на них рассеивается уже только мощность:

$$P_{ан\tau} = P_{\tau} \frac{1 - \eta_{\tau}}{\eta_{\tau}}. \quad (25)$$

Таким образом, мы видим, что режимом, наиболее опасным для анодов, является режим несущей волны. При нем потери на анодах имеют наибольшее значение. Чем больше глубина модуляции, тем больше разгружаются аноды во время телефонной работы. При этом отдача приближается к значению ее при режиме телеграфной работы. Действительно, имеем:

$$\eta_{\tau} = \eta_{\mu} \cdot \frac{1 + 0,5 M^2}{1 + M}, \quad (26)$$

откуда, например, при  $M=1$  имеем  $\eta_{\tau}=0,75 \eta_{\mu}$ , при  $M=0,75$  имеем  $\eta_{\tau}=0,73 \eta_{\mu}$ , при  $M=0,5$  имеем  $\eta_{\tau}=0,75 \eta_{\mu}$ , наконец при  $M=0,25$  имеем  $\eta_{\tau}=0,85 \eta_{\mu}$ . Однако величина потерь на анодах может оказаться все же больше, чем при предельном режиме, хотя она и меньше величины потерь при несущей волны.

Во время модуляции смещением мы сохраняем постоянными на-

пряжения источника питания анода и возбуждения сетки высокой частотой. В то же время мы меняем напряжение смещения. Следовательно, мы неизбежно меняем угол отсечки анодного тока, как видно из формул для напряжения смещения для любых режимов, например для режима телеграфного:

$$E_{cm} = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV_m) \cos \psi_m \quad (27)$$

и для режима несущей волны:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi, \quad (28)$$

где

$$V = \frac{V_m}{1 + M}.$$

В обеих формулах напряжение смещения изменяется вместе с изменением колебательного напряжения и угла отсечки тока. Поэтому можно рассматривать весь процесс модуляции смещением как процесс изменения угла отсечки и свести всю теорию вопроса к этому изменению. Однако еще удобнее рассматривать явление несколько иначе, сводя все к изменению приведенного сопротивления генератора при различных режимах во время модуляции. Очевидно, что вместе с изменением угла отсечки меняется и приведенное сопротивление, так как оно равно:

$$R_i' = R_i \cdot \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi}. \quad (29)$$

Так как амплитуда первой гармоники анодного тока связана с напряжением возбуждения, сопротивлением нагрузки лампы и приведенным сопротивлением соотношением:

$$I_{a1} = \frac{\mu V_c}{R_i' + R_s}, \quad (30)$$

где величины  $R_s$ ,  $\mu$  и  $V_c$  во время модуляции не изменяются, то ясно, насколько удобно и просто можно свести весь процесс модуляции смещением к изменению одной лишь величины приведенного сопротивления генераторной лампы. Величины приведенных сопротивлений, соответствующих различным режимам, легко установить из обычных зависимостей. Так, предельному режиму соответствует приведенное сопротивление, равное:

$$R_{im}' = 2\pi R_i \frac{1}{2\psi_m - \sin 2\psi_m} = \frac{\mu V_c}{I_{a1M}} - R_s; \quad (31)$$

при переходе на режим несущей волны мы увеличиваем приведенное сопротивление, так как амплитуда первой гармоники анодного тока уменьшается в  $1 + M$  раз; оно равно:

$$R_i' = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_s. \quad (32)$$

Найдя величину приведенного сопротивления и зная величину сопротивления лампы  $R_p$ , легко рассчитать коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_p$ , а по нему и угол смещения  $\psi$  при несущей волне. Отсюда находим напряжение смещения при несущей волне:

$$E_c = D (E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi, \quad (33)$$

и, зная его величину при режиме телеграфии, находим величину приращения напряжения смещения:

$$\Delta E_c = M (E_{c0} - E_c) = E_{cm} - E_c. \quad (34)$$

Эту величину напряжения необходимо подавать на сетку модулируемой лампы для получения заданного изменения амплитуды первой гармоники:  $\Delta I_{a1} = I_{a1M} - I_{a1}$ . Пользуясь вышеизложенными соображениями, можно произвести весь расчет модуляции смещением. К расчету можно, конечно, подойти и иначе, как мы увидим на примерах. Все зависит от того, что считается заданным и что определяется путем расчета.

## § 5. О линейной зависимости между постоянной составляющей анодного тока и напряжением смещения.

Выше, на стр. 399, мы указали, что с уменьшением первой гармоники, при увеличении напряжения смещения, почти во столько же раз уменьшается и постоянная составляющая анодного тока. Там же мы указали, что это следует из рассмотренного в начале параграфа примера из практики. Теперь, ознакомившись с существом вопроса, уместно обратиться к разъяснению могущего возникнуть недоразумения.

Дело в том, что точно пропорциональные изменения первой гармоники и постоянной составляющей могут иметь место только при сохранении угла отсечки постоянным. Мы же специально отметили, что с физической стороны удобнее всего трактовать процесс модуляции смещением именно как процесс воздействия на приведенное сопротивление путем изменения угла отсечки. Следовательно, отношение первой гармоники и постоянной составляющей в различных точках модуляционной характеристики не может быть постоянной величиной. Это отношение обязательно должно изменяться и фактически изменяется. Но опыт показывает, что это изменение очень невелико и может казаться незаметным.

Тем не менее угол отсечки меняется весьма значительно, и игнорировать этого, конечно, нельзя.

Если точнее учитывать изменение постоянной составляющей во время модуляции, то необходимо ввести поправку в формулу отдачи при несущей волне. Действительно, мы считали, что первая гармоника и постоянная составляющая меняются пропорционально, и, следовательно, отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей остается постоянным. Поэтому отдача изменяется только за счет уменьшения коэффициента использования анодного напряжения. На самом же деле

с переходом на режим несущей волны мы уменьшаем угол отсечки, как ясно следует из формулы:

$$R_i' = \frac{\mu V_c}{I_{a1M} \frac{1}{1+M}} - R_s. \quad (35)$$

Следовательно, отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей возрастает, почему отдача уменьшается несколько меньше того, что мы считали. Разница, конечно, очень невелика, и мы это увидим на примерах. Если бы наше упрощение влекло за собой только эту неточность, то о ней не имело бы смысла говорить, так как она лежит в пределах точности наблюдений и расчетов, а главное дает немного больше потерь, чем следует, что идет в запас прочности и поэтому неплохо.

Мы останавливаемся на этом вопросе по другой причине. Если строго придерживаться пропорциональности коэффициентов и считать угол отсечки неизменным, то выходит, что напряжение смещения, выражаемое формулой:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi \quad (36)$$

при различных режимах генератора при модуляции смещением, изменяется только постольку, поскольку меняется колебательное напряжение. Действительно, в последнем выражении все величины постоянны для всех режимов, кроме колебательного напряжения, если считать угол отсечки постоянным. Изменение же смещения, согласно вышеприведенной формуле, за счет изменения величины  $DV$  совершенно ничтожно. Поэтому легко притти к совершенно неверному результату в отношении величины приращения напряжения смещения, которое необходимо подавать на сетку лампы, для того чтобы вызвать определенное изменение амплитуды первой гармоники. Поэтому совершенно недопустимо, принципиально неверно и опасно считать угол отсечки неизменным при модуляции смещением. Он фактически изменяется на много десятков градусов, в связи с чем приведенное сопротивление меняется во много раз, несмотря на то, что отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей изменяется мало. Так, при переходе от отсечки в  $75^\circ$  к отсечке в  $45^\circ$  мы меняем отношение коэффициентов только от 1,69 до 1,88, т. е. на 10%, в то время как угол отсечки изменяется почти вдвое и приведенное сопротивление с 2,97 до 11,0, т. е. в 3,7 раза. Таким образом, мы допускаем незначительную ошибку в расчете отдачи (так как при переходе с телеграфного режима на режим несущей волны отсечка обычно меняется в более узких пределах) и допустили бы громадную ошибку в расчете напряжения смещения, полагая отношение коэффициентов первой гармоники и постоянной составляющей постоянной величиной.

На сказанное здесь мы обратим еще раз внимание при решении примеров.

## § 6. Основные выводы. Сводка расчетных формул.

Прежде чем перейти к примерам, мы остановимся на сводке всех величин, с которыми мы выше встречались, в единую наглядную таблицу.



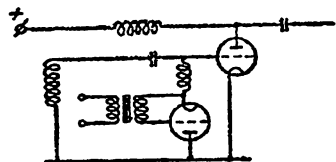
ТАБЛИЦА II.

Предельные значения электрических величин, характеризующих модуляцию изменением смещения.

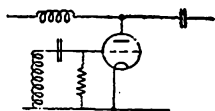
Название величины	Режим минимальной мощности	Режим несущей волны	Режим телеграфный	Режим телефонный
Амплитуда первой гармоники	$I_{a1}(1-M)$	$I_{a1}$	$I_{a1}(1+M)$	$I_{a1}\sqrt{1+0,5M^2}$
Амплитуда колебательного напряжения	$V(1-M)$	$V$	$V(1+M)$	$V\sqrt{1+0,5M^2}$
Коэффициент использования напряжения	$\xi(1-M)$	$\xi$	$\xi(1+M)$	$\xi\sqrt{1+0,5M^2}$
Угол отсечки	$\psi_m < \psi$	$\psi < \psi_m$	$\psi_m$	—
Отглад	$\eta_m = \eta(1-M)$	$\eta = \frac{\eta_m}{1+M}$	$\eta_m$	$\eta_i = \eta(1+0,5M^2)$
Полезная мощность	$P_m = P(1-M)^2$	$P = P_m \frac{1}{(1+M)^2}$	$P_m$	$P_i = P(1+0,5M^2)$
Подводимая мощность	$P_{0m} = P_0(1-M)$	$P_0 = P_{0m} \frac{1}{1+M}$	$P_{0m}$	$P_{0i} = P_0$
Наибольшее значение анодного напряжения (при $\xi = 1$ )	$E_a$	$1,5E_a$	$2E_a$	$2E_a$
Напряжение смещения сетки	$E_c + \Delta E_c = E_{cm}$	$E_c$	$E_c - \Delta E_c = E_{cm}$	—
Приведенное сопротивление	$R'_{im} > R'_i$	$R'_i$	$R'_{im} < R'_i$	—
Постоянная составляющая анодного тока	$I_{a0}(1-M)$	$I_{a0}$	$I_{a0}(1+M)$	$I_{a0}$

## § 7. Работа модуляторной лампы при сеточной модуляции смещением.

Изменение смещения, необходимое для модуляции амплитуды первой гармоники анодного тока генераторной лампы, при сеточной модуляции смещением часто осуществляется при помощи небольшой лампы, включаемой в цепь сетки генератора. Эта лампа называется модуляторной. Метод включения ее в цепь сетки генератора показан на черт. 227 и 229.



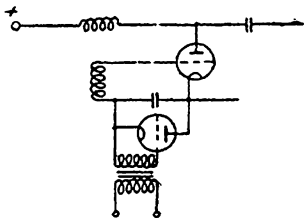
Черт. 227. Схема модуляции смещением с параллельным включением модуляторной лампы.



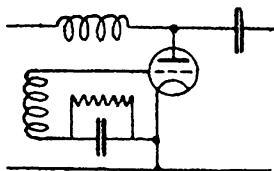
Черт. 228. Схема лампы с параллельным включением сопротивления смещения.

На черт. 227 модуляторная лампа включена параллельно промежутку сетка — катод генераторной лампы. Конденсатор  $C$

пропускает высокие частоты, путь которым в модуляторную лампу преграждается дросселем высокой частоты  $L$ . В этой схеме модулятор-



Черт. 229. Схема модуляции смещением с последовательным включением модуляторной лампы.



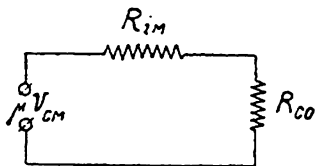
Черт. 230. Схема лампы с последовательным включением сопротивления смещения.

ная лампа включена на месте сопротивления смещения, как показано на черт. 228. Постоянная составляющая сеточного тока генераторной лампы проходит через нее. Приращение

постоянной составляющей сеточного тока генераторной лампы есть нечто иное как первая гармоника анодного тока модуляторной лампы, появляющаяся в ней при действии в цепи сетки переменного напряжения от микрофона.

На черт. 229 показана аналогичная схема, но здесь модуляторная лампа включена последовательно в цепь сетки. Конденсатор играет ту же роль. Здесь модуляторная лампа работает аналогично сопротивлению смещения, показанному на черт. 230. Опять-таки переменный ток модуляторной лампы является приращением

постоянной составляющей сеточного тока генераторной лампы. Рассмотрим явление с количественной стороны. Эквивалентная схема модуляторного устройства показана на черт. 231.



Черт. 231. Эквивалентная схема модуляторного устройства при модуляции смещением.

Эквивалентная схема модуляторного устройства показана на черт. 231.

Здесь  $R_{\text{лм}}$  есть сопротивление модуляторной лампы, нагрузкой которой служит сопротивление постоянному току цепи сетки генераторной лампы, обозначенное буквой  $R_{\text{с0}}$ . Что это есть именно сопротивление постоянному току, следует из того, что переменные токи цепи сетки генератора не проходят через модуляторную лампу и нагрузки для нее не создают.

Конденсатор, показанный на черт. 227 и 229, помимо той роли, которую он играет, отводя токи высокой частоты от модуляторной лампы, исполняет еще вторую функцию. Если постоянная времени  $CR_{\text{0лм}}$ ,

где  $C$  емкость конденсатора в фарадах, и  $R_{\text{0лм}} = \frac{E_{\text{0лм}}}{I_{\text{0лм}}}$  сопротивление

модуляторной лампы постоянному току, выбрана правильно, т. е. если она значительно больше полупериода высокой частоты несущей волны, то за это время конденсатор не успеет потерять заметную часть своего заряда и на нем установится постоянный потенциал, не меняющийся за время подачи на сетку генераторной лампы напряжения возбуждения. Таким образом, при работе на несущей волне генераторная лампа имеет постоянное напряжение смещения, равное напряжению на конденсаторе. Это же напряжение служит и анодным напряжением модуляторной лампы. Таким образом, мы можем, при изучении действия модуляторной лампы, полностью отбросить высокую частоту и принять, что лампа находится под постоянным анодным напряжением  $E_a = -E_c$ . Вместе с тем постоянная времени  $CR_{\text{0лм}}$  должна быть выбрана так, чтобы конденсатор успевал заряжаться и разряжаться, следуя изменениям сеточного потенциала с низкой частотой. Следовательно, она (постоянная времени) должна быть значительно меньше продолжительности полупериода самой высокой из частот модуляции. Тогда, при модуляции, конденсатор не будет накапливать заряда, что приводило бы при модуляции с независимым возбуждением к искажениям, а при модуляции с самовозбуждением — к срывам генерации.

Итак, если конденсатор подобран верно, то в эквивалентной схеме (черт. 231) он может быть не показан вовсе, а вместо него следует подразумевать присутствие постоянного источника анодного напряжения модуляторной лампы, без которого анодный ток существовать не может.

При действии в цепи сетки модуляторной лампы напряжения, изменяющегося с частотой модуляции и имеющего амплитуду:  $V_{\text{см}}$ , по анодной цепи ее проходит ток, имеющий первую гармонику с амплитудой:

$$I_{\text{м1}} = \frac{\mu_{\text{лм}} V_{\text{см}}}{R_{\text{лм}} + R_{\text{с0}}} \quad (37)$$

Для отсутствия искажений необходимо, чтобы модуляторная лампа работала при колебаниях I рода, с тем чтобы в ее анодной цепи существовал только переменный ток одной частоты с частотой возбуждения сетки.

Сопротивление постоянному току цепи сетки генераторной лампы  $R_{\text{с0}}$ , вообще говоря, не является постоянной величиной. Мы это показали в главе XIV. Но его изменения невелики, если угол отсечки сеточного тока меняется в узких пределах, что имеет место при модуляции

смещением. В первом приближении это сопротивление можно принять постоянной величиной, и таким мы его считаем в эквивалентной схеме на черт. 231. Тогда падение напряжения на этом сопротивлении, т. е. величина  $I_{M1}R_{c0} = V_M$ , прямо пропорциональна амплитуде анодного тока модулятора. Следовательно, анодное напряжение модулятора будет равно:

$$e_{aM} = E_{aM} - I_{M1}R_{c0}.$$

Полагая, что напряжение на сетке модуляторной лампы изменяется по синусоидальному закону, мы должны ожидать изменения анодного напряжения на модуляторной лампе по тому же закону, так как

$$\begin{aligned} E_a &= -E_c \text{ и } V_M = -\Delta E_c, \\ E_{aM} - V_M \cos \Omega t &= -E_c + \Delta E_c \cos \Omega t. \end{aligned} \quad (38)$$

Как видно, напряжение смещения генератора, равное анодному напряжению модуляторной лампы, изменяется по тому же закону.

Таким образом, подавая на сетку модуляторной лампы переменное напряжение, меняющееся с низкой частотой, мы получаем изменение смещения генераторной лампы, а следовательно, изменение режима ее работы и изменения амплитуды первой гармоники ее анодного тока.

Выбор типа модуляторной лампы выполняется согласно следующим требованиям:

1. Анод лампы должен выдерживать рассеяние, равное  $E_{aM}I_{oM}$ . Очевидно, что это есть рассеяние при работе генератора на несущей волне. Во время модуляции анодное рассеяние модуляторной лампы уменьшается за счет увеличения потерь на сетке генераторной лампы, так как на последней выделяется мощность:  $\frac{1}{2} I_{M1}^2 R_{c0}$ , являющаяся отдаваемой мощностью модуляторной лампы при модуляции.

2. Рабочая характеристика должна иметь достаточно протяженный прямолинейный участок, расположенный в области отрицательных сеточных напряжений. При этом будет отсутствовать сеточный ток модуляторной лампы, ведущий к искажениям. Кроме того, в этом случае форма анодного тока модуляторной лампы будет соответствовать форме напряжений на ее сетке. Для удовлетворения этого требования ток насыщения модуляторной лампы должен быть значительно больше постоянной составляющей сеточного тока генераторной лампы при телеграфном режиме (режиме предельной мощности), так как в это время постоянная составляющая сеточного тока генераторной лампы имеет наибольшее возможное значение, равное:

$$I_{c0} + \Delta I_{c0} = I_{c0 \max},$$

где

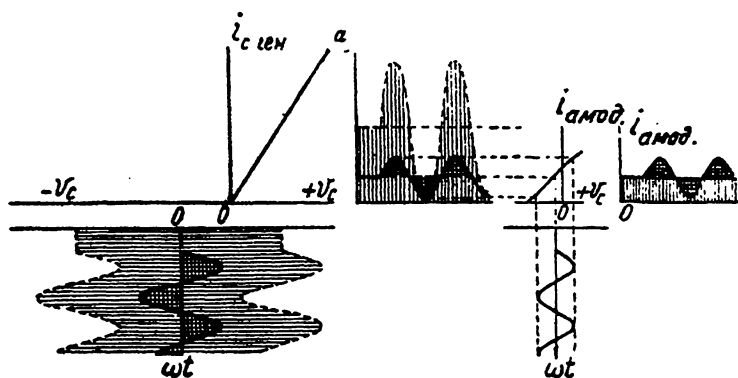
$$\Delta I_{c0} = I_{M1},$$

и, следовательно, максимальный импульс анодного тока модуляторной лампы в это время, равный

$$I_m = I_{oM} + I_{M1} = I_{c0 \max},$$

не должен доходить до верхнего загиба.

Для лучшего уяснения работы модуляторной системы приводится черт. 232. Здесь линия  $oa$  представляет кривую сеточного тока генераторной лампы. В цепи сетки генераторной лампы действует, сначала, напряжение возбуждения с постоянной амплитудой  $V_c$ . Этому соответствует постоянная составляющая сеточного тока, являющаяся одновременно постоянным анодным током модуляторной лампы. Во время модуляции, т. е. при действии в цепи сетки модуляторной лампы переменного напряжения, происходит изменение с той же частотой ее анодного тока, причем амплитуда переменного тока модуляторной лампы равна приращению постоянной составляющей сеточного тока генераторной лампы, а колебательное напряжение модуляторной лампы является приращением напряжения смещения генераторной лампы, как видно из чертежа. Амплитуды же напряжения возбуждения сетки генераторной лампы остаются постоянными, так как работа происходит при независимом возбуждении.



Черт. 232. Наглядное представление работы модуляторной лампы при модуляции смещением.

Подсчет показывает, что мощность, рассеиваемая на аноде модуляторной лампы при модуляции смещением, примерно в 30—40 раз меньше той мощности, которую надо было бы рассеять на анодах модуляторных ламп при работе с той же мощностью несущей волны по схем анодной модуляции.

Это говорит в пользу сеточной модуляции и характеризует размеры модуляторной лампы по сравнению с генераторной.

## § 8. Теоретический расчет сеточной модуляции смещением.

Для лучшего уяснения вышеизложенного остановимся на численном примере. Предположим, что мы имеем генератор, работающий в условиях предельного использования. Возбуждение сетки подается от другого генератора и остается неизменным. Мы же меняем постепенно напряжение смещения и для каждого его значения находим амплитуду первой гармоники и остальные электрические величины. В результате мы должны увидеть, насколько зависимость между амплитудой первой гармоники и напряжением смещения по расчету является величиной

постоянной. Кроме того мы на изучении результатов примера сможем подойти к обоснованию технического расчета генератора при модуляции смещением. Наконец, мы проверим справедливость сказанного нами в § 5 настоящей главы.

Имеем лампу с данными:

Анодное напряжение  $E_a = 1500$  вольт

Напряжение приведения  $E_{a0} = 200$  вольт

Ток насыщения  $I_s = 0,3$  ампер

Крутизна характеристики  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  миллиампер на вольт

Проницаемость сетки  $D = 0,1$

Внутреннее сопротивление  $R_i = 6670$  ом,

Допустимое анодное рассеяние  $P_{ан} = 50$  ватт.

**1. Расчет генератора на предельный режим.** От генератора требуется получить при телеграфном режиме полезную мощность в 75 ватт.

Максимальный импульс  $I_m = \frac{5P}{E_a} = 0,250$  ампер

Критический коэффициент напряжения:

$$\xi = 1 - \frac{I_m}{SE_a(1+D)} - \frac{D}{1+D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a} = 0,887$$

Колебательное напряжение  $V = 0,887 \cdot 1500 = 1330$  вольт

Сопротивление нагрузки  $R_g = \frac{V^2}{2P} = 11,8 \cdot 10^3$  ом

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = \frac{V}{R_g} = 112,8 \cdot 10^{-3}$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = 0,452$

Угол отсечки  $\psi = 74^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,266$

Постоянная составляющая анодного тока  $I_{a0} = \alpha_0 I_m = 66,5 \cdot 10^{-3}$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = 3,03$

Приведенное сопротивление лампы  $R_i' = 20,2 \cdot 10^3$  ом

Амплитуда напряжения возбуждения сетки  $V_c = 360$  вольт

Напряжение смещения  $E_c = 193$  вольта

Проверка критического режима  $1500 - 1330 \cong 360 - 193$

Подводимая мощность  $P_0 = I_{a0} E_a = 99,8$  ватт

Полезная мощность  $P = \frac{1}{2} I_{a1} V = 75$  ватт

Потери на аноде  $P_{ан} = P_0 - P = 24,8$  ватт

Отдача генератора  $\eta = \frac{P}{P_0} = 75\%$ .

**2. Зависимость между изменениями первой гармоники анодного тока и напряжением смещения.** Изложенным выше заканчивается расчет генератора, работающего в условиях предельного использования лампы. При дальнейшем расчете мы считаем напряжение возбуждения, равное  $V_c = 360$  вольт, напряжение питания анода, равное  $E_a = 1500$  вольт и сопротивление нагрузки, равное  $R_g = 11,8 \cdot 10^3$  ом, *постоянными*. Нашей ближайшей целью является выяснение зависимости между изменениями первой гармоники и напряжением смещения. Для этого мы будем задавать значения первой гармоники через определенные интервалы и рассчитывать соответствующие им значения смещения.

Метод расчета проведем полностью для какого-нибудь одного произвольного значения первой гармоники анодного тока, например для 100 миллиампер. Для остальных значений тока ограничимся приведением конечного результата.

Имеем: амплитуда первой гармоники анодного тока равна:  $100 \cdot 10^{-3}$ .

По формуле:  $R'_i = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_g$ , находим приведенное сопротивление:

$R'_i = 24 \cdot 10^3$  ом. Коэффициент приведения сопротивления:  $\alpha_i = 3,6$ .

Угол отсечки  $\psi = 69^\circ$ . Его косинус  $\cos \psi = 0,358$ . Колебательное напряжение  $V = I_{a1} R_g = 1180$  вольт. Напряжение смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = 217 \text{ вольт.}$$

Подобно этому находим:

Амплитуда первой гармоники	Приведенное сопротивление	Коэффициент приведения	Угол отсечки	Напряжение смещения
100 мА	$24 \cdot 10^3$ ом	3,6	$69^\circ$	217 вольт
75 "	$36 \cdot 10^3$ "	5,4	$59^\circ$	270 "
50 "	$60 \cdot 10^3$ "	9,0	$48,5^\circ$	330 "
25 "	$132 \cdot 10^3$ "	19,8	$36,5^\circ$	395 "
0 "	бескон.	бескон.	0	490 "

Напряжение смещения для тока, равного нулю, вычисляется по формуле:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + V_c.$$

Прежде чем обратиться к чертежу, остановимся еще на расчете некоторых других величин, характеризующих модуляцию смещением. Рассчитаем максимальный импульс по формуле:

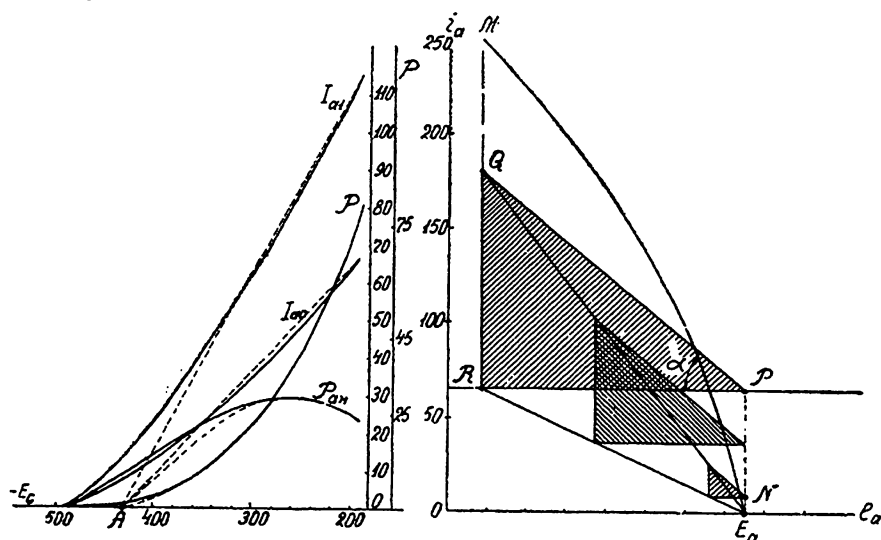
$$I_m = S(V_c - DV)(1 - \cos \psi),$$

постоянную составляющую, сумму первой гармоники и постоянной составляющей, подводимую мощность, полезную мощность — по амплитудам первой гармоники и колебательного напряжения и, наконец, потери на аноде. Имеем:

Амплитуда первой гармоники	Максимальный импульс	Постоянная составляющая	Сумма первой гармоники и постоянной составляющей	Подводимая мощность	Полезная мощность	Потери на аноде
100 мА	233 мА	57 мА	157 мА	85 ватт	59 ватт	26 ватт
75 "	197 "	42 "	117 "	63 "	33 "	30 "
50 "	152 "	27 "	77 "	40,5 "	15 "	25,5 "
25 "	97 "	13,3 "	38,3 "	20 "	3,7 "	16,3 "

Данные приведенных двух расчетов сведены на графиках (см. черт. 233).

Здесь левый чертеж дает представление об изменениях амплитуды первой гармоники, постоянной составляющей анодного тока, полезной



Черт. 233. Теоретический расчет модуляции смещением.

мощности и анодного рассеяния при изменении смещения от 193 до 490 вольт. Остановимся на этом чертеже. Сплошными линиями показаны данные, полученные из расчета. Очевидно, что все четыре кривые пересекаются в общем начале их, т. е. при напряжении смещения, равном 490 вольт, при котором ток через лампу не течет. Но нетрудно видеть, что существует довольно протяженный прямолинейный участок кривой первой гармоники. При продолжении его дальше, до оси абсцисс, мы получаем точку А. Выпрямляя также кривую постоянной составляющей, мы получаем прямую, проходящую через ту же точку. Очевидно, что и кривые полезной и рассеиваемой мощностей должны, при этих условиях, иметь начало в той же точке А. Таким образом, мы приходим к идеализированной картине, показанной пунктирными линиями. Расхождение между обеими картинками не очень велико.



Если бы мы с лампой выбранного нами типа произвели соответствующий опыт, то получили бы данные, по всей вероятности лежащие между расчетными сплошными кривыми и идеализированными линиями, показанными пунктиром. В отдельных случаях практики наблюдения почти точно дают зависимости, показанные пунктиром. Поэтому мы имеем основание считать, что для надобностей установления основных зависимостей, необходимых для технических расчетов, вполне допустимо пользоваться упрощенной картиной, представляемой пунктирными линиями.

Обращаем внимание на форму кривой полезной мощности. Она характеризует быстрое, следующее нелинейному закону, убывание полезной мощности с увеличением смещения. Так, при увеличении смещения с 200 до 300 вольт, т. е. в 1,5 раза, полезная мощность уменьшается с 70 до 22 ватт, т. е. в 3,2 раза. Это необходимо иметь в виду при всевозможных работах с генератором независимого возбуждения в лабораториях.

Далее обращаем внимание на кривую анодных потерь. Она дает, хотя и не резко, но все же несомненно выраженный максимум потерь при смещении около 260—270 вольт. Здесь потери больше, чем при режиме предельной мощности. При максимуме мы имеем потери в 30 ватт, в то время как при режиме предельной мощности потери равны только 25 ватт. Это подтверждает наши выводы о том, что потери на аноде могут быть больше при режиме несущей волны, чем при телеграфном режиме.

Наконец, еще раз указываем, что при идеализированной картине, когда линии первой гармоники и постоянной составляющей являются прямыми, мы могли бы ошибочно сделать вывод о постоянстве угла отсечки. Наш пример показывает достаточно убедительно, что зависимость обоих токов от смещения действительно близка к прямой, в то время как угол отсечки меняется в широких пределах, на много десятков градусов. Это подтверждает сказанное нами в § 5 настоящей главы. Таким образом, считая зависимость между первой гармоникой и напряжением смещения линейной, мы должны, строго говоря, считать обязательно зависимость между постоянной составляющей и напряжением смещения кривой линией. Если же упрощать картину и считать и вторую зависимость линейной, то необходимо помнить, что это есть лишь допуск и что угол отсечки, а вместе с ним и приведенное сопротивление изменяются в широких пределах.

Теперь мы можем обратиться к правому чертежу.

Здесь, в системе координат  $(i_a, e_a)$  показаны линии: максимального импульса  $MN$ , постоянной составляющей  $RN$  и суммы первой гармоники и постоянной составляющей  $QN$ . Точка  $P$  соответствует исходной рабочей точке предельного режима. Здесь постоянная составляющая анодного тока равна  $66,5 \cdot 10^{-3}$  ампер и напряжение на аноде 1 500 вольт. Треугольник  $PQR$  определяет полезную мощность, отдаваемую при этом режиме генератором. Наклон прямой  $PQ$  связан с сопротивлением нагрузки лампы известным соотношением:

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{V}{I_{a1}} = R_s.$$

При постепенном увеличении напряжения смещения убывают как максимальный импульс, так и оба интересующих нас тока — первая гармоника и постоянная составляющая. При этом, как нетрудно видеть, это убывание происходит почти по прямым линиям. Однако еще раз обращаем внимание на то, что прямыми эти линии не могут быть по самой сути дела. Но приближаться к прямым они могут сколь угодно близко. Очевидно, что все три линии должны сойтись в точке  $N$ , соответствующей анодному напряжению, равному 1500 вольт и нулевому значению максимального импульса. Так как при увеличении смещения амплитуда первой гармоники и колебательное напряжение убывают пропорционально, причем коэффициентом пропорциональности является сопротивление нагрузки генератора, то не показанная нами на чертеже линия зависимости уменьшения первой гармоники должна быть безусловно прямой, проходящей через точку  $N$ . Но при линейном убывании первой гармоники постоянная составляющая не может меняться линейно, если угол отсечки меняется. Следовательно, линия  $RN$ , а также и сумма отрезков первой гармоники и постоянной составляющей, выражаемая линией  $QN$ , являются кривыми, хотя и весьма похожими на прямые. Для некоторых расчетов можно, как мы уже говорили выше, считать обе линии  $RN$  и  $QN$  прямыми, помня, что это есть упрощение и что это вовсе не значит, что угол отсечки неизменен.

При постепенном увеличении напряжения смещения полезная мощность уменьшается, причем треугольники, выражающие эту мощность на правом чертеже, скользят своими вершинами по „прямым“  $QN$  и  $RN$  и по прямой  $PN$ .

Сказанное выше показывает законы изменения всех величин при увеличении напряжения смещения. На основе полученных представлений можно подойти к обоснованию расчета генератора при модуляции смещением.

**3. Обоснование метода расчета модуляции смещением.** Предположим, что нам необходимо рассчитать работу генератора, отдающего телеграфную мощность в 75 ватт и работающего с глубиной модуляции в 75% при модуляции изменением напряжения смещения.

Расчет генератора на предельный режим остается в силе. Из него мы имеем: сопротивление нагрузки, равное  $R_i = 11,8 \cdot 10^3$  ом и амплитуду напряжения возбуждения сетки, равную  $V_c = 360$  вольт. Кроме того все данные предельного режима являются исходными для дальнейшего расчета.

Рассчитаем *данные режима несущей волны*:

Амплитуда первой гармоники несущей волны  $\frac{112,8}{1,75} = 64,4 \cdot 10^{-3}$  ампер

Приведенное сопротивление режима несущей волны

$$R'_i = \frac{\mu V_c}{I_{a1}} - R_s = \frac{10 \cdot 360}{64,4} 10^3 - 11,8 \cdot 10^3 = 44,0 \cdot 10^3 \text{ ом}$$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = \frac{44,0}{6,67} = 6,6$

Угол отсечки  $\psi = 54,3^\circ$ ;  $\cos \psi = 0,583$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,362$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,197$

Максимальный импульс  $I_m = \frac{I_{a1}}{\alpha_1} = 178 \cdot 10^{-3}$  ампер

Колебательное напряжение  $V = I_{a1} R_s = 760$  вольт

Напряжение смещения режима несущей волны

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = 296 \text{ вольт}$$

Полезная мощность  $P = 0,5 I_{a1} V = 0,5 \cdot 64,4 \cdot 0,76 = 24,5$  ватта

Подводимая мощность  $P_o = I_{oa} E_a = 35,1 \cdot 1,5 = 52,7$  ватта

Анодное рассеяние  $P_{an} = 52,7 - 24,5 = 28,2$  ватта

Отдача генератора при несущей волне  $\eta = \frac{P}{P_o} = 46,5\%$ .

Таким образом, для перехода на режим несущей волны необходимо увеличить напряжение смещения до 296 вольт, причем внешним показателем достижения этого режима будет, кроме показания вольтметра на органе смещения, показание прибора постоянного тока, который должен дать отсчет в 35 миллиампер (постоянная составляющая, равна  $0,197 \cdot 0,178 = 0,035$  ампер). Если бы мы считали, что постоянный ток меняется линейно, то получили бы для режима несущей волны ток, равный  $66,5 : 1,75 = 38 \cdot 10^{-3}$  ампер. Это число мало отличается от рассчитанного нами ( $35 \cdot 10^{-3}$ ). Поэтому ошибка здесь очень невелика. Подобно этому и отдача оказалась бы не 46,5%, а 43%, что тоже роли не играет. Однако, полагая угол отсечки постоянным и равным углу отсечки предельного режима ( $74^\circ$ ), мы получили бы из расчета совершенно неверное значение для напряжения смещения режима несущей волны, а именно 208 вольт, вместо требуемых 296. Здесь ошибка громадна. Таким образом, этот пример еще раз показывает, где можно и где нельзя считать зависимость между постоянной составляющей и смещением линейной.

Итак мы определили данные режима несущей волны. Из них мы видим, что для осуществления модуляции смещением необходимо подавать на сетку нашего генератора напряжение смещения, меняющееся с низкой частотой и имеющее амплитуду, равную разнице между смещениями предельного режима (193 вольт) и смещением несущей волны (296 вольт), т. е. амплитуду, равную 103 вольт. Это есть искомое приращение смещения. Следовательно, в нашем примере во время модуляции напряжение смещения меняется по закону:

$$e_c = 296 + 103 \cos \Omega t.$$

Теперь мы можем легко определить данные режима *минимальной мощности*.

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1m} = I_{a1} (1 - M) = 16,1 \cdot 10^{-3}$  ампер

Колебательное напряжение  $V_m = V (1 - M) = 190$  вольт

Приведенное сопротивление  $R_i^1 = \frac{\mu V_c}{I_{a1m}} - R_s = 212 \cdot 10^3$  ом

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_1 = 31,8$

Угол отсечки  $\psi = 31^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,118$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,222$

Максимальный импульс  $I_m = \frac{I_{a1}}{\alpha_1} = 72,5 \cdot 10^{-3}$  ампер

Постоянная составляющая  $I_{a0} = \alpha_0 I_m = 8,6 \cdot 10^{-3}$

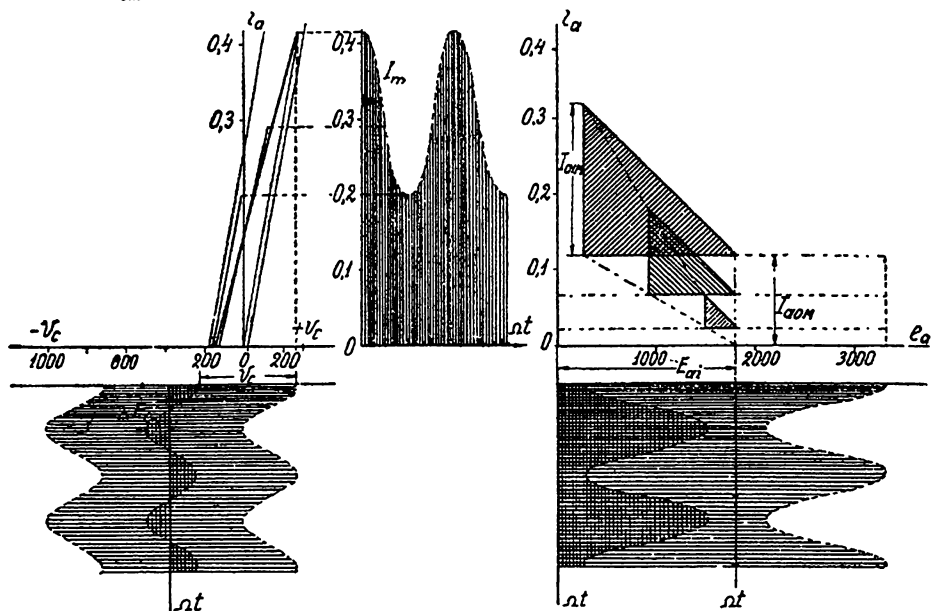
Полезная мощность  $P = \frac{1}{2} I_{a1} V = 1,53$  ватт

Подводимая мощность  $P_0 = 1500 \cdot 8,6 \cdot 10^{-3} = 12,9$  ватт

Потери на аноде  $P_{an} = P_0 - P = 11,37$  ватт

Отдача  $\eta = \frac{P}{P_0} = 11,9\%$ .

Напряжение смещения, считая, что модуляционная характеристика прямая,  $E_{cm} = 296 + 103 = 399$  вольт.



Черт. 234. Наглядное представление работы генераторной лампы при модуляции смещением.

Режим минимальной мощности особого интереса не представляет, так как на нем никогда работа не протекает длительное время. Поэтому мы на нем больше не будем останавливаться.

На правом рисунке черт. 234 показаны три треугольника полезной мощности, соответствующие трем разобранным нами режимам работы генератора.

Переходим к режиму телефонному. При телефонном режиме мы имеем дело со средними величинами за период низкой частоты. Все они были определены нами выше в § 1.

*Телефонный режим.*

Полезная мощность  $P_z = [1 + 0,5 \cdot (0,75)^2] 24,5 = 31,5$  ватт

Подводимая мощность  $P_0 = I_{a0} E_a = 52,7$  ватт

Потери на аноде  $P_{ак} = P_0 - P_z = 21,2$  ватт

Отдача  $\eta = \frac{P_z}{P_0} = \frac{31,5}{52,7} = 59,8\%$

Таким образом мы выполнили полный расчет работы нашего генератора при модуляции смещением.

## § 9. Технические расчеты сеточной модуляции.

### Пример 1.

Требуется рассчитать генератор, работающий по схеме модуляции смещением и имеющий мощность несущей волны, равную 50 ватт. Глубина модуляции должна быть 73%. Схема должна работать на лампах с параметрами: анодное напряжение 1800 вольт, напряжение приведения  $E_{a0} = 200$  вольт, крутизна  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  ампер на вольт, проницаемость  $D = 0,1$ , внутреннее сопротивление  $R_i = 6670$  ом. Ток насыщения  $I_s = 0,500$  ампер, допустимое анодное рассеяние 75 ватт.

Расчет. Телеграфная мощность равна  $P_M(1 + 0,73)^2 \cdot 50 = 150$  ватт

Максимальный импульс  $I_{mM} = \frac{5P_M}{E_a} = 0,417$  ампер

Вероятные потери на аноде при предельном режиме и при отдаче генератора в 75%:  $P_{ак} = 150 \cdot \frac{1 - 0,75}{0,75} = 50$  ватт

Вероятные потери на аноде при режиме несущей волны, при отдаче равной  $\frac{0,75}{1,73} = 0,43$ ;  $P_{ак} = 50 \cdot \frac{1 - 0,43}{0,43} = 66$  ватт.

На основании этих данных выбираем одну лампу указанного выше типа.

Коэффициент критического напряжения при предельном режиме:

$$\xi = 1 - \frac{I_{mM}}{SE_a(1 + D)} - \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a} = 0,849 = \sim 0,85$$

Колебательное напряжение  $V_M = 0,85 \cdot 1800 = 1530$  вольт

Предельное сопротивление нагрузки:  $R_s = \frac{V_M^2}{2P} = 7800$  ом

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1M} = \frac{V_M}{R_s} = \frac{1530}{7800} = 0,196$  ампер

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_{1M} = \frac{0,196}{0,417} = 0,471$

Угол отсечки  $\phi_M = 79^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_{oM} = 0,285$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_{im} = 2,65$

Приведенное сопротивление  $R'_{in} = 2,65 \cdot 6670 = 17,7 \cdot 10^3 \text{ ом}$

Амплитуда напряжения возбуждения сетки  $V_c = 0,1 \cdot 196 \cdot 25,5 = 500 \text{ вольт}$

Напряж. смещения  $E_c = 0,1(1800 - 200) + (500 - 0,1 \cdot 1530) = 0,191 = 228 \text{ вольт}$

Постоянная составляющая  $I_{a0M} = 0,285 \cdot 0,417 = 0,119 \text{ ампер}$

Подводимая мощность  $P_{oM} = 1800 \cdot 0,119 = 214 \text{ ватт}$

Потери на аноде при телеграфном режиме  $P_{an} = 214 - 150 = 64 \text{ ватт}$

Отдача при телеграфном режиме  $\eta = \frac{150}{214} = 70\%$

Расчет режима несущей волны.

Полезная мощность, согласно заданию,  $P = 50 \text{ ватт}$

Коэффициент использования анодного напряжения  $\frac{0,85}{1,73} = 0,491$

Колебательное напряжение  $V = 0,491 \cdot 1800 = 882 \text{ вольт}$

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = \frac{0,196}{1,73} = 0,113 \text{ ампер}$

Приведенное сопротивление  $R'_i = \left( \frac{5000}{113} - 7,8 \right) \cdot 10^3 = 36,4 \cdot 10^3 \text{ ом}$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = 5,47$

Угол утечки  $\psi = 59^\circ$

Напряжение смещения  $E_c = 160 + 212 = 372 \text{ вольт}$

Приращение напряжения смещения  $\Delta E_c = 372 - 228 = 144 \text{ вольт}$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,387$

Максимальный импульс  $I_m = \frac{0,113}{0,387} = 0,293 \text{ ампер}$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0 = 0,215$

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,215 \cdot 0,293 = 0,063 \text{ ампер}$

Подводимая мощность  $P_0 = 0,063 \cdot 1800 = 113 \text{ ватт}$

Потери на аноде  $P_{an} = 113 - 50 = 63 \text{ ватт}$

Отдача генератора  $\eta = \frac{50}{113} = 44,2\%$

Отсюда заключаем, что минимальное значение амплитуды первой гармоники во время модуляции равно (так как приращение амплитуды первой гармоники равно  $196 - 113 = 83 \text{ миллиампер}$ )  $113 - 83 = 30 \text{ миллиампер}$ . Наибольшее отрицательное значение напряжения смещения равно  $372 + 144 = 516 \text{ вольт}$ . Другие данные режима минимальной мощности никакого интереса не представляют.

Телефонный режим.

Полезная мощность  $P_r = 50(1 + 0,5 \cdot 0,73^2) = 63 \text{ ватт}$

Подводимая мощность  $P_0 = 113 \text{ ватт}$

Потери на аноде  $P_{an} = 113 - 63 = 50 \text{ ватт}$

Отдача  $\eta = \frac{63}{113} = 56\%$

По этим данным выполнено построение на черт. 234.

Для лучшего уяснения построений на черт. 234 полезно иметь в виду, что основные электрические величины в данном примере меняются по закону:

Первая гармоника анодного тока  $i_{a1} = 0,113(1 + 0,73 \cos \Omega t) \cos \omega t$

Колебательное напряжение  $v = 882(1 + 0,73 \cos \Omega t) \cos \omega t$

Напряжение на аноде  $e_a = 1800 - 882(1 + 0,73 \cos \Omega t) \cos \omega t$ ;

оно имеет максимальное значение при  $\cos \omega t = -1$  и  $\cos \Omega t = +1$ , равное:

$$e_{a \max} = 1800 + 882 \cdot 1,73 = 3330 \text{ вольт};$$

оно имеет минимальное значение при  $\cos \omega t = +1$  и  $\cos \Omega t = +1$  равное:

$$e_{a \min} = 1800 - 1530 = 270 \text{ вольт}$$

Напряжение на сетке меняется по закону:  $v_c = 500 \cos \omega t - 372 + 114 \cos \Omega t$ ;

оно имеет наибольшее положительное значение при  $\cos \omega t = +1$  и  $\cos \Omega t = +1$ , равное:

$$500 - 372 + 114 = 242 \text{ вольт};$$

оно имеет наибольшее отрицательное значение при  $\cos \omega t = -1$  и  $\cos \Omega t = -1$ , равное:

$$-500 - 372 - 114 = 986 \text{ вольт.}$$

### Пример 2.

Требуется произвести расчет передатчика, работающего на лампах с параметрами: анодное напряжение  $E_a = 12000$  вольт, напряжение приведения  $E_{a0} = 6000$  вольт, коэффициент усиления  $\mu = 30$ , внутреннее сопротивление  $R_i = 3750$  ом, ток насыщения  $I_s = 10$  ампер, допустимое анодное рассеяние  $P_{an} = 10$  квт, крутизна  $S = 8 \cdot 10^{-3}$  ампер на вольт.<sup>1</sup>

Телеграфная мощность  $P_M = 30$  квт.

Коэффициент модуляции 73%.

Расчет.

а) Выбор количества ламп.

$$\text{Максимальный импульс } I_{mM} = \frac{5 \cdot 30000}{12000} = 12,5 \text{ ампер.}$$

Вероятные потери на аноде при телеграфном режиме и при отдаче в 70%:  $30 \frac{1 - 0,7}{0,7} = \sim 13$  квт. Вероятные потери на аноде при режиме несущей волны, при заданной глубине модуляции в 73%, так как  $\eta = \frac{0,7}{1,73} = 0,4$  и  $P = P_M (1 + M)^2 = 10$  квт:

$$P_{an} = 10 \frac{1 - 0,4}{0,4} = 10 \cdot 1,5 = 15 \text{ квт.}$$

Следовательно, как по максимальному импульсу, так и по вероят-

<sup>1</sup> См. литературу к главе XVII (II 7).

ным анодным потерям необходимо взять две лампы указанного типа.  
Для двух ламп имеем:

Крутизна  $S = 16 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Внутреннее сопротивление  $R_i = 1875$

Допустимое рассеяние 20 квт.

Ток насыщения 20 ампер.

*б) Расчет телеграфного режима.*

Максимальный импульс  $I_{mM} = \frac{5P_M}{E_a} = 12,5$  ампер

Коэффициент критического режима  $\xi = 0,92$

Колебательное напряжение  $V_M = 0,92 \cdot 12\,000 = 11\,000$  вольт

Сопротивление нагрузки  $R_s = \frac{(11\,000)^2}{60 \cdot 10^3} = 2000$  ом

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1M} = \frac{11\,000}{2000} = 5,5$  ампер

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_{1M} = \frac{5,5}{12,5} = 0,44$

Угол отсечки  $\psi = 72^\circ$

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_{oM} = 0,26$

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_{im} = 3,2$

Приведенное сопротивление  $R'_{im} = 3,2 \cdot 1875 = 6000$  ом

Напряжение возбуждения сетки  $V_c = DI_{a1M}(R'_{im} + R_s) = 1470$  вольт

Напряжение смещения:  $E_c = 0,033 \cdot 6000 + (1470 - 370)0,309 = 540$  вольт

Проверка критического режима:  $12\,000 - 11\,000 \cong 1\,470 - 540$

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,26 \cdot 12,5 = 3,25$  ампер

Подводимая мощность  $P_{oM} = 12\,000 \cdot 3,25 = 39$  квт

Отдача генератора при телеграфном режиме  $\eta = \frac{30}{39} = 77\%$

Потери на анодах ламп  $P_{ак} = 39 - 30 = 9$  квт

На этом заканчиваем расчет телеграфного режима.

*в) Расчет режима несущей волны.*

Амплитуда первой гармоники  $I_{a1} = \frac{5,5}{1,73} = 3,18$  ампер

Приведенное сопротивление  $R'_i = \frac{30 \cdot 1470}{3,18} - 2000 = 11\,900$  ом

Коэффициент приведения сопротивления  $\alpha_i = \frac{11900}{1875} = 6,35$

Угол отсечки  $\psi = 55^\circ$

Коэффициент первой гармоники  $\alpha_1 = 0,367$

Максимальный импульс  $I_m = \frac{3,18}{0,367} = 8,66$  ампер

Коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_o = 0,200$

Постоянная составляющая  $I_{a0} = 0,2 \cdot 8,66 = 1,73$  ампер



Колебательное напряжение  $V = 3,18 \cdot 2000 = 6360$  вольт  
 Напряжение смещения:  $E_c = 200 + (1470 - 210)0,574 = 923$  вольт  
 Приращение напряжения смещения  $\Delta E_c = 923 - 540 = 383$  вольт  
 Подводимая мощность  $P_0 = 12000 \cdot 1,73 = 20,8$  кВт.  
 Полезная мощность  $P = 0,5 \cdot 3,18 \cdot 6360 = 10$  кВт  
 Потери на аноде  $P_{ан} = 20,8 - 10 = 10,8$  кВт

$$\text{Отдача } \eta = \frac{10}{20,8} = 48\%$$

г) Режим минимальной мощности.

Наибольшее значение напряжения смещения  $E_{сМ} = 923 + 383 = 1306$  вольт

Наименьшее значение амплитуды первой гармоники  $I_{a1m} = 3,18 - 2,32 = 0,86$  ампер

Наименьшее значение колебательного напряжения:  $V_m = 2000 \cdot 0,86 = 1720$  вольт.

в) Телефонный режим.

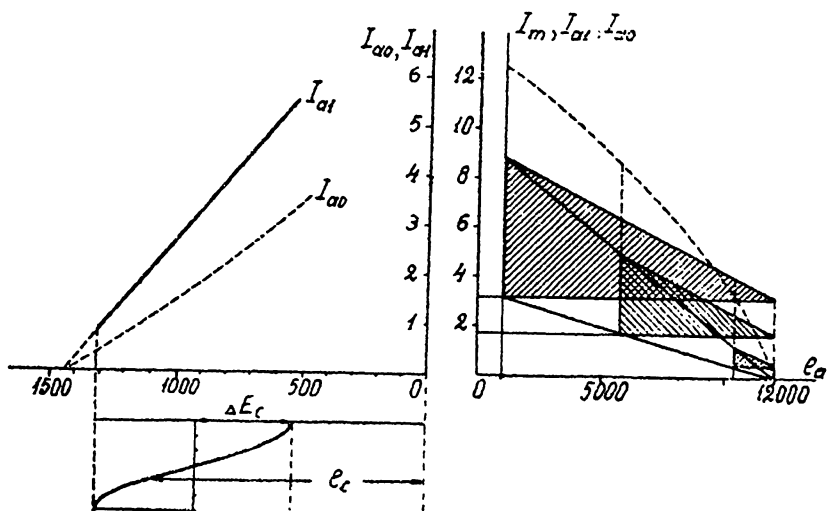
Полезная мощность  $P_c = 10(1 + 0,5 \cdot 0,73^2) = 12,66$  кВт

Подводимая мощность  $P_0 = 20,8$  кВт

$$\text{Отдача: } \eta_c = \frac{12,66}{20,8} = 61\%$$

Потери на аноде  $P_{ант} = 8,14$  кВт.

Результаты расчета показаны на черт. 235.



Черт. 235. Модуляция смещением при полезной мощности на несущей волне в 10 кВт.

## § 10. Литература о сеточной модуляции.

I. О сеточной модуляции с самовозбуждением.

1. Heising, R. A., Модуляция в радиотелефонии. Журнал PIRE, том IX, № 4, август 1921, стр. 305 — 353.
2. Mauz und Zepnesck, Журнал Jahrbuch f. Hochfr., том XXI, № 1, 1922.

3. Григорьева, А., Исследование некоторых схем модуляции в радиотелефонных станциях. ТиБП, № 25, июль 1924, стр. 245 — 259.
4. Culver, C. A., Улучшенный способ модуляции в радиотелефонии. Журнал P.I.R.E., том II, № 5, окт. 1923, стр. 479 — 493. Дискуссия по статье: стр. 493 — 495 и ответ Хисинга в том же журнале, том XII, № 1, февраль 1924, стр. 83 — 89.
5. Lubszynski, G., Сеточная модуляция самовозбуждающегося лампового генератора. Журнал ZfH, том XXVII, № 2, стр. 33 — 46, 1926.
6. Григорьева, А., Исследование схемы модуляции микрофонным трансформатором на сетке генераторной лампы. ТиБП, том VIII, № 4 (43), август 1927, стр. 398 — 411.

## II. О сеточной модуляции при самовозбуждении.

1. Schäffer, W., Радиовещательные передатчики. Журнал Telef. Zeitung, № 37, VII, июль 1924, стр. 11 — 28.
2. Meyer, W., Передатчик „Германия“ около Кевингсвустергаузена. Журнал Telef. Z-g, № 48/49, IX, январь 1928, стр. 69 — 89.
3. Я. Схема модуляции фирмы Телефункен. Война и техника, стр. 150, № 1, 1928.
4. Clyde K. Keith., Модулятор сеточного тока. Журнал Radio En-g, том VIII, № 11, ноябрь 1928, стр. 19 — 21.
5. Peterson and Keith., Модуляция сеточного тока. Журнал BSTJ, январь 1928, том VII, № 1, стр. 106 — 139.
6. Смирнов, Н. Д., Разбор схем радиотелефонных передатчиков с модуляцией на сетке. ТиБП, том X, № 5(56), окт. 1929, стр. 448.
7. Кляцкин, И. Г. и Минц, А. Л., Основания для расчета модуляции на сетке. ТиБП, том X, № 1(52), февраль 1929, стр. 16 — 32 и № 4(55), август 1929, стр. 310 — 331.
8. Зейтленок, Г. А., Перенапряжения на источнике питания при модуляции на сетку радиотелефонных передатчиков. Вестник эл-ки, № 2, 1931, стр. 43 — 45.
9. Асипа, Р. I., Несколько замечаний о модуляции Шефера. Журнал QST. Franc. 1931, № 86, май, стр. 44 — 46.

## ГЛАВА XVIII.

# УСИЛЕНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ.

## § 1. Введение.

Выше мы изучили различные способы модуляции, исходя из классификации, данной в § 5 главы XIV. Там мы указали на существование способа модуляции, при котором остаются постоянными напряжение на аноде и напряжение смещения сетки, а *изменяется амплитуда напряжения возбуждения сетки*. Этот способ модуляции мы называли способом сеточной модуляции при постоянном смещении.

Однако не всегда при указанных условиях, т. е. при постоянных напряжениях анода и смещения и при изменении амплитуды напряжения возбуждения сетки, происходит модуляция в буквальном смысле слова. Мы усвоились понимать под словом модуляция методы изменений с низкой частотой существующих независимо от этого колебаний высокой частоты. Поэтому мы выделяем и рассматриваем в настоящей главе отдельно усиление уже модулированных колебаний, подаваемых на сетку мощного каскада передатчика. При этом модуляция по любому способу выполнена в одном из предшествующих каскадов.

Усиление модулированных колебаний имеет сходство с модуляцией в том отношении, что оно должно происходить тоже без искажений, т. е. должна существовать линейная зависимость между изменениями

амплитуды напряжения возбуждения сетки мощного каскада и изменениями амплитуды колебательного тока. Это требование может быть выполнено при соблюдении некоторых условий, к рассмотрению которых мы и перейдем.

Проще всего было бы работать с отсечкой в  $180^\circ$ . Но очевидно, что при этом отдача была бы очень низка и пришлось бы считаться с громадными потерями на анодах мощного каскада. Поэтому необходимо выбрать такой режим работы мощного каскада, при котором, во-первых, не получалось бы искажений и, во-вторых, усиление происходило бы с величиной отдачи, обычно требуемой от ламповых генераторов.

## § 2. Возможные режимы работы мощного каскада.

Итак, при усилении модулированных колебаний мы имеем:  $E_c = \text{const}$  и  $E_a = \text{const}$ . Амплитуда же напряжения возбуждения сетки изменяется с низкой частотой, по закону:  $V_c(1 + M \cos \Omega t)$ .

Следовательно, изменение напряжения возбуждения сетки происходит по формуле:

$$V_c(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (1)$$

Нашей ближайшей задачей является обеспечение получения линейной зависимости между изменениями амплитуды напряжения возбуждения сетки и амплитудой первой гармоники. При работе незатухающими колебаниями зависимость между амплитудой напряжения возбуждения сетки и амплитудой первой гармоники определяется уравнением:

$$V_c = DI_{a1}(R'_i + R_s). \quad (2)$$

Желая иметь неискаженное усиление модулированного напряжения на сетке, мы должны выполнить условие:

$$V_c(1 + M \cos \Omega t) = DI_{a1}(1 + M \cos \Omega t)(R'_i + R_s), \quad (3)$$

где множитель  $(R'_i + R_s)$  во время работы мощного усилителя не должен изменяться. Так как сопротивление нагрузки очевидно остается постоянным, то необходимо, чтобы приведенное сопротивление генераторной лампы во время усиления не менялось, т. е. величина

$$R'_i = R_i \frac{2\pi}{2\psi - \sin 2\psi} \quad (4)$$

должна оставаться постоянной, а, следовательно, не должен изменяться угол отсечки анодного тока  $\psi$ . Это весьма важный вывод. Рассмотрим выражение для напряжения смещения:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi. \quad (5)$$

Согласно определению изучаемого метода работы генератора напряжение смещения должно поддерживаться постоянным, следовательно:

$$D(E_a - E_{a0}) + (V_c - DV) \cos \psi = \text{const}. \quad (6)$$

Вместе с тем, согласно сказанному выше, косинус угла отсечки тоже не меняется. Но амплитуды напряжения возбуждения сетки и колеба-

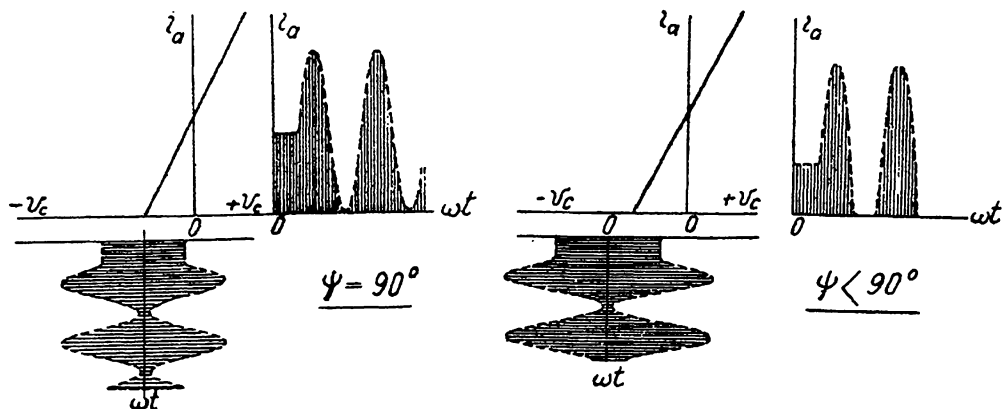
тельного напряжения меняются с низкой частотой, т. е. множитель  $(V_c - DV)$  во время работы лампы меняется. Следовательно, для удовлетворения требования постоянства напряжения смещения необходимо, чтобы:

$$(V_c - DV) \cos \psi = 0, \text{ т. е. } \cos \psi = 0,$$

т. е. чтобы работа происходила при постоянном угле отсечки, равном  $90^\circ$ . Тогда напряжение смещения равно:

$$E_c = D(E_a - E_{a0}) \quad (7)$$

На черт. 236 представлены условия усиления модулированных колебаний, причем мощный усилитель работает с отсечкой в  $90^\circ$ . Так как



Черт. 236. Усиление модулированных колебаний при отсечке в  $90^\circ$ .

Черт. 237. Усиление модулированных колебаний при отсечке, меньшей  $90^\circ$ .

угол отсечки остается постоянным, то максимальный импульс изменяется вместе с амплитудой первой гармоники по закону:

$$I_m(1 + M \cos \Omega t). \quad (8)$$

По тому же закону меняется и постоянная составляющая анодного тока:

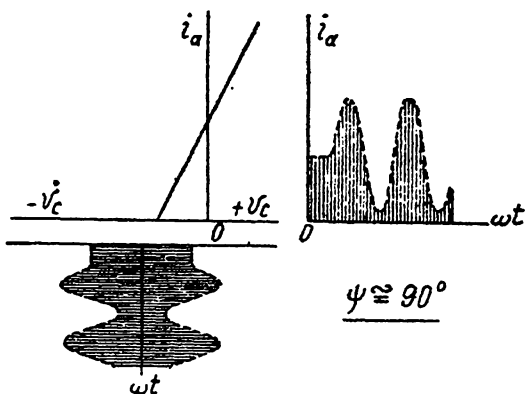
$$I_{a0}(1 + M \cos \Omega t). \quad (9)$$

Очевидно, что амплитуда колебательного тока, пропорционального первой гармонике, изменяется пропорционально изменениям амплитуды напряжения возбуждения сетки, и, следовательно, никаких искажений не происходит. Ниже мы остановимся подробнее на изучении условий работы мощного усилителя при постоянной отсечке в  $90^\circ$ . Теперь же рассмотрим на простейших примерах причины недопустимости работы при других режимах.

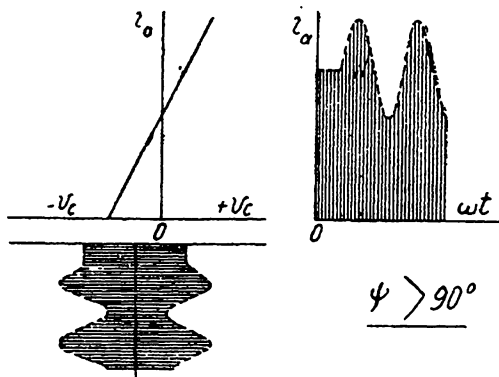
Предположим, что мы хотели бы работать с отсечками меньшими, чем  $90^\circ$ . Подобный случай представлен на черт. 237. Рассматривая черт. 237, легко видеть, что здесь отсечка не остается постоянной во время усиления, а следовательно появление искажений неизбежно. Но необходимо помнить, что нижняя часть рабочей характеристики лампы

не прямолинейна и что в наших выводах мы всегда оговаривались, что они строги при всех условиях, кроме условий работы лампы с малым анодным током, т. е. вблизи от нижнего загиба. Следовательно, можно ожидать, что благодаря существованию криволинейности в нижней части характеристики будет введена некоторая поправка в наши выводы в том смысле, что наимыгоднейшим углом отсечки окажется некоторый угол, весьма близкий, но не равный точно  $90^\circ$ , и что отсутствие искажений будет обеспечено не при строгом постоянстве угла отсечки, а при небольшом его изменении около  $90^\circ$ . Поэтому нет необходимости добиваться с педантической строгостью угла отсечки в  $90^\circ$ . Обычно вполне удовлетворительное усиление получается и при углах в  $85-95^\circ$ .

При работе с отсечками меньшими, чем  $90^\circ$ , искажений не получается, если углы отсечки близки к  $90^\circ$ . При этом, как легко видеть из рассмотрения черт. 238, в анодной цепи глубина модуляции оказывается большей, чем в цепи сетки. Таким образом, при соответствующем выборе режима работы



Черт. 238. Увеличение глубины модуляции анодного тока по сравнению с изменениями напряжения возбуждения при отсечке, меньшей  $90^\circ$ .



Черт. 239. Усиление модулированных колебаний при отсечке, большей  $90^\circ$ .

мощного усилителя можно добиться значительного увеличения глубины модуляции, доведя ее, при желании, до 100%. Однако при этом, очевидно, существует опасность введения искажений. Кроме того при этом уменьшается амплитуда тока несущей волны и мощность передатчика на несущей волне. Последнее невыгодно, так как при этом ухудшаются условия детектирования при приеме. Необходимо помнить, что наилучший эффект дают при приеме мощные и глубоко модулированные колебания. Одинаково бесполезно пытаться работать с большой мощностью и малой глубиной модуляции, как с малой мощностью и большой глубиной модуляции. Но область помехи радиотелефонного передатчика, работающего с глубокой модуляцией, почти совпадает с областью его полезной работы, как мы указывали уже выше. Поэтому к повышению глубины модуляции необходимо стремиться всегда. Возвращаясь к нашему примеру повышения глубины модуляции за счет

работы с отсечками, меньшими  $90^\circ$ , и за счет уменьшения мощности несущей волны, отметим, что путем последующего усиления колебаний, модулированных до 100%, при отсечке в  $90^\circ$ , можно добиться получения как достаточно мощных, так и глубоко модулированных колебаний.

Этим широко пользуются в Америке, где указанный способ работы за последнее время возведен в стандарт.

Рассмотрим работу усилителя при отсечке большей  $90^\circ$ . Подобные условия представлены на черт. 239. При этом отсечка не может оставаться постоянной, а следовательно неизбежно должны появиться искажения. Кроме того глубина модуляции при этом способе работы оказывается в анодной цепи меньшей, чем в цепи сетки, что лишено всякого смысла. Поэтому в подобных условиях работать не следует.

Наконец, при работе с отсечкой в  $180^\circ$  имеются идеальные условия для отсутствия искажений, но потери на анодах становятся очень большими. Глубина модуляции при этом тоже уменьшается. В подобных условиях генераторы большой мощности никогда не работают.

### § 3. Работа мощного усилителя с отсечкой в $90^\circ$ .

Итак, мы установили, что для обеспечения отсутствия искажений мощный усилитель должен работать с постоянным углом отсечки анодного тока в  $90^\circ$ . Рассмотрим подробнее его работу в этих условиях.

Во время усиления модулированного напряжения сетки амплитуда колебательного напряжения изменяется пропорционально изменениям амплитуды первой гармоники, т. е. по закону:

$$V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (10)$$

Следовательно, мгновенное значение анодного напряжения равно:

$$e_a = E_a - V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (11)$$

Так как напряжение, подаваемое источником питания анода, остается постоянным, то коэффициент использования анодного напряжения меняется с низкой частотой. Он имеет наибольшее значение, равное:

$\frac{V(1+M)}{E_a}$ , и наименьшее значение, равное:  $\frac{V(1-M)}{E_a}$ . Следовательно,

желая, чтобы усиление происходило при недонапряженном режиме, необходимо, чтобы режим был критическим при наибольшем значении амплитуды колебательного напряжения. Тогда он при всех меньших значениях амплитуды колебательного напряжения будет недонапряженным. Усиление модулированных колебаний должно происходить при недонапряженном режиме. В противном случае форма импульсов анодного тока будет изменяться во время усиления, и, несмотря на постоянство угла отсечки, в анодной цепи появятся гармоники, отсутствующие в подаваемом на сетку усилителя напряжении. Однако требование работы с критическим режимом при пиковой мощности вынуждает иметь сильно недонапряженный режим при несущей волне, почему отдача усилителя не может быть сделана высокой. Это очевидно, так

как работа происходит с отсечкой в  $90^\circ$ , следовательно при пиковой мощности она не может быть больше

$$0,5 \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi = 0,5 \cdot 1,57 \cdot \xi \approx 0,8.$$

Следовательно, при режиме несущей волны, когда коэффициент использования анодного напряжения уменьшается в  $(1 + M)$  раз, отдача не может быть выше:

$$\frac{0,8}{1 + M}, \text{ т. е. при } M = 1 \quad \eta < 0,4.$$

Практически коэффициент полезного действия мощного усилителя на несущей волне бывает порядка 30—35%. Его можно немного увеличить, работая с отсечками немного меньшими, чем  $90^\circ$ , но выгода от этого получается не более 2—3%. Поэтому потери на анодах генераторных ламп достигают больших значений. Действительно, потери на анодах равны:  $P_{ан} = P \frac{1 - \eta}{\eta}$ . При отдаче в 30% потери на анодах

превосходят полезную мощность в  $\frac{1 - 0,3}{0,3} = 2,3$  раза. На это аноды должны быть рассчитаны.

Рассмотрим потери на анодах подробнее.

Мы знаем, что при остроконечном импульсе уравнение анодного тока равно:

$$i_a = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \psi}{1 - \cos \psi}. \quad (12)$$

В нашем случае отсечка равна  $90^\circ$ , почему анодный ток подчиняется закону:  $i_a = I_m \cos \omega t$ . Во время усиления модулированных колебаний максимальный импульс анодного тока меняется пропорционально изменениям амплитуды напряжения возбуждения сетки, следовательно, мгновенное значение анодного тока равно:

$$i_a = I_m (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (13)$$

Так как мгновенное значение анодного напряжения равно:

$$e_a = E_a - V(1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t, \quad (14)$$

то мгновенные потери на аноде мощного усилителя подчиняются зависимости:

$$i_a e_a = E_a I_m [1 - \xi (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t] (1 + M \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (15)$$

Следовательно, средние потери за период высокой частоты равны:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \int_0^\psi i_a e_a d\omega t &= \frac{1}{\pi} E_a I_m (1 + M \cos \Omega t) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \omega t d\omega t - \\ &- \frac{1}{\pi} \xi E_a I_m (1 + M \cos \Omega t)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \omega t d\omega t. \end{aligned} \quad (16)$$

Выполняя интегрирование, получаем:

$$\frac{1}{\pi} E_a I_m (1 + M \cos \Omega t) - 0,25 \cdot V I_m (1 + M \cos \Omega t)^2. \quad (17)$$

Здесь первое слагаемое выражает изменяющуюся с низкой частотой мощность, подводимую к мощному усилителю. Так как анодное напряжение остается постоянным, то в составе изменяющейся подводимой мощности меняется только постоянная составляющая анодного тока, причем коэффициент постоянной составляющей  $\alpha_0$  при отсечке  $90^\circ$  равен  $1/\pi$ . Следовательно, первое слагаемое можно представить в другом виде, а именно:

$$\frac{1}{\pi} E_a I_m (1 + M \cos \Omega t) = P_0 (1 + M \cos \Omega t). \quad (18)$$

Второе слагаемое выражает изменяющуюся с низкой частотой полезную мощность генератора. Здесь как колебательное напряжение, так и первая гармоника имеют амплитуды, меняющиеся по закону:

$$V (1 + M \cos \Omega t) \text{ и } I_{a1} (1 + M \cos \Omega t),$$

а так как отсечка равна  $90^\circ$ , то коэффициент первой гармоники равен  $\alpha_1 = 0,5$ , и поэтому второе слагаемое может быть представлено в следующем виде:

$$0,25 V I_m (1 + M \cos \Omega t)^2 = P (1 + M \cos \Omega t)^2, \quad (19)$$

так как здесь произведение:  $0,5 \cdot 0,5 \cdot V \cdot I_m$  выражает полезную мощность несущей волны. Формула (19) определяет изменение этой мощности в течение периода низкой частоты.

Таким образом мы видим, что в течение периода низкой частоты потери на аноде изменяются в широких пределах. Они имеют, при режиме пиковой мощности, значение:

$$P_0 (1 + M) - P (1 + M)^2 = (1 + M) [P_0 - P (1 + M)], \quad (20)$$

при режиме несущей волны:

$$P_0 - P,$$

при режиме минимальной мощности:

$$P_0 (1 - M) - P (1 - M)^2 = (1 - M) [P_0 - P (1 - M)]. \quad (21)$$

Следовательно, они имеют наибольшее значение при режиме несущей волны, если коэффициент модуляции равен 1, и при некотором режиме, близком к режиму несущей волны при других значениях коэффициента модуляции. Но так как генератор может работать длительное время только при режиме несущей волны, то на анодные потери при этом режиме и следует ориентироваться.

Рассмотрим средние анодные потери за период низкой частоты. Для этого составим интеграл:

$$\frac{1}{2\pi} \cdot P_0 \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t) d\Omega t - \frac{1}{2\pi} P \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t. \quad (22)$$



Выполняя интегрирование, получаем:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t) d\Omega t = 1$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + M \cos \Omega t)^2 d\Omega t = 1 + 0,5 M^2. \quad (23)$$

Таким образом, средние анодные потери во время усиления модулированных колебаний равны:

$$P_{ан} = P_0 - P(1 + 0,5 M^2).$$

В последнем выражении первое слагаемое определяет среднюю подводимую к генератору мощность. Мы видим, что она остается равной мощности, подводимой на режиме несущей волны. Второе слагаемое выражает среднюю полезную мощность, или так называемую „телефонную“ мощность, которая оказывается в  $(1 + 0,5 M^2)$  раз больше полезной мощности на несущей волне. В этом отношении мы имеем полное сходство с модуляцией. Так как средняя подводимая мощность остается постоянной, а средняя полезная мощность возрастает по сравнению с мощностью на режиме несущей волны, то средний коэффициент полезного действия тоже увеличивается и становится равным:

$$\eta_c = \eta(1 + 0,5 M^2). \quad (24)$$

Следовательно, при подаче на сетку модулированных колебаний аноды генераторных ламп оказываются меньше нагруженными, чем при подаче чисто незатухающих колебаний. Поэтому выбор ламп, исходя из допустимого анодного рассеяния, надо производить по потерям на режиме несущей волны.

Вместе с тем лампа должна давать максимальный импульс при режиме пиковой мощности, не достигающий тока насыщения, иначе появятся искажения из-за изменения формы тока. Поэтому при выборе типа и количества ламп необходимо руководствоваться максимальным импульсом при режиме пиковой мощности и потерями на анодах при режиме несущей волны.

Итак, мы установили законы изменения всех основных электрических величин усилителя модулированных колебаний. Мы знаем, что угол отсечки остается постоянным и равным  $90^\circ$ , напряжение, подаваемое источником питания анода, остается постоянным, напряжение смещения тоже, равно как и приведенное сопротивление лампы, равное:  $2R'_i$ . Для лучшего запоминания и облегчения наведения справок систематизируем наши выводы:

Во время усиления модулированных колебаний *остаются постоянными следующие величины*:

$$E_a, E_c, \psi, R'_i. \quad (25)$$

Изменяются все остальные, причем значения их при наиболее характерных режимах мощного усилителя приведены в таблице I.

ТАБЛИЦА I.

Значения основных электрических величин, характеризующих работу усилителя модулированных колебаний.

Название величины	Режим максимальной мощности	Режим несущей волны	Режим минимальной мощности	Телефонный режим
Амплитуда первой гармоники . . . . .	$I_{a1}(1+M)$	$I_{a1}$	$I_{a1}(1-M)$	$I_{a1}\sqrt{1+0,5 M^2}$
Амплитуда колебательного напряжения . .	$V(1+M)$	$V$	$V(1-M)$	$V \cdot \sqrt{1+0,5 M^2}$
Полезная мощность . .	$P(1+M)^2$	$P$	$P(1-M)^2$	$P(1+0,5 M^2)$
Подводимая мощность .	$P_0(1+M)$	$P_0$	$P_0(1-M)$	$P_0$
Отдача усилителя . . .	$\eta(1+M)$	$\eta$	$\eta(1-M)$	$\eta(1+0,5 M^2)$
Коэффициент использования анодного напряжения . . . . .	$\xi(1+M)$	$\xi$	$\xi(1-M)$	$\xi \cdot \sqrt{1+0,5 M^2}$
Амплитуда напряжения возбуждения сетки .	$V_c(1+M)$	$V_c$	$V_c(1-M)$	—
Максимальный импульс анодного тока . . .	$I_m(1+M)$	$I_m$	$I_m(1-M)$	—
Потери на аноде . . .	$(1+M)[P_0 - P(1+M)]$	$P_0 - P$	$(1-M)[P_0 - P(1-M)]$	$P_0 - P(1+0,5 M^2)$
Предельное значение напряжения на аноде	$E_a + V(1-M) \approx E_a$	$E_a + V \approx 1,5 E_a$	$E_a + V(1+M) \approx 2E_a$	—

Отметим, что всё сказанное нами применительно к усилению модулированных колебаний остается в силе по отношению к методу модуляции при постоянном напряжении смещения. Поэтому мы этот метод специально изучать не будем.

#### § 4. Экспериментальная проверка теории усиления модулированных колебаний.

На черт. 240 приведены данные, полученные в лаборатории с одной лампой типа Г-5, работавшей при независимом возбуждении, при постоянном напряжении питания анода, равном 1250 вольт. По оси ординат нанесены действующие значения колебательного тока. По оси абсцисс — амплитуды напряжения возбуждения сетки. Семейство параллельных линий определяет зависимость между колебательным током и напряжением возбуждения сетки, при постоянных значениях напряжения смещения.

Из черт. 240 следует, что:

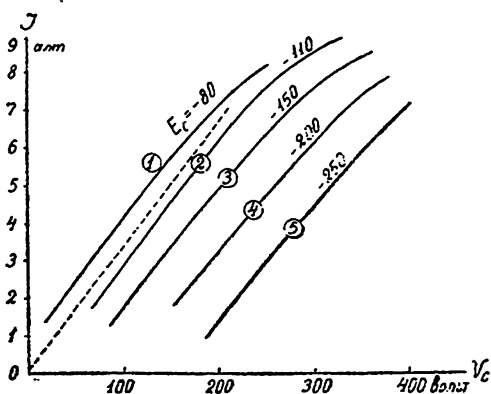
а) Зависимость между колебательным током и напряжением возбуждения сетки выражается прямыми, изгибающимися в верхней части. Этот изгиб происходит из-за достижения тока насыщения.

б) Пропорциональность между колебательным током и напряжением

возбуждения получается только при отсечке близкой к  $90^\circ$ . Поверочный расчет показывает, что на каждой из прямых (1—5) угол отсечки остается примерно постоянным, причем он равен: для линии 1 примерно  $100^\circ$ , для линии 2 — около  $85^\circ$ , для линии 3 — около  $70^\circ$ , для линии 4 —  $60^\circ$  и для линии 5 — около  $50^\circ$ . Ни одна из этих линий не проходит через начало координат. Следовательно, ни в одном случае не имеется пропорциональности между изменениями напряжения возбуждения и колебательным током. При этом весьма характерно, что пунктирная линия, проведенная через начало координат, лежит как-раз между линиями, соответствующими углам отсечки больше и меньше  $90^\circ$ . Это подтверждает наш вывод о том, что только при углах отсечек, близких к  $90^\circ$ , можно ожидать неискаженного усиления модулированных колебаний.

в) Подтверждается вывод о возможности получить, путем работы с углами отсечек меньшими, чем  $90^\circ$ , увеличение глубины модуляции в контуре, по сравнению с глубиной модуляции напряжения возбуждения сетки. Действительно, например, обращаясь к прямой 4, соответствующей углу отсечки около  $60^\circ$ , мы видим, что, выбрав амплитуду напряжения возбуждения на несущей волне, равную 240 вольт, чему соответствует колебательный ток в 4,4 ампер, мы получаем, при изменении напряжения на сетке на  $\pm 40$  вольт глубину модуляции в цепи сетки, равную  $40/240 = 16,7\%$ , а так как этим изменениям напряжения на сетке соответствуют изменения колебательного тока на  $\pm 1,2$  ампер, то глубина модуляции колебательного тока равна  $1,2/4,4 = 27,3\%$ .

г) Поверочный расчет показывает, что около мест изгиба модуляционных характеристик, помимо достижения тока насыщения, имеется также переход через критический режим. Это подтверждает наш вывод о том, что работа должна происходить с недонапряженным режимом.



Черт. 240. Экспериментальные данные.

## § 5. Примеры.

Предположим, что *требуется* от лампы с параметрами:

Анодное напряжение  $E_a = 1800$  вольт

Напряжение приведения  $E_{a0} = 200$  вольт

Ток насыщения  $I_s = 0,5$  ампер

Крутизна  $S = 1,5 \cdot 10^{-3}$  амп./вольт

Коэффициент усиления  $\mu = 10$

Внутреннее сопротивление  $R_i = 6670$  ом

Допустимое рассеивание  $P_{an} = 90$  ватт,

получить усиление модулированных колебаний. При этом мощность колебаний несущей волны равна 50 ватт. Глубина модуляции колебаний, подаваемых на сетку лампы, равна 75%.

Расчет мощного усилителя модулированных колебаний.

а) Пиковая мощность равна:

$$P(1+M)^2 = 50(1+0,75)^2 = 153 \text{ ватт.}$$

б) Определение максимального импульса и коэффициента использования анодного напряжения при режиме предельной мощности.

Критический коэффициент использования может быть нами взят при режиме предельной мощности. Здесь он равен:

$$\xi(1+M) = \frac{V(1+M)}{E_a}; \quad \xi(1+M) = 1 - \frac{1}{1+D} \cdot \frac{I_m(1+M)}{SE_a} - \frac{D}{1+D} \cdot \frac{E_{a0}}{E_a}.$$

Но величина максимального импульса нам неизвестна. Однако, так как мы предполагаем работать с отсечкой в  $90^\circ$ , как того требует теория, то мы можем писать;

$$P(1+M)^2 = 153 \text{ ватта} = 0,5 \cdot 0,5 I_m(1+M) \cdot \xi(1+M) E_a.$$

Отсюда находим величину  $I_m \xi(1+M)^2$ . Она равна:

$$\frac{153}{0,25 \cdot 1800} = 0,34 = I_m \xi(1+M)^2. \quad (26)$$

С другой стороны, формула критического коэффициента использования напряжения нам дает:

$$\xi(1+M) = 1 - \frac{I_m(1+M)}{2,97} - 0,01 = 0,99 - \frac{1}{3} I_m(1+M). \quad (27)$$

Решая выражения (26) и (27) совместно, получаем:

Максимальный импульс при режиме предельной мощности:

$$I_m(1+M) = 0,4 \text{ ампер.}$$

Критический коэффициент использования анодного напряжения при режиме предельной мощности:

$$\xi(1+M) = 0,854.$$

в) Амплитуда колебательного напряжения при предельном режиме

$$1800 \cdot 0,854 = 1540 \text{ вольт} = \xi(1+M)E_a = V(1+M).$$

г) Амплитуда колебательного напряжения на несущей волне:

$$V = 1540/1,75 = 880 \text{ вольт.}$$

Следовательно, коэффициент использования анодного напряжения на несущей волне равен:

$$\xi = 880/1800 = 0,49.$$

д) Коэффициент полезного действия на несущей волне:

$$\eta = 1,5 \cdot 1,57 \cdot 0,49 = 0,383.$$

е) Потери на аноде при режиме несущей волны:

$$P_{ак} = 50 \cdot \frac{1 - 0,383}{0,383} = 81 \text{ ватт.}$$

ж) Телефонная мощность:

$$P_{\tau} = P(1 + 0,5 M^2) = 50(1 + 0,5 \cdot 0,75^2) = 64 \text{ ватт.}$$

з) Отдача при усилении модулированных колебаний:

$$\eta_{\tau} = \eta(1 + 0,5 M^2) = 0,383(1 + 0,5 \cdot 0,75^2) = 0,49.$$

Следовательно, потери на аноде при телефонном режиме становятся несколько меньше и равны:

$$P_{ак\tau} = P_{\tau} \frac{1 - \eta_{\tau}}{\eta_{\tau}} = 64 \cdot \frac{1 - 0,49}{0,49} = 67 \text{ ватт.}$$

и) Максимальный импульс при режиме несущей волны:

$$I_m = 0,4/1,75 = 0,229 \text{ ампер.}$$

к) Амплитуда первой гармоники на несущей волне:

$$I_{a1} = 0,229 \cdot 0,5 = 115 \text{ миллиампер.}$$

л) Амплитуда напряжения возбуждения сетки на несущей волне: так как угол отсечки равен  $90^\circ$ , то приведенное сопротивление генераторной лампы равно:  $R_i' = 2 R_i = 2 \cdot 6670 = 13\,340$  ом. Следовательно, сопротивление нагрузки анодной цепи равно:

$$R_s = \frac{V}{I_{a1}} = \frac{880}{0,115} = 7650 \text{ ом.}$$

Поэтому амплитуда напряжения возбуждения сетки при режиме несущей волны равна:

$$V_c = D I_{a1} (R_i' + R_s) = 0,1 \cdot 115 (7,65 + 13,34) = 240.$$

м) Напряжение смещения:

$$E_c = D (E_a - E_{a0}) = 0,1 \cdot (1800 - 200) = 160 \text{ вольт.}$$

н) Наибольшее значение напряжения возбуждения сетки во время модуляции предшествующего каскада:  $V_c (1 + M) = 240 \cdot (1,75) = 420$  вольт. Проверим режим при предельной мощности. Разница

между анодным напряжением и амплитудой колебательного напряжения равна:  $1800 - 1540 = 260$  вольт. Разность между амплитудой напряжения сетки и напряжением смещения равна:  $420 - 160 = 260$  вольт. Этим мы проверяем только арифметические вычисления, так как мы задали в самом начале расчета критический режим при пиковой мощности. Таким образом расчет оказался верен.

## § 6. Литература об усилении модулированных колебаний.

1. Oswald and Schelleng, Усилители мощности в трансатлантической радиотелефонии, Журнал PIRE, том XIII, № 3, июнь 1925, стр. 313 — 363.
  2. Kaar and Burnside, Развитие радиовещательных передатчиков. Журнал PIRE, том XVIII, № 10, окт. 1930, стр. 1623 — 1660.
  3. Everitt, W. L, Эквивалентная схема для мощных радиочастотных усилителей, Журнал PIRE, том XIX, № 5, май 1931, стр. 725 — 737.
-

## ТАБЛИЦА ОБОЗНАЧЕНИЙ.

$I$ — амплитуда тока.	$\delta$ — логарифмический декремент затухания.
$J$ — действующее значение тока.	$\alpha$ — множитель (показатель) затухания.
$i$ — мгновенное значение тока.	$\rho$ — характеристика контура (волновое сопротивление).
$V$ — амплитуда напряжения.	$\mu$ — коэффициент усиления трехэлектродной лампы.
$v$ — мгновенное значение напряжения.	$D$ — проницаемость сетки.
$E$ — электродвижущая сила или постоянное напряжение.	$S$ — крутизна (наклон) характеристики.
$R$ — ваттное (активное) сопротивление.	$C$ — емкость конденсатора.
$X$ — безваттное (реактивное) сопротивление.	$f$ — частота (высокая).
$Z$ — полное сопротивление.	$F$ — частота (низкая).
$P$ — мощность.	$\omega$ — круговая частота (высокая).
$\eta$ — коэффициент полезного действия (отдача).	$\Omega$ — круговая частота (низкая).
$L$ — коэффициент самоиндукции.	$t$ — время.
$M$ — коэффициент взаимной индукции.	$T$ — период высокой частоты.
$\kappa$ — коэффициент связи.	$\tau$ — период низкой частоты.
$\sigma$ — коэффициент рассеивания.	$\lambda$ — длина волны.

## Индексы и значки у основных букв.

(Подстрочные, малого размера).

$a$ — анодная цепь (например $I_a, E_a$ ).	$co$ — при постоянной составляющей сеточного тока ( $I_{co}$ ).
$A$ — антенная цепь ( $I_A, V_A$ ).	$\varepsilon$ — эквивалентная величина ( $R_s, X_s$ ).
$c$ — цепь сетки ( $E_c, V_c$ ).	$L$ — в индуктивной ветви ( $R_L$ ).
$\kappa$ — цепь накала ( $I_\kappa, V_\kappa$ ).	$c$ — в емкостной ветви ( $R_c$ ).
$a_1$ — при первой гармонике переменного анодного тока ( $I_{a1}$ ).	$i$ — исходные условия ( $E_{ai}, E_{ci}$ ).
$c_1$ — при первой гармонике переменного сеточного тока ( $I_{c1}$ ).	мах, $m$ — максимальное значение ( $I_m$ ).
$a_2$ — при второй гармонике переменного анодного тока ( $I_{a2}$ ).	min — минимальное значение ( $I_{min}$ ).
$a_3$ — при третьей гармонике переменного анодного тока ( $I_{a3}$ ).	$M, \mu$ — относящийся к модуляции ( $I_M$ ).
$ao$ — при постоянной составляющей анодного тока ( $I_{ao}$ ).	$p, g$ — рабочая (динамическая) величина ( $R_p, S_g$ ).

# СОКРАЩЕННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НАЗВАНИЙ ЖУРНАЛОВ.

- |   |  |
|---|--|
| 1. AfE — Archiv für Elektrotechnik.                                       | 12. PIRE — Proceedings of the Institute of Radio Engineers.        |
| 2. BSTJ — The Bell System Technical Journal.                              | 13. TZ — Telefunken Zeitung.                                       |
| 3. EC — Electrical Communication.   | 14. ZfP — Zeitschrift für technische Physik.                       |
| 4. En — Electrician.  | 15. PhM — The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine. |
| 5. ENT — Elektrische Nachrichten Technik.                                 | 16. PR — Physical Review.  |
| 6. ETZ — Elektrotechnische Zeitschrift.                                   | 17. ТнТБП — Телеграфия и телефония без проводов.                   |
| 7. EWWE — Experimental Wireless and the Wireless Engineer.                | 18. PPSL — Proceedings of the Physical Society of London.          |
| 8. ZfH — Zeitschrift für Hochfrequenztechnik.                             | 19. PPS — Proceedings of the Physical Society.                     |
| 9. JAIEE — The Journal of the American Institute of Electrical Engineers. | 20. ZfF — Zeitschrift für Fernmeldetechnik.                        |
| 10. JIEE — The Journal of the Institute of Electrical Engineers.          |  |
| 11. OE — L'Onde Electrique.   |  |
- 

Ответственный редактор *Л. И. Скворцов.*

Сдано в набор 19/XI 1931 г.

Формат бумаги 62 × 94.

Литгорт № 35170.

Индекс ЭЭ—50—5. 2.

Тираж 10.000—274 л.

Технический редактор *Е. И. Супонина*

Подписано к печати 23/III 1932 г.

Тип. знаков в 1 печ. листе 55.120.

ОПТИ № 528/л.

Заказ № 1677