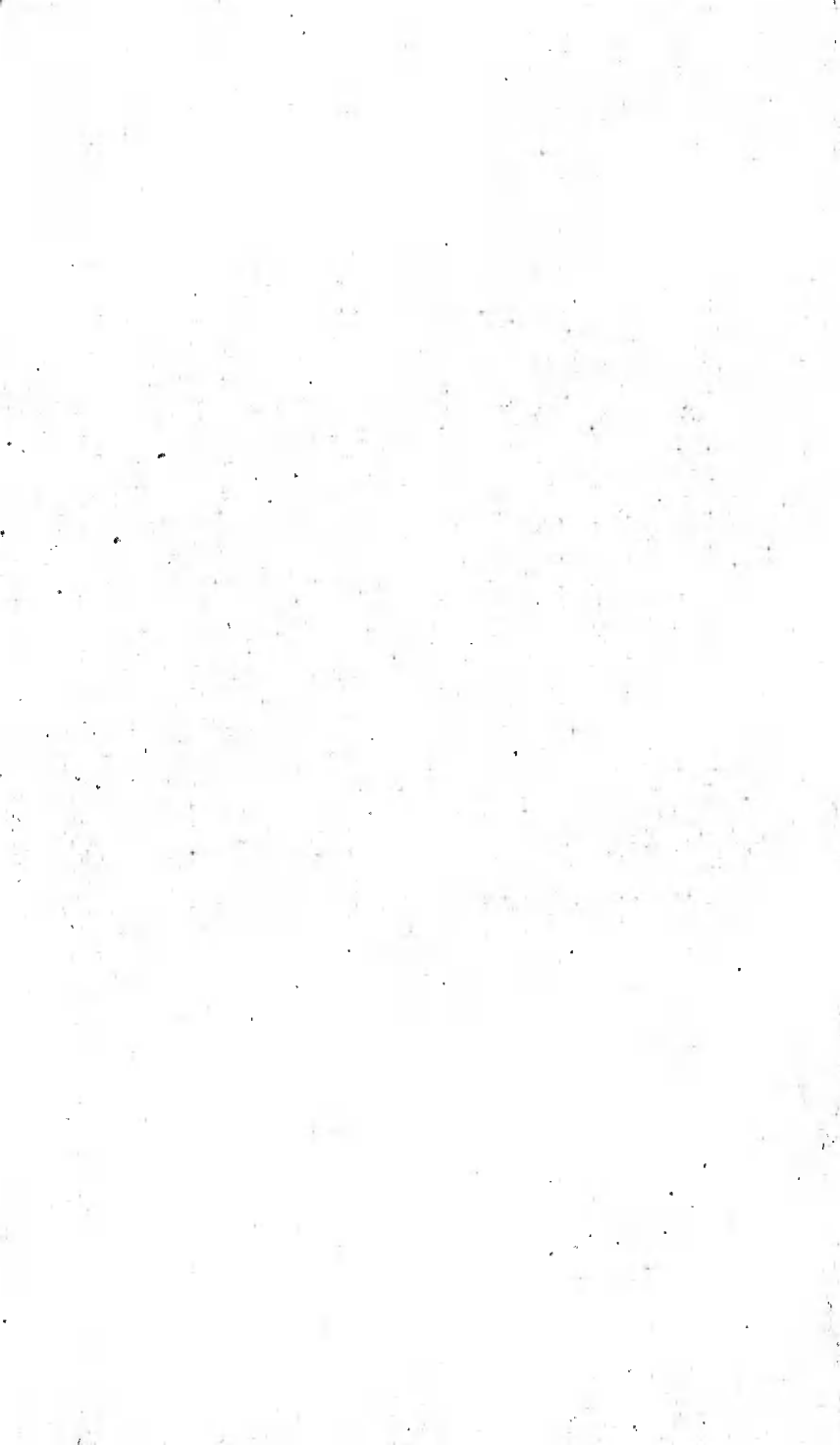


Ю. Р. НОСОВ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
РАБОТЫ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО  
ДИОДА  
В ИМПУЛЬСНОМ  
РЕЖИМЕ





ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ  
И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

---

Ю. Р. НОСОВ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
РАБОТЫ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО  
ДИОДА  
В ИМПУЛЬСНОМ  
РЕЖИМЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1968

**Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме.** Носов Ю. Р. Изд. «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1968 г.

Излагается теория переходных процессов в полупроводниковых диодах с  $p-n$ -переходом, работающих в режиме переключения, а также описаны основные экспериментальные результаты по рассматриваемой проблеме.

Наиболее подробно проанализирована модель плоскостного диода с полубесконечной базовой областью, так как получающиеся в этом случае основные теоретические формулы имеют наиболее простой и наглядный вид и в то же время качественно справедливы и для диодов других конструкций. Кроме того, рассмотрены плоскостные диоды с малой толщиной базовой области, а также диоды с малой площадью выпрямляющего контакта и диоды с тормозящим полем в базе.

Для всех рассмотренных моделей диода проведено математическое описание процессов переключения. Даны методы решения основных уравнений, которые могут быть использованы при анализе импульсных режимов, не затронутых в книге.

Получены и проанализированы расчетные формулы, определяющие такие важнейшие характеристики переключательных свойств диодов, как величина накопленного заряда и заряда переключения, времени восстановления обратного сопротивления, скорости спада послеинжекционного напряжения, прямого импульсного сопротивления.

Рассмотрена взаимосвязь переходных процессов в диодах с основами теории рекомбинации подвижных носителей заряда в полупроводниках.

Табл. 5. Рис. 86. Библ. 166.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5.
Использованные обозначения . . . . .	8
<b>Глава I. Основы электроники процессов переключения в полупроводнике с <math>p-n</math>-переходом</b>	
§ 1. Постановка задачи . . . . .	11
§ 2. Преобразование основных уравнений . . . . .	15
§ 3. Решение уравнения диффузии (низкий уровень инжекции) . . . . .	22
<b>Глава II. Переключение плоскостного диода</b>	
§ 4. Переходные процессы без сопротивления в цепи диода	36
§ 5. Переключение диода в цепи с ограничивающим сопротивлением	49
§ 6. Переключение диода в цепи с бесконечным сопротивлением	66
§ 7. Малосигнальные переходные характеристики диода . .	79
§ 8. Методы наблюдения переходных процессов в диодах	82
§ 9. Основные экспериментальные результаты . . . . .	97
<b>Глава III. Плоскостной диод с тонкой базой</b>	
§ 10. Стационарное распределение дырок в базе . . . . .	113
§ 11. Переключение без сопротивления в цепи диода . . . .	125
§ 12. Переключение в цепи с ограничивающим сопротивлением	136
§ 13. Общая оценка инерционности диода с тонкой базой	147
<b>Глава IV. Переходные процессы в диодах с малой площадью выпрямляющего контакта</b>	
§ 14. Идеализированная модель точечного диода . . . . .	151
§ 15. Нестационарные режимы . . . . .	162
§ 16. Экспериментальные исследования . . . . .	175
<b>Глава V. Влияние электрического поля в базе на нестационарные процессы</b>	
§ 17. Встроенное поле в базе диода . . . . .	183
§ 18. Прямое смещение на диоде со встроенным полем . . .	188
§ 19. Первая фаза восстановления обратного сопротивления	194
§ 20. Спад обратного тока . . . . .	199

<b>Глава VI. Переходные процессы в диодах при прохождении импульса прямого тока</b>	
§ 21. Введение . . . . .	203
§ 22. Установление прямого сопротивления в плоскостных диодах . . . . .	207
§ 23. Установление прямого напряжения на диоде с полусферическим $p-n$ -переходом . . . . .	217
<b>Глава VII. Переходные процессы в полупроводниковых диодах и основы теории рекомбинации</b>	
§ 24. Постановка вопроса . . . . .	223
§ 25. Время жизни дырок при различных условиях рекомбинации . . . . .	227
§ 26. Влияние уровней прилипания на переходные процессы в диодах . . . . .	236
§ 27. Рекомбинационные свойства германия и кремния, легированных золотом . . . . .	241
<b>Литература</b> . . . . .	253

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Одной из наиболее важных областей технического применения полупроводниковых диодов является их использование в импульсных электронных схемах.

В основе инерционности этих приборов при работе в режиме переключения лежат явления накопления и рассасывания неравновесных носителей заряда, присущие и другим приборам с  $p-n$ -переходами.

Еще в конце сороковых годов было замечено, что при использовании германиевых точечных диодов в схемах с короткими электрическими импульсами (длительностью в несколько десятых долей микросекунды) эффективное обратное сопротивление этих приборов оказывалось значительно ниже своего статического значения. Дальнейшее изучение показало, что при быстром переключении диода из пропускного направления в запирающее через него в течение некоторого времени протекает аномально большой обратный ток.

Вследствие важности учета открытого явления при решении проблемы повышения быстродействия импульсных схем был проведен ряд специальных исследований, приведших к разработке основ теории переходных процессов в полупроводниковых диодах.

Было установлено, что скорость рассасывания неравновесных носителей заряда, накопленных в базе диода, определяется как свойствами самого диода, так и режимом переключения. Это открыло технологические пути повышения быстродействия диодов, а также методы определения оптимальных условий их работы в импульсных цепях.

В дальнейшем выяснилось, что кроме решения основной задачи — повышения быстродействия диодов и

импульсных диодных схем — разработанная теория переходных процессов имеет и другие важные приложения.

Во-первых, она явилась фундаментом для исследования процессов накопления и рассасывания избыточного заряда в транзисторах и, как следствие, для повышения их частотного предела.

Во-вторых, лишь с развитием этой теории стало возможным создание таких новых приборов, как диоды с накоплением заряда и некоторые специальные типы варакторов для умножения частоты.

Создание теории переходных процессов в диодах позволило шире развернуть исследования неравновесных электронных процессов в полупроводниках, и в частности процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Основная задача этой книги — познакомить читателя с физическими основами работы полупроводникового диода в импульсном режиме, а также дать, где это возможно, основные количественные соотношения, описывающие переходные процессы в диодах.

Все многообразие возможных условий переключения диода в реальных схемах, практически бесконечное, естественно, не могло быть рассмотрено одинаково подробно. Поэтому представлялось целесообразным изложить наиболее общие математические методы решения уравнений, описывающих переходные процессы, с тем, чтобы они могли быть использованы в случае необходимости анализа импульсных режимов, не затронутых в настоящей книге.

Из всех известных моделей диодов наиболее подробно рассмотрена модель плоскостного диода с полубесконечной базовой областью. Это связано с тем, что основные расчетные формулы имеют наиболее простой и наглядный вид именно для этого диода; в то же время полученные для него важнейшие закономерности качественно справедливы и для диодов других конструкций.

В книге не рассматриваются проблемы, связанные с использованием теории переходных процессов в практике конструирования быстродействующих диодов и их применением в схемах; читатели, интересующиеся этими

прикладными вопросами, могут обратиться к [62, 103, 166].

Библиография к книге, которую автор стремился сделать достаточно полной, не охватывает широкого круга работ, посвященных прикладным вопросам.

Для удобства пользования книгой объяснения буквенных обозначений даются как в тексте, так и в отдельно прилагаемом списке.

Выражаю признательность кандидату технических наук Л. С. Берману за рецензирование рукописи и ряд ценных замечаний, кандидату технических наук О. К. Мокееву за обсуждение отдельных вопросов, затронутых в книге, а также Л. В. Губырину и Л. А. Курановой, принимавшим участие в написании гл. III и подборе литературы к ней. Приношу глубокую благодарность И. С. Егоровой, без чьей помощи по оформлению рукописи книга не смогла бы увидеть свет.

---

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$A = r_0/L_p$  — нормированный радиус полусферического  $p$ - $n$ -перехода.

$B = i_0/i_{np}$  — отношение тока первой фазы восстановления к прямому току.

$b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок.

$C_k, C_{p-n}, C_d$  — барьерные емкости корпуса,  $p$ - $n$ -перехода и диода в целом.

$D_n, D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок.

$E$  — напряженность электрического поля.

$E_n = \frac{qL_p E}{2kT}$  — нормированная напряженность электрического поля.

$E_v, E_c$  — энергетические уровни верхней границы валентной зоны и нижней границы зоны проводимости.

$E_x$  — энергетический уровень ловушки.

$E_\alpha, E_\beta$  — энергетические уровни центров прилипания  $\alpha$ - и  $\beta$ -типов.

$h_{p-n}$  — ширина области пространственного заряда.

$h_K$  — переходная характеристика коэффициента передачи напряжения.

$h_X$  — переходная характеристика проводимости цепи.

$i_{вст}$  — уровень обратного тока, при котором восстановление обратного сопротивления диода считается законченным.

$i, j$  — ток диода и плотность тока.

$i_{np}, j_{np}$  — прямой ток диода и плотность прямого тока.

$i_0, j_0$  — обратный ток диода и плотность обратного тока во время фазы высокой обратной проводимости.

$i_s, j_s$  — ток и плотность тока насыщения  $p$ - $n$ -перехода.

$j_n, j_p$  — плотности электронного и дырочного токов диода.

$k$  — постоянная Больцмана.

$L_n$  — диффузионная длина электронов в  $p$ -области.

$L_p$  — диффузионная длина дырок в  $n$ -области.

$l_D$  — длина Дебая.

$L_p = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} L_p$  — эффективная диффузионная длина дырок

при высоком уровне инжекции.

$N_x$  — концентрация ловушек.

$N_c, N_v$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, приведенные к краям этих зон, примыкающим к запрещенной зоне.

$N_d, N_a$  — концентрация доноров и акцепторов.

$N_\alpha, N_\beta$  — концентрация уровней прилипания  $\alpha$ - и  $\beta$ -типов.

$n, p$  — концентрация электронов и дырок.

$n_{n0}, n_{p0}$  — концентрация электронов в полупроводнике  $n$ - и  $p$ -типов соответственно в условиях термодинамического равновесия.

$p_{n0}, p_{p0}$  — концентрация дырок в полупроводнике  $n$ - и  $p$ -типов соответственно в условиях термодинамического равновесия.

$p_1$  — концентрация дырок в базе около  $p$ - $n$ -перехода при протекании стационарного прямого тока.

$q$  — элементарный заряд.

$Q_{II}$  — величина заряда переключения.

$Q_H$  — величина накопленного заряда.

$R (=r/L_p)$  — нормированный радиус-вектор.

$R_b$  — сопротивление базы.

$R_H$  — сопротивление нагрузки в цепи диода.

$R_R$  — «остаточное» сопротивление базы диода.

$r_0$  — радиус полусферического  $p$ - $n$ -перехода.

$R_t$  — дифференциальное прямое сопротивление диода.

$S$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода.

$S_R$  — скорость поверхностной рекомбинации.

$T$  — абсолютная температура.

$\mathcal{T} = t/\tau_p$  — нормированное время.

$\mathcal{T}_l = t_l/\tau_p$  — нормированная длительность линейной части «хвоста» послейинжекционной э. д. с. на  $p$ - $n$ -переходе.

$\mathcal{T}_{фр} (=t_{фр}/\tau_p)$  — нормированная длительность фронта импульса.

$\mathcal{T}_{пр} (=t_{пр}/\tau_p)$  — нормированная длительность импульса прямого тока.

$\mathcal{T}_1 (=t_1/\tau)$  — нормированная длительность фазы высокой обратной проводимости диода при переключении его из прямого направления в обратное.

$\mathcal{T}_2 (=t_2/\tau_p)$  — нормированная длительность второй фазы восстановления обратного сопротивления диода (спада обратного тока от значения  $i_0$  до уровня  $0,1 i_0$ ).

$\mathcal{T}_3 (=t_3/\tau_p)$  — нормированное время задержки между моментом окончания импульса прямого тока и началом импульса обратного направления.

$t_c$  — постоянная времени заряда барьерной емкости.

$U_{имп}$  — амплитуда запирающего импульса напряжения.

$u_{p-n}$  — падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе.

$u_{пр}$  — падение прямого напряжения на диоде.

$u_d$  — полное падение напряжения на диоде.

$u_b$  — падение напряжения на базе.

$u_r$  — омическое падение напряжения на базе.

$u_D$  — демберовское падение напряжения на базе.

$v_d$  — дрейфовая скорость носителей заряда.

$v_n, v_p$  — тепловые скорости электронов и дырок.

$W$  — толщина базовой области.

- $W_n (= W/L_p)$  — нормированная толщина базы.  
 $X = x/L_p$  — нормированная координата.  
 $\gamma$  — коэффициент инжекции  $p$ - $n$ -перехода.  
 $\Delta = p_1/n_{p0}$  — уровень инжекции.  
 $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость.  
 $\delta n, \delta p$  — избыточные концентрации электронов и дырок.  
 $\theta_M$  — постоянная времени Максвелла.  
 $\mu_n, \mu_p$  — коэффициенты подвижности электронов и дырок.  
 $\rho_n$  — удельное сопротивление полупроводника  $n$ -типа.  
 $\sigma_n, \sigma_p$  — сечения захвата электронов и дырок рекомбинационным центром.  
 $\tau_n, \tau_p$  — время жизни электронов и дырок.  
 $\tau_0, \tau(\Delta), \tau_\infty$  — время жизни неосновных носителей заряда при низком, произвольном и высоком уровнях инжекции.  
 $\tau_{n0}$  — время жизни электронов в сильно легированном полупроводнике  $p$ -типа.  
 $\tau_{p0}$  — время жизни дырок в сильно легированном полупроводнике  $n$ -типа.  
 $\tau_p^{ст}, \tau_p^{нест}$  — стационарное и нестационарное время жизни дырок.  
 $\tau_{изл}$  — время жизни при излучательной рекомбинации.  
 $\tau_t$  — среднее время пребывания носителя на уровне прилипания.  
 $\Phi_0$  — контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе.
-

## ГЛАВА I

# ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ

### § 1. Постановка задачи

Работа полупроводникового диода в импульсном режиме характеризуется быстрыми и частыми переходами из одного установившегося состояния в другое. Состояние динамической системы (а диод вместе с подключенными к нему элементами схемы представляет такую систему) будем называть установившимся (стационарным), если переменные величины, описывающие ее поведение, не меняются во времени или являются периодическими функциями времени (в определенном промежутке его изменения) [1].

Импульсы, поступающие на диод, — это быстрые (кратковременные) скачки электрического напряжения или тока. Различают два вида импульсов: видеоимпульсы и радиоимпульсы. Видеоимпульсы представляют собой кратковременное возрастание электрического сигнала от нуля до максимума, а затем (через некоторое время) спадание снова до нуля. Радиоимпульсы — это кратковременные пакеты высокочастотных колебаний (несущая частота); длительность радиоимпульса по крайней мере в несколько раз превышает период несущей частоты.

В подавляющем большинстве случаев при использовании и исследовании быстродействующих полупроводниковых диодов имеют дело с видеоимпульсами, которые в дальнейшем для сокращения мы будем называть просто импульсами. Там, где это не оговорено специально, форма импульсов предполагается идеально прямоугольной. В связи с таким ограничением понятия «импульс»

установившееся состояние диода будет характеризоваться постоянными значениями описывающих его переменных величин.

Известно, что быстрый переход системы или элемента из одного установившегося состояния в другое сопровождается переходным процессом. Состояние диода, в котором он не может быть описан неизменными во времени значениями параметров, называется переходным (нестационарным) состоянием.

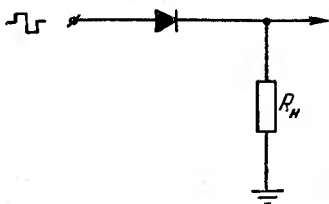


Рис. 1.1. Схема переключения диода из прямого направления на обратное.

Для более четкого выяснения физических особенностей поведения диода в переходном состоянии рассматриваются системы, включающие в себя, кроме диода, минимум других элементов. Простейшую систему представляет собой последовательное соединение диода и сопротивления нагрузки

(рис. 1.1). Таким образом, исследование работы диода в импульсном режиме сводится к анализу переходных процессов, характеризующих указанную систему.

Наибольшие успехи в расчете переходных процессов достигаются в тех случаях, когда система может считаться линейной. В этом случае справедлив принцип суперпозиции, что позволяет пользоваться переходной характеристикой. Под переходной характеристикой понимается некоторая функция  $h(t)$ , которая описывает изменение сигнала на выходе при подаче на вход воздействия, имеющего вид мгновенного скачка от нуля до некоторой постоянной величины, принятой за единицу. Иными словами, переходная функция — это реакция системы на воздействие единичной функции.

Знание переходной характеристики линейной системы позволяет с помощью интеграла Дюамеля определить отклик  $y(t)$  на произвольное входное воздействие:

$$y(t) = \int_0^t (t - \theta) df(\theta), \quad (1.1)$$

где  $\theta$  — переменная интегрирования,  $df(\theta)$  — дифференциал от воздействия произвольной входной функции  $f(t)$ , в которой аргумент  $t$  заменен на  $\theta$ .

Как известно, вольтамперная характеристика полупроводникового диода резко нелинейна, в особенности при смещении в прямом направлении. Лишь при очень малых значениях изменения напряжения внешнего сигнала, когда выполняется условие

$$\Delta u \ll \frac{kT}{q} \quad (1.2)$$

( $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $q$  — положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона), может быть использована линейная аппроксимация, при которой справедлива замена диода сопротивлением, равным дифференциальному сопротивлению диода в рабочей точке  $r_i^*$ ). Расчеты показывают, что величина дифференциального сопротивления зависит от частоты внешнего сигнала; кроме того, в эквивалентную схему диода необходимо вводить конденсатор, емкость которого также зависит от частоты. Этим и определяется существование переходного процесса при скачкообразном изменении напряжения, прикладываемого к диоду.

Теоретическому исследованию частотных свойств полупроводниковых диодов посвящен ряд работ [2, 3, 4]; наиболее полное и систематическое рассмотрение малосигнальных переходных характеристик проведено Э. И. Адировичем [5].

Однако условие (1.2) выполняется на практике лишь в очень немногих специальных случаях. Типичным для импульсных режимов работы полупроводниковых приборов является изменение знака неравенства (1.2) на обратный. Диоды в импульсных цепях используются как существенно нелинейные элементы, ток через которые меняется непропорционально приложенному напряжению. При одной полярности внешнего импульса

---

\*) Эта аппроксимация представляет собой так называемое малосигнальное приближение.

сопротивление диода очень велико, при другой — пренебрежимо мало. В этом случае говорят, что диод работает в режиме *переключения*.

Предметом нашего исследования и являются переходные процессы, сопровождающие переключение диода.

В соответствии с различием физических явлений, определяющих сущность того или иного нестационарного режима, все многообразие переходных процессов в диодах целесообразно подразделить на две группы:

1. Процессы, связанные с переключением диода из нейтрального (или обратного) в прямое направление. Основу этих процессов составляют явление инжекции неосновных носителей заряда, их распространение в области, удаленные от  $p-n$ -перехода, и накопление в этих областях.

2. Процессы, связанные с переключением диода из прямого направления в обратное (или нейтральное). В этом случае скорость перехода из одного стационарного состояния в другое определяется рекомбинацией накопленных избыточных носителей заряда и их вытягиванием (экстракцией)  $p-n$ -переходом\*).

Исследование процессов переключения в полупроводниковых диодах проходит через следующие стадии: выбор идеализированной модели диода; составление дифференциального уравнения, описывающего поведение носителей заряда в активных областях прибора; определение начального распределения электронов и дырок и граничных условий на  $p-n$ -переходе и омических контактах; решение дифференциального уравнения для подвижных носителей заряда; нахождение временных изменений тока через диод и напряжения на нем.

Правильность полученных таким образом теоретических выводов затем проверяется соответствующими экспериментами.

---

\*) Явления инжекции и экстракции неосновных носителей заряда  $p-n$ -переходом, объясняющие работу транзистора, подробно рассмотрены во многих статьях и монографиях (см., например, [6, 7]), и здесь мы на них специально останавливаться не будем.

## § 2. Преобразование основных уравнений

В основу анализа положим модель бесконечно протяженного полупроводника с плоскостным  $p$ - $n$ -переходом, т. е. будем решать одномерную задачу. Для конкретности предположим, что удельная электропроводность полупроводника в  $p$ -области значительно больше, чем в  $n$ -области, и что как дырочная, так и электронная области однородны по своим электрофизическим характеристикам. Сильно легированную область полупроводника будем называть эмиттером, слабо легированную — базой. Дырочная и электронная части кристалла вместе с омическими контактами к ним и составляют полупроводниковый диод.

Поведение носителей заряда в базовой области диода как в стационарном, так и в переходном режимах описывается следующей системой уравнений:

$$j_p = q\mu_p p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.3)$$

$$j_n = q\mu_n n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (1.4)$$

$$j = j_p + j_n, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_{p0}}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi q}{\epsilon} (p - n - p_{n0} + n_{p0}). \quad (1.8)$$

В этих уравнениях:  $j_p$ ,  $j_n$  и  $j$  — плотности дырочного, электронного и полного токов соответственно;  $p$ ,  $n$ ,  $p_{n0}$  и  $n_{p0}$  — полные и равновесные концентрации дырок и электронов в электронной области полупроводника;  $\tau_p$ ,  $\tau_n$ ,  $D_p$ ,  $D_n$ ,  $\mu_p$  и  $\mu_n$  — времена жизни, коэффициенты диффузии и подвижности дырок и электронов;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $E$  — напряженность электрического поля в данной точке базы.

Уравнения (1.3) и (1.4) представляют собой просто определения плотностей дырочного и электронного токов как сумму дрейфовой и диффузионной компонент;

выражения (1.6) и (1.7) суть не что иное, как уравнения непрерывности для дырок и электронов, и, наконец, (1.8)—уравнение Пуассона для полупроводника с полностью ионизованными донорами и акцепторами, концентрации которых соответственно равны  $N_d = n_{n0}$  и  $N_a = p_{n0}$ .

Преобразование системы (1.3)—(1.8) приводит к нелинейным дифференциальным уравнениям второго порядка для определения  $p(x, t)$  и  $n(x, t)$ , которые в общем случае не имеют аналитического решения.

Однако в некоторых частных случаях система (1.3)—(1.8) может быть линеаризована. Простейшей и наиболее хорошо изученной аппроксимацией является приближение низкого уровня инжекции, когда для базовой области справедливо следующее неравенство:

$$p(x, t) \ll n_{n0}. \quad (1.9)$$

В этом случае в связи с незначительным нарушением состояния термодинамического равновесия можно считать, что в каждой точке базы выполняется условие *зарядовой нейтральности*, т. е.

$$\delta p \equiv (p - p_{n0}) = \delta n \equiv (n - n_{n0}). \quad (1.10)$$

Из уравнения (1.8) вытекает, что напряженность электрического поля не зависит от координаты, а из (1.3) и (1.6) получаем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p}. \quad (1.11)$$

В большинстве практически интересных случаев (когда проводимость  $n$ -области далека от собственной) можно считать, что все напряжение, приложенное извне к диоду, сосредоточено в области  $p$ — $n$ -перехода, и вследствие этого ток проводимости неосновных носителей заряда можно пренебречь по сравнению с диффузионным током. Именно такое приближение использовано Шокли при получении основных соотношений для  $p$ — $n$ -перехода [2], а также авторами работ, заложивших основы теории переходных процессов в диодах [8—12]. В этом случае (1.11) упрощается и приобретает вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p}. \quad (1.12)$$

В соответствии с рекомбинационной теорией Шокли—Рида [13] и Холла [14] время жизни неравновесных носителей заряда при низком уровне инжекции не зависит от их концентрации, и уравнение (1.12) можно переписать в виде

$$\frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_{n0}}{L_p^2}, \quad (1.13)$$

где  $L_p$  — диффузионная длина дырок в базе, не зависящая от координаты и равная  $\sqrt{D_p \tau_p}$ .

Таким образом, предположение о низком уровне инжекции и о малости дрейфового тока неосновных носителей заряда\*) позволяет описать поведение дырок в базе уравнением диффузии с постоянными коэффициентами, имеющим простое решение.

Линеаризация системы уравнений (1.3) — (1.8) может быть проведена и для случая высокого уровня инжекции, когда выполняется условие

$$\delta p \gg n_{n0}. \quad (1.14)$$

В основу преобразования, проведенного Риттнером [15], при этом также кладется условие нейтральности (1.10),

из которого, в частности, вытекает, что  $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x}$  и  $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t}$ . Используя эти равенства, можно свести систему уравнений (1.3) — (1.8) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \cdot \frac{b(p+n)}{(b+1)\delta p + bn_{n0} + p_{n0}} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} - \\ - \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{jb(n_{n0} - p_{n0})}{q[(b+1)\delta p + bn_{n0} + p_{n0}]^2} + \\ + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 \frac{D_p(b-1)b(n_{n0} - p_{n0})}{[(b+1)\delta p + bn_{n0} + p_{n0}]^2}, \quad (1.15) \end{aligned}$$

\*) Следует специально подчеркнуть, что пренебрегать можно дрейфовым током лишь неосновных носителей заряда, так как для основных носителей эта компонента во всех областях базы значительна, а вдали от  $p$ - $n$ -перехода, где  $\frac{\partial n}{\partial x} \rightarrow 0$ , весь протекающий через диод ток представляет собой ток проводимости основных носителей.

$$E = \frac{J}{qn_p [\delta p (b+1) + bn_{no} + p_{no}]} - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{b-1}{(b+1)\delta p + bn_{no} + p_{no}}, \quad (1.16)$$

$$j_p = -qD_p \left[ \frac{p(0, t)}{p(0, t) + n_{no} - p_{no}} + 1 \right] \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (1.17)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$ .

Хотя приведенные преобразования и упрощают систему (1.3)—(1.8), однако по-прежнему решение дифференциального уравнения (1.15) в общем виде представляет значительные математические трудности. В. И. Стафеев [16] обратил внимание на то обстоятельство, что при низком уровне инжекции ( $\frac{p}{n_{no}} \ll 1$ ) третий и четвертый члены в правой части уравнения (1.15) имеют порядок  $\frac{p}{n_{no}}$ , а при высоком уровне инжекции ( $\frac{p}{n_{no}} \gg 1$ ) те же члены имеют порядок  $\frac{n_{no}}{p}$ , т. е. в обоих случаях малы. Поэтому пренебрежение этими двумя членами не вносит существенной ошибки в вычисленное распределение носителей. Замечая, что при высоких уровнях инжекции  $p \simeq n \simeq \delta p$ , вместо (1.15) получаем

$$\frac{1}{D_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_{no}}{l_p^2}, \quad (1.18)$$

где  $l_p = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} L_p$  ( $b = \mu_n/\mu_p$ ) и, поскольку для германия и кремния  $b \simeq 2$ , величина  $l_p$  близка к диффузионной длине дырок в базе.

Таким образом, при высоком уровне инжекции, так же как и при низком, поведение дырок в базе диода описывается диффузионным уравнением вида (1.13) с той лишь разницей, что вместо  $L_p$  в него входит близкий по величине параметр  $l_p = \sqrt{\frac{2b}{b+1}} L_p$ .

Необходимо, однако, помнить, что при высоком уровне инжекции время жизни дырок может существенно отличаться от своего значения для низкого уровня инжекции,

приводя и к различию соответствующих диффузионных длин. Поэтому сказанное выше о совпадении (1.13) и (1.18) следует понимать в том смысле, что уравнения имеют одинаковый вид и, кроме того, коэффициент при  $(p - p_{n0})$  в (1.13) равен диффузионной длине дырок, а в (1.18) близок к диффузионной длине, если величина  $L_p$  в каждом случае относится к соответствующему уровню инжекции.

В случае, когда  $\tau_p = \text{const}$  независимо от уровня инжекции, практическое совпадение (1.13) и (1.18) физически означает, что эффект «затягивания» дырок в глубь базы электрическим полем, возникающим при  $p \gg n_{n0}$ , незначителен.

Следует отметить, что в предположении о зарядовой нейтральности полупроводника, положенном в основу преобразования системы (1.3) — (1.8), имеется внутренняя противоречивость. Вид выражения для напряженности поля в базе (1.16) показывает, что  $\frac{\partial E}{\partial x} \neq 0$ , а это в свою очередь при подстановке в уравнение Пуассона (1.8) приводит к нарушению условия электронейтральности (1.10).

Однако оценки показывают [17], что при максимальном значении  $\frac{\partial E}{\partial x}$ , которое было экспериментально получено для некоторых типов германиевых диодов, величина  $|\delta p - \delta n|$  не превышает  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . Равновесные концентрации электронов и дырок в исследованных образцах составляли соответственно  $n_{n0} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $p_{n0} \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, разница  $|\delta p - \delta n|$  на несколько порядков меньше равновесной концентрации неосновных носителей заряда. Полученный результат физически очевиден, так как ввиду большой концентрации носителей заряда уже их незначительное пространственное разделение приводит к возникновению весьма значительных полей, стремящихся восстановить нейтральность, так что разность  $|\delta p - \delta n|$  и должна быть малой. С ростом избыточной концентрации носителей зарядов эта разность, естественно, растет, однако по крайней мере до значений  $p \leq (10^{-1} - 10^2) n_{n0}$  условие (1.10) можно считать практически выполненным [17].

Таким образом, предположение, положенное в основу проведенного преобразования, представляет собой использование условия квазинейтральности  $\delta p \simeq \delta n$ , заключающееся в пренебрежении координатным изменением напряженности электрического поля в уравнении Пуассона, с одновременным допущением такого изменения в выражении (1.16) для  $E$ , полученном из (1.3) и (1.4).

Следует отметить, что для большинства реальных режимов работы диодов, в особенности быстродействующих (изготавливаемых из относительно низкоомных полупроводников с большим значением  $n_{n0}$ ), плотность прямого тока такова, что условие  $p < 10^2 n_{n0}$  хорошо выполняется.

При дальнейшем повышении плотности тока наступает замедление роста концентрации инжектированных дырок, которое можно объяснить лишь нарушением условия квазинейтральности. При сверхвысоких плотностях тока может начаться даже уменьшение концентрации дырок вблизи  $p-n$ -перехода, что приводит к появлению большого объемного заряда [18]. При этих условиях проведенные выше преобразования системы (1.3)—(1.8) становятся неприемлемыми.

Наиболее полно и последовательно рассмотрено приближение низкого уровня инжекции, когда правомерно использование уравнения (1.13). В этом случае для описания большинства переходных процессов могут быть получены относительно простые аналитические выражения, пригодные для экспериментальной проверки. Нередко те же формулы оказываются справедливыми и при увеличении уровня инжекции, что подтверждается либо дополнительными теоретическими расчетами, либо эмпирическим путем. Если же точный вид той или иной формулы и не сохраняется при произвольном уровне инжекции, то, как правило, она все же приводит к верным полуколичественным результатам.

Лишь при переключении диода из нейтрального состояния в пропускное обязательным является рассмотрение полной системы уравнений (1.3)—(1.8).

В соответствии со сказанным мы в дальнейшем будем главным образом рассматривать переходные процессы при низком уровне инжекции.

В заключение оценим, при каких предельно малых временах жизни справедливы полученные уравнения. Как известно, распространение дырок в полупроводнике подчиняется уравнению диффузии лишь в том случае, если линейный размер, характеризующий градиент концентрации дырок (в нашем случае диффузионная длина  $L_D$ ), значительно больше *дебаевской длины*. Длина Дебая, или радиус экранирования Дебая, определяется формулой

$$l_D = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi q^2 n_{n0}}} \quad (1.19)$$

Это условие полностью эквивалентно требованию, чтобы время жизни неравновесных носителей заряда значительно превышало *постоянную времени Максвелла*  $\theta_M$ . Время максвелловской релаксации определяет время установления зарядовой нейтральности в полупроводнике, если она каким-либо способом была нарушена (например, путем инжекции дырок  $p-n$ -переходом) и равняется

$$\theta_M = \frac{\epsilon \rho_n}{4\pi},$$

где  $\rho_n$  — удельное сопротивление полупроводника базовой области. Значения величин  $l_D$  и  $\theta_M$  для используемых при изготовлении полупроводниковых диодов полупроводников  $n$ -типа приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

$n_{n0}, \text{см}^{-3}$	$l_D, \text{см}$	$\theta_M = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}, \text{сек}$	$n_{n0}, \text{см}^{-3}$	$l_D, \text{см}$	$\theta_M = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}, \text{сек}$
$1 \cdot 10^{20}$	$3,96 \cdot 10^{-8}$	$0,63 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{14}$	$3,96 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-9}$
$1 \cdot 10^{17}$	$1,25 \cdot 10^{-6}$	$0,63 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{11}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$0,63 \cdot 10^{-6}$

Для сравнения отметим, что, принимая специальные меры, в германии или в кремнии с  $n_{n0} \simeq 10^{14} \text{см}^{-3}$  не удается получить  $\tau_p < 10^{-6} \text{сек}$ , а при  $n_{n0} = 10^{16} \text{см}^{-3}$  время жизни дырок удастся понизить до значений порядка  $10^{-9} - 10^{-10} \text{сек}$ . Таким образом, всегда сохраняется условие  $\tau_p \gg \theta_M$ ; и уравнения (1.13) и (1.18) можно считать справедливыми для каждого момента времени.

### § 3. Решение уравнения диффузии (низкий уровень инжекции)

**3.1. Модель диода и краевые условия.** Рассмотрим переходный процесс переключения в диоде для случая низкого уровня инжекции и в пренебрежении током проводимости неосновных носителей заряда — дырок, т. е. решим уравнение диффузии (1.13) в предположении, что в схеме рис. 1.1 через диод неограниченно долго протекал прямой ток плотности  $j_{пр}$ , а в некоторый момент, принимаемый за начало отсчета, на вход схемы подают перепад обратного напряжения амплитудой  $U_{инв}$ .

Предварительно оказывается необходимым сделать ряд дальнейших предположений относительно рассматриваемой модели диода, а также определить начальное и граничные условия.

Будем считать, что изменение типа проводимости внутри полупроводникового кристалла происходит скачкообразно при некотором значении координаты  $x$ , которое примем за начало отсчета. Этому предположению полностью удовлетворяют сплавные  $p-n$ -переходы, а также, в первом приближении, и многие типы переходов, полученных методом диффузии.

Сделанное в предыдущем параграфе предположение о резком различии проводимости  $p$ - и  $n$ -областей означает, что коэффициент инжекции контакта  $\gamma$  близок к единице и весь ток в плоскости  $p-n$ -перехода переносится только дырками. Отсюда вытекает, что исследуемый переходный процесс определяется поведением носителей лишь в базовой области, так как изменение тока в цепи диода не приводит к каким-либо изменениям концентрации носителей в  $p$ -области. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать лишь базовую область диода, в которой неосновные носители заряда — дырки, основные — электроны.

Следует отметить, что, как установили Са, Нойс и Шокли [104], и при условии  $\rho_p \ll \rho_n$  величина  $\gamma$  может быть заметно меньше единицы из-за интенсивной рекомбинации дырок в области пространственного заряда около  $p-n$ -перехода. Этот эффект может быть значителен в полупроводниках с большой шириной запрещенной

зоны, низким удельным сопротивлением и малым временем жизни. Практически рекомбинация в  $p-n$ -переходе определяет вольтамперные характеристики большинства кремниевых диодов при малых прямых токах, а также и германиевых — при низкой температуре окружающей среды. Для некоторых типов быстродействующих германиевых диодов с малым значением удельного сопротивления базы и со сниженным временем жизни неравновесных носителей заряда эффект рекомбинации в  $p-n$ -переходе оказывается существенным и при комнатной температуре [159].

При возрастании тока прямого смещения электронно-дырочный ток рекомбинации также растет, но медленнее, чем диффузионный дырочный ток. Таким образом, при достаточно больших значениях  $j_{пр}$  сделанное выше предположение о том, что  $\gamma = 1$ , справедливо. При меньших токах прямого смещения, когда  $\gamma < 1$ , доля дырочного тока равна  $\gamma \cdot j_{пр}$ , причем, как и в случае  $\gamma = 1$ , никаких изменений концентраций носителей в  $p$ -области не происходит, так как электроны, вытекающие из  $n$ -области, рекомбинируют в слое объемного заряда. Следовательно, и при  $\gamma < 1$  (если это обусловлено рекомбинацией в  $p-n$ -переходе) можно ограничиться рассмотрением лишь тех процессов, которые протекают в базовой области диода.

Дальнейшее рассмотрение будем вести для случая  $\gamma = 1$ , помня, что в противном случае все полученные формулы остаются справедливыми для дырочной компоненты полного тока.

Если через  $p-n$ -переход протекает ток плотности  $j$ , то из (1.3) и (1.5) нетрудно получить граничное условие в плоскости  $p-n$ -перехода в виде

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{j}{qD_p}. \quad (1.20)$$

Будем также считать, что концентрации носителей заряда в базе ни при каких условиях не становятся столь большими, чтобы нарушалась статистика Больцмана. В случае германия и кремния при температурах вблизи комнатной это верно по крайней мере до концентраций порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Использование больцмановского

приближения позволяет связать граничную концентрацию дырок (со стороны базы)  $p_1$  с напряжением  $u_{p-n}$ , приложенным извне к  $p-n$ -переходу, простым соотношением

$$p_1 = p_{n0} \exp\left(\frac{qu_{p-n}}{kT}\right). \quad (1.21)$$

Отсюда видно, что если к  $p-n$ -переходу приложено достаточно большое прямое смещение ( $u_{p-n} \gg \frac{kT}{q}$ ), то  $p_1 \gg p_{n0}$ ; в случае приложения обратного напряжения с высокой степенью точности можно считать, что

$$p(0, t) = 0. \quad (1.22)$$

При неограниченном удалении от  $p-n$ -перехода концентрация избыточных дырок спадает из-за рекомбинации до нуля, так что условие на бесконечности имеет вид

$$p(x, t) \rightarrow p_{n0} \quad \text{при } x \rightarrow \infty. \quad (1.23)$$

Таким образом, если заданным является изменение во времени падения напряжения на  $p-n$ -переходе  $u_{p-n}(t)$ , то имеем дело с первой краевой задачей (определена граничная концентрация дырок); в случае, когда заданным является изменение плотности тока через  $p-n$ -переход  $j(t)$  — с краевой задачей второго рода (на границе определена производная концентрации дырок по координате).

Если через диод неограниченно долго протекает прямой ток плотностью  $j_{пр}$ , то распределение дырок в базовой области описывается решением уравнения диффузии (1.13) для стационарного случая ( $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ) с граничным условием (1.20) или (1.21). Это решение получено еще в [2] и имеет вид

$$p(x) = (p_1 - p_{n0}) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + p_{n0}. \quad (1.24)$$

Из (1.20) и (1.24) можно получить простую связь граничной концентрации дырок с плотностью прямого тока

$$p_1 = \frac{j_{пр} L_p}{q D_p} + p_{n0} = \frac{j_{пр} \tau_p}{q L_p} + p_{n0} \quad (1.25)$$

или, поскольку при реальных режимах переключения диодов  $p_1 \gg p_{n0}$ ,

$$p_1 \simeq \frac{j_{np} L_p}{q D_p}. \quad (1.26)$$

Таким образом, при увеличении прямого смещения граничная концентрация дырок растет экспоненциально с ростом напряжения на  $p-n$ -переходе и линейно с ростом тока через  $p-n$ -переход.

Распределение дырок (1.24) представляет собой искомое начальное условие при решении задачи о переключении диода из прямого направления в обратное.

**3.2. Методы решения уравнения диффузии.** Найдем интеграл уравнения диффузии для обоих граничных условий, т. е. рассмотрим две задачи:

1) через диод неограниченно долго протекал прямой ток плотностью  $j_{np}$ , а в момент  $t = 0$  к  $p-n$ -переходу мгновенно прикладывается запирающее напряжение  $U_{нмп}$  — граничное условие (1.22);

2) при том же режиме по прямому току переключение на обратную полярность в момент  $t = 0$  производится таким образом, что через диод начинает протекать постоянный обратный ток плотностью  $j_0$  — граничное условие (1.20).

Для упрощения дальнейшего математического анализа введем безразмерные переменные времени и координаты:

$$\mathcal{T} = \frac{t}{\tau_p} \quad \text{и} \quad X = \frac{x}{L_p}. \quad (1.27)$$

Тогда уравнение (1.13), граничные условия (1.20) и (1.22) и начальное условие (1.24) приобретают вид

$$\frac{\partial p}{\partial \mathcal{T}} = \frac{\partial^2 p}{\partial X^2} - (p - p_{n0}), \quad (1.28)$$

$$\left( \frac{\partial p}{\partial X} \right)_{X=0} = - \frac{j_0 L_p}{q D_p} = - \frac{j_0 \tau_p}{q L_p}, \quad (1.29)$$

$$p(0, \mathcal{T}) = 0, \quad (1.30)$$

$$p(X, 0) = \frac{j_{np} L_p}{q D_p} e^{-X} + p_{n0}, \quad (1.31)$$

где  $p = p(X, \mathcal{T})$ .

Рассмотрим первую краевую задачу. Введя замену

$$p - p_{n0} = \varphi(X, \mathcal{J}) e^{-\mathcal{J}}, \quad (1.32)$$

сведем уравнение диффузии к его простейшему виду:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \mathcal{J}} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2}. \quad (1.33)$$

Перепишем также и условия (1.23), (1.30) и (1.34):

$$\varphi(0, \mathcal{J}) = -p_{n0} e^{\mathcal{J}}, \quad (1.34)$$

$$\varphi(\infty, \mathcal{J}) = 0, \quad (1.35)$$

$$\varphi(X, 0) = (p_1 - p_{n0}) e^{-X}. \quad (1.36)$$

Решение поставленной задачи можно представить в виде суммы [19]

$$\varphi(X, \mathcal{J}) = \varphi_1(X, \mathcal{J}) + \varphi_2(X, \mathcal{J}), \quad (1.37)$$

где  $\varphi_1(X, \mathcal{J})$  представляет влияние только начальных условий, а  $\varphi_2(X, \mathcal{J})$  — влияние только краевого условия.

Эти функции можно определить как решения уравнения (1.33), удовлетворяющие условиям:

$$\text{I. } \varphi_1(X, 0) = \varphi(X, 0), \quad \varphi_1(0, \mathcal{J}) = 0, \quad (1.38)$$

$$\text{II. } \varphi_2(X, 0) = 0, \quad \varphi_2(0, \mathcal{J}) = \varphi(0, \mathcal{J}). \quad (1.39)$$

Очевидно, что сумма этих функций будет удовлетворять граничному и начальному условиям (1.34) и (1.36).

Решения для  $\varphi_1(X, \mathcal{J})$  и  $\varphi_2(X, \mathcal{J})$ , получаемые путем использования функции источника для полубесконечной прямой, известны (см., например, [19, 20]):

$$\varphi_1(X, \mathcal{J}) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}}} \int_0^{\infty} \varphi_1(\xi) \left\{ \exp\left[-\frac{(X-\xi)^2}{4\mathcal{J}}\right] - \exp\left[-\frac{(X+\xi)^2}{4\mathcal{J}}\right] \right\} d\xi, \quad (1.40)$$

$$\varphi_2(X, \mathcal{J}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} }^{\infty} \varphi_2\left(\mathcal{J} - \frac{X^2}{4\xi^2}\right) \exp(-\xi^2) d\xi. \quad (1.41)$$

Интегрирование (1.40) и (1.41) и проведение всех необходимых обратных преобразований к функции  $p(X, \mathcal{J})$  дают искомое решение:

$$p(X, \mathcal{J}) = p_{n0}(1 - e^{-X}) + \frac{p_1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} - \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} + \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) \right]^* \quad (1.42)$$

Более распространенным методом решения уравнения диффузии при анализе различных переходных процессов в диодах является использование операционного исчисления. Для более наглядного выяснения преимуществ этого метода получим (1.42) еще раз.

Применение операторного метода к дифференциальным уравнениям второго порядка с двумя переменными опирается на двумерное преобразование Лапласа — Карсона. Суть этого преобразования состоит в том, что каждой функции аргументов  $X$  и  $\mathcal{J}$ , используемой при решении дифференциального уравнения (1.33), ставятся в соответствие некоторые функции от переменных  $s_1$  и  $s_2$ , определяемые следующим образом:

$$\varphi(X, \mathcal{J}) \doteq F(s_1, s_2) \equiv s_1 \cdot s_2 \int_0^\infty \int_0^\infty \exp(-s_1 X - s_2 \mathcal{J}) \varphi(X, \mathcal{J}) dX d\mathcal{J}, \quad (1.43)$$

$$\varphi(X, 0) \doteq A_1(s_1) \equiv s_1 \int_0^\infty \exp(-s_1 X) \varphi(X) dX, \quad (1.44)$$

$$\varphi(0, \mathcal{J}) \doteq A_2(s_2), \quad (1.45)$$

$$\left( \frac{\partial \varphi}{\partial X} \right)_{X=0} \doteq A_3(s_2), \quad (1.46)$$

где выражения для функций  $A_2(s_2)$  и  $A_3(s_2)$  полностью аналогичны (1.44). Функции от  $s_1, s_2$ , стоящие в правых

\*) Общепринятое сокращение дополнения интеграла функции ошибок

$$\operatorname{erfc} Z \equiv 1 - \operatorname{erf} Z = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-y^2} dy,$$

частях равенств (1.43) — (1.46), называются изображениями, функции в левых частях тех же равенств — оригиналами. При замене оригиналов функций их изображениями дифференциальное уравнение (1.33) переходит в алгебраическое, решая которое для полубесконечной области, можно получить [21]

$$F(s_1, s_2) = \frac{-s_2 A_1(s_1) + s_1 A_3(s_2) + s_1^2 A_2(s_2)}{s_1^2 - s_2}. \quad (1.47)$$

Изображения начального и граничных условий не являются независимыми, а связаны между собой «условием совместимости»:

$$sA_1(\sqrt{s}) - \sqrt{s} A_3(s) - sA_2(s) = 0, \quad s = s_1 \text{ либо } s = s_2, \quad (1.48)$$

из которого вытекает, что только две из этих функций могут быть выбраны произвольно. В решаемой нами первой краевой задаче заданными являются  $A_1(s_1)$  и  $A_2(s_2)$ , поэтому из (1.48) находим  $A_3(s_2)$ ; подставив его в (1.47), получаем после соответствующих алгебраических преобразований  $F(s_1, s_2)$  в следующей форме:

$$F(s_1, s_2) = \frac{s_1 s_2}{(s_1 + 1)(\sqrt{s_2} + 1)(s_1 + \sqrt{s_2})} p_1 - \frac{s_1 s_2}{(s_1 + 1)(s_2 - 1)} p_{n0}. \quad (1.49)$$

Нетрудно показать, что коэффициент перед  $p_1$  может быть представлен в виде

$$\frac{s_1 s_2}{(s_1 + 1)(s_2 - 1)} - \frac{1}{2} \frac{s_1 \sqrt{s_2}}{(\sqrt{s_2} - 1)(\sqrt{s_2} + s_1)} - \frac{1}{2} \frac{s_1 \sqrt{s_2}}{(\sqrt{s_2} + 1)(\sqrt{s_2} + s_1)}.$$

Найдя с помощью таблиц [21] оригиналы функций  $s_1$  и  $s_2$  и проведя обратный переход от  $\varphi(X, \mathcal{J})$  к  $p(X, \mathcal{J})$ , снова, как и раньше, получаем распределение концентрации дырок в базе после переключения в виде (1.42).

Одним из удобств операторного метода является то, что из (1.48) можно легко найти, например,  $A_3(s_2)$  или  $A_2(s_2)$ . Переход к оригиналам позволяет сразу получить

зависимость плотности тока через  $p$  —  $n$ -переход или концентрации дырок около него от времени без полного решения уравнения (1.33). Знание же этих двух характеристик часто оказывается достаточным для описания того или иного переходного процесса.

Другое достоинство этого метода — относительная легкость определения того или иного изображения по (1.47), (1.48), а также простота нахождения оригинала по изображению с помощью таблиц, часть из которых приведена в [21—25].

Использование двумерного преобразования Лапласа — Карсона упрощает нахождение решения уравнения (1.33) и при других начальных и граничных условиях.

Так, решая вторую краевую задачу, когда после переключения плотность обратного тока постоянна и равна  $j_0$ , получаем

$$p(X, \mathcal{J}) = p_1 \left\{ e^{-X} - \frac{j_{np} + j_0}{2j_{np}} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} - \sqrt{\mathcal{J}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} + \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right] \right\}. \quad (1.50)$$

Введем для сокращения записи функции:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(X, \mathcal{J}) &= \frac{1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} - \sqrt{\mathcal{J}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} + \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right], \\ \psi_2(X, \mathcal{J}) &= \frac{1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} - \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} + \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) \right], \\ \psi_3(X, \mathcal{J}) &= \frac{1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} - \sqrt{\mathcal{J}} \right) + e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} + \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right], \\ \psi_4(X, \mathcal{J}) &= \frac{1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} - \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) + e^X \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\mathcal{J}} + \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (1.51)$$

Нетрудно видеть, что эти функции связаны между собой следующими простыми соотношениями:

$$\psi_1(X, \mathcal{T}) + \psi_4(X, \mathcal{T}) = \psi_2(X, \mathcal{T}) + \psi_3(X, \mathcal{T}) = e^{-X}. \quad (1.52)$$

Используя эти сокращения, запишем (1.42) в виде

$$p(X, \mathcal{T}) = p_{n0}(1 - e^{-X}) + p_1\psi_2(X, \mathcal{T}) \quad (1.53)$$

и соответственно (1.50):

$$p(X, \mathcal{T}) = p_1[e^{-X} - (1 + B)\psi_1(X, \mathcal{T})], \quad (1.54)$$

где  $B = j_0/j_{пр}$ .

Распределение вида (1.42) было впервые рассчитано Хейббом и приведено в [11], а (1.50) получено

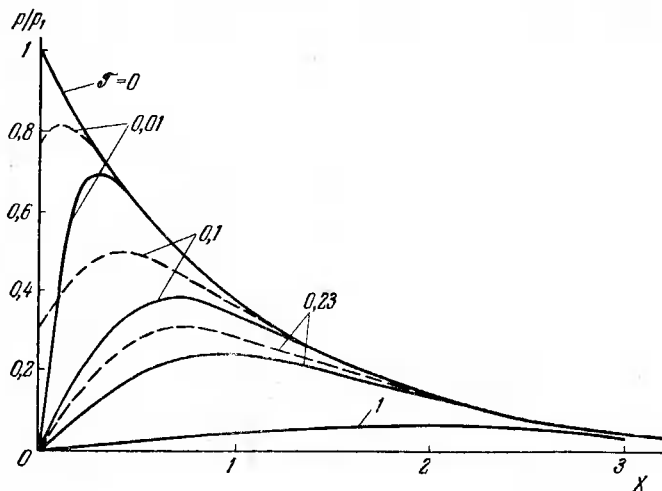


Рис. 1.2. Распределения относительных концентраций дырок  $p/p_1$  в базе в различные моменты времени после переключения.

Сплошные кривые — переключение без ограничивающего сопротивления, пунктирные кривые — переключение при  $J_0/J_{пр} = 1$ .

Кингстоном [8] и в неявной форме одновременно с ним Лэксом и Нойштадтером [9].

На рис. 1.2 приведены графики решений (1.42) и (1.50) для четырех различных моментов времени при условии, что  $p_{no} \ll p_1$ .

Изменение начального распределения дырок, имевшегося на момент  $\mathcal{J} = 0$ , начинается сколо  $p-n$ -перехода и лишь с течением времени распространяется в глубь базы. При этом наиболее быстрое освобождение базы от избыточных дырок происходит в том случае, когда на  $p-n$ -переход подается ступенька запирающего напряжения и концентрация дырок, согласно принятому граничному условию (1.22), скачком меняется от  $p_1$  до нуля. Физически это объясняется тем, что наличие отрицательного смещения на  $p-n$ -переходе делает его идеальным поглотителем дырок — любая дырка, приблизившаяся вследствие диффузии к  $p-n$ -переходу, мгновенно втягивается в него и перебрасывается в  $p$ -область. Физически очевидно, что, поскольку исчезновение дырок из базы определяется лишь диффузией и рекомбинацией, интенсивность рассасывания не должна зависеть от величины обратного напряжения, так как оно всегда сосредоточено лишь в области объемного заряда. Вид распределения (1.42) подтверждает это положение.

Характерно, что в глубине базы распределение  $p(x)$  в течение более или менее длительного времени после переключения сохраняет свой первоначальный вид. Это объясняется тем, что убыль дырок за счет рекомбинации, непрерывно идущая в каждой точке базы, пополняется притоком дырок вследствие диффузии их в направлении убывания концентрации (слева — направо на рис. 1.2). Из (1.6), (1.20) и (1.24) нетрудно получить, что вдали от  $p-n$ -перехода убыль и приток дырок точно равны друг другу. Лишь постепенно нарушение стационарного распределения распространяется в глубь базы.

Когда после переключения на обратное направление ток через  $p-n$ -переход ограничен, спадание вблизи него концентрации дырок до нуля идет в течение некоторого времени.

Во всех случаях распределения концентрации дырок во время рассасывания описываются кривыми с максимумом в области базы; положение максимума с течением времени все больше удаляется от  $p-n$ -перехода.

При получении распределений (1.42) и (1.50) мы пренебрегали процессом перестройки объемного заряда в области  $p-n$ -перехода при изменении внешнего напряжения на нем, т. е. полагали ширину этой области  $h_{p-n}$  равной нулю. Из графиков рис. 1.2 видно, что это предположение эквивалентно требованию

$$h_{p-n}/L_p \ll 1.$$

Для большинства германиевых и кремниевых плоскостных диодов, как сплавных, так и диффузионных, это условие хорошо выполняется, если обратное напряжение не слишком велико. С другой точки зрения, игнорирование нестационарных процессов, протекающих в области объемного заряда, означает исключение из рассмотрения влияния барьерной емкости на длительность переходного процесса.

**3.3. Установление распределения дырок при прямом смещении.** В ряде режимов, рассматриваемых ниже, оказывается неправомерным считать, что перед переключением прямой ток через диод протекал неограниченно долго и в базе установилось стационарное распределение дырок. В этих случаях «короткого» импульса прямого тока нельзя использовать (1.24) в качестве начального условия для решения уравнения (1.13); необходимо рассмотреть процесс установления стационарного распределения при включении импульса прямого тока [26, 27].

Скачкообразное изменение плотности прямого тока от нуля до  $j_{пр}$  немедленно приводит к возникновению градиента концентрации дырок вблизи  $p-n$ -перехода, определяемого выражением (1.20). До момента подачи прямого импульса концентрация дырок в базе диода равна

$$p(X, 0) = p_{n0}, \quad t = 0.$$

Решение уравнения диффузии (1.13) с этим начальным распределением и граничным условием (1.20) имеет вид

$$p = p_1 \frac{1}{2} \left\{ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}_{пр}}} - \sqrt{\mathcal{J}_{пр}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}_{пр}}} + \sqrt{\mathcal{J}_{пр}} \right) \right\} + p_{n0} = p_1 \Psi_1(X, \mathcal{J}_{пр}) + p_{n0} \quad (1.55)$$

Здесь  $\mathcal{J}_{\text{пр}} = t_{\text{пр}}/\tau_p$ , где  $t_{\text{пр}}$  — длительность импульса прямого тока через диод. Графики зависимости  $\frac{p(X)}{p_1}$  при различных фиксированных значениях  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$  приведены на рис. 1.3. Рассмотрение этих графиков показывает [26], что, полагая  $p_{n0} = 0$ , при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$  распределение избыточных дырок в базе можно приближенно описать экспоненциальной зависимостью вида

$$\begin{aligned} p(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}) &= \\ &= p_1(\mathcal{J}_{\text{пр}}) \exp[-x/l(\mathcal{J}_{\text{пр}})]. \end{aligned} \quad (1.56)$$

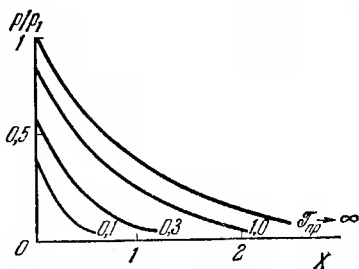


Рис. 1.3. Распределение относительных концентраций дырок в базе диода при различных длительностях импульса прямого тока.

Определим величины  $p_1(\mathcal{J}_{\text{пр}})$  и  $l(\mathcal{J}_{\text{пр}})$ . Для этого потребуем, чтобы приближенное и точное распределения имели одинаковое значение концентрации дырок у  $p-n$  перехода, а также одинаковое общее количество избыточных дырок во всем объеме базы. В дальнейшем будем использовать следующие асимптотические разложения в ряды интеграла функции ошибок при малых и больших значениях аргумента:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{erf} z &\simeq \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( z - \frac{z^3}{113} + \frac{z^5}{215} - \dots \right), \\ \operatorname{erfc} z &\simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-z^2}}{z} \left[ 1 - \frac{1}{2z^2} + \frac{3 \cdot 4}{(2z)^4} - \frac{4 \cdot 5 \cdot 6}{(2z)^6} + \dots \right] \end{aligned} \right\} (1.57)$$

Из общего решения (1.55), полагая  $X = 0$ , получаем

$$p_1(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = p_1 \cdot \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \simeq p_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}. \quad (1.58)$$

Интегрируя уравнение (1.13) по объему базы и замечая, что  $Sq \int_0^{\infty} p dx = Q_n$  — есть полный заряд дырок, накоплен-

ных в базе, получаем следующее уравнение для процесса этого накопления:

$$Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty)(1 - e^{-\mathcal{J}_{\text{пр}}}), \quad (1.59)$$

причем  $Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty) = Sq\rho_1 L_p$ . При  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$  имеем

$$Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = \mathcal{J}_{\text{пр}} Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty) = Sq\rho_1 L_p \mathcal{J}_{\text{пр}}; \quad (1.60)$$

интегрирование (1.56), умноженного на  $qS$ , по объему базы дает

$$Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = p_1(\mathcal{J}_{\text{пр}}) l(\mathcal{J}_{\text{пр}}) qS. \quad (1.61)$$

Приравнивая (1.60) и (1.61) и учитывая (1.58), получаем

$$l(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = L_p \frac{\mathcal{J}_{\text{пр}}}{\text{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}} \simeq L_p \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}. \quad (1.62)$$

Таким образом, распределение концентрации дырок в базе диода в различные моменты времени после приложения импульса прямого тока приближенно описывается выражением

$$p(X, \mathcal{J}) = p_1 \text{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \exp\left(-\frac{\text{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}}{\mathcal{J}_{\text{пр}}} X\right) \simeq \\ \simeq p_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \exp\left(-\frac{2}{\sqrt{\pi} \mathcal{J}_{\text{пр}}} X\right), \quad (1.63)$$

где  $p_1$ , как и прежде, определяется формулой (1.25). Близкие к (1.63) выражения получены в работах [26, 27, 28]. Численные оценки, проведенные при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} = 0,1$ , показывают, что выражения (1.63) и (1.55) отличаются друг от друга не более чем на 3% при одном и том же значении  $X$ .

Приближенно полагая  $2/\sqrt{\pi} \approx 1$ , замечаем, что распределение дырок в базе диода при малой длительности импульса прямого тока ( $t \ll \tau_p$ ) такое же, как и для стационарного случая, если в последнем концентрацию дырок вблизи  $p-n$ -перехода  $p_1$  и диффузионную длину  $L_p$  уменьшить в  $1/\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}$  раз.

Если при подаче на диод прямого смещения условия в цепи таковы, что внешнее напряжение мгновенно прикладывается к  $p-n$ -переходу, то граничная концентра-

ция дырок скачком возрастает до величины  $p_1$ , т. е. уже при  $t = 0$  действует соотношение (1.21). Проинтегрируем уравнение диффузии (1.13) при нулевом начальном условии и граничном условии

$$p(0, t) = p_1. \quad (1.64)$$

Решение ведется так же, как и для случая постоянства прямого тока, и имеет вид

$$p(X, \mathcal{T}_{\text{пр}}) = p_1 \Psi_3(X, \mathcal{T}_{\text{пр}}). \quad (1.65)$$

Графики функции (1.65) для различных значений  $\mathcal{T}_{\text{пр}}$  приведены на рис. 1.4. Сравнение рис. 1.3 и 1.4 наглядно показывает характерные различия двух режимов: постоянство ли-

бо градиента концентрации, либо самой концентрации дырок у  $p-n$ -перехода во время переходного процесса при условиях  $j_{\text{пр}} = \text{const}$  и  $u_{p-n} = \text{const}$  соответственно.

В дальнейшем при решении задач переключения диода из неустановившегося прямого состояния в качестве начального условия могут быть использованы распределения (1.55), (1.63) или (1.65). Из структуры этих выражений и из графиков рис. 1.3 и 1.4 видно, что импульс прямого тока следует считать «коротким», когда его длительность соизмерима или меньше времени жизни дырок.

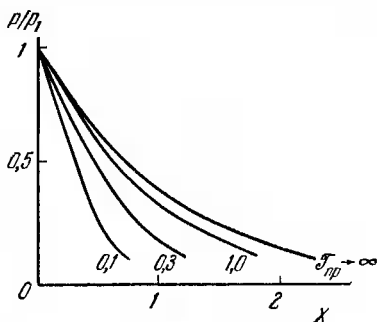


Рис. 1.4. Распределение относительных концентраций дырок в базе диода при различных длительностях импульса прямого напряжения.

## ГЛАВА II

### ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПЛОСКОСТНОГО ДИОДА

Рассмотрим переходные процессы, сопровождающие различные режимы переключения диода из прямого направления в обратное. Как и в предыдущей главе, будем использовать модель диода с плоскостным  $p-n$ -переходом и с полубесконечной базовой областью электронного типа проводимости, называя в дальнейшем такую структуру просто плоскостным диодом.

#### § 4. Переходные процессы без сопротивления в цепи диода

**4.1. Общее решение.** Найдем переходную характеристику диода в схеме рис. 1.1 при условии установившегося прямого тока для случая  $R_n = 0$ , т. е. будем считать, что запирающее напряжение в некоторый момент  $t = 0$  (и соответственно  $\mathcal{J} = 0$ ) мгновенно подается на  $p-n$ -переход. Как будет видно из последующих параграфов, подобное допущение в ряде случаев является наилучшим приближением к экспериментальным условиям.

Условие  $R_n = 0$  означает, что при решении уравнения (1.13) граничное условие имеет вид (1.22).

Подставляя (1.42) в условие (1.20) и проводя дифференцирование, получаем для плотности переходного обратного тока через  $p-n$ -переход следующее выражение:

$$j(\mathcal{J}) = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} - \frac{qD_p p_1}{L_p} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right). \quad (2.1)$$

Используя (1.25) и учитывая, что

$$-\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = j_s \quad (2.2)$$

есть не что иное, как плотность тока насыщения  $p-n$ -перехода \*), находим

$$\frac{j + j_s}{j_{\text{пр}} + j_s} = - \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right). \quad (2.3)$$

Обычно  $j_{\text{пр}} \gg j_s$ , а зависимость  $j(t)$  практически наиболее интересна, пока  $j(t) \gg j_s$ , поэтому, полагая  $j_s = 0$  в выражении (2.3), получаем

$$j(t) = - j_{\text{пр}} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right). \quad (2.4)$$

Знак минус перед  $j_{\text{пр}}$  означает, что  $j(t)$  имеет направление, противоположное  $j_{\text{пр}}$ , т. е. представляет собой обратный ток диода. В дальнейшем мы повсюду будем иметь в виду абсолютное значение обратного тока, поэтому знак минус в аналогичных формулах будем опускать. Кроме того, в дальнейшем будем пренебрегать током насыщения по сравнению с мгновенными значениями переходного обратного тока. Это эквивалентно допущению о том, что  $p_{n0} = 0$  в выражениях (1.24), (1.42), (1.55) и подобных им распределениях концентрации дырок.

Разлагая в ряд экспоненту и интеграл функции ошибок (1.57) и ограничиваясь членами первого порядка малости при малых значениях  $\mathcal{J}$  и членами второго порядка малости при больших  $\mathcal{J}$ , получаем

$$j(t) \simeq j_{\text{пр}} \frac{1}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}}, \quad \mathcal{J} \ll 1, \quad (2.5)$$

$$j(t) \simeq j_{\text{пр}} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}^3}}, \quad \mathcal{J} \gg 1. \quad (2.6)$$

Графики точного решения (2.4) и его асимптотические приближения представлены на рис. 2.1. Как видим, с точностью до коэффициента 2 аппроксимация (2.5) верна при  $\mathcal{J} < 0,2$ , а аппроксимация (2.6) — при  $\mathcal{J} > 1$ .

Временная зависимость переходного обратного тока вида (2.4) получена и подробно проанализирована в работах [8, 9, 11, 29, 30].

\*) Выражение (2.2) получается сразу же из (1.25), если вместо  $j_{\text{пр}}$  подставить  $j_s$  и учесть, что при обратном смещении  $p_1 = 0$ .

Важную характеристику переходного процесса представляет собой величина полного заряда, протекающего после переключения во внешней цепи и равного заряду избыточных дырок, перешедших из базы назад в  $p$ -область. Этот параметр, который принято называть зарядом переключения  $Q_n$ , представляет собой некоторую

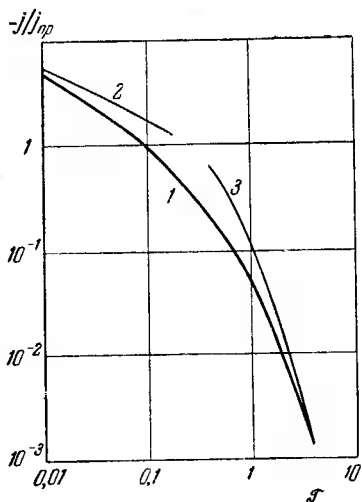


Рис. 2.1. Зависимость переходного обратного тока плоскостного диода от времени при  $R_n = 0$ : 1 — точное решение (2.4); 2 и 3 — асимптотические выражения (2.5) и (2.6) соответственно.

долю полного заряда избыточных дырок, накопленных в базовой области диода при протекании прямого тока. Впервые использование понятия «накопленный заряд» для характеристики инерционности различных по конструкции диодов было сделано Редикером и Соьером [31].

Величина  $Q_n$  определяется путем интегрирования переходного обратного тока по времени:

$$Q_n = S \int_0^{\infty} j(t) dt. \quad (2.7)$$

Подстановка в (2.7) выражения (2.4) дает

$$Q_n = \frac{i_{пр} \tau_p}{2} = \frac{Q_n}{2}. \quad (2.8)$$

где  $i_{пр}$  — прямой ток через диод, а  $Q_n$  — величина накопленного заряда дырок. Второе равенство в (2.8) получается элементарно путем интегрирования стационарного распределения дырок (1.24) в пределах от 0 до  $\infty$  и при условии пренебрежения величиной  $p_{n0}$ .

Анализ формулы (2.8) показывает, что как накопленный заряд, так и заряд переключения пропорциональны величине прямого тока и не зависят от площади  $p-n$ -перехода. Характерно, что в процессе переключения половина накопленного заряда избыточных дырок реком-

бинирует в базе, а половина вытекает во внешнюю цепь, обуславливая переходный обратный ток. Поскольку принятое при расчете условие  $R_n = 0$  обеспечивает наиболее эффективную экстракцию дырок из базы, соотношение (2.8) определяет максимальную долю, которую может составить  $Q_n$  в полной величине накопленного заряда при любых условиях переключения.

**4.2. Уточнение граничных условий.** Из (2.4) и (2.5) вытекает, что при  $t \rightarrow 0$  величина  $j(t) \rightarrow \infty$ . Это явилось следствием нашего предположения о мгновенном изменении концентрации дырок у  $p-n$ -перехода от значения  $p_1$  до нуля, положенного в основу при выводе (1.42) и соответственно (2.4).

Разумеется, физически бесконечно большой ток через  $p-n$ -переход протекать не может. Во всех экспериментах с диодами также было обнаружено, что, хотя броски обратного тока нередко весьма значительны, они тем не менее всегда ограничены.

С целью установления противоречия теории с экспериментом был предпринят ряд попыток по уточнению условий перехода диода к граничному условию (1.22). Так, в работе [32] проведен расчет переходного процесса в предположении, что  $p(X=0) = 0$  устанавливается не мгновенно после приложения обратного напряжения к диоду. Некоторое запаздывание в изменении граничной концентрации дырок обусловлено тем, что на перзарядку барьерной емкости  $p-n$ -перехода требуется конечное время, равное  $t_c \simeq R_n C_d$ , где  $R_n$  — сопротивление нагрузки в цепи диода, а  $C_d$  — барьерная емкость, которая считается не зависящей от смещения на диоде. Предполагая, что в начальной стадии после переключения нарастание напряжения на емкости описывается линейным законом (что соответствует разложению экспоненты в ряд при малых  $t$ ), авторы получили решение уравнения (1.13), дающее максимум на кривой зависимости обратного тока от времени  $j = j(t)$ . Однако проведенные в [32] расчеты нельзя признать полностью удовлетворительными по двум причинам. Во-первых, допущение, что  $t_c \neq 0$ , расходится со сделанным ранее при выводе (2.4) предположением о том, что  $R_n = 0$ . Во-вторых, если считать, что  $R_n \neq 0$ , то при установлении напряжения на  $p-n$ -

переходе необходимо учитывать не только процесс перезарядки барьерной емкости, но и падение напряжения на сопротивлении  $R_{\Pi}$  при протекании через него переходного обратного тока (см. § 5).

Неточность расчета подтверждается и сравнением с результатами экспериментального обследования диодов [33], проведенным в [32]. Для совпадения теоретических и экспериментальных данных пришлось положить  $R_{\Pi}C_{\text{д}} = 2,66 \cdot 10^{-6}$  сек, что по крайней мере на два-три порядка превышает возможное значение этой величины. Действительно, как следует из характеристик, приведенных в [33], обследовались диоды с малой площадью  $p-n$ -перехода, полученные, по-видимому, путем вваривания тонкой золотой проволоочки в кристалл германия. Типичное значение барьерной емкости у таких диодов не превышает единиц пикофард, а сопротивления нагрузки при исследовании процессов переключения выбираются равными 1—2 ком.

Другая попытка теоретического устранения возникновения бесконечно большого обратного тока была принята в работе [34] путем использования граничного условия на  $p-n$ -переходе, зависящего от времени. Было предложено считать, что после переключения спад дырок у  $p-n$ -перехода происходит постепенно по закону:

$$p(0, t) = p_1 e^{-\alpha t}, \quad (2.9)$$

где для диодов с толстой базой  $\alpha = \frac{qU_{\text{имп}}}{kT} \cdot \frac{D_p}{L_p h_{p-n}}$ .

С использованием (2.9) получено выражение, позволяющее рассчитать значение обратного тока при переключении.

Необходимо, однако, отметить, что условие (2.9) введено формально, без связи с физическими процессами, протекающими при переключении, поэтому целесообразность его использования не очевидна. Кроме того, использование условия (2.9) позволяет устранить лишь теоретически бесконечные выбросы обратного тока, сохраняя возможность возникновения очень больших выбросов. Действительно, рассмотрим такой пример:  $U_{\text{имп}} = 10$  в,  $D_p = 44$  см<sup>2</sup>/сек,  $L_p \simeq 2 \cdot 10^{-2}$  см (т. е.  $\tau_p = 10^{-5}$  сек) и  $h_{p-n} = 2 \cdot 10^{-4}$  см. В этом случае  $\alpha = 4 \cdot 10^9$  сек<sup>-1</sup> и уже

через время, равное  $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-9}$  сек, концентрация вблизи  $p-n$ -перехода упадет до значения, много меньшего  $p_1$ , т. е. спустя этот интервал времени после переключения для определения обратного тока может быть использовано выражение (2.4). Из него следует, что при

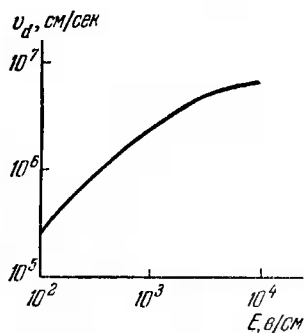


Рис. 2.2. Зависимость дрейфовой скорости носителей заряда в германии от напряженности поля.

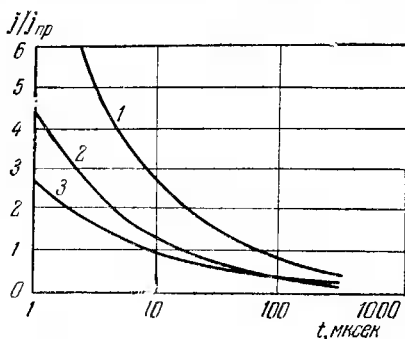


Рис. 2.3. Спад переходного обратного тока в диодах с различной скоростью пролета дырок через  $p-n$ -переход при  $v_d = \infty$  (1),  $10^6$  см/сек (2) и  $10^5$  см/сек (3).

$\mathcal{J} = (0,5 \div 1) \cdot 10^{-4}$  выброс обратного тока в 50—100 раз превышает ток прямого смещения.

Одна из попыток уточнения выражения (2.4) была предпринята Скоттом [35]. Возникновение бесконечно большого броска обратного тока предполагает возможной и бесконечную скорость дырок в области  $p-n$ -перехода. Известно, однако, что при повышении напряженности поля подвижность носителей заряда падает и скорость их стремится к постоянной величине. Типичная зависимость дрейфовой скорости носителей заряда  $v_d$  в германии от напряженности поля, экспериментально полученная Ганом [36], приведена на рис. 2.2. При значении  $E \approx 10^4$  в/см, что типично для области объемного заряда при обратном напряжении на диоде, значение  $v_d$  составляет  $5 \cdot 10^6$  см/сек. Скотт провел решение уравнения (1.13) с начальным распределением (1.24) и с условием, что скорость дырок у границы конечна и равна

$10^5 \div 10^6$  см/сек. Результаты его расчета для конкретного образца диода представлены на рис. 2.3. К сожалению, сообщение [35] не содержит аналитических выражений, на основе которых построены эти графики, поэтому для каких-либо обобщающих выводов нет оснований.

Величина максимального выброса обратного тока, как легко видеть, равна  $i_{\text{макс}} \simeq qp_1 S v_d$ . Используя (1.25), находим

$$\frac{i_{\text{макс}}}{i_{\text{пр}}} \simeq \frac{L_p v_d}{D_p} \quad (2.10)$$

и при  $L_p = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $D_p = 44$  см<sup>2</sup>/сек и  $v_d = 10^5 - 10^6$  см/сек получаем, что  $i_{\text{макс}}/i_{\text{пр}} = 50 \div 500$ .

Таким образом, и учет конечной скорости дырок приводит к ограничению выброса обратного тока лишь в том случае, если этот выброс очень значителен (в десятки и сотни раз больше прямого тока).

Практически во всех экспериментах с диодами величина переходного обратного тока ограничивается сопротивлением нагрузки  $R_n$ , которое всегда отлично от нуля\*).

**4.3. Неустановившееся прямое состояние.** В тех случаях, когда нельзя считать, что прямой ток через диод перед переключением протекал неограниченно долго («короткий» импульс прямого тока), в качестве начального условия при решении уравнения (1.13) необходимо использовать распределение (1.55) или (1.63).

Будем, как и прежде, считать, что при приложении прямого смещения диод включен по схеме генератора тока, т. е. заданным является прямой ток  $i_{\text{пр}}$ . Из общего решения задачи с начальным условием  $p(X, \mathcal{J}_{\text{пр}})$ , определяемым (1.55) и граничным условием (1.22) с использованием функции источника для полубесконечной области [19], пренебрегая величиной  $p_{n0}$ , можно получить

$$\left. \frac{\partial p}{\partial X} \right|_{X=0} = \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}^3}} \cdot \int_0^{\infty} p_1 \psi_1(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}) e^{-\frac{X^2}{4\mathcal{J}}} X dX. \quad (2.11)$$

\*) Влияние сопротивления  $R_n$  на переходный процесс переключения рассматривается в следующем параграфе.

Произведем в соответствии с (1.52) замену:

$$\psi_1(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}) = e^{-X} - \psi_4(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}).$$

Интеграл (2.11) при  $p(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}) = \psi_4(X, \mathcal{J}_{\text{пр}})$  подробно рассмотрен в [30], где показано, что при больших значениях  $\mathcal{J}$  имеет место

$$\int_0^{\infty} \psi_4(X, \mathcal{J}_{\text{пр}}) e^{-\frac{X^2}{4\mathcal{J}}} X dX = p_1 \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}^3}} \left[ \frac{2\mathcal{J}_{\text{пр}}^{1/2} e^{-\mathcal{J}_{\text{пр}}}}{\sqrt{\pi}} + \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \right]. \quad (2.12)$$

Замечая, что при том же условии

$$\int_0^{\infty} p_1 e^{-X} e^{-\frac{X^2}{4\mathcal{J}}} X dX = p_1 \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}^3}}, \quad (2.13)$$

и учитывая (1.29), получаем для плотности обратного тока диода следующее выражение [37]:

$$j(t) \simeq j_{\text{пр}} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}^3}} \left[ 1 - \left( \frac{2\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} e^{-\mathcal{J}_{\text{пр}}}}{\sqrt{\pi}} + \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \right) \right]. \quad (2.14)$$

Численные оценки показывают, что при  $\mathcal{J} \geq 3$  погрешность в определении  $j(t)$  по формуле (2.14) не превышает 20% по сравнению со случаем  $\mathcal{J} \rightarrow \infty$ .

В выражении (2.14) член перед квадратными скобками равен (2.6) и описывает спад обратного тока при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$ ; выражение в квадратных скобках (обозначим его через  $K_1$ ) — поправочный коэффициент на конечную длительность прямого тока.

Таким образом, характер зависимости переходного обратного тока от времени при больших значениях  $\mathcal{J}$  остается одним и тем же независимо от длительности прямого тока, изменяется лишь значение коэффициента  $K_1$ . На рис. 2.4 приведен график зависимости  $K_1$  от  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ . Из графика видно, что прямое распределение дырок можно считать установившимся при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} > 2 \div 3$ . Естественно, что при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$   $K_1 \rightarrow 1$ . Отметим, что для снижения переходного обратного тока в некоторый

момент  $\mathcal{J}$  до пренебрежимо малой величины [которую, как обычно в радиотехнике, примем равной  $0,1j(\mathcal{J}, \mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty)$ ] необходимо, чтобы длительность импульса прямого тока была менее  $0,3\tau_p$ .

Асимптотическое выражение для  $K_1$  при очень малых длительностях прямого тока имеет вид

$$K_1 \simeq 0,75\mathcal{J}_{\text{пр}} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}, \quad \mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1. \quad (2.15)$$

Проведенное нами решение удается представить в относительно простом аналитическом виде (2.14) лишь для

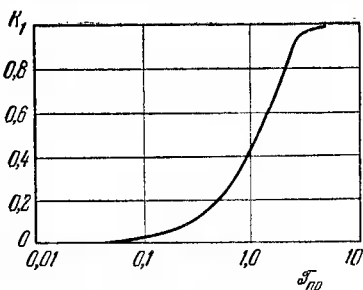


Рис. 2.4. Зависимость коэффициента  $K_1$  от длительности импульса прямого тока.

больших значений времени после переключения ( $\mathcal{J} > 3$ ). В работе [38] получено выражение для  $j(\mathcal{J}, \mathcal{J}_{\text{пр}})$ , справедливое при любых значениях  $\mathcal{J}$ , однако оно громоздко и включает в себя интегралы, решаемые лишь численным методом.

Поэтому более удобным для рассмотрения начальной стадии переходного процесса является использование приближенного распределения (1.63), справедливого при достаточно коротких импульсах прямого тока ( $\mathcal{J}_{\text{пр}} < 0,5$ ).

Не проводя полного решения уравнения диффузии (1.13), найдем при помощи операционного метода [21] значение градиента концентрации дырок у  $p-n$ -перехода:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial X} \right|_{X=0} = \frac{2p_1 \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \frac{2}{\sqrt{\pi \mathcal{J}_{\text{пр}}}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[ -\mathcal{J} \left( 1 - \frac{4}{\pi \mathcal{J}_{\text{пр}}} \right) \right] \operatorname{erfc} \frac{2\sqrt{\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}_{\text{пр}}}} \right\}. \quad (2.16)$$

В общем случае выражение (2.16) не удастся разделить подобно (2.14) на два сомножителя, из которых один — функция только  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ , а другой — функция толь-

ко  $\mathcal{J}$ . Лишь при очень малых значениях  $\mathcal{J}$  ( $\mathcal{J} \ll \mathcal{J}_{\text{пр}}$ ), разлагая в ряды экспоненту и интеграл функции ошибок и используя (1.25) и (1.29), получаем

$$j(\mathcal{J}, \mathcal{J}_{\text{пр}}) = j_{\text{пр}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}}. \quad (2.17)$$

Как видим, характер спада обратного тока тот же, что и при бесконечной длительности прямого тока [сравним с (2.5)], но мгновенное значение величины  $j(\mathcal{J})$  в каждый момент времени в  $\frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}}$  раз меньше, чем при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$ . При  $\mathcal{J} = 0,1 \mathcal{J}_{\text{пр}}$  выражение (2.17) выполняется лишь с точностью в 40%, а при  $\mathcal{J} = 0,01 \mathcal{J}_{\text{пр}}$  — с точностью 17%.

Для определения заряда переключения в случае неустановившегося прямого распределения дырок проинтегрируем (2.16) по времени в пределах от 0 до  $\infty$ .

Интегрирование с учетом того, что  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$ , дает

$$Q_{\text{п}} = S \int_0^{\infty} j(\mathcal{J}, \mathcal{J}_{\text{пр}}) dt \simeq i_{\text{пр}} t_{\text{пр}} \left( 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} \right). \quad (2.18)$$

Произведение  $i_{\text{пр}} t_{\text{пр}}$  представляет собой не что иное, как заряд, переносимый импульсом прямого тока. Таким образом, при уменьшении длительности импульса прямого тока величина заряда, вытекающего из базы после переключения, приближается к величине инжектированного заряда. Физически этот вывод очевиден, так как при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$  процессом рекомбинации дырок в базе можно пренебречь.

Примечательно, однако, что потери заряда на рекомбинацию пропорциональны не  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ , как иногда полагают, а  $\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}$ . Для того чтобы после переключения во внешнюю цепь вытекало 90% инжектированного заряда, необходимо выполнить условие  $t_{\text{пр}} \leq 0,01 \tau_p$ , а не  $t_{\text{пр}} < 0,1 \tau_p$ .

С другой стороны, при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$ , ограничиваясь в (2.18) членами первого порядка малости, можно записать

$$Q_{\text{п}}(\mathcal{J}_{\text{пр}}) \simeq Q_{\text{н}} \cdot \mathcal{J}_{\text{пр}} \quad (2.19)$$

или, учитывая (2.8),

$$Q_{\Pi}(\mathcal{T}_{\text{пр}}) \simeq Q_{\Pi}(\mathcal{T}_{\text{пр}} \rightarrow \infty) \cdot 2\mathcal{T}_{\text{пр}}. \quad (2.20)$$

Таким образом, уменьшение длительности импульса прямого тока по-разному сказывается на различных стадиях переключения:

1) мгновенные значения  $j(\mathcal{T}, \mathcal{T}_{\text{пр}})$  в хвостовой части переходного процесса ( $\mathcal{T} > 2 \div 3$ ) уменьшаются пропорционально члену

$$0,75 \mathcal{T}_{\text{пр}} \sqrt{\mathcal{T}_{\text{пр}}};$$

2) мгновенные значения  $j(\mathcal{T}, \mathcal{T}_{\text{пр}})$  в начальной части переходного процесса ( $\mathcal{T} \ll 0,01 \mathcal{T}_{\text{пр}}$ ) уменьшаются пропорционально

$$1,13 \sqrt{\mathcal{T}_{\text{пр}}};$$

3) заряд переключения, представляющий собой интегральную характеристику переходного процесса, уменьшается  $\sim 2 \mathcal{T}_{\text{пр}}$  по сравнению со значениями тех же величин при бесконечной длительности импульса прямого тока.

**4.4. Переключение с задержкой.** Иногда режим переключения диода характеризуется тем, что между моментом окончания импульса прямого тока и началом импульса обратного напряжения имеется задержка конечной длительности. Эта задача рассмотрена нами в [39].

Схема переключения диода и эпюры напряжений и токов представлены на рис. 2.5. При анализе этого режима мы будем, как и раньше, полагать, что  $R_{\text{H}} = 0$  и

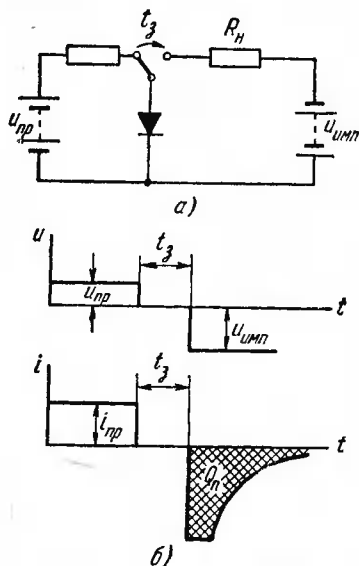


Рис. 2.5. Переходный процесс при переключении полупроводникового диода из прямого направления в обратное с задержкой между импульсами: а) схема переключения; б) эпюры напряжения и тока в цепи: диод—сопротивление  $R_{\text{H}}$ .

что перед переключением через диод неограниченно долго протекал прямой ток плотности  $j_{\text{пр}}$ .

При протекании прямого тока в базе происходит накопление избыточных дырок; в течение фазы задержки ( $t_3$ ) через диод не протекают ни прямые, ни обратные токи (бесконечно большое сопротивление в цепи диода и отсутствие внешних сигналов), в базе происходит частичная рекомбинация накопленного заряда, а также выравнивание концентрации дырок, диффундирующих от  $p-n$ -перехода в глубь базы; наконец, после приложения обратного напряжения начинается процесс рассасывания накопленного заряда за счет протекания большого переходного обратного тока.

Распределение дырок в базе диода после прекращения прямого тока до подачи обратного напряжения (фаза задержки) получается из (1.50), если в нем положить  $j_0=0$ . Используя представление (1.54) и учитывая (1.52), находим

$$p(X, \mathcal{J}_3) = p_1 \Psi_4(X, \mathcal{J}_3), \quad (2.21)$$

где  $\mathcal{J}_3 = \frac{t_3}{\tau_p}$  — безразмерное время задержки, отсчитываемое от момента прекращения прямого тока.

Выражение (2.21) представляет собой начальное условие для решения уравнения диффузии после приложения запирающего напряжения. В качестве граничного условия, как и прежде, используем (1.22). Выражение для обратного тока, полученное с помощью функции источника для полубесконечной прямой, имеет вид

$$\begin{aligned} j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J}) &= qD_p L_p \left( \frac{\partial p}{\partial X} \right)_{X=0} = \\ &= j_{\text{пр}} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi\mathcal{J}^3}} \int_0^{\infty} \Psi_4(X, \mathcal{J}_3) e^{-\frac{X^2}{4\mathcal{J}}} X dX, \quad (2.22) \end{aligned}$$

где  $\mathcal{J}$  отсчитывается от момента окончания фазы задержки. В общем виде интеграл (2.22) не берется, однако при малых и больших значениях  $\mathcal{J}$  получены его

асимптотические приближения [30]:

$$j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J}) \simeq j_{\text{пр}} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_3} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} + \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}} \right), \quad \mathcal{J} \ll 1, \quad (2.23)$$

$$j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J}) \simeq j_{\text{пр}} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi \mathcal{J}_3}} (1 - K_1), \quad \mathcal{J} \gg 1, \quad (2.24)$$

где  $K_1$  — тот же коэффициент, что и в (2.14), если заменить  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$  на  $\mathcal{J}_3$ . Сравнение с (2.5) и (2.6) показывает, что характер спада переходного обратного тока остается

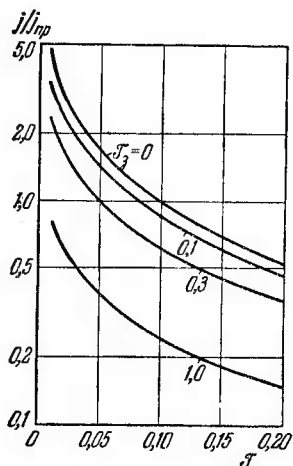


Рис. 2.6. Спад переходного обратного тока при различных длительностях времени задержки.

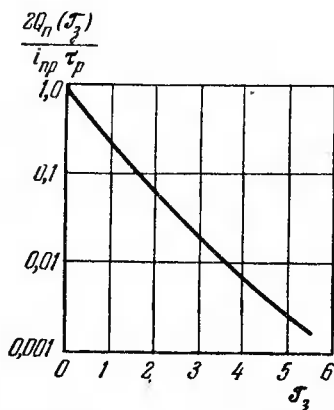


Рис. 2.7. Зависимость заряда переключения от времени задержки.

тем же, что и без задержки; кривая  $j(\mathcal{J})$  лишь деформируется в  $\frac{1}{\operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_3}}$  раз в начальной и в  $\frac{1}{1-K_1}$  раз в конечной стадии переходного процесса. На рис. 2.6 приведены кривые  $j(\mathcal{J})$ , построенные по точной формуле (2.22) при нескольких значениях времени задержки.

Для расчета заряда переключения в интеграле (2.22) заменим, согласно (1.52),  $\psi_4(X, \mathcal{J}_3)$  на  $e^{-X} - \psi_1(X, \mathcal{J}_3)$ , а также используем приближенную замену  $\psi_1(X, \mathcal{J}_3)$

при малых значениях  $\mathcal{J}_3$  посредством (1.63). Проводя последовательное интегрирование по переменным  $X$  и  $\mathcal{J}$  в пределах от 0 до  $\infty$ , получаем [39]

$$Q_n(\mathcal{J}_3) \simeq \frac{i_{np}\tau_p}{2} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_3} \left( 1 - \frac{\operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_3}}{2e^{-\mathcal{J}_3}} \right). \quad (2.25)$$

График этой функции приведен на рис. 2.7. Кривая рис. 2.7 может быть аппроксимирована экспонентой

$$Q_n(\mathcal{J}_3) \simeq \frac{Q_n}{2} e^{-1,2\mathcal{J}_3}, \quad (2.26)$$

которая в наиболее интересном диапазоне изменений  $\frac{2Q_n(\mathcal{J}_3)}{i_{np}\tau_p}$  от 0,5 до 0,005 практически совпадает с решением (2.25) и с точным решением, полученным численным интегрированием [41].

## § 5. Переключение диода в цепи с ограничивающим сопротивлением

**5.1. Низкий уровень инжекции.** Две фазы восстановления. В предыдущем параграфе было отмечено, что теоретически после переключения диода на обратное напряжение через него в первый момент может протекать неограниченно большой обратный ток, иными словами, сопротивление  $p-n$ -перехода в этот момент равно нулю. Поскольку в любой реальной цепи последовательно с диодом имеется сопротивление нагрузки, отличное от нуля, максимальная величина переходного обратного тока диода ограничивается этим сопротивлением\*). Таким образом, в течение некоторого времени после переключения величина обратного тока определяется только параметрами внешней цепи и не зависит от свойств самого диода. Эта ситуация сохраняется до тех пор, пока распределение дырок в базе не

\*) Величина сопротивления нагрузки включает в себя, кроме собственно нагрузочного сопротивления, еще две компоненты: сопротивление толщ кристалла и омических контактов, а также выходное сопротивление генератора импульсов обратного напряжения. Каждую из двух последних компонент практически не удастся снизить ниже нескольких омов.

изменится так, что сопротивление  $p-n$ -перехода уже нельзя считать равным нулю. В течение всего этого периода обратный ток диода оказывается практически постоянным и равным

$$i_0 \simeq \frac{U_{\text{имп}}}{R_{\text{п}}}. \quad (2.27)$$

Напряжение на  $p-n$ -переходе в тот же период (как будет показано ниже) спадает от значения  $u_{\text{пр}}$ , соответствующего прямому току  $i_{\text{пр}}$ , до нуля. Поэтому равенство (2.27) выполняется тем точнее, чем больше величина  $R_{\text{п}}$  по сравнению с сопротивлением базы диода  $R_{\text{б}}$  и чем больше амплитуда запирающего импульса  $U_{\text{имп}}$  по сравнению с величиной  $u_{\text{пр}}$ .

Постоянство обратного тока означает, что для интегрирования уравнения диффузии необходимо использовать граничное условие второго рода (1.20). Решение этой задачи (1.50) было получено нами в § 3; графически распределение концентрации дырок в базе для разных моментов времени представлено на рис. 1.2. Из этих графиков видно, что граничное условие (1.20) может выполняться лишь до тех пор, пока концентрация дырок у  $p-n$ -перехода не спадет до нуля. Для того чтобы и дальше поддерживалось постоянное значение  $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{x=0}$ , математически необходимо дальнейшее уменьшение  $p(0, t)$  (в отрицательную область), что физически невозможно.

Поэтому, после того как концентрация дырок у  $p-n$ -перехода спадает до нуля, начинается уменьшение градиента их концентрации, что эквивалентно уменьшению обратного тока, который при этом асимптотически стремится к величине тока насыщения  $i_s$ .

Таким образом, весь переходный процесс переключения диода в цепи с ограничивающим сопротивлением делится на две фазы: начальную, в течение которой справедливо граничное условие (1.20) и обратный ток, определяемый лишь элементами цепи, остается постоянным, и заключительную фазу, в течение которой действует граничное условие (1.22) и обратный ток спадает по закону, определяемому характеристиками диода. Гео-

ретически вторая фаза продолжается неограниченно долго, однако практически ее считают окончившейся при спаде обратного тока до того или иного заданного значения обратного тока  $i_{\text{ост}}$ . Поэтому в дальнейшем, говоря о длительности второй фазы, будем предполагать ее конечной.

Первую фазу назовем фазой высокой обратной проводимости, вторую — фазой восстановления обратного тока (или обратного сопротивления)\*).

Расчет длительности первой фазы. Длительность первой фазы  $t_1$  легко найти из (1.50), полагая, что  $p(X, \mathcal{J}) = 0$  при  $X = 0$  и  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_1$  ( $\mathcal{J}_1 = t_1/\tau_p$ ). После несложных преобразований получаем

$$\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_1} = \frac{J_{\text{пр}}}{J_{\text{пр}} + J_0} = \frac{1}{1 + B}, \quad (2.28)$$

где  $B = j_0/j_{\text{пр}} = i_0/i_{\text{пр}}$ . Это классически простое соотношение, связывающее  $t_1/\tau_p$  с  $j_0/j_{\text{пр}}$ , было впервые

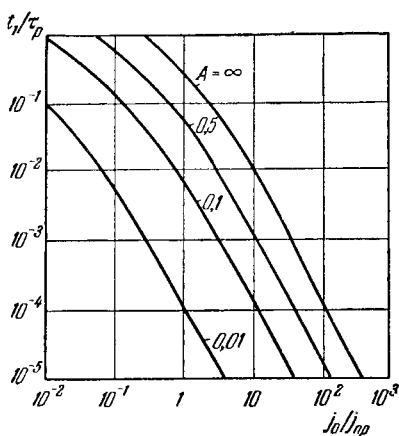


Рис. 2.8. Зависимость длительности фазы постоянного обратного тока от режима переключения при различных радиусах  $p-n$ -перехода. ( $A = r_0 l_p$ )

\* В обзоре [40] первая фаза на основании чисто внешней аналогии для простоты была названа «полочкой»; этот термин затем широко вошел в научно-техническую литературу, поэтому мы в некоторых случаях для краткости будем пользоваться им и здесь. В английской и американской литературе для обозначения двух фаз переходного процесса используют термины *recovery phase* и *reverse phase*. Следует отметить, что часто (главным образом в инженерно-технической литературе) весь переходный процесс называют процессом восстановления обратного тока; при этом, однако, полностью затшевываются различия в характере протекания обратного тока в разные фазы.

одновременно получено Кингстоном [8] и Лэксом и Нойштадтером [9].

Зависимость длительности первой фазы от режима переключения представлена на рис. 2.8 (плоскостному диоду соответствует кривая со значением  $A = \infty$ ). Характерно, что длительность полочки  $t_1$  пропорциональна времени жизни дырок  $\tau_p$ , а от режима переключения зависит лишь через отношение плотностей токов (или просто токов)  $B$ .

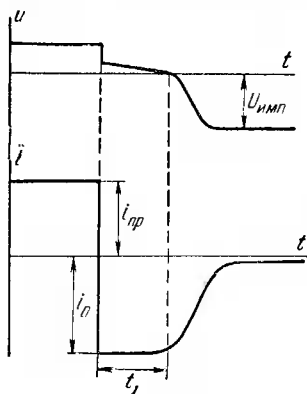


Рис. 2.9. Изменение напряжения на диоде и тока через него во время переходного процесса при  $R_{нн} \neq 0$ .

соответствующего току  $i_{пр}$ ) до нуля, оставаясь все время положительной; при изменении  $p(0, \mathcal{J})$  на участке от  $p_{n0}$  до нуля напряжение на  $p-n$ -переходе меняет полярность и нарастает до значения  $U_{имп}$ . Характер изменения тока через диод и напряжения на нем в течение всего переходного процесса показаны на рис. 2.9.

Вторая фаза переключения. Для расчета временной зависимости обратного тока после окончания фазы высокой обратной проводимости (т. е. для  $\mathcal{J} > \mathcal{J}_1$ ) необходимо решить уравнение диффузии с новым граничным и начальным условиями, а именно:

$$p(0, \mathcal{J}) = 0 \quad \text{при } \mathcal{J} \geq \mathcal{J}_1, \quad (2.30)$$

$$p(X, \mathcal{J}_1) = p_1 \left[ e^{-X} - \frac{1}{\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_1}} \Psi_1(X, \mathcal{J}_1) \right]. \quad (2.31)$$

Интересно отметить, что практически в течение всей первой фазы напряжение на  $p-n$ -переходе диода сохраняется положительным. Действительно, в соответствии с (1.21) можно записать

$$u_{p-n}(\mathcal{J}) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p(0, \mathcal{J})}{p_{n0}}. \quad (2.29)$$

В течение всего времени, пока  $p(0, \mathcal{J})$  спадает от значения  $p_1$  до  $p_{n0}$ , величина  $u_{p-n}(\mathcal{J})$  уменьшается от  $u_{пр}$  (соответствующего току  $i_{пр}$ ) до нуля, оставаясь все время положительной; при изменении  $p(0, \mathcal{J})$  на участке от  $p_{n0}$  до нуля напряжение на  $p-n$ -переходе меняет полярность и нарастает до значения  $U_{имп}$ . Характер изменения тока через диод и напряжения на нем в течение всего переходного процесса показаны на рис. 2.9.

Условие (2.30) есть просто повторение (1.22), отнесенное к другому моменту времени, а распределение (2.31) легко получить из (1.50), если подставить в него  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_1$  и учесть равенство (2.28).

Зависимость обратного тока от времени при этих условиях рассчитывается аналогично тому, как это было сделано выше при анализе выражения (2.11), так как  $\psi_1(X, \mathcal{J})$  и  $\psi_4(X, \mathcal{J})$  связаны простым соотношением (1.52). Как и раньше, точного аналитического выражения получить не удастся, возможно лишь численное интегрирование найденного общего решения (1.13). Графики зависимости обратного тока от времени (время  $\mathcal{J}$  отсчитывается от момента окончания полочки), рассчитанные для двух значений  $\mathcal{J}_1$ , приведены на рис. 2.10.

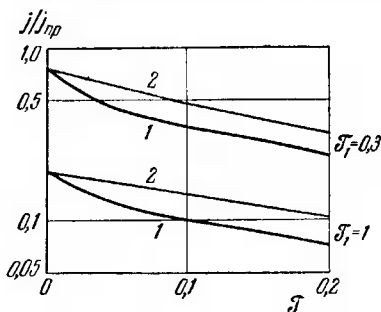


Рис. 2.10. Уменьшение во времени обратного тока после окончания фазы постоянного обратного тока, рассчитанное по точной (1) и приближенной (2) формулам при различных значениях  $\mathcal{J}_1$ .

Имеется, однако, другой путь получения приближенного выражения, описывающего спад обратного тока, использованный Кингстоном [8]. Он предположил, что спад обратного тока после окончания первой фазы идет так же, как если бы этот ток начинал уменьшаться от бесконечного значения (т. е. в предположении  $R_H = 0$ ) и в некоторый момент  $\mathcal{J}'$  достигал бы значения  $i(\mathcal{J}') = i_0$ . Иными словами, Кингстон положил, что

$$\left. \frac{\partial p(X, \mathcal{J}_1)}{\partial X} \right|_{\substack{X=0, \\ R_H \neq 0}} = \left. \frac{\partial p(X, \mathcal{J}')}{\partial X} \right|_{\substack{X=0, \\ R_H = 0}}, \quad (2.32)$$

а также что это равенство сохраняется и при значениях  $\mathcal{J} > \mathcal{J}_1$  для левой функции и  $\mathcal{J} > \mathcal{J}'$  для правой.

Таким образом, общее описание всего переходного процесса составляет из механического соединения.

решения (2.28) для первой фазы и решения (2.4), приближенно верного для второй.

Для подтверждения правомерности сделанного предположения на рис. 2.11 приведены распределения концентрации дырок в базе,

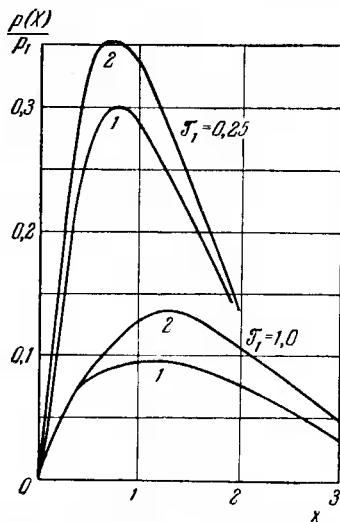


Рис. 2.11. Распределение дырок в базе в момент окончания первой фазы восстановления, рассчитанное по точной (1) и приближенной (2) формулам при различных значениях  $\tau_1$ .

центрации дырок в базе, рассчитанные в момент  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_1$  по формуле (2.28) и в момент  $\mathcal{T} = \mathcal{T}'$  по формуле (2.4) при двух различных значениях величины  $\mathcal{T}_1$ . Из рассмотрения графиков видно, что, действительно, приближенное и истинное распределения дырок близки друг к другу, причем при любом значении  $X$  величина  $p(X, \mathcal{T}')$ , полученная по (2.4), больше, чем  $p(X, \mathcal{T}_1)$ , рассчитанная по (2.28) при том же отношении  $V$ . Естественно, что чем больше величина  $V$  и, соответственно, чем меньше длительность полочки  $\mathcal{T}_1$ , тем меньше относительное различие приближенного и точного распределений.

Таким образом, следует ожидать, что переходный обратный ток, рассчитанный с использованием предположения Кингстона, будет несколько превышать истинное значение, отличаясь от него тем менее, чем слабее ограничивающее действие сопротивления нагрузки  $R_n$  во время первой фазы.

На рис. 2.10 приведены графики приближенного решения Кингстона для тех же значений  $\mathcal{T}_1$ , для которых построены и точные зависимости, рассчитанные Гендерсоном и Тилмэном [30]. Как видим, характер спада обратного тока (за исключением короткого интервала сразу после окончания полочки) один и тот же в обоих случаях и лишь мгновенные значения  $j(\mathcal{T})$  при приближен-

ном решении примерно на 30% больше своих истинных значений.

Для быстрого расчета длительности переходного процесса в различных режимах переключения удобно использовать графики рис. 2.12, 2.13. Рассмотрим для

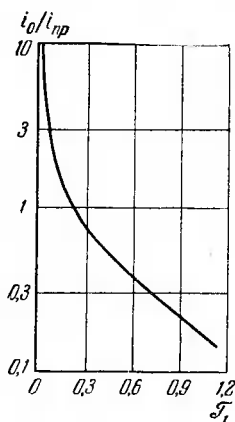


Рис. 2.12. Зависимость длительности полочки от режима переключения.

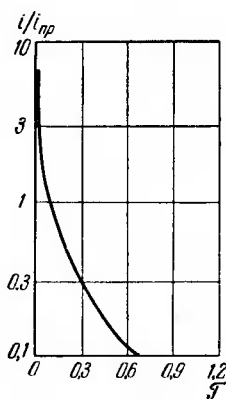


Рис. 2.13. Зависимость переходного обратного тока от времени.

иллюстрации следующий пример. Пусть при измерении некоторого плоскостного диода оказалось, что после переключения его с прямого тока  $i_{np} = 10$  ма на обратное напряжение  $U_{имп} = 10$  в с сопротивлением нагрузки  $R_H = 1$  ком время уменьшения обратного тока до значения  $i_{вст} = 5$  ма составило 4 мксек. Спрашивается, какова будет длительность переходного процесса в том же диоде при другом режиме переключения, характеризуемом следующими величинами:  $i_{np} = 5$  ма;  $U_{имп} = 3$  в;  $R_H = 1$  ком;  $i_{вст} = 0,5$  ма. Для первого режима  $i_0/i_{np} = 1$ , и из рис. 2.12 находим, что  $I_1 = 0,23$ . Длительность спада обратного тока от 10 до 5 ма равна, как видно из графика рис. 2.13,  $I_2 = 0,20 - 0,09 = 0,11$ . В соответствии с измерениями в первом режиме  $t_1 + t_2 = 4$  мксек  $= 0,34 \tau_p$  и отсюда  $\tau_p = 11,8$  мксек. Для второго режима  $i_0/i_{np} = 0,6$ ,

$i_{вст}/i_{пр} = 0,1$  и соответственно  $\mathcal{J}_1 = 0,39$  и  $\mathcal{J}_2 = 0,66 - 0,16 = 0,50$ . Используя полученное выше значение  $\tau_p$ , находим, что  $t_1 + t_2 = 0,89 \tau_p = 10,4$  мксек.

Точное влияние сопротивления нагрузки на вид переходного процесса может быть получено лишь путем

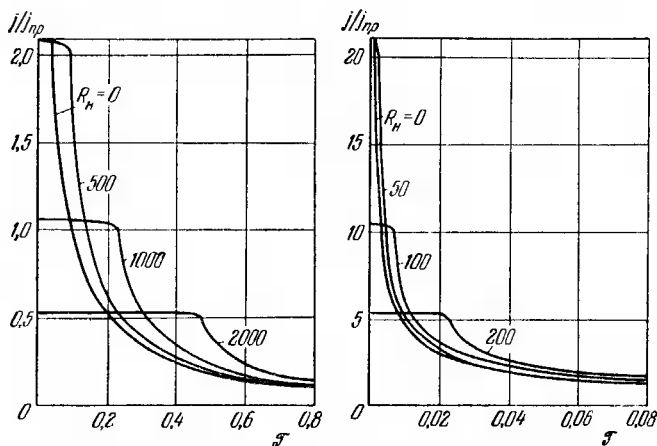


Рис. 2.14. Изменение переходного обратного тока во времени при различных сопротивлениях нагрузки  $R_n$  (в омах). Масштаб рисунков разный.

численного интегрирования общего решения уравнения (1.13). В работе [9] приведены результаты такого расчета для конкретного образца германиевого диода при условии, что  $S = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ ;  $p_{n0} = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $\tau_p = 100$  мксек;  $i_{пр} = 6 \text{ ма}$ ;  $U_{имп} = 6 \text{ в}$ .

Из графиков, описывающих переходные процессы в этом диоде (рис. 2.14), видно, что полное время спада обратного тока до достаточно малых значений  $i_{вст}$ , отсчитываемое от начала переходного процесса, почти не зависит от величины  $R_n$ , если  $i_{вст} \leq (0,1 \div 0,2) i_0$ .

Роль барьерной емкости. Оценим влияние барьерной емкости  $p-n$ -перехода на рассматриваемый переходный процесс. В эквивалентной схеме диода эта емкость подключается параллельно  $p-n$ -переходу,

поэтому ток через нее определяется выражением

$$i_C = C_d \frac{du_{p-n}}{dt} + u_{p-n} \frac{dC_d}{dt}. \quad (2.33)$$

Наибольший емкостный ток потечет в момент окончания первой фазы, так как именно в это время значение производной  $\frac{du_{p-n}}{dt}$  максимально (см. рис. 2.9). Если считать, что в первом приближении емкость диода постоянна, то, используя выражение (2.48) для  $u_{p-n}$ , полученное в § 6, нетрудно получить

$$\frac{i_C}{i_0} = \frac{R_n C_d}{U_{\text{имп}} \tau_p} \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{i_{\text{пр}} + i_0}{i_S} \cdot \frac{e^{-\mathcal{J}_1}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}_1}}, \quad (2.34)$$

где  $i_S$  — ток насыщения, равный

$$i_S = S \frac{p_{n0} D_p q}{L_p}. \quad (2.35)$$

Из (2.34) видно, что роль барьерной емкости тем меньше, чем больше время жизни дырок  $\tau_p$  и чем меньше  $C_d$ . Зависимость  $i_C/i_0$  от  $R_n$  в явном виде выражением (2.34) не определяется, так как при прочих неизменных параметрах величина  $\mathcal{J}_1$  является функцией  $R_n$ . Используя (2.28), нетрудно видеть, что с возрастанием  $R_n$  сомножитель  $\frac{e^{-\mathcal{J}_1}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}_1}}$  убывает значительно сильнее, так что в целом роль барьерной емкости при этом падает.

Короткий импульс прямого тока. Решение уравнения диффузии с граничным условием (1.20) для случая неустановившегося прямого распределения дырок, описываемого в режиме генератора тока выражением (1.55), получено Ко [27]. Длительность фазы высокой обратной проводимости определяется формулой

$$\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_1} = \frac{1}{1+B} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}} + \mathcal{J}_1}, \quad (2.36)$$

которая при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} > 1$  переходит, как и следовало ожидать, в (2.28). При  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \ll 1$  автоматически и  $\mathcal{J}_1 \ll 1$ , и тогда, используя аппроксимацию интеграла функции

ошибок при малых значениях аргумента (1.57), получаем

$$\mathcal{J}_1 = \frac{1}{B} \frac{\mathcal{J}_{\text{нр}}}{2+B}, \quad \mathcal{J}_{\text{нр}} \ll 1, \quad (2.37)$$

а при дополнительном условии  $B \ll 1$

$$t_1 = \frac{1}{2} t_{\text{нр}} \frac{i_{\text{нр}}}{i_0}. \quad (2.38)$$

Интересно отметить, что это соотношение без теоретического расчета и без эксперимента было предсказано Госсином еще в 1953 г. [10]. Напротив, при  $B \gg 1$  из (2.37) получаем

$$t_1 \simeq \left( \frac{i_{\text{нр}}}{i_0} \right)^2 t_{\text{нр}}. \quad (2.39)$$

Расчет спада обратного тока диода после окончания первой фазы для случая короткого импульса прямого тока не проводился, однако из физических соображений ясно, что сколько-нибудь существенных отличий от условия установившегося прямого тока нельзя ожидать.

Переключение с задержкой. Переключение ведется в схеме рис. 2.5 при условии  $R_{\text{н}} \neq 0$ . Начальное распределение концентрации дырок в базе на момент прихода запирающего импульса обратного напряжения описывается выражением (2.21). Решение диффузионного уравнения с граничным условием (1.20) дает [39]

$$\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_1} = \frac{J_{\text{нр}}}{j_0} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_3}, \quad (2.40)$$

где время  $\mathcal{J}_1$  отсчитывается от момента окончания фазы задержки. Зависимость длительности полочки от времени задержки при ряде значений параметра  $B = j_0/J_{\text{нр}}$ , рассчитанная по (2.40), представлена на рис. 2.15. При  $\mathcal{J}_3 \rightarrow 0$  выражение (2.40) переходит в (2.28), а при  $\mathcal{J}_3 \gg 1$  и  $\mathcal{J}_1 \ll 1$  разложение интеграла ошибок в ряд дает

$$\mathcal{J}_1 \simeq \frac{1}{4} \left( \frac{i_{\text{нр}}}{i_0} \right)^2 \frac{e^{-2\mathcal{J}_3}}{\mathcal{J}_3}, \quad (2.41)$$

т. е. при больших временах задержки длительность полочки падает почти экспоненциально в зависимости от  $\mathcal{J}_3$ .

**5.2. Высокий уровень инжекции.** В гл. I мы отмечали, что при достаточно высоком уровне инжекции ( $\Delta = \frac{p(x, t)}{n_{no}} \gg 1$ ) система уравнений (1.3) — (1.8) может быть линеаризована, как и при низком уровне инжекции.

Однако при расчете переходного процесса в плоскостном диоде с полубесконечной базовой областью в режиме переключения больших токов получить линейное дифференциальное уравнение невозможно. Дело в том, что если при протекании прямого тока около  $p-n$ -перехода реализуется условие  $\Delta > 1$ , то из-за спада концентрации избыточных дырок по мере удаления от него мы имеем в базовой области диода весь спектр значений уровня инжекции, от максимального до нулевого. Поэтому возможно лишь численное решение полного нелинейного уравнения (1.15) для тех или иных конкретных частных случаев. При этом условие  $\Delta \gg 1$  становится необязательным, возможно решение задачи переключения при произвольном уровне инжекции.

Особенно важно получить решение, учитывающее специфику высокого уровня инжекции для первой фазы переходного процесса в диоде. Дело в том, что формула (2.28) получила исключительно широкое распространение для определения времени жизни в полупроводниках и, в частности, для исследования зависимости  $\tau_p$  от уровня инжекции. Поэтому получение зависимости, аналогичной (2.28), для произвольных значений уровня инжекции имеет большое практическое значение,

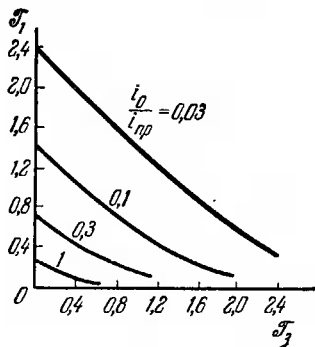


Рис. 2.15. Зависимость длительности фазы постоянного обратного тока от времени задержки при различных значениях параметра  $i_0/i_{pp}$ .

Анализ второй фазы переходного процесса при высоком уровне инжекции не столь важен в силу того, что в подавляющем большинстве режимов переключения к моменту окончания первой фазы концентрация дырок значительно спадает, так что в большей части базы диода выполняется условие  $\Delta < 1$ . Этим и объясняется отсутствие специальных исследований второй фазы переходного процесса при высоком уровне инжекции.

Длительность первой фазы. Наиболее полное рассмотрение первой фазы переходного процесса — фазы высокой обратной проводимости — проведено М. И. Иглициным и Ю. А. Концевым с сотрудниками [42—45]. Ими проанализирован случай средних уровней инжекции ( $0,1 < \Delta < 10$ )\* с сохранением основных предположений гл. I (одномерная задача для полубесконечной области с сохранением условия электронейтральности; коэффициент инжекции  $\gamma = 1$ ).

Физически основные особенности подобного режима переключения связаны с двумя факторами. Во-первых, при  $p(0) \geq n_{n0}$  в базовой области, как известно, возникает тянущее (т. е. ускоряющее перемещение дырок от  $p-n$ -перехода) электрическое поле [46]. Во-вторых, когда перестает выполняться условие  $\Delta \ll 1$ , в соответствии с теорией Шокли — Рида время жизни перестает быть константой. Оба эти обстоятельства приводят к эффекту «затягивания» дырок в удаленные области базы.

Влияние тянущего поля учитывается структурой уравнения (1.15), что видно из наличия членов, содержащих  $dp/dx$ . В отношении времени жизни делается предположение, что оно определяется рекомбинацией в стационарных условиях через простой однозарядный центр (см. гл. VII), т. е. изменяется по закону [13]:

$$\tau_p = \tau_0 \frac{1 + A\Delta}{1 + c\Delta}, \quad (2.42)$$

где  $A/c = \frac{\tau_\infty}{\tau_0}$ ,  $\tau_0$  и  $\tau_\infty$  — времена жизни дырок при исчезающе малом и бесконечно высоком уровнях инжекции соответственно.

---

\*) В качестве численного значения уровня инжекции в дальнейшем используется величина  $\Delta$  на границе около  $p-n$ -перехода.

Решение задачи было проведено [43, 44] для следующих конкретных случаев:

$$j_0/j_{пр} = 1, \quad \tau_{\infty}/\tau_0 = 0,1 \div 10, \quad \Delta = 0,1 \div 10.$$

Численный расчет, проведенный на электронно-счетной машине, привел к заключению, что и при постоянном времени жизни (т. е. при  $\tau_{\infty}/\tau_0 = 1$ ) наличие тянущего поля приводит к затягиванию дырок в глубь базы, однако, как и при низком уровне инжекции, распределение дырок при протекании постоянного прямого тока подчиняется экспоненциальному закону вида

$$p(x) = p(0) \exp \left[ - \frac{x}{\alpha(\Delta) L_p} \right]^*, \quad (2.43)$$

где  $\alpha(\Delta)$  — некоторый постоянный коэффициент, зависящий от уровня инжекции, и изменяющийся в пределах от 1 (при  $\Delta \ll 1$ ) до  $\alpha = \sqrt{\frac{2b}{b+1}}$  (при  $\Delta \gg 1$ ). Этот результат совпадает с общим выводом В. И. Стафеева [16] для  $\Delta \gg 1$  (см. § 2). При произвольном уровне инжекции в предположении, что  $b = 2$ , численный расчет дает

$$\alpha(\Delta) = \frac{1,41}{3\Delta + 2} \sqrt{\frac{6\Delta^3 + 16\Delta^2 + 11\Delta + 2}{1 + \Delta}}. \quad (2.44)$$

Характер распределения концентрации дырок в базе диода в различные моменты времени после переключения на обратное напряжение иллюстрируется графиками рис. 2.16. Существенно, что в течение почти всей первой фазы переходного процесса концентрация дырок вблизи  $p-n$ -перехода практически не меняется, а затем резко спадает до нуля. Из этого вытекает, что и длительность полочки должна определяться временем жизни дырок, соответствующим значению  $\Delta = p(0)/n_{n0}$ .

Анализ результатов расчетов для всего спектра исследованных значений  $\Delta$  и  $\tau_{\infty}/\tau_0$  показал, что при определении  $t_1$  по-прежнему справедлива формула (2.28), если в нее в качестве  $\tau_p$  подставить значение времени жизни

\*) Здесь мы не можем использовать параметр  $p_1$ , так как из-за наличия зависимости  $\tau_p = \tau_p(\Delta)$  величина  $p(0)$  не пропорциональна  $j_{пр}$ .

при уровне инжекции  $\Delta = p(0)/n_{n0}$ , соответствующем прямому току перед переключением. Точность определения  $\tau_p(\Delta)$  по (2.28) при этом оказывается не ниже 10%.

Полученный результат может быть распространен и на значение  $j_0/j_{пр} > 1$ , так как очевидно, что при этом

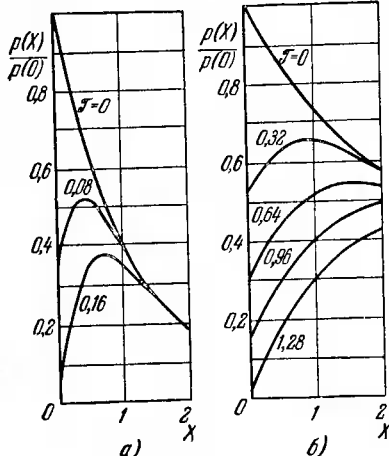


Рис. 2.16. Изменение распределения избыточной концентрации дырок в базовой области во время переходного процесса ( $B=1$ ):

- а)  $\tau_{\infty}/\tau_0 = 0,1$  и  $\Delta = 0,5$ ;  
 б)  $\tau_{\infty}/\tau_0 = 10$  и  $\Delta = 1$ .

из-за сокращения длительности  $\mathcal{T}_1$  изменение распределения дырок вблизи  $p-n$ -перехода в течение первой фазы будет еще меньше, чем при  $j_0/j_{пр} = 1$ .

Анализ связи эффекта «затягивания» дырок с параметрами  $\Delta$  и  $\tau_{\infty}/\tau_0$  показывает, что в том случае, когда время жизни падает с ростом уровня инжекции, накопление избыточных дырок происходит главным образом в приконтактной области. С ростом прямого тока накопленный заряд все больше и больше приближается к переходу.

Если же время жизни растет с ростом уровня инжекции, наблюдается «затягивание» дырок в

глубь базы, эффективность которого возрастает с увеличением тока прямого смещения.

Очень высокий уровень инжекции. При дальнейшем повышении уровня инжекции два новых фактора начинают оказывать влияние на длительность фаз переходного процесса переключения и на инерционность диода вообще.

Во-первых, когда граничная концентрация дырок при протекании прямого тока становится соизмеримой с их концентрацией в  $p$ -области  $p_{p0}$  (т. е. нельзя, как прежде, полагать  $p(0)/p_{p0} \ll 1$ ), падает коэффициент инжекции  $\gamma$ . Теперь уже нельзя пренебречь инжекцией электронов в

дырочную область, что приводит к нелинейности граничного условия в уравнении непрерывности. Что касается накопления носителей в базовой области, то основным качественным отличием случая очень больших уровней инжекции является замедление роста концентрации избыточных дырок с ростом прямого тока. В результате

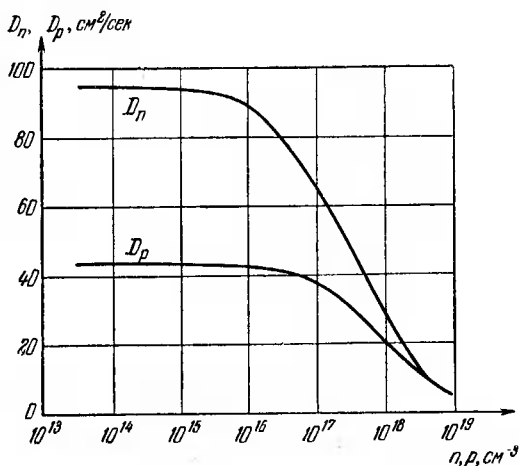


Рис. 2.17. Зависимость коэффициентов диффузии дырок  $D_p$  и электронов  $D_n$  в германии от концентрации носителей заряда при  $T = 300^\circ \text{K}$ .

этого можно ожидать относительного уменьшения длительности переходного процесса переключения диода.

Во-вторых, при повышении уровня инжекции наблюдается уменьшение подвижности (и соответственно коэффициента диффузии) носителей заряда из-за их взаимного рассеяния, вследствие чего уравнение (1.15), даже после пренебрежения третьим и четвертым членами, вновь становится нелинейным. Зависимость коэффициентов диффузии дырок и электронов в германии от концентрации носителей тока, использованная Флетчером [47] для вычисления вольтамперной характеристики  $p-n$ -перехода при сверхвысоких плотностях тока, представлена на рис. 2.17. Хотя эти кривые получены для

упрощенной сферической модели энергетической зоны, предполагающей изотропность германия, отклонения их от действительных, по-видимому, не слишком велики. Уменьшение подвижности начинается примерно при концентрациях подвижных носителей порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , но становится настолько сильным, что может заметно повлиять на инерционность диода, лишь при  $p \gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Подобные концентрации дырок в базе достигаются лишь при сверхвысоких плотностях тока, которые мы не рассматриваем, так как при этом, кроме того, нарушается условие квазинейтральности (см. § 2). При сверхвысоких плотностях тока необходимо учитывать еще два эффекта, отмеченных Флетчером: непосредственную рекомбинацию свободных носителей заряда, что ведет к нарушению условия постоянства  $\tau_p$ , предсказываемого ловушечной теорией [13] для высокого уровня инжекции, и переход от статистики Больцмана к статистике Ферми. Первый эффект рассмотрен в гл. VII, где показано, что он может быть существен лишь при  $p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Что касается статистики Больцмана, то она дает правильные результаты в отношении концентраций носителей заряда (с точностью до множителя 2) до плотностей, не больших  $4N_v$ , что для германия при комнатной температуре составляет  $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [47].

Полуколичественный расчет длительности первой фазы переходного процесса переключения с учетом отклонения  $\gamma$  от 1 проведен Ю. К. Барсуковым [48—51]. Он предполагал, что длительность полочки  $t_1$  пропорциональна граничной концентрации дырок  $p(0)$ , возникающей при протекании прямого тока плотности  $j_{пр}$ . Расчет величины  $p(0)$  проводился при условии квазинейтральности в предположении, что избыточные носители в  $n$ -области распределены экспоненциально, а в  $p$ -области концентрация их линейно убывает в направлении удаления от  $p$ — $n$ -перехода. Считалось, что уровень инжекции уже настолько высок, что время жизни дырок снова можно считать постоянным, а коэффициенты диффузии дырок и электронов одинаковыми.

Из общих уравнений для токов в  $p$ - и  $n$ -областях получается кубическое относительно  $p(0)$  уравнение, в которое входит также величина падения напряжения на

$p-n$ -переходе. В окончательные расчетные выражения входит настолько большое число параметров, которыми можно варьировать в довольно широких пределах, что полученные результаты могут рассматриваться лишь как качественные.

Основной вывод расчета заключается в том, что при больших значениях плотности прямого тока длительность

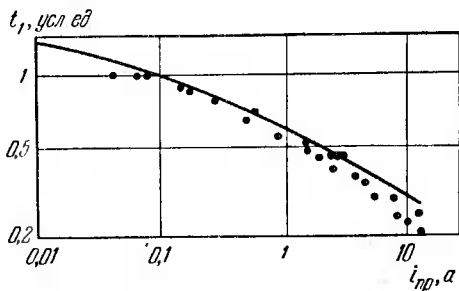


Рис. 2.18. Относительное изменение длительности полочки  $t_1$  при увеличении тока прямого смещения  $i_{пр}$ . На рисунке представлена теоретическая кривая и экспериментальные точки для диодов ДГЦ21—ДГЦ27.

полочки является функцией не только отношения  $j_0/j_{пр}$  (как при  $\Delta \ll 1$ ), но зависит также и от величины  $j_{пр}$ , причем  $t_1 \sim j_{пр}^{-0,6}$ . Иными словами, при повышении плотности прямого тока относительная инерционность диода (при сохранении  $j_0/j_{пр} = \text{const}$ ) падает.

На рис. 2.18 приведена расчетная кривая, характеризующая относительное изменение длительности  $t_1$  при увеличении  $i_{пр}$  и при  $i_0/i_{пр} = 0,5$ . Эта кривая построена при использовании параметров, типичных для германиевого сплавного диода ДГЦ21—ДГЦ27:  $n_{n0} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_p = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ,  $D_p = D_n = 50 \text{ см}^2/\text{сек}$ ,  $p_{p0} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $S = 10^{-2} \text{ см}^2$ . Хотя расчет с целью приближения к реальной модели проведен для диода с конечной толщиной базовой области ( $W/L_p = 1$ ), необходимо отметить, что замедление роста избыточной концентрации дырок с током ни в коей мере не связано с близостью омического

контакта к  $p-n$ -переходу. Вид кривой рис. 2.18 существенно не изменится при использовании условия бесконечной толщины базовой области (т. е. при  $W/L_p \gg 1$ ).

### § 6. Переключение диода в цепи с бесконечным сопротивлением

В некоторых случаях условия в цепи диода, возникающие после окончания импульса прямого тока, точнее всего описываются соотношением  $R_H = \infty$ . В этих случаях говорят о режиме холостого хода или открытой (разомкнутой) цепи.

Иными словами, рассматривается следующая задача. Через диод достаточно долго протекал прямой ток  $i_{np}$  и в базе успело установиться распределение (1.24). В момент  $t = 0$  цепь диода мгновенно разрывается, так что дальнейшее протекание как прямого, так и обратного токов через диод становится невозможным.

Исчезновение избыточных дырок из области базы происходит только вследствие рекомбинации. Прекращение тока через диод сопровождается переходным процессом релаксации напряжения на  $p-n$ -переходе. Действительно, при протекании прямого тока  $i_{np}$  концентрация дырок около  $p-n$ -перехода превышает свое равновесное значение, чему соответствует, согласно (1.21), и наличие некоторого падения напряжения на  $p-n$ -переходе  $u_{p-n}$ . После мгновенного прекращения тока распределение концентрации дырок в первый момент остается неизменным (а следовательно, неизменна и величина  $u_{np}$ ) и лишь с течением времени спадает, стремясь к постоянному распределению  $p(x) = p_{n0}$ , характеризующему состояние термодинамического равновесия.

Таким образом, после прекращения прямого тока должно наблюдаться уменьшение напряжения на  $p-n$ -переходе от начального значения, равного тому, которое было при протекании прямого тока, до нуля. Нахождение функции  $u_{p-n}(t)$ , описывающей *спад послеинжекционного напряжения (или послеинжекционной э. д. с.)*, и составляет суть рассматриваемой задачи.

**6.1. Общее решение.** Распределение дырок в базе в различные моменты времени после выключения тока

определяется как частный случай (1.50), если в нем положить  $j_0 = 0$ . Используя сокращения (1.51) и учитывая соотношение (1.52), получаем

$$p(X, \mathcal{J}) = p_1 \Psi_4(X, \mathcal{J}). \quad (2.45)$$

Поскольку напряжение на  $p-n$ -переходе определяется лишь граничной концентрацией дырок и не зависит от их распределения в базе, в дальнейшем будем рассматривать лишь значение  $p(0, \mathcal{J})$ , обозначая его через  $p(\mathcal{J})$ .

Полагая  $X = 0$  в (2.45) и учитывая, что при его выводе мы пренебрегли величиной  $p_{n0}$  по сравнению с  $p(X, \mathcal{J})$ , находим

$$p(\mathcal{J}) - p_{n0} = (p_1 - p_{n0}) \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}}. \quad (2.46)$$

Напряжение на  $p-n$ -переходе в соответствии со статистикой Больцмана равно

$$u_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{x=0}}{p_{n0}}. \quad (2.47)$$

(В дальнейшем в этом параграфе вместо  $u_{p-n}$  будем писать просто  $u$ , помня, что это — напряжение на  $p-n$ -переходе.)

Отсюда, учитывая (1.21), получаем

$$u(\mathcal{J}) = \frac{kT}{q} \ln \left( 1 + \left\{ \exp \left[ \frac{qu(0)}{kT} \right] - 1 \right\} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right), \quad (2.48)$$

где  $u(0)$  есть напряжение на  $p-n$ -переходе при протекании прямого тока  $i_{np}$  и в момент его окончания. При всех практически интересных напряжениях прямого смещения единицей в фигурных скобках можно пренебречь по сравнению с экспоненциальным членом. Тогда для тех значений времени, пока  $\operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \gg \exp \left[ -\frac{qu(0)}{kT} \right]$ , получаем

$$u(\mathcal{J}) - u(0) = \frac{kT}{q} \ln \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}}. \quad (2.49)$$

Отсюда

$$\frac{d[u(\mathcal{J}) - u(0)]}{d\mathcal{J}} = -\frac{kT}{q} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi\mathcal{J}} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}}}, \quad (2.50)$$

что при больших значениях  $\mathcal{J}$  с использованием разложения (1.57) интеграла функции ошибок в ряд дает

$$\frac{d[u(\mathcal{J}) - u(0)]}{d\mathcal{J}} = -\frac{kT}{q} \left( 1 + \frac{1}{2\mathcal{J}} - \frac{3}{4\mathcal{J}^2} + \dots \right). \quad (2.51)$$

Ограничиваясь приближением нулевого порядка, находим, что в некотором интервале значений времени спад послеинжекционного напряжения происходит линейно по закону

$$\frac{du(t)}{dt} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p}. \quad (2.52)$$

Это выражение получено Госсиком [4, 10, 52, 53], Ледерхандлером и Джаколетто [54] и Гендерсоном и Тилмэном [30]. Определим интервал значений  $\mathcal{J}$ , при которых справедливо (2.52). Со стороны малых  $\mathcal{J}$  уже при  $\mathcal{J} > 2$  пренебрежение в (2.51) всеми членами, содержащими  $\mathcal{J}^{-2}$ , дает ошибку менее 20%. При больших значениях  $\mathcal{J}$  для сохранения вида (2.49) необходимо, чтобы выполнялось

$$\exp\left[\frac{qu(0)}{kT}\right] \cdot \operatorname{erfc}\sqrt{\mathcal{J}} \geq 5. \quad (2.53)$$

Проводя необходимые упрощения, получаем, что с точностью в 20% равенство (2.52) справедливо в диапазоне

$$2 < \mathcal{J} < \frac{qu(0)}{kT} - (2 \div 4). \quad (2.54)$$

Поскольку величина  $\frac{qu(0)}{kT}$  может достигать 10 ÷ 15 для германиевых и 20 ÷ 25 для кремниевых диодов, из (2.54) видно, что имеется значительный временной интервал, превышающий  $10\tau_p$ , в котором спад послеинжекционной э. д. с. происходит линейно.

Можно получить оценку, аналогичную (2.54), для величины напряжения на  $p-n$ -переходе, при котором его спад линеен. Из структуры формулы (2.48) видно, что это выполняется при  $u(t) > \frac{kT}{q}$ . Таким образом, линейный участок функции  $u(t)$  простирается до значений  $\mathcal{J}$ , определяемых (2.54), и значений  $u(t)$ , близких к  $\frac{kT}{q}$ .

При очень малых значениях  $u(t)$ , когда второй член под знаком логарифма в (2.48) становится меньше первого и соответственно  $u(t) \ll \frac{kT}{q}$ , выражение (2.48) также может быть упрощено. После разложения в ряд интеграла ошибок и логарифма получаем

$$u(t) \simeq \frac{kT}{q} \left[ e^{\frac{qu(0)}{kT}} - 1 \right] \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi\mathcal{J}}}. \quad (2.55)$$

Поскольку величина  $\mathcal{J}$  при этом весьма значительна ( $\mathcal{J} \gg 1$ ), можно считать, что спад потенциала на  $p-n$ -переходе в завершающей части переходного процесса происходит экспоненциально. Этот результат был получен Госсиком [52] на основании приближенных расчетов.

Выражение (2.52) может быть получено и из более простого рассмотрения. Если считать, что после окончания прямого тока убыль избыточной концентрации дырок около  $p-n$ -перехода происходит лишь за счет рекомбинации (т. е. пренебречь процессом диффузии от  $p-n$ -перехода в глубь базы), то при линейном законе рекомбинации из самого определения времени жизни получим

$$p(t) = (p_1 - p_{n0}) e^{-t/\tau_p}.$$

Подставляя это выражение в (2.47) и учитывая (1.21), сразу же получаем соотношение (2.52).

Таким образом, после быстрого (за время, меньшее  $(1 \div 2)\tau_p$ ) первоначального выравнивания распределения дырок в приконтактной области, связанного как с рекомбинацией, так и с диффузией, в дальнейшем убывание граничной концентрации дырок происходит практически полностью лишь за счет рекомбинации. Действительно, оценка, проведенная с использованием (2.45), показывает, что, например, при  $\mathcal{J} = 2$  различие концентраций дырок в точках  $X = 0$  и  $X = 0,5$  не превышает 2%, т. е. диффузия практически должна отсутствовать.

Различие между точным решением по (2.48) и приближенным, использующим экспоненциальный спад дырок (2.55), иллюстрируется графиками рис. 2.19, построенными для случая, когда  $\frac{qu(0)}{kT} = 8$ . Как видим,

точное значение  $u(t)$  практически в течение всего переходного процесса существенно отличается от значения, даваемого приближенным расчетом. В то же время наклон

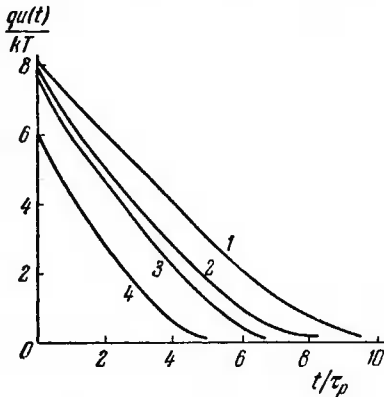


Рис. 2.19. Спад посленинжекционной э. д. с.  $\frac{qu(t)}{kT}$  по приближенной (1) и точной (2) формулам при бесконечной длительности прямого тока ( $t_{пр} = \infty$ ) и по приближенной формуле при  $t_{пр} = \tau_p$  (3) и  $t_{пр} = 0,1 \tau_p$  (4).

инжекция неосновных носителей заряда идет как в  $p$ -, так и в  $n$ -область (т. е. коэффициент инжекции  $\gamma \neq 1$ ). В этом случае имеется накопление дырок в  $n$ -области и электронов в  $p$ -области и спад напряжения на  $p-n$ -переходе определяется двумя временами жизни  $\tau_p$  и  $\tau_n$ . Интегрирование уравнения диффузии дает

$$\frac{\exp \left[ \frac{qu(t)}{kT} \right] - 1}{\exp \left[ \frac{qu(0)}{kT} \right] - 1} = \frac{j_{sp}}{j_{sp} - j_{sn}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} - \frac{j_{sn}}{j_{sp} - j_{sn}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_n}} + \frac{\sqrt{j_{sp} j_{sn}}}{j_{sp} - j_{sn}} \sqrt{B_1} \times$$

$$\times e^{-B_2 t} \left( \operatorname{erf} \sqrt{\frac{j_{sn}}{j_{sp}} B_1 \frac{t}{\tau_p}} - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{j_{sp}}{j_{sn}} B_1 \frac{t}{\tau_p}} \right), \quad (2.56)$$

обеих кривых в диапазоне  $2 < \mathcal{J} < 6$  с точностью до 15% одинаков во всех точках, что подтверждает как справедливость приближения (2.52), так и правильность нашего определения интервала значений  $\mathcal{J}$  по (2.54), в котором спад напряжения линеен.

**6.2. Учет накопления носителей заряда в эмиттерной области.** Важное, с точки зрения экспериментального использования, обобщение формулы (2.48) получил Норт [54]. Решение задачи о спаде посленинжекционного напряжения проведено им для случая, когда при протекании прямого тока

где  $j_{sp} = \frac{p_{no}qD_p}{L_p}$  и  $j_{sn} = \frac{n_{po}qD_n}{L_n}$  — представляют собой плотности токов насыщения для неосновных носителей заряда  $n$ - и  $p$ -областей соответственно, а коэффициенты  $B_1$  и  $B_2$  равны

$$B_1 = \frac{j_{sp}j_{sn}(\tau_p - \tau_n)}{j_{sp}^2\tau_p - j_{sn}^2\tau_n}, \quad B_2 = \frac{j_{sp}^2 - j_{sn}^2}{j_{sp}^2\tau_p - j_{sn}^2\tau_n}.$$

Выражение (2.56) следует использовать, когда  $\gamma \neq 1$  и накоплением электронов в  $p$ -области нельзя пренебречь (в частности, для некоторых типов диффузионных диодов,  $p$  —  $n$ -переходов, полученных при выращивании монокристалла из расплава, и для эпитаксиальных структур).

Из (2.56) как частный случай получается (2.48), если положить, что  $j_{sn} \rightarrow 0$  за счет того, что  $n_{po} \rightarrow 0$ . Если скорости рекомбинации электронов и дырок в обеих частях полупроводника одинаковы ( $\tau_p = \tau_n$ ), то (2.56) также переходит в (2.48) безотносительно к значениям  $j_{sp}$  и  $j_{sn}$ .

**6.3. Спад послеинжекционной э.д.с. при конечной нагрузке в цепи.** Все выражения для спада послеинжекционной э.д.с. получены в предположении, что  $R_H = \infty$ . Однако практически наблюдение напряжения на диоде всегда сопряжено с подключением параллельно ему нагрузочного сопротивления той или иной величины (равного входному сопротивлению измерительного прибора). Особенно сильные отклонения от условия  $R_H = \infty$  наблюдаются при измерении временных интервалов в наносекундном диапазоне, так как при этом нагрузочными сопротивлениями обычно являются коаксиальные кабели с волновым сопротивлением, не превышающим нескольких сотен омов. В ряде случаев параллельно диоду подключается конденсатор. Таким образом, после прекращения прямого тока диод оказывается замкнутым либо на конечное сопротивление  $R_H$ , либо на конденсатор  $C$ , причем внешнее напряжение, как и в предыдущем рассмотрении, отсутствует (рис. 2.20). Физически очевидно, что чем меньше величина  $R_H$  и чем больше  $C$ , тем

сильнее отличаются условия переключения от рассмотренных выше в предположении, что  $R_H = \infty$ .

Действительно, наличие в цепи сопротивления  $R_H$  означает, что после прекращения прямого тока через

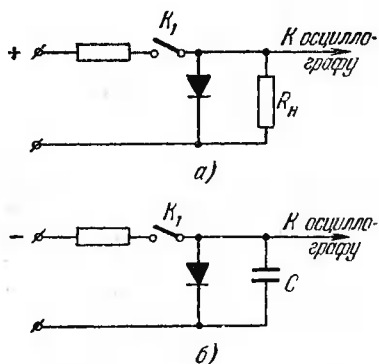


Рис. 2.20. Схемы наблюдения спада послейинжекционного напряжения на диоде, нагруженном на сопротивление (а) или емкость (б). Ключ  $K_1$  размыкается в момент  $t = 0$ .

прежнему будет течь ток прямого направления, питаемый зарядом этого конденсатора. Такая ситуация сохранится до тех пор, пока весь заряд с конденсатора не протечет в базу диода, где он постепенно рекомбинирует. Чем больше величина емкости  $C$ , тем больше она сможет осуществлять «подпитку» диода током и тем существеннее будет ее влияние на вид переходного процесса.

Таким образом, наличие конечного сопротивления в цепи разряда диода убыстряет спад послейинжекционной э. д. с., а наличие конденсатора замедляет его.

Проведем количественную оценку переходного процесса в диоде при переключении его по схеме рис. 2.20, а или 2.20, б.

Точное решение задачи по нахождению послейинжекционной э. д. с. диода, нагруженного на сопротивление, требует интегрирования уравнения (1.13) с нелинейным

диод начнет протекать ток обратного направления, обусловленный собственной э. д. с.  $p-n$ -перехода и равный  $u(t)/R_H$ . Протекание переходного обратного тока убыстряет рассасывание дырок из базы, и роль этого процесса тем значительнее, чем меньше величина  $R_H$ .

Напротив, подключение к диоду конденсатора, заряженного при протекании прямого тока до напряжения  $u(0)$  приведет к тому, что после отключения внешнего генератора через диод по-

граничным условием и может быть проведено лишь численным методом.

Однако можно получить приближенные количественные соотношения при некоторых упрощающих расчет предположениях \*).

Будем считать, что влияние сопротивления нагрузки на вид функции  $u(t)$  пренебрежимо мало до тех пор, пока убыль избыточных дырок в объеме базы за счет рекомбинации превышает их убыль за счет тока, протекающего по сопротивлению  $R_H$  под действием напряжения на  $p-n$ -переходе  $u(t)$ . Возможность такого предположения обусловлена тем, что напряжение на  $p-n$ -переходе (определяющее ток через  $R_H$ ) и концентрация дырок в базе (определяющая интенсивность рекомбинации) связаны между собой экспоненциальным законом. Пусть при некотором значении  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_n$  выполняется соотношение

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_j = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_R, \quad (2.57)$$

где индексы  $j$  и  $R$  означают соответственно токовую и рекомбинационную убыль дырок. Тогда очевидно, что при всех значениях  $\mathcal{J}$ , близких к  $\mathcal{J}_n$ , величина  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_j$  остается практически постоянной, так как  $u(t)$  линейно зависит от  $t$ . Напротив,  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_R$  резко возрастает, если  $\mathcal{J} < \mathcal{J}_n$ , и столь же резко падает, если  $\mathcal{J} > \mathcal{J}_n$ , так как концентрация дырок в базе экспоненциально зависит от времени, а  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_R$  пропорциональна этой концентрации.

Таким образом, наше предположение означает, что до момента  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_n$  спад послеинжекционной э. д. с. идет так же, как в режиме холостого хода (т. е. при  $R_H = \infty$ ), а начиная с указанного момента, определяется только сопротивлением нагрузки.

Используя выражение для полной величины накопленного в базе заряда дырок (2.8) и учитывая закон

\*) Оценка влияния сопротивления нагрузки на спад послеинжекционной э. д. с. плоскостного диода выполнена О. К. Мокеевым.

линейной рекомбинации, получаем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_R = \frac{1}{\tau_p} \frac{i_{\text{пр}} \tau_p}{q} e^{-t/\tau_p}. \quad (2.58)$$

Деля (2.49) почленно на  $q \cdot R_{\text{н}}$ , находим

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_j = \frac{kT}{q^2 R_{\text{н}}} \ln \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} + \frac{u(0)}{q R_{\text{н}}}. \quad (2.59)$$

Приравнивая эти два выражения при  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{\text{л}}$  и проводя необходимые преобразования, получаем уравнение для определения  $\mathcal{J}_{\text{л}}$

$$\ln \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{л}}} + \frac{qu(0)}{kT} = \frac{q}{kT} i_{\text{пр}} R_{\text{н}} e^{-\mathcal{J}_{\text{л}}}. \quad (2.60)$$

На рис. 2.21 приведены графики решения этого уравнения относительно  $\mathcal{J}_{\text{л}}$  при значениях  $u(0)$ , равных 0,4 и 0,7 в, что типично для кремниевых плоскостных диодов.

В соответствии со сделанным выше предположением, начиная с момента  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{\text{л}}$ , убыль дырок определяется только током, протекающим по сопротивлению  $R_{\text{н}}$ ; в первом приближении можно считать, что величина этого тока экспоненциально спадает во времени по закону

$$i(t) = i(t_{\text{л}}) \exp(-t/\tau_x), \quad (2.61)$$

где  $\tau_x$  — неизвестная пока постоянная времени. Приравнивая заряд, оставшийся в базе на момент  $t_{\text{л}}$  и равный  $Q_{\text{н}} e^{-t_{\text{л}}/\tau_p}$ , заряду, переносимому обратным током в соответствии с (2.61), и находя значение  $i(t_{\text{л}})$  из выражения (2.58), получаем, что  $\tau_x = \tau_p$ .

Таким образом, послеинжекционная э. д. с. диода, нагруженного на сопротивление, спадает вначале линейно (как и в режиме холостого хода), а с момента  $\mathcal{J}_{\text{л}}$ , определяемого уравнением (2.60), экспоненциально с характеристическим временем, равным  $\tau_p$ .

Установим, какое сопротивление в цепи диода можно считать практически бесконечным, полагая его равным такому значению  $R_{\text{н}\infty}$ , при котором вид функции  $u(t)$  не искажается на всем ее линейном участке. Тогда, полагая  $\mathcal{J}_{\text{л}} = \mathcal{J}_{\text{макс}}$  [где  $\mathcal{J}_{\text{макс}}$  — граница линейного участка

$u(t)]$  и используя оценку (2.53), из (2.60) находим

$$R_{\text{нсо}} \simeq 1,5 \frac{kT}{qi_{\text{пр}}} e^{\mathcal{J}_{\text{макс}}} \simeq R_i \cdot e^{\mathcal{J}_{\text{макс}}}. \quad (2.62)$$

Последнее равенство получено при пренебрежении коэффициентом 1,5 и с учетом, что  $\frac{kT}{qi_{\text{пр}}}$  представляет собой не что иное, как дифференциальное сопротивление  $p-n$ -перехода при прямом токе  $i_{\text{пр}}$ . Выражение для  $R_i$  получается элементарно путем дифференцирования вольт-амперной характеристики  $p-n$ -перехода

$$i_{\text{пр}} = i_s (e^{qu/kT} - 1). \quad (2.63)$$

Если, например, линейный участок спада послейинжекционной э. д. с. простирается до  $6\tau_p$  (как на рис. 2.19) при токе прямого смещения, равном  $i_{\text{пр}} = 1 \text{ ма}$ , то  $\mathcal{J}_{\text{макс}} = 6$ , а  $R_i = 25 \text{ ом}$ . Сопротивление в цепи диода, при котором можно считать ее разомкнутой, составляет при этом  $R_{\text{н}} \geq 10 \text{ ком}$ .

Оценка влияния параллельной емкости на переходный процесс в диоде проведена Госсиком [52]. Для случая очень малого напряжения  $u(0)$  им получено

$$u(t) = \frac{kT}{q} \left( 1 - e^{-\frac{qu(0)}{kT}} \right) e^{-\frac{qi_s C}{kT} t}. \quad (2.64)$$

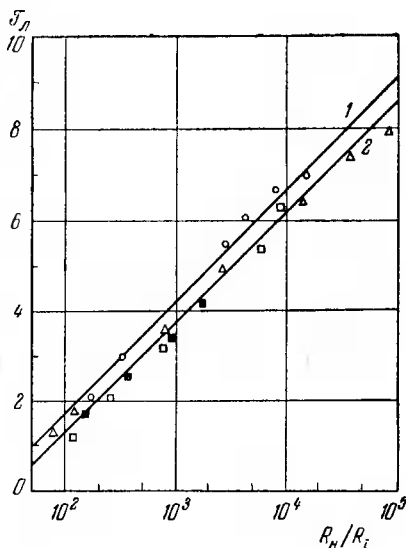


Рис. 2.21. Теоретическая зависимость длительности линейного участка спада послейинжекционного напряжения от  $R_H/R_i$  при  $u(0) = 0,4 \text{ в}$  (1) и  $u(0) = 0,7 \text{ в}$  (2). Экспериментальные точки соответствуют трем диодам (пояснение в § 9 на стр. 111).

Для случая очень большого обратного напряжения

$$u(t) = u(0) - \frac{i_s t}{C}. \quad (2.65)$$

Последнее уравнение очевидно: при запираии диода напряжением конденсатора уменьшение заряда емкости происходит лишь за счет протекания через диод обратного тока, равного току насыщения.

**6.4. Неустановившееся прямое состояние.** Выражение для спада послеинжекционной э. д. с. в том случае, когда прямой ток через  $p-n$ -переход перед переключением протекал в течение конечного времени  $t_{np}$ , получено Ко [27]. Решение уравнения диффузии с начальным условием (1.55) и граничным условием

$$\left(\frac{\partial p}{\partial X}\right)_{X=0} = 0, \quad (2.66)$$

которое соответствует случаю  $R_n = \infty$ , дает

$$u(\mathcal{J}) = \frac{kT}{q} \ln \left[ 1 + \frac{i_{np}}{i_s} (\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{np} + \mathcal{J}} - \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}}) \right], \quad (2.67)$$

где, как обычно,  $\mathcal{J}$  отсчитывается от момента окончания прямого тока. Пренебрегая теми же величинами, что и при выводе (2.49), получаем

$$u(\mathcal{J}) = u(0) + \frac{kT}{q} \ln (\operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{np} + \mathcal{J}} - \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}}). \quad (2.68)$$

Проанализируем это выражение. Значение напряжения на  $p-n$ -переходе при  $\mathcal{J} = 0$ , от которого начинается спад послеинжекционной э. д. с., в этом случае не равно  $u(0)$ , а всегда меньше его и определяется длительностью прямого тока

$$u_{\mathcal{J}=0} = u(0) + \frac{kT}{q} \ln \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{np}} \quad \text{при } \mathcal{J}_{np} \neq 0. \quad (2.69)$$

При рассмотрении нестационарного прямого распределения начальное напряжение будем обозначать через  $u_{\mathcal{J}=0}$ , а  $u(0) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_1}{p_{n0}}$  представляет собой такое напряжение, которое установилось бы на  $p-n$ -переходе при бесконечно долгом протекании прямого тока.

Пусть  $\mathcal{J} \gg \mathcal{J}_{\text{пр}}$  и  $\mathcal{J} > 1$  [это возможно лишь при не слишком малых значениях  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ , иначе пренебрежение единицей под знаком логарифма в (2.67) неправомерно]. Тогда, дифференцируя (2.68), нетрудно получить

$$\frac{du(\mathcal{J})}{d\mathcal{J}} = \frac{kT}{q} \frac{\frac{\exp(-\mathcal{J} - \mathcal{J}_{\text{пр}})}{\sqrt{\pi(\mathcal{J} + \mathcal{J}_{\text{пр}})}} - \frac{\exp(-\mathcal{J})}{\sqrt{\pi\mathcal{J}}}}{\operatorname{erf}\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}} + \mathcal{J}} - \operatorname{erf}\sqrt{\mathcal{J}}} \simeq \simeq -\frac{kT}{q} \left(1 + \frac{1}{2\mathcal{J}} + \dots\right). \quad (2.70)$$

Таким образом, и в случае переключения из неустановившегося прямого состояния спад послеинжекционной э. д. с. идет с той же скоростью, что и при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$ , о чем свидетельствует совпадение (2.70) и (2.51).

Графики решения (2.68) для некоторых значений параметра  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$  приведены на рис. 2.19 в предположении, что  $\frac{qu(0)}{kT} = 8$ . Характерно, что как начальное значение послеинжекционного напряжения, так и скорость его спада очень мало меняются при уменьшении  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ . Практически, как видно из этих графиков, можно пользоваться формулами, полученными выше для установившегося прямого распределения, уже при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \geq 1$ . Аналогичные оценки, проведенные для режимов переключения, характеризующихся большей длиной линейного участка, показывают, что в общем случае прямое состояние диода можно считать установившимся при длительности прямого тока  $t_{\text{пр}} \geq 3\tau_p$ .

**6.5. Высокий уровень инжекции.** Расчет процесса спада послеинжекционной э. д. с. при высоком уровне инжекции проведен в [55] с использованием уравнения (1.18). Начальное распределение дырок описывается выражением (2.43), причем принимается, что уровень инжекции повсюду в базе очень высок ( $\Delta \gg 1$ ) и, следовательно,  $\alpha = \sqrt{\frac{2b}{b+1}}$ . Предполагается также, что время жизни дырок в базе одинаково при всех уровнях инжекции. Последнее допущение резко расходится с действительностью и предполагает, что «затягивание» дырок происходит лишь за счет тянущего поля, характерного

для  $\Delta \gg 1$ . Решая уравнения диффузии при сделанных предположениях и при граничном условии вида (2.66) (т. е.  $R_H \rightarrow \infty$ ), получаем очевидное соотношение

$$\frac{du(t)}{dt} \simeq -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{\tau_p} \cdot \frac{2b}{b+1}. \quad (2.71)$$

При выводе (2.71), как и ранее,  $\mathcal{J} \gg 1$  и  $u(t) \gg \frac{kT}{q}$ . Выражение (2.71) почти полностью совпадает с (2.52), отличаясь от него лишь множителем  $\frac{2b}{b+1}$  ( $\sim 1,4$  для германия и кремния при комнатной температуре). Таким образом, «затягивание» дырок тянущим полем, возникающим при высоком уровне инжекции, приводит к уменьшению постоянной времени спада послеинжекционной э. д. с. на линейном участке в  $\frac{2b}{b+1}$  раз. По мере уменьшения  $u(t)$  и перехода к условию  $\Delta < 1$  постоянная времени возрастает до значения, равного  $\tau_p$ , и (2.71) переходит в (2.52). Таким образом, в кривой спада послеинжекционной э. д. с. даже после пропускания через диод большого тока можно выделить участок, соответствующий низкому уровню инжекции и описываемый выражением (2.52).

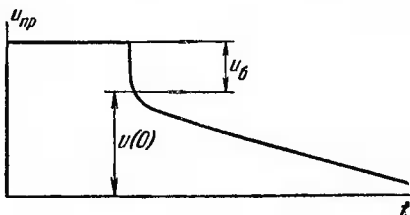


Рис. 2.22. Осциллограмма изменения напряжения на диоде после окончания импульса прямого тока большой амплитуды ( $u_b$  — падение напряжения на базе,  $u(0)$  — падение напряжения на  $p-n$ -переходе).

Следует отметить, что осциллограммы напряжения, наблюдаемые при выключении большого прямого тока для реальных диодов, имеют вид, показанный на рис. 2.22. В первый момент имеется резкий скачок напряжения  $u_b$ , и лишь затем наблюдается его постепенное

уменьшение. Это объясняется тем, что при больших токах прямого смещения заметным становится омическое падение напряжения на сопротивлении толщи базы. После прекращения тока эта омическая составляющая

напряжения мгновенно становится равной нулю, остается лишь падение напряжения на  $p-n$ -переходе, имеющее диффузионную природу и спадающее лишь с течением времени. Таким образом, значение  $u(0)$  получается из полного падения напряжения на диоде за вычетом из него омического скачка  $u_0$ .

### § 7. Малосигнальные переходные характеристики диода

В предыдущих параграфах мы рассматривали переходные процессы в диоде при подаче на него настолько больших смещений (как прямых, так и обратных), что диод при этом является существенно нелинейным элементом. В ряде случаев радиотехнического использования диодов представляет известный интерес анализ тех же процессов при малом сигнале.

Рассмотрим схему рис. 1.1, причем будем считать, что через диод протекает установившийся постоянный прямой ток  $i_{пр}^{(0)}$ , а на вход в момент  $t = 0$  поступает ступенька напряжения амплитудой  $v_0 \ll \frac{kT}{q}$ . Будем также считать, что все предположения §§ 2, 3 относительно рассматриваемой модели (диффузионное приближение, полубесконечность  $n$ -области,  $\gamma = 1$ ) по-прежнему справедливы.

В этом случае диод в схеме может быть заменен сопротивлением, величина которого равна дифференциальному сопротивлению диода в рабочей точке  $\left(R_i = \frac{kT}{q i_{пр}^{(0)}}\right)$ ; во время протекания переходного процесса необходимо также учитывать диффузионную емкость, шунтирующую это сопротивление.

Таким образом, при работе на малом сигнале схема рис. 1.1 становится линейной и для нее имеет смысл определение переходных характеристик (см. § 1). Ток через диод и напряжение на нем можно считать заданными, если известны проводимость цепи  $Y$  и коэффициент передачи напряжения  $K = \frac{v_{p-n}}{v_0}$ . Поэтому для расчета любого нестационарного процесса необходимо знать

переходные характеристики этих величин, которые мы обозначим через  $h_Y(t)$  и  $h_K(t)$  соответственно.

Теоретический расчет в общем случае проведен Э. И. Адировичем [5] и для некоторых специальных режимов Госсиком [4]. При произвольных соотношениях между сопротивлениями  $R_H$  и  $R_i$  процесс установления тока в цепи под действием единичной ступеньки напряжения на входе описывается выражением

$$h_Y(\mathcal{J}) = \frac{1}{R_H + R_i} \left[ 1 + \frac{1}{a-1} \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} - \frac{1}{a(a-1)} \exp\left(\mathcal{J} \frac{a^2-1}{a^2}\right) \operatorname{erfc} \frac{1}{a} \sqrt{\mathcal{J}} \right], \quad (2.72)$$

где  $a = R_H/R_i$  и, как и прежде,  $\mathcal{J} = t/\tau_p$ .

Соответственно процесс установления напряжения на  $p-n$ -переходе описывается формулой

$$h_K(\mathcal{J}) = 1 - R_H h_Y(\mathcal{J}). \quad (2.73)$$

Графики функций  $h_Y(\mathcal{J})$  и  $h_K(\mathcal{J})$  при ряде значений параметра  $a$  представлены на рис. 2.23. Чем меньше значение

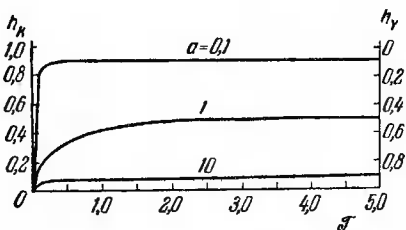


Рис. 2.23. Переходные характеристики коэффициентов передачи напряжения и проводимости диода при ряде значений  $a$ .

параметра  $a$ , тем быстрее протекают нестационарные процессы. Физически это объясняется тем, что при подаче на диод импульса напряжения ( $a \ll 1$ ) плотность тока в процессе достижения равновесия все время больше установившейся плотности тока; поэтому и накопление избыточного

количества дырок происходит быстрее, чем в случае режима генератора тока ( $a \gg 1$ ).

Действительно, дифференцируя (1.65), описывающее распределение дырок в базе при подаче на  $p-n$ -переход ступеньки положительного напряжения, получаем для плотности прямого тока в процессе его установления

следующее выражение:

$$j(\mathcal{J}) = j_{\text{пр}} \left[ \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi\mathcal{J}}} + \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}} \right], \quad (2.74)$$

где  $j_{\text{пр}}$  — установившаяся плотность прямого тока при  $\mathcal{J} \rightarrow \infty$ . При малых длительностях прямого тока ( $\mathcal{J} < 1$ ) (2.74) имеет вид

$$j(\mathcal{J}) \simeq j_{\text{пр}} \frac{1}{\sqrt{\pi\mathcal{J}}}. \quad (2.75)$$

Накопление заряда дырок в базе диода для этого случая описывается выражением

$$Q_n(\mathcal{J}) = \int_0^t j(t) dt \simeq \frac{2\sqrt{\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi}} Q_n(\mathcal{J} \rightarrow \infty). \quad (2.76)$$

С другой стороны, накопление заряда дырок в базе в случае подачи импульса прямого тока идет по закону

$$Q_n(\mathcal{J}) = Q_n(\mathcal{J} \rightarrow \infty)(1 - e^{-\mathcal{J}}) \simeq Q_n(\mathcal{J} \rightarrow \infty) \cdot \mathcal{J}, \quad (2.77)$$

где второе равенство справедливо при  $\mathcal{J} \ll 1$ .

Сравнение выражений (2.76) и (2.77) показывает, что скорость накопления дырок в базе диода сразу после включения (т. е. при  $\mathcal{J} \ll 1$ ) для случая приложения импульса напряжения к  $p-n$ -переходу больше в  $1/\sqrt{\mathcal{J}}$  раз, чем для случая импульса тока. Качественная сторона этого заключения вытекает из анализа выражения (2.74), в котором  $j(\mathcal{J}) > j_{\text{пр}}$  при любых значениях  $\mathcal{J}$ .

Получим аналитические выражения для переходных характеристик в двух предельных случаях: режим короткого замыкания, т. е. подача импульса от генератора напряжения непосредственно на  $p-n$ -переход ( $R_n \ll R_i$ ); режим холостого хода, т. е. подключение перехода к генератору тока ( $R_n \gg R_i$ ).

В первом случае при  $\mathcal{J} \gg (R_n/R_i)^2$  имеем

$$h_V(\mathcal{J}) \simeq \frac{1}{R_i} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi\mathcal{J}}} + \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}} \right), \quad h_K(\mathcal{J}) \simeq 1. \quad (2.78)$$

Во втором предельном режиме получаем

$$h_K(\mathcal{J}) \simeq \frac{R_i}{R_n} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}}. \quad (2.79)$$

Покажем, что эти переходные характеристики представляют собой частные случаи соответствующих нестационарных процессов, рассмотренных в предыдущих параграфах.

Для режима короткого замыкания это соответствие видно сразу же из сравнения (2.78) с (2.74).

В режиме генератора постоянного прямого тока  $i_{np}^{(0)}$  и наложенного на него скачка тока, равного  $\frac{v_0}{R_n}$ , из (1.58) получаем

$$p(\mathcal{J}) = \frac{v_0 L_p}{R_n S D_p q} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}} + p_1^{(0)}, \quad (2.80)$$

где  $p_1^{(0)}$  — граничная концентрация дырок, соответствующая току  $i_{np}^{(0)}$  и определяемая по (1.25).

Изменение напряжения на  $p-n$ -переходе при приложении ступеньки напряжения с амплитудой  $v_0$  имеет вид

$$u(\mathcal{J}) - u_{np}^{(0)} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_1(\mathcal{J})}{p_1^{(0)}}. \quad (2.81)$$

Используя условия малого сигнала ( $v_0 \ll \frac{kT}{q}$ ) и разлагая логарифм в ряд, получаем

$$h_K(\mathcal{J}) = \frac{u(\mathcal{J}) - u_{np}^{(0)}}{v_0} = \frac{kT}{q} \frac{L_p}{R_n S D_p q p_1^{(0)}} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}}, \quad (2.82)$$

что после замены  $\frac{kT}{q} \frac{L_p}{S q D_p p_1^{(0)}} = R_i$  переходит в (2.79).

## § 8. Методы наблюдения переходных процессов в диодах

**8.1. Измерительная аппаратура.** Для наблюдения того или иного переходного процесса в диоде необходим генератор, обеспечивающий задание переключающего режима, и осциллограф, позволяющий наблюдать временные изменения тока через диод или напряжения на нем.

Иногда вместо осциллографа применяется какой-либо другой прибор, служащий для измерения того или иного параметра переходного процесса. Из этих двух блоков — генератора и индикаторного устройства — состоят все установки, используемые для исследования переходных процессов в диодах.

Схемы для наблюдения переходного обратного тока. Простейшая схема для наблюдения картины спада переходного обратного тока диода при

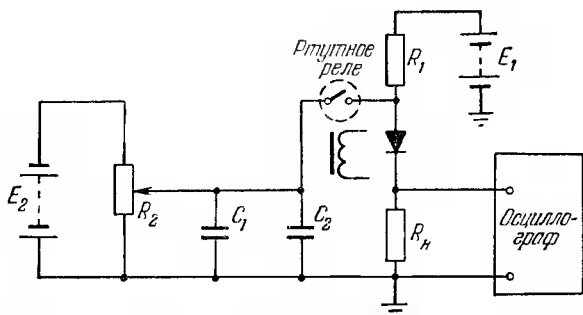


Рис. 2.24. Схема для наблюдения переходного обратного тока диода при переключении его из прямого направления в обратное.

переключении его из стационарного прямого состояния на обратное напряжение представлена на рис. 2.24 [29]. Пока контакты ртутного реле разомкнуты от источника  $E_1$  через исследуемый диод протекает прямой ток, величина которого определяется напряжением батареи  $E_1$  и величиной токозадающего сопротивления  $R_1$  (величина его обычно составляет 1—2 ком, что значительно превышает прямое сопротивление диода и сопротивление нагрузки  $R_n$ ). После замыкания контактов реле к диоду прикладывается обратное напряжение, равное разности потенциалов на конденсаторах  $C_1$  и  $C_2$  перед переключением. Большая величина сопротивления  $R_1$  устраняет влияние источника  $E_1$  на диод после переключения. Напряжение, снимаемое с сопротивления  $R_2$ , пропорциональное в каждый момент времени переходному обратному току, просматривается на экране быстродействующего

электронного осциллографа. Емкости параллельно соединенных конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$  выбираются настолько большими, чтобы можно было считать, что в момент переключения генератор напряжения имеет нулевое выходное сопротивление. Условия в цепи диода после переключения будут тем ближе к режиму короткого замыкания, чем меньше величина  $R_{н}$ . Обычно выбирают ее в пределах от нескольких единиц до десяти омов. Дальнейшее снижение величины  $R_{н}$  снижает чувствительность схемы по току и, кроме того, практически не влияет на вид переходного процесса, так как омическое сопротивление толщцы базы диодов обычно порядка нескольких омов и больше. Если положить, что  $R_{н} = 10$  ом, тогда при  $u_{обр} = 10$  в получим, что максимальное значение обратного тока может составить  $i_0 \simeq 1$  а. Если значение  $i_{пр} \simeq 10\text{--}50$  ма (что типично для режимов исследования диодов), то во всех случаях  $V = i_0/i_{пр} > 20$ , а это, как показано в § 5, практически не различимо со случаем  $V = \infty$  (т. е.  $R_{н} = 0$ ).

Правильный выбор значения емкости  $C_1$  легче всего сделать на основе зарядовых соотношений: необходимо, чтобы заряд емкости был по крайней мере на два порядка больше, чем заряд переключения диода. В этом случае в течение всего переходного процесса запирающее напряжение на диоде будет постоянным. Пусть, например, исследуемые диоды имеют  $\tau_p \simeq 10$  мксек и измерения ведутся при переключении с прямого тока  $i_{пр} = 10$  ма на обратное напряжение  $u_{обр} = 10$  в. Тогда должно выполняться  $Q_C \geq 10^2 Q_{п}$ , откуда  $C_1 \geq 5$  мкф. Емкость конденсатора  $C_2$  обычно на порядок меньше, чем  $C_1$ ; использование его необходимо для устранения искажения переднего фронта запирающего импульса. Иногда в схеме рис. 2.24 вместо конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$  ставится малое сопротивление (порядка нескольких омов), играющее роль выходного сопротивления генератора напряжения.

При использовании ртутного реле время переключения диода из одного состояния в другое может быть менее  $10^{-9}$  сек, что в большинстве случаев намного меньше времени жизни дырок в базе диода. Поскольку частота переключения ртутного реле невелика (порядка  $10\text{--}10^2$  гц), режим диода как по прямому току, так и по об-

ратному напряжению успевает стать установившимся за время между соседними импульсами.

Типичная осциллограмма переходного обратного тока для одного из диодов, полученная с помощью схемы рис. 2.24, приведена на рис. 2.25. Нетрудно видеть, что удовлетворительный отсчет временных интервалов может быть сделан лишь на уровне обратных токов не менее десятых долей от  $i_{гр}$ .

Методы повышения чувствительности по току. При необходимости исследования переходных процессов в области очень малых мгновенных значений обратного тока повышают

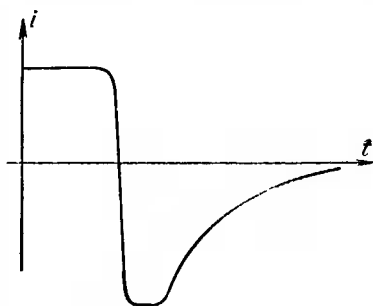


Рис. 2.25. Осциллограмма процесса переключения.

чувствительность схемы за счет увеличения сопротивления  $R_n$ . При этом используется то обстоятельство, что, как видно из расчетов § 5 и теоретических графиков рис. 2.14, увеличение этого сопротивления не сказывается на хвостовой части переходного процесса. В целях уменьшения падения напряжения на этом сопротивлении при протекании прямого тока оно шунтируется серией вакуумных или быстродействующих полупроводниковых диодов. Вариант схемы с повышенной чувствительностью по току представлен на рис. 2.26 [56]. Включением диода  $D$  достигается уменьшение общей величины сигнала, снимаемого с  $R_n$  на осциллограф, что позволяет значительно усилить этот сигнал без опасений перегрузить усилитель осциллографа и вызвать в нем нелинейные искажения. Характерно, что в схеме рис. 2.26 выходное сопротивление генератора напряжения может быть значительно больше, чем в схеме рис. 2.24. Это не ведет к искажению вида переходного процесса, так как величина  $R_n$  велика.

Одной из разновидностей схемы рис. 2.26 является такая, в которой полярности источников  $E_1$  и  $E_2$  изменены:

на противоположные [57]. В этом случае диод все время заперт напряжением источника  $E_1$ , а прямой ток протекает через него лишь в виде относительно коротких импульсов. Подобное включение диода является необходимым в том случае, когда переходные процессы

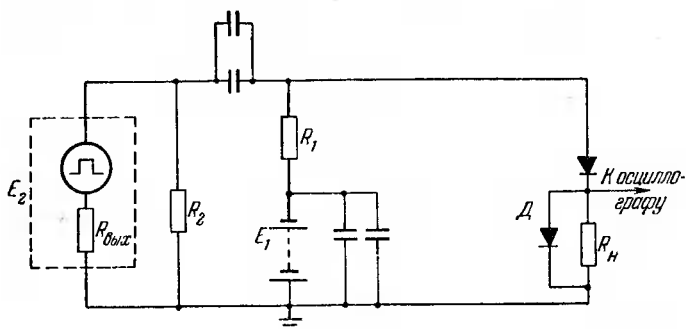


Рис. 2.26. Схема для наблюдения переходного обратного тока диода при больших значениях сопротивления нагрузки.  $R_1 = 1000 \text{ ом}$ ;  $R_2 = 600 \text{ ом}$ ;  $R_n = 2000 \text{ ом}$ ;  $R_{\text{вых}} = 600 \text{ ом}$ .

исследуются при больших прямых токах, длительное протекание которых через диод недопустимо, так как может вызвать его разрушение или необратимое изменение.

Дальнейшим логическим развитием рассматриваемой методики является схема, представленная на рис. 2.27 [58]. Здесь благодаря включению последовательно с сопротивлением нагрузки еще одного диода (инверсно по сравнению с шунтирующими диодами) достигается полное разделение прямого и обратного токов исследуемого диода. Эта же схема может быть использована и для измерения заряда переключения диода, если в ней вместо сопротивления нагрузки включить микроамперметр, зашунтированный емкостью [59]. В этом случае при известной частоте следования запирающих импульсов  $f$  и измеряемом с помощью микроамперметра среднем значении переходного обратного тока  $i_a$ , нетрудно найти заряд переключения, пользуясь очевидным соотношением

$$Q_n = i_a f^{-1}. \quad (2.83)$$

Некоторые другие варианты схем, используемых в лабораторной практике для исследования переходных процессов в диодах, рассмотрены в нашем обзоре [40].

Различные методы повышения чувствительности основной схемы рис. 2.24 приводят к тому, что удастся измерять временные интервалы при значениях  $i(t)$  порядка  $10^{-4}$  а. Эта величина, однако, существенно превышает

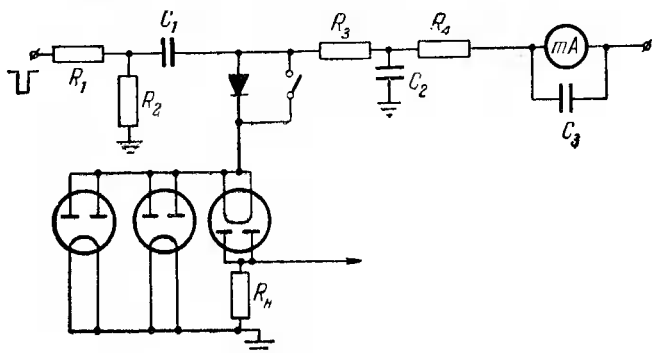


Рис. 2.27. Схема наблюдения осциллограмм переключения с разделением цепей прямого и обратного тока.  $R_1 = 33$  ом;  $R_2 = 18$  ом;  $R_n = 100$  ом;  $C_1 = 0,1$  мкф;  $C_2 = C_3 = 0,01$  мкф.

значения стационарных обратных токов диодов, близких к величине тока насыщения.

Продвижение в направлении дальнейшего уменьшения измеряемых обратных токов возможно лишь по пути использования стробоскопического метода, который впервые для исследования переходных процессов в диодах был применен Гендерсоном и Тилмэном [30]. Суть этого метода состоит в том, что из всего импульса переходного обратного тока вырезается лишь узкий участок, примыкающий к интересующему нас моменту времени, и затем усиливается (отдельно от оставшейся части импульса). Проводя подобную операцию последовательно с прилегающими друг к другу интервалами времени, удастся при исследовании переходной функции достигнуть очень высокой чувствительности по току. Подробное описание метода можно найти в специальных работах [60], а в применении к исследованию полупроводниковых приборов

в [61—65]. В работе [30] удавалось измерять значения  $i(t)$ , равные  $0,001 i_{\text{пр}}$ , а в [63, 64] — на уровне  $0,0001 i_{\text{пр}}$  и продвинуться в область обратных токов, равных 5—10  $\mu\text{ка}$ .

Для исследования переходных процессов в таких режимах, когда между моментом окончания прямого тока и началом импульса обратного напряжения существует конечная задержка, необходима установка, в которой как

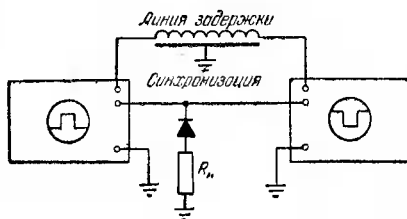


Рис. 2.28. Схема для исследования переходных процессов в диоде при наличии задержки импульса обратного напряжения.

прямое, так и обратное смещения задаются импульсами, взаимное расположение которых во времени может регулироваться. Одна из возможных схем приведена на рис. 2.28, принцип действия которой после сказанного в специальных пояснениях не нуждается.

Измерение длительности полочки и хвоста послепереключенного напряжения. Для измерения длительности фазы высокой обратной проводимости диода после переключения  $t_1$  может быть использована схема рис. 2.24 (с соответственно увеличенным сопротивлением нагрузки  $R_n$ ) или любая из ее модификаций. Определенные экспериментальные трудности связаны с точным определением момента окончания полочки. В этот момент начинается резкое нарастание напряжения на диоде, что приводит к возникновению паразитных выбросов, обусловленных индуктивностью соединительных проводов и выводов диода. Этот эффект особенно значителен, если переключаемые токи  $i_{\text{пр}}$  и  $i_0$  велики. Так, при исследовании переходных процессов в диодах при значениях  $i_0 \approx 1 \div 10 \text{ а}$  [51] приходилось для уменьшения величины паразитных выбросов исследуемый диод помещать в цилиндрическую камеру. Диод в этом случае играл роль центрального проводника получающейся коаксиальной линии. Сопротивление нагрузки  $R_n$  в виде отрезка манганинового провода служило центральным проводником коаксиального кабеля,

соединяющего генератор импульсов с диодной камерой. Отводы от диодной камеры и сопротивления нагрузки выполнялись также в виде коаксиальных отростков.

При определении длительности полочки можно вместо переходного обратного тока наблюдать картину

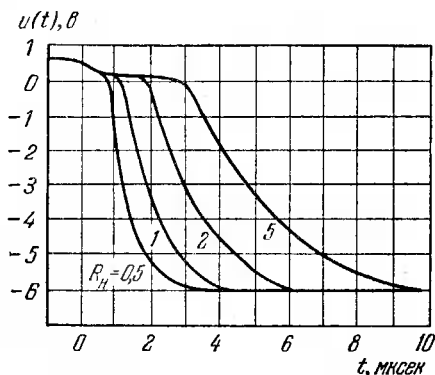


Рис. 2.29. Осциллограммы установления обратного напряжения на диоде при переключении его по схеме рис. 2.24 при различных  $R_n$  (в килоомах).

изменения напряжения на диоде. Для этого в схеме рис. 2.24 диод и сопротивление  $R_n$  меняют местами. Типичные осциллограммы установления обратного напряжения для одного из германиевых диодов приведены на рис. 2.29. Момент перехода напряжения через нулевую линию (соответствующий резкому излому переходной кривой) одновременно определяет и окончание полочки.

Для наблюдения спада послеинжекционной э.д.с. Госсиком [52] использовалась схема, показанная на рис. 2.30, б. На рис. 2.30, а приведена схема генератора импульсов, в которой формирование производится с помощью отрезка длинной линии. Изменяя в этой схеме величину  $R_n$ , можно исследовать его влияние на вид переходного процесса. Однако использование этой схемы для анализа процесса в открытой цепи затруднительно, так как при больших значениях  $R_n$  для пропускания требуемого прямого тока через диод необходимо иметь на входе

схемы импульсы напряжения большой амплитуды. Значительно удобнее оказывается схема рис. 2.31, использованная Ледерхандлером и Джаколетто [54] для исследования  $p-n$ -переходов сплавных транзисторов. Здесь

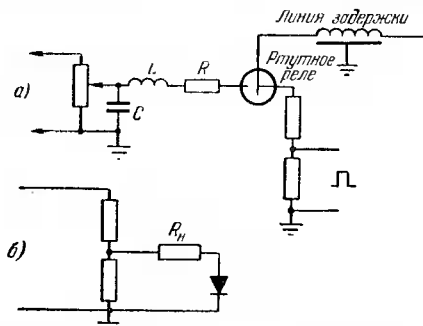


Рис. 2.30. Схема генератора импульсов (а) и схема для наблюдения спада послеинжекционной э. д. с (б).

вакуумный (или быстродействующий полупроводниковый) диод осуществляет разрыв цепи после прекращения

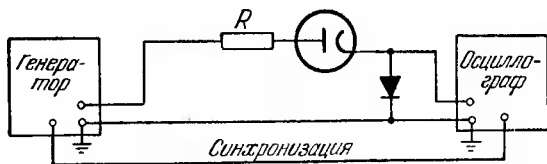


Рис. 2.31. Схема для наблюдения спада послеинжекционного напряжения на диоде в режиме холостого хода.

прямого тока и, таким образом, спад напряжения на диоде происходит в отсутствие тока через него. Практически между выходами генератора и анодом вакуумной лампы приходится включать батарею с напряжением около 1 в так, чтобы после окончания импульса прямого тока вакуумный диод оказался слегка запертым. Это необходимо для предотвращения протекания через диод остаточного тока, который может достигать нескольких десятков микроампер. Экспериментальные исследования

показали, что вид переходного процесса практически не зависит от длительности импульсов (если она превышает некоторую минимальную величину) и частоты их следования. Амплитуда импульса и выходное сопротивление генератора также не важны. Определяющими характеристиками схемы являются разрешающее время осциллографа, линейность его горизонтального и вертикального усиления, чувствительность, время спада заднего фронта импульса тока.

**8.2. Оценка погрешностей измерения.** Указанные ограничивающие факторы являются общими для всех рассмотренных измерительных схем. Поэтому при проведении любого исследования переходных процессов, особенно кратковременных, стремятся разрешающее время индикаторного устройства и время переключения сделать минимальными. Линейность усиления важна не во всех случаях, а лишь тогда, когда измеряются малые значения  $i(t)$  или  $u(t)$  или когда производятся измерения в широком диапазоне мгновенных значений переходной функции.

В тех случаях, когда измеренные длительности переходного процесса соизмеримы с временем переключения, оказывается необходимым оценить величины возможных погрешностей.

Ряд подобных оценок для линейного и экспоненциального фронтов переключения проведен А. И. Ильенковым [66] и Д. Ю. Эйдукасом [67].

Рассмотрим в качестве примера случай линейного изменения во времени напряжения на входе схемы рис. 1.1 при переключении [68]. Очевидно, что процесс рассасывания накопленного заряда качественно будет протекать так же, как в случае мгновенного переключения, но несколько медленнее, так как при постепенно нарастающем обратном напряжении уход дырок из базы за счет переходного обратного тока меньше, чем при приложении идеальной ступеньки запирающего напряжения.

Для последующего решения поставленной задачи найдем прежде всего распределение концентрации инжектированных в базу дырок при линейно возрастающем прямом токе, проведя для этого интегрирование уравнения диффузии (1.13) при нулевом начальном условии и

граничном условии вида

$$\left(\frac{\partial p}{\partial X}\right)_{X=0} = -\alpha \mathcal{J}, \quad (2.84)$$

где коэффициент  $\alpha$  характеризует крутизну фронта нарастания прямого тока. Решение может быть получено с помощью двумерного преобразования Лапласа — Карсона (см. § 3) и имеет вид

$$p(X, \mathcal{J}) = \alpha \left\{ \frac{2\mathcal{J}-1}{4} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} - \sqrt{\mathcal{J}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} + \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right] - \frac{X}{4} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} - \sqrt{\mathcal{J}} \right) + e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{\mathcal{J}}} + \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right] + \frac{\sqrt{\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{X}{4\mathcal{J}} - \mathcal{J}} \right\} = \alpha F(X, \mathcal{J}). \quad (2.85)$$

Представим теперь, что через диод в течение неограниченно долгого времени протекал постоянный прямой ток  $i_{пр}$ , так что в базе установилось стационарное распределение дырок. В некоторый момент начинается переключение диода на обратное направление импульсом с

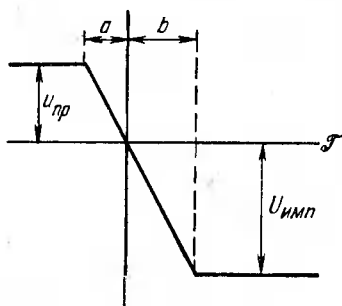


Рис. 2.32. Эпюра входного напряжения при переключении диода из прямого на обратное направление импульсом с линейным фронтом.

линейным фронтом, характеристические параметры которого показаны на рис. 2.32. Так же как и  $\mathcal{J}$ , временные параметры импульса  $a$  и  $b$  выражаются в безразмерных единицах, т. е. по отношению к  $\tau_p$ .

Поскольку практически в цепи диода всегда имеется сопротивление нагрузки, рассмотрим проведем ограничивающее обратный ток, рассмотрим проведем для этого случая. В начальной стадии переходного процесса, до тех пор пока концентрация дырок около  $p-n$

перехода не упадет до нуля, обратный ток зависит от величины приложенного напряжения. Обозначим длительность этой фазы по аналогии с длительностью полочки через  $\mathcal{J}'_1$ . Наибольший интерес представляет такой случай, когда первая фаза заканчивается прежде, чем обратное напряжение достигнет своего амплитудного значения. Распределение концентрации дырок в базе в течение времени, пока не закончился фронт запирающего импульса и пока  $p(0, \mathcal{J}) > 0$ , может быть получено путем суперпозиции нескольких функций вида (2.85). Это распределение имеет вид

$$p(X, \mathcal{J}) = p_1 \left[ e^{-X} - \frac{1}{a} F(X, \mathcal{J} + a) - \frac{aB - b}{ab} F(X, \mathcal{J}) \right], \quad (2.86)$$

здесь  $p_1$  и  $B$  соответствуют своим предельным значениям, т. е.  $p_1$  — случаю установившегося прямого тока плотности  $j_{пр}$  (1.25), а  $B = j_0/j_{пр}$ , где  $j_0 = \frac{U_{имп}}{SR_H}$  (см. рис. 2.32).

Для определения  $\mathcal{J}'_1$  приравняем  $p(0, \mathcal{J})$  в (2.86) нулю. После очевидных преобразований получаем для нахождения  $\mathcal{J}'_1$  следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{(2\mathcal{J}'_1 + a) - 1}{2a} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}'_1 + a} + \frac{\sqrt{\mathcal{J}'_1 + a}}{a\sqrt{\pi}} e^{-(\mathcal{J}'_1 + a)} + \\ & + \frac{aB - b}{b} \left( \frac{2\mathcal{J}'_1 - 1}{2a} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}'_1} + \frac{\sqrt{\mathcal{J}'_1}}{a\sqrt{\pi}} e^{-\mathcal{J}'_1} \right) = 1. \end{aligned} \quad (2.87)$$

Вплоть до момента  $\mathcal{J}'_1$  нарастание переходного обратного тока диода следует за нарастанием запирающего напряжения, т. е. описывается линейной функцией. В момент  $\mathcal{J}'_1$  величина  $i(t)$  достигает своего максимального значения, а затем начинает монотонно спадать, так как начиная с этого момента обратное сопротивление  $p-n$ -перехода резко нарастает.

Для определения переходной функции обратного тока в завершающей части процесса восстановления можно получить значение градиента концентрации дырок около  $p-n$ -перехода, не проводя полного решения

уравнения диффузии, а используя «условие совместимости» (1.48) начальных и граничных условий при двумерном преобразовании Лапласа — Карсона. При этом начальное распределение имеет вид (2.86) с подстановкой в него  $\mathcal{J} = \mathcal{J}'_1$ , а граничное условие:  $p(0, \mathcal{J}) = 0$  при  $\mathcal{J} \geq \mathcal{J}'_1$ .

Общее решение может быть получено лишь в интегральной форме [68] и здесь из-за громоздкости не приводится. На рис. 2.33 представлены результаты численного расчета зависимости переходного обратного тока диода для нескольких значений длительности фронта. На этом же рисунке приведены экспериментальные осциллограммы, полученные для плоскостных германиевых диодов. Существенное различие между теоретической и экспериментальной амплитудой обратного тока при  $\mathcal{J}'_1$ , равном или несколько меньшем  $b$ , объясняется отличием фронта переключающего импульса от линейного. Фронты реальных импульсов более точно могут быть представлены экспоненциальной функцией, которая при больших значениях аргумента существенно отличается от функции, изменяющейся по линейному закону. Характер спада обратного тока показывает удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных. С увеличением  $b$  теоретические кривые практически сливаются с экспериментальными, в пределах точности осциллографических измерений.

Примечательно, что в хвостовой части переходного процесса ( $\mathcal{J} \gg b$ ) все кривые рис. 2.33 сближаются. Таким образом, при исследовании удаленных от начала переключения временных интервалов высокие требования к малой длительности фронта запирающего импульса не предъявляются.

Вернемся вновь к начальной стадии переходного процесса и рассмотрим, как зависит длительность полочки от крутизны фронта запирающего импульса. При увеличении общей длительности фронта переключения, характеризующегося параметром  $a + b$ , фаза постоянного обратного тока постепенно сокращается (кривая 1 на рис. 2.33) и при  $b = \mathcal{J}'_1$  сойдется в точку. Полагая, что  $a = b$  и  $(a + b) = \mathcal{J}_{\text{фр}}$ , из (2.87) получим уравнение для определения значения минимальной длительности фронта

переключения  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$ , при которой полочка исчезает:

$$\frac{2\mathcal{J}'_{\text{фр}} - 1}{\mathcal{J}'_{\text{фр}}} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}'_{\text{фр}}} + \frac{2}{\sqrt{\pi\mathcal{J}'_{\text{фр}}}} e^{-\mathcal{J}'_{\text{фр}}} +$$

$$+ (B - 1) \left[ \frac{\mathcal{J}'_{\text{фр}} - 1}{\mathcal{J}'_{\text{фр}}} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\mathcal{J}'_{\text{фр}}}{2}} + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi\mathcal{J}'_{\text{фр}}}} e^{-\frac{\mathcal{J}'_{\text{фр}}}{2}} \right] = 1. \quad (2.88)$$

При длительностях фронта, меньших  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$ , величина пика обратного тока не увеличивается, но наблюдаются

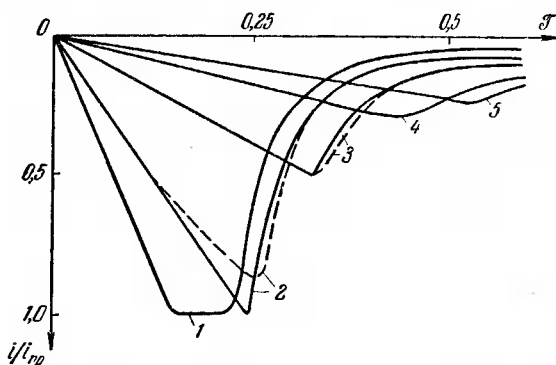


Рис. 2.33. Переходные характеристики обратного тока при различных длительностях фронта переключающего импульса. Характеристики соответствуют условиям  $B = 1$ ;  $a = b$ ; 1 —  $b = 0,15$ ; 2 —  $b = 0,275$ ; 3 —  $b = 0,75$ ; 4 —  $b = 0,85$ ; 5 —  $b = 1,3$ . Пунктиром показаны экспериментальные кривые.

большой или меньший участок характеристики с постоянным значением обратного тока. При увеличении длительности фронта в области  $\mathcal{T}_{\text{фр}} > \mathcal{J}'_{\text{фр}}$  величина пика обратного тока монотонно уменьшается.

При достаточно больших значениях  $B$ , когда  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$  мало ( $< 0,5$ ), в выражении (2.87) можно, используя (1.57), произвести разложение в ряды интеграла

функции ошибок и экспоненты и получить  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$  в явном виде:

$$\mathcal{J}'_{\text{фр}} \approx \frac{2\pi}{(B+2)^2}. \quad (2.89)$$

График этой функции приведен на рис. 2.34, где для сравнения показана также зависимость длительности полочки  $\mathcal{J}_1$  от параметра  $B$  при мгновенном переключении, полученная на основании (2.28).

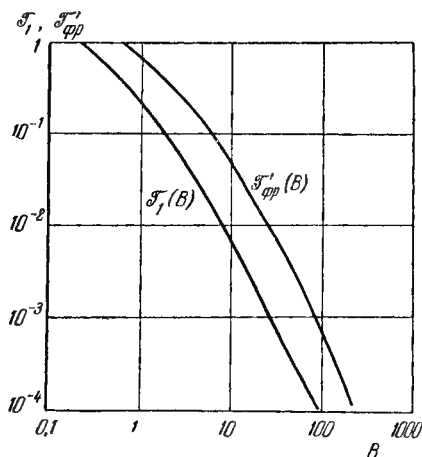


Рис. 2.34. Зависимость нормированных длительностей  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$  и  $\mathcal{J}_1$  от режима переключения (параметр  $B$ ).

Экспериментально определив, таким образом,  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$ , можно затем, используя графики рис. 2.34, найти и величину  $\mathcal{J}_1$ , соответствующую тому же значению  $B$ . Иными словами, имеется косвенная возможность определения  $\mathcal{J}_1$  с применением генераторов импульсов с пологими фронтами. При больших значениях  $B$  ( $10 < B < 10^2$ ), используя приближенное выражение для  $\mathcal{J}_1$ , данное в [40]

$$\mathcal{J}_1 \approx \frac{0,8}{B^2} \quad (2.90)$$

и (2.89), получаем

$$\mathcal{J}'_{\text{фр}} \approx 8\mathcal{J}_1, \quad 10 < B < 10^2. \quad (2.91)$$

Как видим, при всех значениях  $B > 1$  величина  $\mathcal{J}'_{\text{фр}}$  в несколько раз превышает значение  $\mathcal{J}_1$ . Таким образом, когда из-за конечности фронта переключения точное значение  $\mathcal{J}_1$  измерить не удастся, в ряде случаев оказывается целесообразным уменьшать крутизну фронта еще значительнее (сохраняя его линейность!) до момента, когда полочка сходится в точку.

Если длительность импульса прямого тока нельзя считать бесконечной, то процесс накопления избыточного заряда в базе будет зависеть от вида переднего фронта этого импульса. Расчеты для случая линейного фронта [69], аналогичные рассмотренным, приводят к заключению, что форму переднего фронта можно не принимать во внимание, если длительность плоской вершины импульса превышает  $2\tau_p$ . При коротких длительностях прямого тока импульс можно считать прямоугольным, если длительность переднего фронта не превышает 20% от всей длительности импульса. Если же передний фронт очень пологий ( $\mathcal{J}_{\text{фр}} > 3$ ), то накопление заряда в базе практически следует за нарастанием тока.

Подобные же оценки выполнены и для импульсов прямого тока с экспоненциальной формой переднего фронта [70].

Ряд оценок искажения переходного процесса в диоде, вызванного конечностью времени переключения и разрешающего времени осциллографа, проведен в [67]. Показано, что при  $\mathcal{J}_{\text{фр}} < 1$  различные временные параметры, описывающие переходные процессы (за исключением их начальной фазы), увеличиваются не более чем на  $0,25 \mathcal{J}_{\text{фр}}$ . Это подтверждается и графиками рис. 2.33, построенными на основе точного расчета [68].

Ю. К. Барсуковым [71, 72] проведены расчеты переходного процесса спада послеинжекционной э. д. с. при высоком уровне инжекции, показавшие, что погрешность при определении значения  $u(0)$  путем вычитания из полного падения напряжения на диоде омического скачка  $u_0$  (см. рис. 2.22) оказывается тем меньше, чем короче длительность заднего фронта импульса тока по сравнению с временем жизни дырок. Формулы для вычисления погрешности не приведены.

## § 9. Основные экспериментальные результаты

**9.1. Зависимость переходного обратного тока от времени.** Первые эксперименты по проверке основных выводов теории переходных процессов при переключении полупроводникового диода были поставлены еще в середине пятидесятых годов.

Шульман и Макмагон [29] исследовали спад переходного обратного тока диода, переключаемого по схеме рис. 2.24. Исследуемые образцы были изготовлены при выращивании слитки германия из расплава и характеризовались следующими значениями электрофизических параметров  $p$ - и  $n$ -областей:  $\rho_p \simeq 0,06-0,07 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ;  $\rho_n = 0,9 \text{ ом} \cdot \text{см}$  и  $\tau_p = 20-34 \text{ мксек}$ . Время жизни в германии измерялось по затуханию фотопроводимости. Толщина  $n$ -области для всех диодов составляла несколько миллиметров и по крайней мере на порядок превышала диффузионную длину дырок. Площадь перехода лежала в пределах от 0,2 до 0,5 мм<sup>2</sup>.

При переключении диодов с установившегося значения прямого тока  $i_{\text{пр}} = 10 \text{ ма}$  на обратное напряжение 10—30 в наблюдались очень большие выбросы обратного тока, достигавшие в ряде случаев значений в несколько ампер. Таким образом, экспериментально наблюдались отношения  $i(t)/i_{\text{пр}} > 10^2$ . По величине пика обратного тока и амплитуде запирающего импульса находилось полное сопротивление цепи в начале переходного процесса  $R_m$ . Оказалось, что во всех случаях оно в точности совпадает с величиной сопротивления, равного сумме сопротивления нагрузки ( $R_n = 10 \text{ ом}$ ) и прямого сопротивления базовой области диода  $R_b$ . Величина  $R_b$  предварительно экспериментально определялась по наклону прямолинейного участка статической вольтамперной характеристики в области больших токов. Кроме того, значение сопротивления  $R_b$  рассчитывалось теоретически с учетом модуляции проводимости базы прямым током. Совпадение  $R_m$  с  $(R_b + R_n)$  и наблюдение обратных токов, в сотни раз превышающих прямые, принципиально важны, так как подтверждают правильность приведенных ранее оценок максимальной величины выброса обратного тока (см. § 4). Для проверки справедливости аналитической зависимости  $i(t)$ , которая при переключении без ограничивающего сопротивления задается уравнением (2.4), эта же зависимость определялась экспериментально путем ее наблюдения на экране осциллографа. На рис. 2.35 приведены точки, полученные при измерении образцов диодов, имеющих время жизни дырок 20 и 1 мксек соответственно (образец с малым вре-

менем жизни дырок был выбран из выпускаемых промышленностью приборов). На этом же рисунке показаны и теоретические кривые, рассчитанные на основании (2.4) при  $\tau_p = 20$  мксек и  $\tau_p = 0,9$  мксек. Как видим, в обоих случаях наблюдается отличное совпадение значений  $\tau_p$ , определенных по спаду переходного обратного тока и по

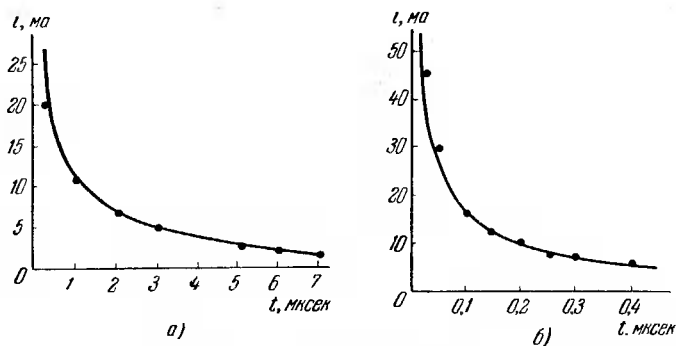


Рис. 2.35. Изменение обратного тока после переключения диодов с  $\tau_p = 20$  мксек (а) и 1 мксек (б) (сопротивлением нагрузки в цепи близко к нулю).

методу затухания фотопроводимости. Кроме того, совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой в широком диапазоне изменений обратного тока (более чем на порядок) свидетельствует о правильном характере функциональной зависимости  $i(t)$ , задаваемой выражением (2.4).

При построении расчетных кривых предполагалось, что значения граничной концентрации дырок во время протекания прямого тока составляли  $1,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $0,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  для указанных диодов. Учитывая, что концентрация неосновных носителей в области базы составляет  $n_{n0} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , замечаем, что условия опыта соответствовали высокому уровню инжекции. Совпадение экспериментальных и расчетных кривых в этих условиях может быть объяснено тем, что величина  $\tau_p$ , по-видимому, была постоянной во всем диапазоне использованных уровней инжекции. Что касается влияния тянущего поля, то его роль затушевывается тем, что при построении

расчетной кривой авторы выбирали значение  $p_1$  таким образом, чтобы совпадение теории с экспериментом было наилучшим [тогда как следовало бы определять значение  $p_1$  из (1.25)]. Влияние специфики условия высокого уровня инжекции на экспериментальные результаты в работе [29] не обсуждено.

Аналогичные исследования были проведены Пеллом [11] на германиевых диодах, изготовленных двумя методами: путем выращивания из расплава и путем вплавления в кристалл навески индия. Базовые области исследованных диодов имели как электронную, так и, для ряда образцов, дырочную проводимость. В кристаллах германия после изготовления  $p-n$ -перехода измерялась диффузионная длина неосновных носителей тока методом фототовета [73]. Экспериментально наблюдаемые осциллограммы переходного процесса переключения диодов из прямого направления в обратное (с  $R_n \rightarrow 0$ ) сравнивались с теоретической кривой вида (2.4) и из условия наилучшего их совмещения определялось время жизни неосновных носителей заряда, величина которого лежала в пределах 130—730 мксек. У всех обследованных образцов длина диффузии, рассчитанная по переходному процессу, с точностью в 10—20% совпадала с длиной диффузии, полученной фотометодом.

**9.2. Исследование фазы высокой обратной проводимости.** Экспериментальная проверка формулы (2.28), основной в случае переключения диода в цепи с ограничивающим сопротивлением, многократно проводилась при исследовании различных рекомбинационных процессов в полупроводниках.

Первое специальное исследование первой фазы переходного процесса проделали Гендерсон и Тилмэн [30]. Типичные теоретическая и экспериментальная кривые для одного из образцов промышленных плоскостных диодов приведены на рис. 2.36. Теоретическая зависимость строилась на основании (2.28) при использовании  $\tau_p = 8,3$  мксек (это значение времени жизни дырок в базе получалось из анализа частотной зависимости импеданса диода при нулевом смещении). Как видим, совпадение экспериментальных данных с теоретическими не оставляет желать лучшего.

Аналогичные, но более обширные и обстоятельные исследования длительности первой фазы переключения были проведены Ю. К. Барсуковым [48, 51]. В его экспериментах зависимость длительности полочки от отношения  $B = i_0/i_{пр}$  измерялась в диапазоне изменения  $B$  от

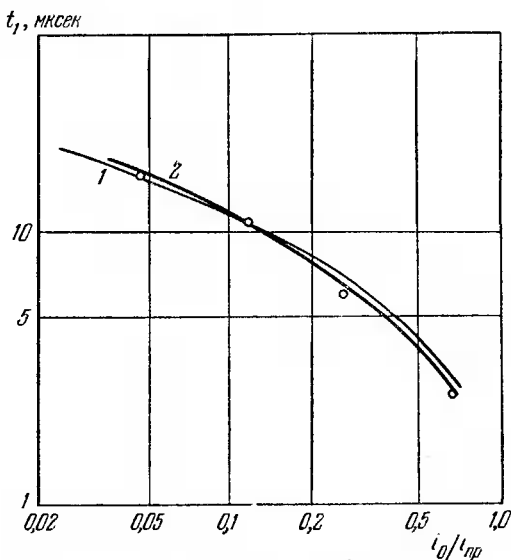


Рис. 2.36. Зависимость  $t_1$  от  $i_0/i_{пр}$ . 1 — теоретическая кривая; 2 — экспериментальная кривая.

0,01 до 10 и  $i_{пр}$  от единиц миллиампер до десяти ампер. Ю. К. Барсуков использовал промышленные германиевые сплавные выпрямительные диоды типа ДГЦ23—ДГЦ27\*) с площадью  $p$ — $n$ -перехода около  $2 \text{ мм}^2$  и толщиной базовой области  $W$ , близкой к  $0,3 \text{ мм}$ . Поскольку время жизни дырок для всех диодов было не более  $5 \text{ мксек}$ , (что соответствует значению  $L_p = 0,15 \text{ мм}$ ), отношение  $W/L_p$  превышало 2; поэтому в первом приближении базовую область можно было считать полу-бесконечной (см. оценки гл. III).

\*) По геометрическим и электрофизическим характеристикам  $p$ — $n$ -перехода и базы эти диоды близки к приборам типа Д7.

На графике рис. 2.37 приведены экспериментальные точки кривой  $\mathcal{T}_1 = f(B)$ , полученные для одного из образцов при различных токах прямого смещения [48]. Длительность полочки  $t_1$  измерялась непосредственно по

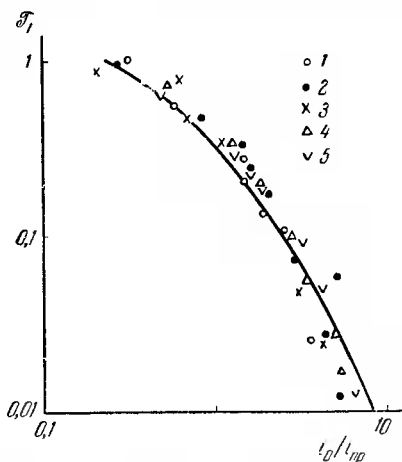


Рис. 2.37. Зависимость длительности первой фазы переходного процесса  $\mathcal{T}_1$  для германиевого сплавного диода от режима переключения при различных значениях  $i_{пр}$ : 46 ма (1); 36 ма (2); 26 ма (3); 16,5 ма (4) и 7,3 ма (5). Сплошная линия — теоретическая кривая, рассчитанная на основании (2.28).

меткам времени осциллографа, а время жизни для нахождения  $\mathcal{T}_1$  определялось предварительно по спаду послепижекционной э.д.с. с использованием формулы (2.52). Сплошная линия на рис. 2.37 построена на основании (2.28). При всех исследованных значениях прямых токов наблюдается уверенное совпадение теории с экспериментом; как и следует из (2.28), длительность  $\mathcal{T}_1$  зависит лишь от отношения  $B = i_0/i_{пр}$  и не зависит от самой величины  $i_{пр}$ .

При всех указанных режимах измерения  $\mathcal{T}_1$  в базе вблизи  $p-n$ -перехода выполнялось условие высокого уровня инжекции. Оценка по (1.25) дает, что при  $\tau_p \simeq 1$  мксек,  $S = 2$  мм<sup>2</sup> и  $i_{пр} = 7,3$  ма значение граничной концентрации равно  $p_1 \simeq 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Поскольку удельное сопротивление материала базы можно принять равным 10 ом·см ( $n_{n0} \simeq 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), уже при минимальном из использованных значений  $i_{пр}$  получаем, что  $\Delta = \frac{p_1}{n_{n0}} \simeq 1,5$ , а при больших токах уровень инжекции достигает величины  $\Delta = 9,5$ . Эти измерения подтверждают правильность теоретических расчетов М. И. Иглицына и Ю. А. Концевого с сотрудниками (см. § 5), пока-

завших, что и при высоких уровнях инжекции формула (2.28) верна, если в нее в качестве  $\tau_p$  подставить его значение, соответствующее высокому уровню инжекции  $\tau_\infty$ .

При продвижении в сторону больших значений  $i_{пр}$  необходимо прямой ток задавать импульсами. Длительность импульсов должна быть достаточной для установления стационарного распределения избыточной концентрации носителей заряда. С другой стороны, длительность этих импульсов должна быть достаточно малой, чтобы при больших токах не происходил заметный разогрев диода. Контрольные опыты при длительностях импульсов прямого тока, равных 40 мксек (стандартная длительность импульсов составляла 10 мксек при частоте их следования 50 гц), дали результаты, совпадающие с результатами для десяти микросекундных импульсов.

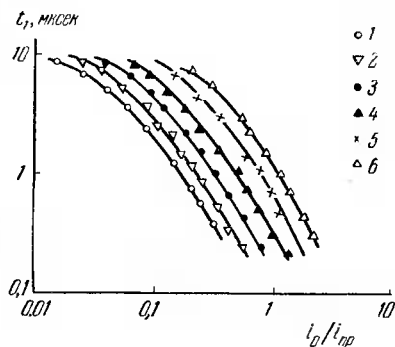


Рис. 2.38. Зависимость длительности первой фазы переходного процесса для германиевого сплавного диода от режима переключения при различных значениях  $i_{пр}$ : 10,4 а (1) 5,4 а (2); 2,5 а (3); 0,91 а (4); 0,28 а (5) и 0,069 а (6).

Зависимость длительности первой стадии переходного процесса запираания от отношения обратного и прямого токов приведена на рис. 2.38. Для каждого значения прямого тока эта зависимость сходна с полученной ранее при меньших прямых токах (рис. 2.37), однако здесь величина  $t_1$  зависит еще и от значения прямого тока. На рис. 2.18 приведены экспериментальные точки, характеризующие относительное изменение  $t_1$  при изменении прямого тока. Каждая из точек построена по данным для трех диодов. Как видно из этого рисунка, экспериментальные точки близки к расчетной кривой и  $t_1$  изменяется приблизительно пропорционально  $i_{пр}^{-0,6}$  (при  $i_0/i_{пр} = \text{const}$ ).

Граничная концентрация дырок при  $i_{пр} \approx 10$  а может достигать значений порядка  $10^{17} - 10^{18}$   $см^{-3}$ , что близко к величине  $p_{r0}$  в рекристаллизованной  $p$ -области структур, полученных сплавлением индия в германий. Таким образом, подтверждается вывод расчетов [51] о том, что основная причина снижения инерционности диодов при больших плотностях прямого тока связана с уменьшением коэффициента инжекции  $p-n$ -перехода.

### 9.3. Эксперименты по переключению с задержкой.

Ряд экспериментов был проведен для подтверждения правильности расчетов переходных процессов в режиме переключения с задержкой между моментами окончания прямого тока и началом импульса обратного напряжения. Гендерсон и Тилмэн [30] исследовали специально изготовленные сплавные диоды с диаметром  $p-n$ -перехода около 0,3 см. Поскольку диффузионная длина дырок у всех диодов не превышала 0,025 см, эти образцы полностью отвечали требованиям плоскостного  $p-n$ -перехода. С применением чувствительной стробоскопической установки были получены кривые спада переходного обратного тока диодов при мгновенном пере-

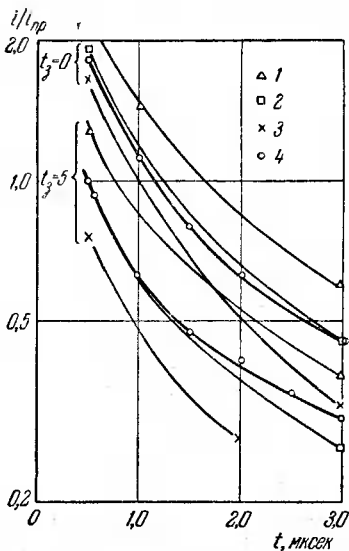


Рис. 2.39. Спад переходного обратного тока при временах задержки  $t_3 = 0$  и 5 мксек. 1, 2, 3 — теоретические точки, полученные в предположении, что  $\tau_p = 16,7$  мксек, 12,5 мксек, 10,0 мксек соответственно; 4 — экспериментальные точки.

ключении и при переключении с задержкой  $t_3 = 5$  мксек. Полученные временные зависимости для одного из образцов показаны на рис. 2.39. На этом же рисунке приведены теоретические кривые, построенные на основании (2.23) так же, как строились графики рис. 2.6. Расчетные кривые строились для трех значений времени жизни

в базе 10; 12,5 и 16,7 мксек. Экспериментальные кривые для обоих режимов переключения хорошо совпадают с теоретическими, у которых  $\tau_p = 12,5$  мксек, что подтверждает правильность характера зависимости  $i(t)$  при различных временах задержки. Время жизни дырок в том же диоде, полученное из частотной зависимости его импеданса при нулевом смещении, составляло 10 мксек, что удовлетворительно согласуется со значением, найденным импульсным методом.

Для подтверждения точного количественного выполнения расчетных формул у одного из образцов время жизни дырок было измерено тремя методами: по вычислению из диффузионной длины, найденной методом фототвора ( $\tau_p = 7,4-8,6$  мксек); по наблюдению спада фотопроводимости ( $\tau_p = 8,7$  мксек); вычислением из осциллограммы переходного обратного тока при переключении с задержкой, равной 50 мксек ( $\tau_p = 10,5$  мксек). Хорошее совпадение всех полученных значений времени жизни подтверждает правильность теоретических формул (2.23) и (2.24), включая и коэффициенты, зависящие от  $\mathcal{J}_3$ .

Другая серия экспериментов по проверке основных соотношений, определяющих переходные процессы при переключении с задержкой, была проведена нами совместно с Н. В. Постниковой [74].

Измерительная установка состояла из генератора импульсов тока, обеспечивающего изменение их амплитуды от 0,1 до 2 а, и генератора импульсов напряжения с амплитудой от 10 до 80 в. Длительность заднего фронта импульса тока не превышала 0,05 мксек, длительность переднего фронта импульса напряжения — 0,03 мксек. Величину задержки между импульсами можно было плавно регулировать в пределах от 0 до 8 мксек. Для наблюдения переходных характеристик использовался широкополосный осциллограф ДЭСО-1.

Исследования проводились на кремниевых сплавных диодах,  $p-n$ -переходы в которых получались путем сплавления алюминиевой проволоки диаметром 0,3 мм в кристаллы кремния электронного типа проводимости с удельным сопротивлением от 2 до 7 ом·см. Как известно, в процессе термообработки время жизни дырок  $\tau_p$  в кремнии уменьшается, причем результаты этого

изменения нельзя предугадать. Поскольку для проверки теоретических выводов необходимо знать величину  $\tau_p$  в базе диода, использовался кремний, специально легированный золотом, в котором  $\tau_p$  было достаточно мало и практически не изменялось при нагревании кремния в процессе получения  $p-n$ -перехода. Время жизни  $\tau_p$  вычислялось по формуле.

$$\tau_p = \tau_\infty = 1,27 \cdot 10^8 N_{Au}^{-1} [\text{сек}], \quad (2.92)$$

которая получена в предположении, что в рекомбинации участвует лишь акцепторный уровень атома золота, причем соответствующие сечения захвата электронов и дырок брались из работы Бемского [162]. Как показано в гл. VII, это предположение принципиально неверно: при высоком уровне инжекции необходимо учитывать оба уровня атома золота в кремнии — донорный и акцепторный. Однако количественное расхождение (2.92) с точным выражением (7.34) невелико (менее чем втрое).

Концентрация атомов золота  $N_{Au}$  определялась при помощи радиоактивационного анализа. Равномерность распределения золота в кремнии контролировалась тем же методом; для дальнейшего использования отбирались кристаллы с неоднородностью по величине  $N_{Au}$  не более 20%. Для проверки справедливости функциональной зависимости, выраженной соотношением (2.26), измерялись заряды переключения  $Q_{II}$  при различных временах задержки  $t_3$  в режиме переключения:  $i_{пр} = 500 \text{ ма}$ ,  $U_{имп} = 30 \text{ в}$ . Характеристики нескольких типичных диодов, представленные на рис. 2.40, точно следуют экспоненциальному закону. Для количественной проверки формулы (2.26) на партиях диодов с различными значениями  $N_{Au}$  измерялись заряды переключения при  $i_{пр} = 500 \text{ ма}$ ,  $U_{имп} = 30 \text{ в}$  и  $t_3 = 0,3 \text{ мксек}$ . Данные по исследованным партиям с учетом разброса величины  $Q_{II}$  для отдельных диодов приведены на рис. 2.41, где также представлена и расчетная кривая. Каждая экспериментальная точка на кривой рис. 2.41 получалась в результате усреднения по партии диодов, изготовленной не менее чем из трех слитков кремния с одинаковыми значениями  $N_{Au}$ . Из рис. 2.41 видно, что с точностью до множителя 2 экспериментальная кривая совпадает с расчетной.

Учитывая, что в наших опытах выполнялось условие высокого уровня инжекции, а выражение (2.26) получено для  $\Delta \ll 1$ , а также учитывая неточность формулы (2.92), такое соответствие следует признать удовлетворительным. Очевидно, что наличие тянущего поля в базе при

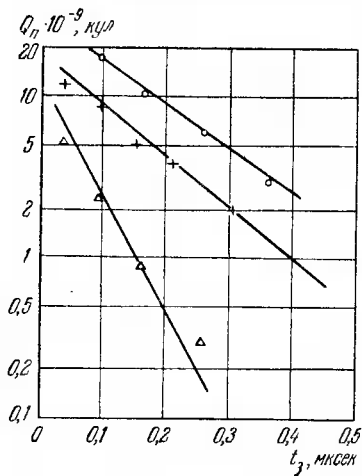


Рис. 2.40. Зависимость заряда переключения от времени задержки при  $i_{пр} = 500$  ма и  $U_{имп} = 30$  в для нескольких образцов диодов.

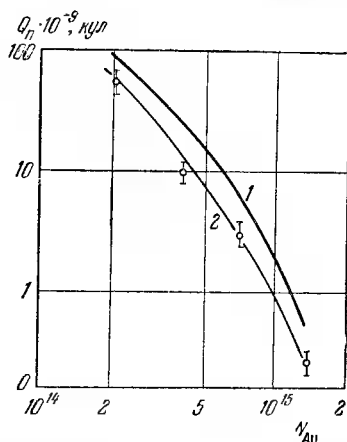


Рис. 2.41. Зависимость заряда переключения от концентрации золота в кремнии. 1 — расчетная кривая; 2 — экспериментальная.

$\Delta > 1$  приведет к оттягиванию дырок от  $p-n$ -перехода и к уменьшению заряда переключения.

Был проделан ряд контрольных экспериментов. Зависимость заряда переключения от прямого тока (в диапазоне от 100 до 1500 ма) для всех исследованных диодов оказалась линейной, что свидетельствует о постоянстве времени жизни дырок в этих условиях переключения, как и предполагалось при теоретическом расчете. Зависимости зарядов переключения от амплитуды запирающего импульса имели вид монотонно нарастающей кривой (при малых  $U_{имп}$ ) с выходом на участок насыщения — «плато» (при больших значениях  $U_{имп}$ ). Для всех исследованных образцов значение  $U_{имп} = 30$  в лежало на

«плато»; дальнейшее увеличение напряжения запирающего импульса не вело к увеличению измеряемого заряда переключения. Это говорит о незначительном вкладе тока первой фазы переходной характеристики в полную величину заряда переключения, т. е. о правильности

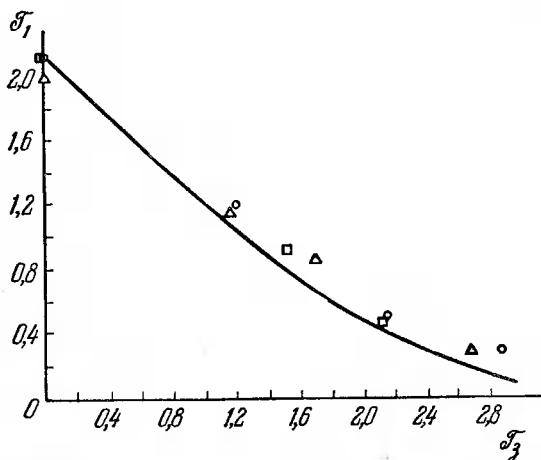


Рис. 2.42. Зависимость длительности первой фазы восстановления от времени задержки. Кривая рассчитана по формуле (2.40). Экспериментальные точки соответствуют трем диодам.

граничного условия (1.22), принятого при выводе формулы (2.26).

Проверка формулы (2.40) проводилась на диодах, изготовленных без предварительного легирования кремния золотом. Определялись зависимости длительности полочки  $t_1$  от времени задержки  $t_3$  при переключении в режиме  $i_{\text{пр}} = 1 \text{ а}$ ,  $U_{\text{имп}} = 20 \text{ в}$ ,  $R_{\text{н}} = 500 \text{ ом}$ , что соответствует  $i_0/i_{\text{пр}} = 0,04$ . На рис. 2.42 нанесены экспериментальные точки для ряда диодов и расчетная кривая. Значения  $\tau_p$  для каждого диода определялись из измерения длительности полочки без задержки по (2.28). Как видим, и в этом случае имеется хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных.

**9.4. Наблюдение спада послейинжекционной э.д.с.** Первое экспериментальное исследование спада послейинжекционной э. д. с. было проведено Госсиком [52].

Проверке подвергались германиевые плоскостные диоды, а также эмиттерный и коллекторный  $p-n$ -переходы германиевых сплавных транзисторов. Для всех исследованных образцов (12 диодов и 9 транзисторов) наблюдался в соответствии с теорией линейный спад  $u(t)$  до тех пор, пока выполнялось неравенство  $u(t) > \frac{kT}{q}$ . При

этом у всех транзисторов наклоны линейных участков при испытании эмиттерного и коллекторного переходов практически совпадали. Характерно, что линейность переходной функции сохранялась при изменении амплитуды импульса прямого тока в  $10^4$  раз. У двух образцов диодов были проведены исследования спада послейинжекционной э. д. с. в области очень малых значений  $\left[ u(t) \ll \frac{kT}{q} \right]$ .

Было обнаружено, что спад  $u(t)$  в этой части характеристики удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью от времени. Примечательно, что значения времени жизни  $\tau_p$ , рассчитанные по линейному и экспоненциальному участкам с использованием формул (2.52) и (2.55), совпали между собой с точностью до 10%.

Ледерхандлер и Джаколетто [54] провели сравнение времени жизни дырок, вычисленного по спаду послейинжекционной э. д. с.  $p-n$ -перехода (линейный участок), со значениями, полученными методом наблюдения затухания фотопроводимости на кристаллах исходного германия после облучения его импульсами света [75]. Совпадение оказалось удовлетворительным во всех случаях, за исключением тех, когда  $\tau_p$  было очень велико ( $\sim 700$  мксек). Последний факт может быть объяснен большим влиянием поверхностной рекомбинации на эффективное время жизни в базовой области диодов.

Ледерхандлер и Джаколетто провели также обследование большого количества  $p-n$ -переходов сплавных транзисторов при измерении тока прямого смещения. В отличие от Госсика [52] они обнаружили, что при больших прямых токах, соответствующих высокому уровню инжекции в базе, зависимость напряжения на  $p-n$ -

переходе состоит из двух ярко выраженных прямолинейных участков с разным наклоном. При этом наклон участка при больших значениях  $t$  совпадал с наклоном прямолинейного участка, наблюдавшегося в случае малых прямых токов и соответственно низкого уровня инжекции. Таким образом, и при пропускании больших импульсов прямого тока возможно выделить на кривой спада послеинжекционной э. д. с. участок, пригодный для определения значения  $\tau_p$ , соответствующего низкому уровню инжекции.

Практически, однако, оказывается удобнее выбирать прямой ток таким, чтобы на экране осциллографа наблюдалась прямая линия с одним наклоном.

Совместно с Куртисом Госсик [76] исследовал спад послеинжекционного напряжения в поверхностно-барьерных германиевых структурах. Выпрямляющий контакт изготавливался путем напыления пленки золота на тщательно протравленную поверхность германиевого кристалла электронной проводимости с удельным сопротивлением около  $5 \text{ ом} \cdot \text{см}$ .

При измерении через диоды пропускались импульсы тока длительностью  $20 \text{ мксек}$  и амплитудой  $200 \text{ ма}$ . Экспериментальные кривые спада послеинжекционного напряжения для двух образцов представлены на рис. 2.43. Образцы отличались значениями коэффициента

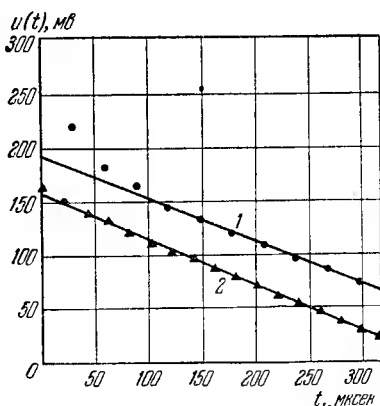


Рис. 2.43. Спад послеинжекционного напряжения  $u$  у двух образцов поверхностно-барьерных диодов при  $i_{пр} = 200 \text{ ма}$ . 1 — диод с  $\gamma = 0,92$ ; 2 — диод с  $\gamma = 1$ .

инжекции и высотой потенциального барьера в приконтактной области. Для обоих диодов хорошо видны прямолинейные участки, на которые выходят кривые  $u(t)$  спустя некоторое время после выключения прямого тока. Время жизни дырок, рассчитанное по этим участкам на

основании (2.52), составило 64—67 мксек. Измерения, проведенные на тех же кристаллах германия с применением инжекционного метода [73], привели к значениям  $\tau_p = 65$ —70 мксек, что находится в отличном согласии с результатами импульсного метода.

Влияние сопротивления нагрузки в цепи диода на спад послеемкционной э. д. с. было экспериментально исследовано О. К. Мокеевым. Измерения проводились на трех различных образцах кремниевых плоскостных диодов: № 1 — диффузионный меза-диод с площадью  $p-n$ -перехода  $10^{-5}$  см<sup>2</sup> и временем жизни дырок 0,12 мксек; № 2 — диод с  $p-n$ -переходом, полученным при выращивании слитка из расплава с  $S = 4$  мм<sup>2</sup> и  $\tau_p = 9$  мксек, и № 3 — диффузионный меза-диод с  $S \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> и  $\tau_p = 2,2$  мксек. Время жизни во всех образцах определялось по наклону линейного участка послеемкционной

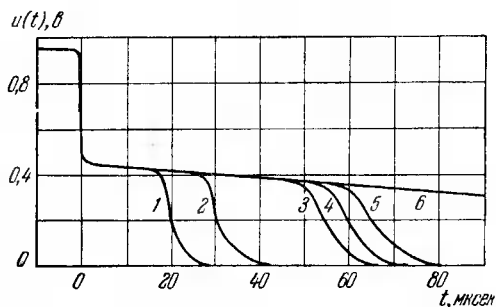


Рис. 2.44. Спад послеемкционной э. д. с. у образца диода с выращенным  $p-n$ -переходом при  $\tau_p = 9$  мксек,  $i_{гр} = 10$  ма и при различных сопротивлениях нагрузки  $R_n$ : 1—0,43 ком; 2—0,86 ком; 3—6,8 ком; 4—10 ком; 5—30 ком; 6— $\infty$ .

э. д. с. в режиме холостого хода. Наблюдения велись на экране осциллографа ДЭСО-1 с периодом следования меток, равным 0,01 мксек.

На рис. 2.21 в виде темных квадратиков нанесены экспериментальные точки, относящиеся к диоду № 1 и полученные при  $R_n = 430$  ом и  $i_{гр} = 10$ —100 ма. Точки,

полученные для этого же диода при  $i_{пр} = 20 \text{ ма}$  и  $R_{II} = 430 \text{ ом} \div \infty$ , обозначены светлыми квадратами. Кружками обозначены данные по диоду № 2, а треугольниками — по диоду № 3. Начальное значение э. д. с.  $u(0)$  для диффузионных диодов лежало в пределах от 0,7 до 0,8 в, а для диодов, выращенных из расплава, составляло 0,45 в. Таким образом, экспериментальные значения  $u(0)$  были близки к тем, которые использовались при построении расчетных кривых на рис. 2.21. Удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических данных подтверждает правильность уравнения (2.60) и вытекающую из него формулу (2.62) для определения величины  $R_{н\infty}$ .

На рис. 2.44 показаны осциллограммы переходного процесса выключения прямого тока в диоде № 2 при различных сопротивлениях нагрузки. Постоянная времени второй (экспоненциальной) фазы процесса увеличивается в 3 раза при возрастании сопротивления нагрузки в 70 раз. В первом приближении можно считать, что (2.61) экспериментально подтверждается; некоторое несоответствие, по-видимому, объясняется неточностью принятой при расчете модели.

---

## ГЛАВА III

### ПЛОСКОСТНОЙ ДИОД С ТОНКОЙ БАЗОЙ

При рассмотрении многих типов плоскостных полупроводниковых диодов оказывается, что условие о бесконечной протяженности базовой области не выполняется. Обычно в непосредственной близости от  $p-n$ -перехода параллельно ему расположен и омический контакт к  $n$ -области, приближением которого к выпрямляющему контакту достигается уменьшение сопротивления базовой области. В тех случаях, когда расстояние между  $p-n$ -переходом и омическим контактом оказывается соизмеримым с диффузионной длиной дырок, очевидно, что сам факт наличия омического контакта приведет к изменениям в процессе накопления и рассасывания избыточного заряда, а следовательно, и к изменению вида переходных процессов, сопровождающих переключение диода.

#### § 10. Стационарное распределение дырок в базе

Рассмотрим модель диода, представленную на рис. 3.1. Плоскости как выпрямляющего, так и омического контактов считаем бесконечными, плоскопараллельными и отстоящими друг от друга на расстоянии  $W$ , т. е. сведем задачу к одномерному случаю.

Положим, что плоскость  $p-n$ -перехода совпадает с плоскостью  $x = 0$  и положительное направление оси  $x$  направлено в глубь базы, так что омический контакт находится при  $x = W$ . По-прежнему  $n$ -область будем называть базой; в таком случае  $W$  представляет собой толщину базовой области. В отношении  $p-n$ -перехода сохраним все сделанные в предыдущей главе предположения, и таким образом граничные условия на  $p-n$ -

переходе, как и раньше, подчиняются (1.20) и (1.21), т. е. при протекании известного тока через  $p-n$ -переход заданным является градиент концентрации дырок при  $x=0$  (краевое условие второго рода), а при приложении к  $p-n$ -переходу определенного напряжения — задана величина концентрации дырок при  $x=0$  (краевое условие первого рода).

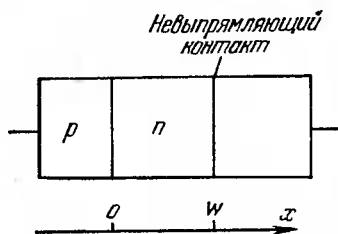


Рис. 3.1. Модель диода с тонкой базой.

10.1. **Виды невыпрямляющих контактов.** Для проведения математического анализа переходных процессов в диоде с тонкой базой необходимо установить граничные условия в плоскости омического контакта.

Следует отметить, что единой точки зрения на природу невыпрямляющих контактов, используемых в полупроводниковых приборах, до настоящего времени нет. Идеализируя процессы, протекающие в реальных контактах, обычно приходят к невыпрямляющим контактам двух видов: полупроводник — металл и так называемый  $n-n^+$ -контакт, т. е. граница, разделяющая внутри полупроводникового кристалла одного типа проводимости области с резко различной концентрацией основных носителей.

Граница раздела полупроводника с металлом характеризуется скоростью поверхностной рекомбинации дырок  $S_R$ , которая вводится с помощью следующего соотношения:

$$-D_p \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_W = S_R (p_W - p_{n0}), \quad (3.1)$$

где значок  $W$  означает, что переменная  $x = W$ . Таким образом, на границе полупроводника с металлом диффузионный ток дырок пропорционален скорости поверхностной рекомбинации и концентрации дырок в этой плоскости. Омические контакты полупроводника с металлом, описываемые соотношением (3.1), называют контактами рекомбинационного типа.

Во многих случаях при любых значениях тока, протекающего через омический контакт рекомбинационного типа, концентрация дырок вблизи него близка к равновесной, т. е.  $p_W \simeq p_{n0}$ . В этом случае для получения конечного тока через контакт и удовлетворения условию (3.1) необходимо положить, что  $S_R = \infty$ . В случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на омическом контакте граничное условие приобретает вид

$$p_W - p_{n0} = 0 \quad \text{при } x = W. \quad (3.2)$$

Через  $n - n^+$ -переход ток переносится главным образом электронами, т. е. основными носителями заряда; таким образом,  $n - n^+$ -переходы являются неинжектирующими контактами. Однако, поскольку некоторая утечка дырок из базы через такой контакт все же существует, граничное условие в плоскости  $x = W$  при этом приобретает вид

$$j_p = qvp \quad \text{при } x = W, \quad (3.3)$$

где  $v$  — представляет собой скорость утечки неосновных носителей заряда через  $n - n^+$ -переход. Условие (3.3) отличается от (3.1) тем, что в (3.3) входит плотность полного тока дырок, определяемая общим уравнением (1.3), а не только диффузионная составляющая, как в (3.1). При низком уровне инжекции скорость утечки дырок, как показано в [77, 78], постоянна и равна

$$v = \sqrt{\frac{D_p^+}{\tau_p^+}} \cdot \frac{n_{n0}}{n_{n0}^+}, \quad (3.4)$$

где индекс «+» означает принадлежность соответствующего параметра к  $n^+$ -области. Нетрудно видеть, что при  $n_{n0}^+ \gg n_{n0}$ , согласно (3.4),  $v \rightarrow 0$  и, таким образом, граничное условие для идеального неинжектирующего контакта имеет вид

$$j_p = 0. \quad (3.5)$$

Из сравнения (3.2) и (3.5) сразу же видно качественное различие влияния разных по природе контактов на переходные процессы в диоде с тонкой базой.

В случае рекомбинационного омического контакта вблизи  $p-n$ -перехода имеется идеальный поглотитель дырок, что, естественно, ведет к уменьшению их накопления в базовой области и, как следствие, к убыстрению переходных процессов.

Неинжектирующий контакт представляет собой идеальный отражатель дырок, и таким образом, при его расположении около выпрямляющего контакта все впрыскиваемые  $p-n$ -переходом носители заряда сосредотачиваются в непосредственной близости от него, тогда как при  $W \rightarrow \infty$  избыточные носители распределялись во всей полубесконечной базовой области. Повышение количества дырок около  $p-n$ -перехода естественно влечет за собой увеличение инерционности диода при его переключении.

**10.2. Омический контакт рекомбинационного типа.** Зная граничные условия при  $x=0$  и  $x=W$ , нетрудно найти стационарные распределения избыточных носителей заряда в базе при протекании прямого тока плотностью  $j_{пр}$ . Для диода с тонкой базой и омическим контактом рекомбинационного типа общее решение получено Н. А. Пениным [79]. Им использованы уравнение диффузии (1.13) для случая низкого уровня инжекции и малого сопротивления базы (т. е. электрическое поле в базе отсутствует) и граничные условия (1.21) при  $x=0$  и (3.1) при  $x=W$ . Стационарное распределение дырок в базе при длительном протекании прямого тока, в чем нетрудно убедиться прямой подстановкой, имеет вид

$$p(x) = p_{n0} + (p_1 - p_{n0}) \frac{D_p \operatorname{ch} \frac{x-W}{L_p} - S_R L_p \operatorname{sh} \frac{x-W}{L_p}}{D_p \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} + S_R L_p \operatorname{sh} \frac{W}{L_p}}, \quad (3.6)$$

где  $p_1$  связано с напряжением на  $p-n$ -переходе соотношением (1.21). Плотность прямого тока через  $p-n$ -переход получается на основании (1.20) путем дифференцирования (3.6) по координате при  $x=0$  и имеет вид

$$j_{пр} = \frac{q D_p (p_1 - p_{n0})}{L_p} \frac{D_p \operatorname{sh} \frac{W}{L_p} + S_R L_p \operatorname{ch} \frac{W}{L_p}}{D_p \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} + S_R L_p \operatorname{sh} \frac{W}{L_p}}. \quad (3.7)$$

Таким образом, простое соотношение (1.25), связывающее в диоде с толстой базой  $j_{np}$  с  $p_1$ , в тонкобазовом диоде не выполняется, хотя прямая пропорциональность  $j_{np}$  и  $p_1$  (после пренебрежения величиной  $p_{n0}$  по сравнению с  $p_1$ ) сохраняется.

В том случае, когда мы имеем дело с бесконечной скоростью рекомбинации в плоскости омического контакта, выражения (3.6) и (3.7) упрощаются и приобретают вид

$$p(x) = p_{n0} + (p_1 - p_{n0}) \frac{\operatorname{sh} \frac{W-x}{L_p}}{\operatorname{sh} \frac{W}{L_p}} \simeq p_1 \frac{W-x}{W}, \quad (3.8)$$

$$j_{np} = \frac{qD_p(p_1 - p_{n0})}{L_p} \operatorname{cth} \frac{W}{L_p} \simeq \frac{qD_p p_1}{W}. \quad (3.9)$$

Приблизительные равенства в (3.8) и (3.9) получены в предположении, что  $\frac{W}{L_p} \ll 1$  и  $p_{n0} = 0$ . Таким образом,

в диоде с очень тонкой базой\*) и идеальным рекомбинационным омическим контактом концентрация дырок спадает линейно от значения  $p_1$  у  $p-n$ -перехода до нуля у невыпрямляющего контакта. Плотность тока в диоде с  $W/L_p \ll 1$  в  $\frac{L_p}{W}$  раз больше, чем в «длинном» диоде при том же падении напряжения на  $p-n$ -переходе. При равенстве плотностей токов граничная концентрация дырок в тонкобазовом диоде в  $L_p/W$  раз меньше, чем в диоде с толстой базой.

В случае высокого уровня инжекции распределение дырок в диоде с тонкой базой для стационарного состояния получено В. И. Стафеевым [16] путем решения уравнения (1.18) с граничными условиями (1.21) и (3.2).

\*) В дальнейшем, говоря о большой или малой толщине базы, мы будем иметь в виду не абсолютное значение  $W$ , а ее отношение к диффузионной длине дырок, пользуясь следующей терминологией: случай  $W/L_p \gg 1$  — диод с толстой базой; диод с полубесконечной базовой областью или длинный диод; случай произвольного отношения  $W/L_p$  или  $W/L_p \simeq 1$  — диод с тонкой базой;  $W/L_p \ll 1$  — диод с очень тонкой базой.

Совпадение уравнения (1.18) с (1.13) приводит к тому, что в случае  $\Delta \gg 1$  распределение дырок в базе описывается выражением (3.8) с заменой  $L_p$  на  $l_p$  (см. стр. 18). Из формулы (1.3) видно, что при  $p \gg n_{n0}$  диффузионная и дрейфовая компоненты тока равны между собой, поэтому при больших уровнях инжекции для тонкобазового диода имеем

$$j_{np} \simeq q p_1 \frac{2D_p}{l_p} \operatorname{cth} \frac{W}{l_p}, \quad (3.10)$$

что отличается от (3.9) лишь множителем 2 и заменой  $L_p$  на  $l_p$ .

**10.3. Неинжектирующий омический контакт.** Стационарное распределение дырок в базе для случая низкого уровня инжекции получено Л. И. Барановым [17, 80] путем решения уравнения (1.11) при  $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$  и с учетом электрического поля. При использовании граничных условий (1.21) и (3.3) им получено

$$p(x) = (p_1 - p_{n0}) \exp\left(\frac{\mu_p E \tau_p}{2L_p^2} x\right) [e^{-gx} + 2ae^{-gW} \operatorname{sh} gx], \quad (3.11)$$

где

$$a = \frac{D_p g + \frac{\mu_p E}{2} - v + \mu_p E \frac{p_{n0}}{p_1 - p_{n0}} \exp\left(-\frac{\mu_p E \tau_p W}{2L_p^2} + gW\right)}{2D_p g \operatorname{ch} gW - \mu_p E \operatorname{sh} gW + 2v \operatorname{sh} gW}$$

и

$$g = \sqrt{\left(\frac{\mu_p E \tau_p}{2L_p^2}\right)^2 + \frac{1}{L_p^2}}.$$

Нетрудно видеть, что если удельное сопротивление базовой области не очень велико и влиянием электрического поля можно пренебречь (это выполняется при  $E \ll \frac{kT}{qL_p}$ ), то распределение (3.11) переходит в (3.6), если в последнем  $S_R$  заменить на  $v$ .

В том случае, когда утечка дырок через  $n-n^+$ -переход очень мала ( $S_R = 0$ ), выражения (3.6) и (3.7)

принимают вид

$$p(x) = p_{n0} + (p_1 - p_{n0}) \frac{\operatorname{ch} \frac{x-W}{L_p}}{\operatorname{ch} \frac{W}{L_p}} \simeq p_1, \quad (3.12)$$

$$j_{np} = \frac{qD_p(p_1 - p_{n0})}{L_p} \operatorname{th} \frac{W}{L_p} \simeq \frac{qD_p p_1}{L_p} \frac{W}{L_p} = \frac{q p_1 W}{\tau_p}. \quad (3.13)$$

Правые части равенств (3.12) и (3.13) справедливы для диодов с очень тонкой базой в предположении, что  $p_{n0} = 0$ .

Таким образом, в диодах с идеальным неинжектирующим контактом при  $W/L_p \ll 1$  дырки в базе распределены равномерно и имеют концентрацию  $p_1$ , определяемую соотношением (1.21). Плотность тока в подобном диоде в  $L_p/W$  раз меньше, чем в аналогичном диоде с толстой базой при одинаковом падении напряжения на  $p-n$ -переходе. При равенстве плотностей тока граничная концентрация дырок в тонкобазовом диоде с неинжектирующим омическим контактом в  $L_p/W$  раз больше, чем в длинном диоде.

Таким образом, при низком уровне инжекции и малом сопротивлении базовой области стационарное распределение дырок в базе диода с любым из рассматриваемых типов омических контактов при протекании прямого тока описывается выражением (3.6), причем для идеального контакта полупроводник-металл  $S_R = \infty$ , а для идеального  $n-n^+$ -перехода  $S_R = 0$  и (3.6) сводится к (3.8) и (3.12) соответственно.

Стационарное распределение избыточных дырок в диоде с тонкой базой при высоком уровне инжекции было получено Л. И. Барановым [17] и принципиально не отличается от вида (3.6).

**10.4. Уточнение граничных условий.** Предположение (3.2) о том, что концентрация дырок вблизи омического контакта рекомбинационного типа равна равновесной, при больших плотностях прямого тока может привести к нарушению условия квазинейтральности, положенного в основу вывода уравнения (1.18), т. е. к возникновению

внутреннего противоречия в теории. Действительно, очень большие плотности тока приводят в соответствии с (1.3) к возникновению больших дивергенций электрического поля в приконтактной области, так как условие (3.2) означает, что в плоскости  $x = W$  (при  $x > W$ ) дырочный ток равен нулю. Наличие же большого значения  $\partial E/\partial x$  в соответствии с уравнением Пуассона (1.8) неизбежно ведет к возникновению объемного заряда, который при некоторых условиях может превысить заряд равновесных носителей, что и приведет к нарушению условия квазинейтральности.

Для устранения этого противоречия Ю. Ф. Соколов [81] предложил допустить некоторую утечку дырок через омический контакт и граничные условия в плоскости  $x = W$  представить в виде

$$j_p(x = W) = qS_R(p_W - p_{n0}) + \frac{j}{K} p_W, \quad x = W, \quad (3.14)$$

где  $K$  — некоторый параметр, зависящий как от свойств границы, так и от свойств прилегающей к ней квазинейтральной области. В каждом конкретном случае коэффициент  $K$  может быть определен экспериментально. При очень высоких уровнях инжекции первый член в правой части равенства (3.14) отбрасывается как малый.

Рассчитанная по уравнению (1.18) с использованием нелинейного граничного условия (3.14) вольтамперная характеристика диода с тонкой базой [81] оказалась близкой к той же характеристике, полученной В. И. Стафеевым [16] на основе граничного условия (3.2). Оценки, проведенные Л. И. Барановым [17], показали, что использование соотношения (3.14) вместо (3.12) может дать сколько-нибудь ощутимые отличия лишь при  $W/L_p \ll 1$  и  $\Delta = \frac{p_1}{n_{n0}} > 10^2$ , т. е. при таких условиях, которые редко реализуются на опыте.

Другой вид нелинейного граничного условия в плоскости омического контакта для объяснения особенностей диодов с тонкой базой был предложен Ю. А. Тхориком [82]. Учитывая, что скорость поверхностной рекомбинации для германия, как это показано теоретически и экспериментально, зависит от уровня инжекции, можно

предположить существование аналогичной зависимости и для коэффициента  $S_R$ , характеризующего омический контакт. На основе известных экспериментальных данных для определяющих параметров шлифованной поверхности германия дырочной проводимости Ю. А. Тхорик построил зависимость  $S_R$  от  $\Delta$  для этого случая. Как видно из рис. 3.2, в широком диапазоне изменения уровня инжекции эта зависимость аппроксимируется выражением

$$S_R = \Gamma / \sqrt{\Delta}, \quad (3.15)$$

где  $\Gamma$  — константа, связанная со свойствами полупроводника и качеством обработки поверхности.

Эксперименты, проведенные на диодах с различной геометрией базовой области и с различными омическими контактами, привели к заключению, что это же условие может быть распространено и на  $p-p^+$ -переходы в германии. При этом, естественно, в качестве  $\Delta$  следует брать значение уровня инжекции около невыпрямляющего контакта.

Использование граничного условия (3.1) с учетом (3.15) в ряде случаев может дать более точные результаты расчета, чем использование (3.1) с  $S_R = \text{const}$ .

**10.5. Накопленный заряд.** Большой интерес представляет сравнение величин накопленного заряда в различных диодах с тонкой базой, так как эта характеристика в значительной мере предопределяет инерционность диода при переключении. Величина  $Q_H$  определяется интегрированием концентрации избыточных дырок по всему объему базы

$$Q_H = \int_0^w S q [p(x) - p_{n0}] dx. \quad (3.16)$$

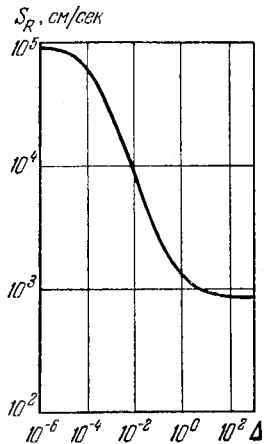


Рис. 3.2. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации от уровня инжекции для дырочной проводимости германия с  $\rho = 2,2 \text{ ом} \cdot \text{см}$ .

Подставляя в (3.16) распределение концентрации дырок в общем случае (3.6) и проводя очевидные преобразования, получаем

$$Q_n = S q (p_1 - p_{n0}) L_p \frac{D_p \operatorname{sh} \frac{W}{L_p} + S_R L_p \left( \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} - 1 \right)}{D_p \operatorname{ch} \frac{W}{L_p} + S_R L_p \operatorname{sh} \frac{W}{L_p}}. \quad (3.17)$$

Используя (3.7) и вводя безразмерные коэффициенты

$$\frac{W}{L_p} = W_n \quad \text{и} \quad \frac{S_R L_p}{D_p} = \Pi, \quad (3.18)$$

преобразуем (3.17) к следующему виду:

$$Q_n = i_{\text{пр}} \tau_p f(W_n, \Pi), \quad (3.19)$$

где

$$f(W_n, \Pi) = \frac{\operatorname{sh} W_n + \Pi (\operatorname{ch} W_n - 1)}{\operatorname{sh} W_n + \Pi \operatorname{ch} W_n}. \quad (3.20)$$

Как и для плоскостного диода, удастся выразить  $Q_n$  через произведение  $i_{\text{пр}} \tau_p$ ; отличие состоит лишь во введении коэффициента  $f(W_n, \Pi)$ , значения которого при всех возможных изменениях аргументов заключены между 1 и 0. На рис. 3.3 приведены графики зависимости относительной величины  $Q_n$  от параметра  $\frac{S_R L_p}{D_p}$  при различных значениях отношения  $W/L_p$ . Соответствующая кривая для каждого из значений  $W/L_p$  имеет два горизонтальных участка: при малых и при больших значениях  $\Pi$ . Характерно, что при малых  $\Pi$  (т. е. при малой скорости поверхностной рекомбинации) для всех диодов  $Q_n = i_{\text{пр}} \tau_p$  и совпадает с его значением для диода с полубесконечной базой. Значение  $Q_n$  на втором прямолинейном участке различно для разных величин  $W/L_p$ .

Для предельного значения  $S_R \rightarrow \infty$  выражение для накопленного заряда в диоде с очень тонкой базой принимает вид

$$Q_n = i_{\text{пр}} \tau_p (1 - \operatorname{sch} W_n) \simeq i_{\text{пр}} \tau_p \frac{W_n^2}{2} = \frac{i_{\text{пр}} W_p^2}{2 D_p}, \quad (3.21)$$

где приближенное равенство справедливо при  $W_n \ll 1$ . Из выражения (3.21) видно, что с уменьшением отноше-

ния  $W/L_p$  величина накопленного заряда снижается пропорционально  $(W/L_p)^2$ , кроме того, для диода с очень тонкой базой величина накопленного заряда вообще перестает зависеть от времени жизни дырок, а определяется лишь прямым током и толщиной базы. Физически это объясняется тем, что при  $W/L_p \ll 1$  и  $S_R \rightarrow \infty$  интенсивность исчезновения избыточных дырок в базе определяется главным образом рекомбинацией на омическом

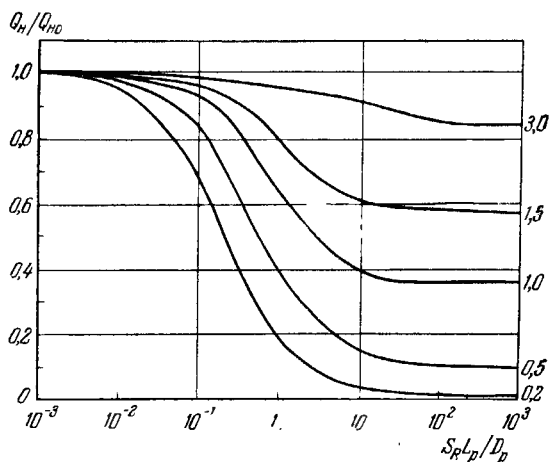


Рис. 3.3. Зависимость накопленного заряда от параметра  $S_R L_p / D_p$  для диодов с разной толщиной базы  $W/L_p$ .

контакте, а не в объеме полупроводника. Понятно, что роль контактной рекомбинации будет тем больше, чем меньше отношение  $W/L_p$ . Для другого предельного значения ( $S_R \rightarrow 0$ ) величина накопленного заряда, независимо от толщины базы, равна  $i_{пр} \tau_p$ . Ряд выражений (и, в частности, (3.21)), определяющих величину накопленного заряда в диоде с тонкой базой, получен Редикером [31, 83].

Для приближенной качественной оценки инерционности диода с тонкой базой иногда вводится понятие эффективного времени жизни  $\tau_{эфф}$ , величина которого

определяется так, чтобы накопленный заряд, как и в диоде с полубесконечной базовой областью, определялся простым соотношением:

$$Q_n = i_{пр} \tau_{эфф}. \quad (3.22)$$

Сравнение (3.22) с (3.19) дает

$$\tau_{эфф} = \tau_p f(W_n, \Pi) \quad (3.23)$$

и соответственно для диода с очень тонкой базой и  $S_R = \infty$   $\tau_{эфф} = \frac{W^2}{2D_p}$ , т. е. близко к среднему времени диффузии дырок от  $p-n$ -перехода до омического контакта.

Для диодов, у которых скорость поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта мала,  $\tau_{эфф} = \tau_p$ .

Инерционность диода в том или ином режиме переключения определяется не только величиной накопленного в базе заряда избыточных дырок, но и характером размещения этого заряда. Чем большая доля накопленного заряда располагается в непосредственной близости от  $p-n$ -перехода, тем медленнее протекают переходные процессы переключения. В этой связи следует отметить, что введенное с помощью

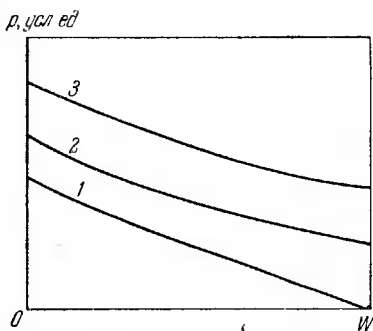


Рис. 3.4. Распределение концентрации дырок при протекании стационарного прямого тока в базе диода с  $W/L_p = 1$  и при различных  $S_R$ : 1 —  $\infty$ ; 2 —  $D_p/L_p$ ; 3 — 0.

(3.22)  $\tau_{эфф}$ , определяющее только величину накопленного заряда, не может служить точной количественной характеристикой процессов переключения диодов с тонкой базой. Для иллюстрации влияния скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта на характер распределения дырок в базе на рис. 3.4 приведены графики  $p(x)$ , построенные для трех диодов с  $S_R = 0$ ,  $D_p/L_p$  и  $\infty$ . Для всех трех диодов  $W/L_p = 1$  и плотность прямого тока одинакова.

В том частном случае, когда  $S_R = D_p/L_p$ , из (3.6) видно, что распределение дырок подчиняется простому закону  $p(x) = p_1 \exp(-x/L_p)$ , т. е. точно такое же, какое было бы в диоде при бесконечном удалении омического контакта. При всех режимах переключения диод с  $S_R = D_p/L_p$ , независимо от толщины базы, будет вести себя точно так же, как и диод с полубесконечной базовой областью.

Таким образом, указанное значение  $S_R$  является в известном смысле граничным: при  $S_R > D_p/L_p$  инерционность диода снижается с уменьшением толщины базы, при  $S_R < D_p/L_p$  инерционность, напротив, возрастает при сближении омического и выпрямляющего контактов.

### § 11. Переключение без сопротивления в цепи диода

**11.1. Метод решения диффузионного уравнения.** Найдем распределение дырок в плоскостном диоде с произвольной толщиной базы при переключении его из установившегося прямого направления в обратное, предполагая при этом, что сопротивление в цепи диода  $R_H = 0$ , т. е. обратное напряжение мгновенно прикладывается к  $p-n$ -переходу. Рассмотрение проведем для диода с идеальным омическим контактом рекомбинационного типа ( $S_R = \infty$ ), так как именно в этом случае отличие от диода с толстой базой наиболее существенно. Решение для диода с неинжектирующим омическим контактом может быть получено аналогично.

Итак, решим уравнение диффузии (1.13) с начальным распределением вида (3.8) и нулевыми граничными условиями (1.22) и (3.2).

Полагая для простоты  $p_{n0} = 0$  и используя, как и прежде, замену (1.32), получим уравнение диффузии и крайевые условия в следующем виде:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \mathcal{T}} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2}, \tag{1.33}$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi(0, \mathcal{T}) &= 0, \\ \varphi(W_n, \mathcal{T}) &= 0, \\ \varphi(X, 0) &= p(X, 0) = p_1 \frac{\text{sh}(W_n - X)}{\text{sh} W_n}, \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \mathcal{T} > 0, \\ \mathcal{T} > 0, \\ \mathcal{T} = 0. \end{aligned} \tag{3.24}$$

Общий способ интегрирования этого уравнения в частных производных на ограниченном отрезке опирается на метод разделения переменных, суть которого состоит в том, что искомое решение представляется в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от  $X$ , а другая — только от  $\mathcal{J}$ , т. е.

$$\varphi(X, \mathcal{J}) = \Phi_1(X) \cdot \Phi_2(\mathcal{J}). \quad (3.25)$$

Подставляя предполагаемую форму решения (3.25) в уравнение (1.33) и производя деление обеих частей равенства на  $\Phi_1 \Phi_2$ , получаем

$$\frac{1}{\Phi_1} \frac{d^2 \Phi_1}{dX^2} = \frac{1}{\Phi_2} \frac{d\Phi_2}{d\mathcal{J}}. \quad (3.26)$$

Это равенство должно выполняться тождественно, т. е. для всех возможных значений независимых переменных  $0 < x < W_n$  и  $\mathcal{J} > 0$ . Поскольку правая часть равенства является функцией только переменного  $\mathcal{J}$ , а левая — только  $X$ , тождественность (3.26) может быть достигнута лишь в том случае, если обе части равенства при изменении своих аргументов сохраняют постоянное значение, т. е.

$$\frac{1}{\Phi_1} \frac{d^2 \Phi_1}{dX^2} = \frac{1}{\Phi_2} \frac{d\Phi_2}{d\mathcal{J}} = -\lambda, \quad (3.27)$$

где  $\lambda$  — постоянный коэффициент. Знак минус перед  $\lambda$  ставится лишь для удобства дальнейших выкладок.

Из равенства (3.27) для нахождения  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  получаются обыкновенные дифференциальные уравнения:

$$\frac{d^2 \Phi_1}{dX^2} + \lambda \Phi_1 = 0, \quad (3.28)$$

$$\frac{d\Phi_2}{d\mathcal{J}} + \lambda \Phi_2 = 0 \quad (3.29)$$

с граничными условиями

$$\Phi_1(0) = \Phi_1(W_n) = 0. \quad (3.30)$$

Частным решением уравнения (3.28) с крайвыми условиями (3.30) является

$$\Phi_1^{(m)} = \sin \sqrt{\lambda_m} X, \quad (3.31)$$

причем известно [19], что это решение не равно тождественно нулю лишь при  $\lambda_m = \left(\frac{\pi m}{W_n}\right)^2$ , где  $m$  — любое целое число. Естественно, что лишь при этих значениях  $\lambda_m$  имеет смысл искать и частные решения уравнения (3.29). Прямой подстановкой нетрудно убедиться в том, что функции

$$\Phi_2^{(m)} = C_m e^{-\lambda_m \mathcal{J}} \quad (3.32)$$

являются решением уравнения (3.29) при любых значениях постоянной интегрирования  $C_m$ .

Общее решение уравнения (1.33) представляет собой сумму всех возможных частных решений  $\Phi_1^{(m)} \Phi_2^{(m)}$ , т. е. может быть представлено в виде бесконечного ряда

$$\varphi(X, \mathcal{J}) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp\left[-\left(\frac{\pi m}{W_n}\right)^2 \mathcal{J}\right] \sin \frac{\pi m}{W_n} X. \quad (3.33)$$

Проводя обратную замену  $\varphi(X, \mathcal{J})$  на  $p(X, \mathcal{J})$  с помощью (1.32), получаем общее решение нашей задачи:

$$p(X, \mathcal{J}) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp\left\{-\left[\left(\frac{\pi m}{W_n}\right)^2 + 1\right] \mathcal{J}\right\} \sin \frac{\pi m}{W_n} X. \quad (3.34)$$

Коэффициенты  $C_m$  определяются из требования, чтобы полученное решение удовлетворяло начальному распределению  $\varphi(X)$  при  $\mathcal{J} = 0$ :

$$\varphi(X, 0) = p(X, 0) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin \frac{\pi m}{W_n} X, \quad (3.35)$$

т. е.  $C_m$  являются коэффициентами Фурье функции  $p(X, 0)$  при разложении ее в ряд по синусам в интервале  $0 < X < W_n$ :

$$C_m = \frac{2}{W_n} \int_0^{W_n} p(X, 0) \sin \frac{\pi m}{W_n} X dX. \quad (3.36)$$

Подставив сюда  $p(X, 0)$  из (3.24) и проведя интегрирование, находим коэффициенты  $C_m$ .

Как и в случае диода с толстой базой, общее решение (3.34) может быть получено с помощью операторного метода и, в частности, двумерного преобразования Лапласа — Карсона для ограниченного отрезка, широко используемого в практике расчетов нестационарных процессов в диодах с тонкой базой.

Особенность всех задач нахождения переходных функций для диода с тонкой базой заключается в том, что решения всегда получаются в виде бесконечного ряда (в отличие от интегральной формы для диода с полубесконечной базовой областью). Это затрудняет проведение математического анализа и не позволяет получить общие формулы в достаточно простом и наглядном виде.

**11.2. Переходный процесс в диоде с омическим контактом рекомбинационного типа.** Найдя из (3.36) и (3.24) значение  $C_m$ , получаем, что общее решение для распределения концентрации дырок в диоде с произвольной толщиной базы во время переходного процесса имеет вид

$$p(X, \mathcal{J}) = p_1 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m\pi} \frac{\sin \frac{m\pi}{W_n} X}{1 + \left(\frac{W_n}{m\pi}\right)^2} \exp\left\{-\left[1 + \left(\frac{m\pi}{W_n}\right)^2\right] \mathcal{J}\right\}. \quad (3.37)$$

Плотность переходного обратного тока, как обычно, находится путем дифференцирования  $p(X, \mathcal{J})$  по координате при  $X = 0$ :

$$j(\mathcal{J}) = 2j_{\text{пр}} \frac{\text{th} W_n}{W_n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\left[1 + \left(\frac{m\pi}{W_n}\right)^2\right] \mathcal{J}\right\}}{1 + \left(\frac{W_n}{m\pi}\right)^2}. \quad (3.38)$$

Уравнения (3.37) и (3.38) впервые были выведены Стилом [12]. Проанализируем выражение (3.38) для предельного случая  $W_n \ll 1$ . Для диода с очень тонкой базой при не слишком малых значениях времени  $\left(\mathcal{J} > \frac{W_n^2}{\pi^2}\right)$  можно ограничиться первым членом ряда (3.38), а также разложить  $\text{th} W_n$  в ряд. Тогда

$$j(t) \simeq 2j_{\text{пр}} \exp\left(-\frac{\pi^2}{W_n^2} \mathcal{J}\right) = 2j_{\text{пр}} \exp\left(-\frac{\pi^2 D_p}{W^2} t\right), \quad (3.39)$$

т. е. обратный ток спадает экспоненциально с постоянной времени  $\frac{W^2}{\pi^2 D_p}$ , определяемой лишь геометрией базовой области и не зависящей от времени жизни дырок. Характерно, что эта постоянная времени не совпадает с введенным в предыдущем параграфе значением эффективного времени жизни, лишний раз подтверждая возможность использования параметра  $\tau_{эфф}$  только для оценки накопленного заряда, а не всего комплекса переходных процессов в диоде с тонкой базой.

Графики функции  $j(\mathcal{T})$  при нескольких значениях  $W/L_p$  приведены на рис. 3.5. Кривая для значения  $W/L_p = \infty$  построена на основании (2.4), так как использование общего решения (3.38), справедливого при произвольных значениях  $W/L_p$ , становится крайне затруднительным при  $W/L_p \geq 1$  из-за необходимости учета большого числа членов ряда. Из рис. 3.5 видно, что при  $W/L_p = 1$  длительность переходного процесса (если оценивать по времени спада плотности переходного обратного тока  $j(t)$  до значения, равного 0,1  $j_{пр}$  или близко к этому уровню) уменьшается примерно вдвое по сравнению с длинным диодом.

При малых значениях толщины базы и в выражении для распределения дырок (3.37) можно ограничиться только первым членом ряда, если  $\mathcal{T} > \left(\frac{W_n}{\pi}\right)^2$ . Таким образом, резко несимметричное начальное распределение дырок (см. кривую 1 на рис. 3.4) сразу же после переключения трансформируется в симметричное, предста-

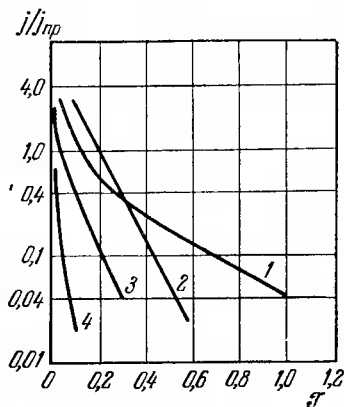


Рис. 3.5. Спад обратного тока при переключении в цепи с  $R_n = 0$  диодов с различными значениями  $W/L_p$  и  $S_R$ :  
 1 —  $W/L_p = \infty$ ; 2 —  $W/L_p = 0,5$ ;  $S_R = 0$ ; 3 —  $W/L_p = 1$ ;  $S_R = \infty$ ;  
 4 —  $W/L_p = 0,5$ ;  $S_R = \infty$ .

вляющее собой полуволну синусоиды, имеющую нулевое значение по краям ( $x = 0$  и  $x = W$ ) и максимальное — в середине базы. В дальнейшем происходит уменьшение амплитуды этой синусоиды, но симметричное (относительно середины базы)

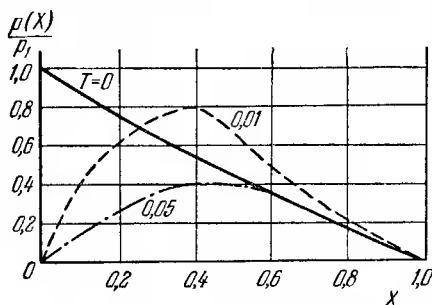


Рис. 3.6. Распределение концентрации избыточных дырок в различные моменты времени после переключения в базе диода с  $W/L_p = 1$  и  $S_R = \infty$ .

этого поглощения для  $p-n$ -перехода и омического контакта различны). Отдельные фазы перехода от начального несимметричного распределения дырок к симметричному для диода с  $W/L_p = 1$  иллюстрируются графиками рис. 3.6. Сдвиг максимума кривой  $p(x, t)$  вправо от  $x = 0$  до  $x = W/2$  происходит за счет сил диффузии.

Найдем заряд переключения  $Q_n$  для диода с тонкой базой в случае отсутствия ограничивающего сопротивления в цепи. Интегрируя почленно ряд (3.38) по времени в пределах от 0 до  $\infty$  и умножая обе части равенства на площадь  $p-n$ -перехода, получаем

$$Q_n = 2i_{np}\tau_p \frac{\text{th } W_n}{W_n} \sum_{m=1}^{\infty} \left[ 2 + \left( \frac{W_n}{m\pi} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{W_n} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.40)$$

В случае, когда  $W_n < 1$ , после пренебрежения двумя первыми слагаемыми в выражении для  $m$ -го члена ряда из

выражения (3.40) с учетом (3.21) получаем

$$Q_{\text{п}} \simeq \frac{1}{3} \frac{t_{\text{ип}} W^2}{D_p} = \frac{2}{3} Q_{\text{в}}, \quad (3.41)$$

так как  $\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} = \frac{\pi^2}{6}$ . Таким образом, при уменьшении

толщины базы в диоде с рекомбинационным омическим контактом величина накопленного заряда уменьшается, но доля заряда, вытекающего во внешнюю цепь при переключении, несколько возрастает (от 1/2 при  $W/L_p \rightarrow \infty$  до 2/3 при  $W/L_p \rightarrow 0$ ). Это объясняется тем, что в случае тонкой базы, в отличие от базы большой толщины, большая доля накопленного заряда расположена около  $p-n$ -перехода.

**11.3. Переходный процесс в диоде с неинжектирующим омическим контактом.** Распределение дырок в базе такого диода дается решением диффузионного уравнения (1.13) с граничными условиями (1.22) и (3.5) и начальным условием (3.12), т. е. сразу после переключения концентрация дырок около  $p-n$ -перехода спадает до нуля, а поток дырок в плоскости омического контакта в любой момент времени отсутствует.

Используя, как и в предыдущем рассмотрении, метод разделения переменных, сразу получаем

$$p(X, \mathcal{J}) = \frac{2p_1}{W_n} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_m} \frac{\exp[-(1+\lambda_m^2)\mathcal{J}]}{1+\lambda_m^{-2}} \sin \lambda_m X. \quad (3.42)$$

Проводя дифференцирование (3.42) при  $X=0$  и учитывая (3.13), получаем следующее выражение для плотности переходного обратного тока:

$$\begin{aligned} j(\mathcal{J}) &= 2j_{\text{ип}} \frac{\text{cth } W_n}{W_n} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\exp[-(1+\lambda_m^2)\mathcal{J}]}{1+\lambda_m^{-2}} \simeq \\ &\simeq \frac{2j_{\text{ип}}}{W_n^2} \exp\left(-\frac{\pi^2 D_n}{4W^2} t\right), \end{aligned} \quad (3.43)$$

где  $\lambda_m = \frac{\pi(m+1/2)}{W_n}$ . Приближенное равенство в (3.43) получено при условии  $W_n = W/L_p \ll 1$  и  $\mathcal{J} > \left(\frac{2W_n}{\pi}\right)^2$ .

Обратный ток, как и в случае омического контакта рекомбинационного типа, спадает экспоненциально, однако теперь постоянная времени в 4 раза больше, чем при  $S_R = \infty$ , а предэкспоненциальный член в  $1/W_n^2$  раз больше. Оба эти обстоятельства свидетельствуют о значительно более медленном протекании переходного процесса в диодах с неинжектирующим омическим контактом. На рис. 3.5 приведена кривая спада обратного тока, рассчитанная по (3.43) для диода с  $W/L_p = 0,5$ . Интересно отметить, что в начальной стадии переходного процесса кривая  $j(\mathcal{J})$  идет выше, чем та же кривая для диода с полубесконечной базой. Это объясняется большей концентрацией дырок около  $p-n$ -перехода, установившейся при протекании прямого тока через диод с тонкой базой и с неинжектирующим омическим контактом [см. выражение (3.13)]. Однако уменьшение обратного тока идет резче, чем в случае  $W/L_p \rightarrow \infty$  и кривые 1 и 2 пересекаются. Таким образом, и в этом случае нет возможности найти такую постоянную времени, введя которую удалось бы переходный процесс переключения диода с тонкой базой описать аналитическими выражениями, полученными для длинного диода.

При малых значениях толщины базы в выражении (3.42), определяющем распределение концентрации дырок в разные моменты времени после переключения, можно пренебречь всеми членами ряда, кроме нулевого, если  $\mathcal{J} > \left(\frac{4W_n}{\pi}\right)^2$ . В этом случае изменение характера распределения дырок противоположно тому, которое имело место в диоде с  $S_R = \infty$ . Равномерное распределение, имевшееся перед переключением, очень быстро переходит в резко асимметричное, представляющее собой четверть волны синусоиды, нулевое значение которой приходится на плоскость  $x=0$ , а максимальное — на  $x=W$ . В дальнейшем характер распределения сохраняется, уменьшается лишь амплитуда синусоиды.

Почленное интегрирование ряда (3.43) по времени приводит к следующему выражению для заряда переключения:

$$Q_{\text{п}} = 2i_{\text{пр}}\tau_p \frac{\text{cth } W_n}{W_n} \sum_{m=0}^{\infty} (2 + \lambda_m^2 + \lambda_m^{-2})^{-1}, \quad (3.44)$$

которое при  $W_n \ll 1$  упрощается и принимает вид

$$Q_{\text{п}} \simeq i_{\text{пр}}\tau_p = Q_{\text{ш}}, \quad (3.45)$$

так как  $\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)^2} = \frac{\pi^2}{8}$ . Результат (3.45) физически

очевиден: при уменьшении толщины базы переходный процесс рассасывания накопленного заряда протекает столь быстро, что влиянием рекомбинации дырок в базе можно пренебречь; плоскость же омического контакта дырки не поглощает. Поэтому заряд переключения и равен величине накопленного заряда.

В § 3 мы отмечали, что расчетные формулы, описывающие различные переходные процессы для диода с полубесконечной базой, сохраняют свой вид до тех пор, пока  $h_{p-n}/L_p \ll 1$ , где  $h_{p-n}$  — ширина области пространственного заряда. При анализе диодов с тонкой базой к этому условию добавляется еще и условие  $h_{p-n}/W \ll 1$ , которое при  $W/L_p < 1$  оказывается более жестким. Если же  $h_{p-n}$  соизмеримо с  $W$ , то возникает хорошо известный в теории транзистора эффект модуляции толщины базы. Ширина области пространственного заряда  $p-n$ -перехода, смещенного в прямом направлении, значительно меньше своего значения при приложении обратного смещения. Поэтому в полученных нами выше выражениях для случая протекания прямого тока может быть использовано прежнее значение  $W$ , тогда как после переключения его необходимо заменить на  $(W - h_{p-n})$ , где  $h_{p-n}$  берется при соответствующем обратном напряжении\*).

\*) Строгое решение задачи переключения в диоде с переменной толщиной базы не проводилось; рекомендации, высказанные здесь относительно выбора значения толщины базы после переключения, носят чисто качественный характер.

**11.4. Установление стационарного состояния при приложении прямого смещения.** Проведенный нами анализ переходных процессов в диоде с тонкой базой относится к случаю установившегося распределения дырок, т. е. к такому режиму, когда заданный прямой ток перед переключением протекает через диод неограниченно долго. Для получения критериев установившегося режима и для рассмотрения переключения тонкобазового диода в режиме «коротких» импульсов прямого тока необходимо найти закон установления стационарного распределения дырок в базе. Решение этой задачи для диода с произвольной толщиной базы и с рекомбинационным омическим контактом проведено Л. И. Барановым [84]. Используя уравнение (1.13) или, что то же самое, (1.18), нулевое начальное распределение дырок и граничные условия: (3.9) — на  $p-n$ -переходе и (3.2) — в плоскости омического контакта, находим

$$p(X, \mathcal{T}_{\text{пр}}) = \frac{j_{\text{пр}} L_p}{q D_p} \left\{ \frac{\text{sh}(W_n - X)}{\text{ch} W_n} - \frac{2}{W_n} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\exp[-(1 + \lambda_m^2) \mathcal{T}_{\text{пр}}]}{1 + \lambda_m^2} \cos \lambda_m X \right\}, \quad (3.46)$$

где  $\lambda_m = \frac{(m + 1/2) \pi}{W_n}$ , а  $\mathcal{T}_{\text{пр}}$  — безразмерная длительность импульса прямого тока.

Пренебрегая при уменьшении  $W_n$  всеми членами ряда (3.46), за исключением нулевого, разлагая в ряды гиперболические синус и косинус и ограничиваясь членами первого порядка малости, можно для изменения концентрации дырок около  $p-n$ -перехода получить следующее приближенное выражение:

$$p(0, \mathcal{T}_{\text{пр}}) \simeq p_1 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2,5}{W_n^2} \mathcal{T}_{\text{пр}}\right) \right], \quad (3.47)$$

которое при  $W/L_p < 0,5$  выполняется с точностью до 10—15% в части определения  $p(0, \mathcal{T}_{\text{пр}})$  при не слишком малых значениях этой последней величины. Для сравнения процессов достижения стационарного распределения дырок после начала протекания импульса прямого тока

в диодах с различной толщиной базы на рис. 3.7 приведены графики выражения (3.47) при  $W/L_p=0,5$  и  $0,2$  и кривая нарастания граничной концентрации в диоде с полубесконечной базой, построенная на основании (1.58). Следует учитывать, что значение установившейся

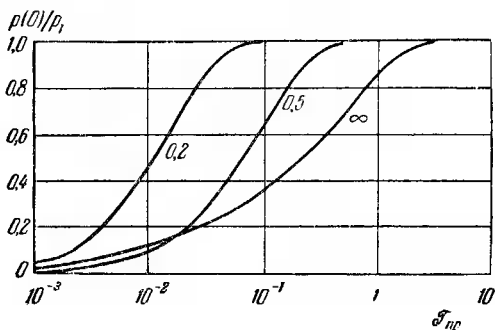


Рис. 3.7. Нарастание граничной концентрации дырок при подаче импульса прямого тока на диоды с различной толщиной базы  $W/L_p$ .

граничной концентрации различно для всех трех диодов, как это следует из (3.9). Пересечение кривых, соответствующих значениям  $W/L_p=\infty$  и  $W/L_p=0,5$ , при малых значениях  $J_{пр}$  связано лишь с неточностью аппроксимации (3.47). Чем меньше толщина базы, тем быстрее достигается то или иное значение  $p(0)$  (взятое по отношению к своему максимальному значению). Если условно считать распределение дырок в базе стационарным при достижении величиной  $p(0)$  значения, равного  $0,9p_1$ , то при  $W/L_p=0,5$  время установления составляет  $0,25\tau_p$ , а при  $W/L_p=0,2$  — менее  $0,04\tau_p$ .

Расчет установления граничной концентрации в диоде с произвольной толщиной базы при подаче импульса прямого тока проведен также в [85]. Численные оценки полученного решения показывают, что при  $W/L_p=2$  установление граничной концентрации идет практически точно так же, как и в диоде с бесконечной толщиной базы.

При рассмотрении процесса накопления избыточных дырок в диоде с тонкой базой и с неинжектирующим омическим контактом будем считать, что в каждый момент времени распределение дырок в базе равномерное, так что  $p(x, t) = p(0, t)$  при любых значениях  $0 < x < W$ . Тогда задача накопления описывается обыкновенным дифференциальным уравнением

$$W \frac{dp(0)}{dt} = \frac{j_{\text{пр}}}{q} - \frac{p(0)W}{\tau_p}, \quad (3.48)$$

решение которого есть

$$p(0) = p_1 (1 - e^{-\mathcal{J}_{\text{пр}}}). \quad (3.49)$$

Таким образом, нарастание граничной концентрации дырок идет с постоянной времени, равной  $\tau_p$ , независимо от толщины базы [если выполняется принятое при составлении уравнения (3.48) условие  $W/L_p \ll 1$ ]. Этот результат понятен, так как полный заряд, который должен накопиться в базе, равен, согласно (3.19) и (3.20),  $Q_H = j_{\text{пр}}\tau_p$  и также не зависит от толщины базы. Единственным процессом, препятствующим достижению равновесного значения  $p_1$ , является рекомбинация дырок в базе, описываемая постоянной времени  $\tau_p$ .

Формула для переходного обратного тока в случае неустановившегося прямого состояния диода с тонкой базой и с омическим контактом рекомбинационного типа получена в работе [86]; однако она настолько громоздка, что приведение ее здесь вряд ли целесообразно. Для диода с неинжектирующим омическим контактом переходный обратный ток будет описываться выражением (3.43) и в случае неустановившегося прямого состояния с той лишь разницей, что вместо величины  $p_1$ , входящей в  $j_{\text{пр}}$ , в него надо подставить значение  $p(0, \mathcal{J}_{\text{пр}})$ , определяемое уравнением (3.49).

## § 12. Переключение в цепи с ограничивающим сопротивлением

Рассмотрим особенности переходного процесса в диоде с тонкой базой, когда сопротивление нагрузки в его цепи не равно нулю. Как было показано в § 5, при переключении в такой схеме имеется некоторое время  $t_1$ , в

течение которого переходный обратный ток диода постоянен и зависит лишь от отношения  $U_{\text{имп}}/R_n$ , а не от свойств диода. Индивидуальность же диода проявляется лишь в длительности этого периода постоянного обратного тока, т. е. определяет величину  $t_1$ . Все сказанное в § 5 о характере переходных процессов в течение первой фазы переключения полностью справедливо и для диодов с тонкой базой. Изменению подвергаются лишь расчетные формулы.

Для определения длительности первой фазы  $t_1$  необходимо найти функцию, описывающую распределение дырок в базе  $p(x, t)$  после переключения, путем решения диффузионного уравнения (1.13) с граничным условием (1.20) в плоскости  $p-n$ -перехода. Начальное распределение дырок и граничное условие в плоскости невыпрямляющего контакта в зависимости от его свойств должны быть взяты либо в виде (3.8) и (3.2), либо в виде (3.12) и (3.5). Фаза постоянного обратного тока оканчивается в момент, когда концентрация дырок у  $p-n$ -перехода спадает до нуля; с этого времени обратное сопротивление диода начинает нарастать, а обратный ток спадает. Таким образом, после нахождения функции  $p(x, t)$  уравнение для определения длительности полочки имеет вид

$$p(0, t_1) = 0. \quad (3.50)$$

Распределение  $p(x, t)$  для переключения диода с омическим контактом рекомбинационного типа в цепи с ограничивающим сопротивлением получено Бужковским и Мэдиэгэном [87], и поскольку вид его аналогичен виду распределений (3.37) и (3.42), рассмотренных в предыдущем параграфе, оно нами не приводится. Подстановка найденной функции  $p(x, t)$  в (3.50) дает следующее уравнение для определения  $t_1$  в диодах с произвольной толщиной базы:

$$\frac{B}{1+B} \frac{W_n \operatorname{th} W_n}{2} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\exp[-(1+\lambda_m^2) \mathcal{J}_1]}{1+\lambda_m^2}, \quad (3.51)$$

где  $\lambda_m = \frac{\pi(m+1/2)}{W_n}$ ,  $\mathcal{J}_1 = \frac{t_1}{\tau_p}$ , а  $B = \frac{j_0}{j_{\text{пр}}}$  — параметр режима переключения. При наиболее распространенных

значениях  $B$ , близких к 1, выражение (3.51) упростить не удастся, так как при уменьшении  $W_n$  уменьшается также и  $\mathcal{J}_1$ , так что необходимо учитывать по крайней мере несколько членов ряда. Если же  $B$  мало, а  $\mathcal{J}_1$  велико, то, ограничиваясь при малых  $W_n$  первым членом ряда, разлагая в ряд  $\text{th } W_n$  и полагая  $\lambda_m^2 \gg 1$ , получаем выражение для  $t_1$  в явном виде:

$$t_1 \simeq 0,4 \frac{W^2}{D_p} \ln 0,8 \frac{1+B}{B}, \quad (3.52)$$

которое, как показывают численные оценки [88], верно при  $t_1 \geq 0,1 \frac{W^2}{D_p}$ .

Для одного из частных случаев  $B=1$  график решения общего уравнения (3.51) приведен на рис. 3.8. Из рассмотрения кривой 1 видно, что при  $W/L_p \geq 2$  практически

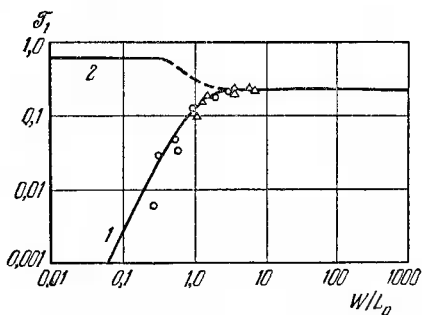


Рис. 3.8. Зависимость длительности первой фазы восстановления от толщины базы для диодов с  $S_R = \infty$  (1) и  $S_R = 0$  (2) при  $B = 1$ . Пунктиром показана нерассчитанная часть кривой в диапазоне  $0,5 < W_n < 2$ . Экспериментальные точки получены для двух пластин кремния  $p$ -типа.

можно считать, что мы имеем дело с диодом с полубесконечной базовой областью. В области малых  $W_n$  длительность полочки уменьшается  $\sim W_n^2$ , что совпадает

с характером зависимости  $\mathcal{J}_1$  от  $W_n$  по приближенной формуле (3.52) для малых  $B$ .

Спад обратного тока после окончания полочки можно пайти, если решить уравнение диффузии с новым граничным условием на  $p-n$ -переходе:  $p(0, t) = 0$  при  $t > t_1$ , а в качестве начального распределения использовать функцию  $p(x, t_1)$ . Однако распределение дырок в базе в момент  $t = t_1$  при  $B \gg 1$  оказывается близким к тому, которое получилось бы при переключении диода в цепи без ограничивающего сопротивления в момент  $t = t'_1$ , когда  $j(t'_1) = j_0$ . Поэтому в первом приближении можно считать, что спад обратного тока после окончания длительности полочки описывается выражениями (3.38) и (3.39), если при их использовании время отсчитывать от момента  $t = t'_1$ , определяемого соотношением  $j(t'_1) = j_0$ .

Для оценки относительной роли первой и второй фаз переходного процесса введем понятие *резкости восстановления обратного тока (или сопротивления) диода*. Условно вторую фазу восстановления можно считать закончившейся через время  $t_2$  после ее начала, когда обратный ток спадает до  $i_2 = 0,1i_0$ . Отношение  $\beta = t_2/t_1$  является количественной мерой резкости восстановления обратного тока. Чем меньше  $\beta$ , тем больше относительная роль первой фазы переключения, тем ближе вид переходной функции диода к прямоугольной и тем резче восстановление\*). Используя приближенное выражение (3.39) и график рис. 3.8, можно найти, что при  $B = 1$  и  $W_n < 1$  для диодов с омическим контактом рекомбинационного типа

$$\beta = t_2/t_1 \simeq 1,1 \quad (3.53)$$

и не зависит от толщины базы. Оценка резкости восстановления плоскостных диодов с полубесконечной базой, проведенная с помощью графиков рис. 2.12 и 2.13, приводит при  $B = 1$  к значению  $\beta \simeq 3$ . Таким образом, у

\*) В последнее время в связи с распространением так называемых диодов с накоплением заряда (см., например, [62, 103]) и с поисками путей получения диодов с прямоугольным видом переходной характеристики оценка резкости восстановления того или иного диода приобретает большой практический интерес.

диодов с омическим контактом рекомбинационного типа при уменьшении толщины базы от  $W = \infty$  до  $W \leq 0,5L_p$  наблюдается примерно трехкратное увеличение резкости восстановления обратного тока. Необходимо однако отметить, что при этом и общая длительность переходного процесса уменьшается.

В случае неинжектирующего омического контакта, когда при малых толщинах базы распределение дырок, согласно (3.12), можно считать равномерным в каждый момент времени, процесс рассасывания накопленного заряда описывается обыкновенным дифференциальным уравнением вида (3.48), если в него вместо  $j_{пр}$  подставить  $j_0$ . Полученное таким образом выражение для длительности первой фазы переключения, учитывающее лишь рекомбинацию в базе и пренебрегающее диффузионными процессами, имеет вид

$$t_1 = \tau_p \ln \frac{1+B}{B} = \frac{Q_n B}{i_0} \ln \frac{1+B}{B}, \quad (3.54)$$

т. е. при малых толщинах базы ( $W_n < 0,5$ )  $t_1$  не зависит от  $W$ , а определяется лишь временем жизни дырок и режимом переключения. Второе равенство в (3.54) показывает, что  $t_1$  представляет собой время рассасывания накопленного в базе заряда  $Q_n$  обратным током  $i_0$  с учетом частичной рекомбинации этого заряда в базе.

Для сравнения с предыдущим рассмотрением на рис. 3.8 приведено значение  $t_1$  при  $B=1$ ; нерассчитанная часть кривой в диапазоне  $0,5 < W_n < 2$  показана пунктиром. Сравнение с плоскостным диодом с полубесконечной базовой областью дается графиком рис. 3.9. Как видно из этого графика, при больших значениях  $B$  различие длительности полочки в этих двух диодах (при

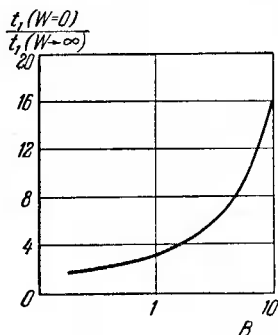


Рис. 3.9. Зависимость относительной длительности первой фазы восстановления от параметра  $B$  для диода с бесконечно тонкой базовой областью и  $S_R = 0$ .

одинаковых величинах  $\tau_p$ ) может быть очень значительным.

В соответствии с принятыми при выводе уравнения (3.48) предположениями в момент окончания первой фазы восстановления избыточный заряд дырок спадает до нуля. Это означает, что обратный ток мгновенно уменьшается от величины  $i_0$  до нуля, т. е. для диода с неинжектирующим омическим контактом  $\beta \simeq 0$ . Практически длительность второй фазы  $t_2$  всегда отлична от нуля, однако при уменьшении  $W_n$  она может быть снижена до сколь угодно малой величины. Учитывая, что значение  $t_1$  при этом остается постоянным, можно ожидать получения значений  $\beta \ll 1$  при создании диодов с тонкой базой и неинжектирующим омическим контактом ( $S_R = 0$ ).

Формула (3.51) экспериментально проверялась Бужковским и Мэдигэном [87] на кремниевых плоскостных диодах. Выпрямляющие переходы изготавливались путем высокотемпературной диффузии фосфора (или бора) в толстую пластину исходного кремния дырочной (или электронной) проводимости. В результате введения операции длительного термоотжига с медленным охлаждением удалось в структуре с  $p$ - $n$ -переходом сохранить время жизни неосновных носителей заряда на уровне нескольких микросекунд. Со стороны  $p$ - $n$ -перехода на пластине вытравливались меза-структуры, на противоположную сторону пластины после сошлифовывания всех диффузионных слоев электролитически наносился слой никеля, образующий омический контакт рекомбинационного типа (рис. 3.10).

После очередного измерения длительности полочки  $t_1$  в выбранном режиме переключения производились дозированное сошлифовывание пластины со стороны омического контакта, новое нанесение никеля и проведение очередного измерения  $t_1$ . Производя многократное последовательное сошлифовывание слоев кремния, можно было экспериментально получить зависимость  $t_1 = f(W)$ . Время жизни

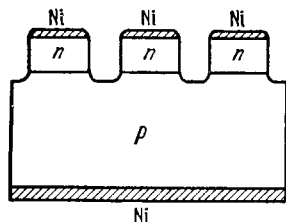


Рис. 3.10. Структура диффузионных  $p$ - $n$ -переходов.

неосновных носителей заряда определялось по длительности полочки при очень большой толщине базы ( $W_n > > 5$ ) по формуле (2.28). Наличие на одной пластине большого числа не взаимодействующих друг с другом  $p-n$ -переходов давало возможность провести статистическую обработку результатов. Экспериментальные точки для двух пластин кремния  $p$ -типа с удельным сопротивлением 15 и 25  $ом \cdot см$  и временем жизни электронов 3 и 6  $мксек$ , нанесенные на рис. 3.8, подтверждают хорошее соответствие теории и эксперимента.

Попытка определить длительность первой фазы переключения диода с тонкой базой при нелинейном граничном условии в плоскости омического контакта была предпринята Ю. А. Тхориком [82]. Он предположил, что величина  $S_R$  не постоянна, а зависит от концентрации носителей заряда около невыпрямляющего контакта по закону, описываемому формулой (3.15) и прямолинейным участком графика рис. 3.2. Решение велось в предположении, что за время полочки  $t_1$  концентрация носителей при  $x=W$  заметно не изменится, т. е. граничное условие для этой плоскости имеет вид (3.1) с постоянной правой частью. Таким образом, нелинейность учитывалась лишь в виде начального распределения дырок в базе. Полученное при этих предположениях решение иллюстрируется графиками зависимости  $\mathcal{J}_1$  от  $j_{пр}$ , приведенными на рис. 3.11. Понятно, что при повышении плотности прямого тока вследствие уменьшения скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта (см. рис. 3.2) величина накопленного в базе заряда возрастает не пропорционально  $j_{пр}$ , а резче. Этим обуславливается возрастание инерционности диода при увеличении  $j_{пр}$  и при сохранении неизменным значения  $V$ . Указанный эффект экспериментально замечен автором [82] при исследовании ряда образцов диффузионных германиевых диодов с омическим контактом, полученным путем облуживания шлифованной поверхности германия  $p$ -типа.

**12.1. Короткий импульс прямого тока.** Если прямой ток через диод перед переключением протекал не бесконечно долго, то для расчета переходного процесса необходимо в качестве начального условия использовать

нестационарное распределение дырок (3.46). Уравнение для  $\mathcal{J}_1$ , полученное для этого случая с использованием граничных условий (1.20) и (3.2), дает [86, 88]

$$\frac{BW_n \operatorname{th} W_n}{2} = \sum_{m=0}^{\infty} \{B+1 - \exp[-(1+\lambda_m^2)\mathcal{J}_{\text{пр}}]\} \times \frac{\exp[-(1+\lambda_m^2)\mathcal{J}_1]}{1+\lambda_m^2}, \quad (3.55)$$

где  $\lambda_m$  имеет то же значение, что и в (3.51). Нетрудно

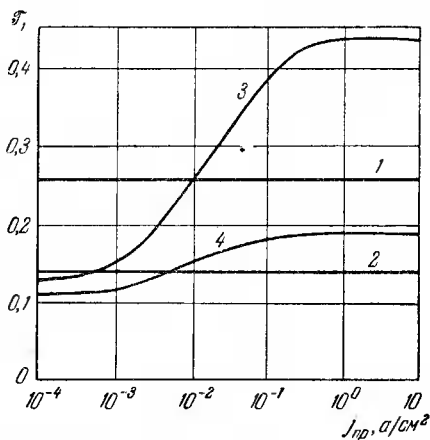


Рис. 3.11. Зависимость длительности первой фазы восстановления от плотности прямого тока. 1 —  $W_n \geq 3$ ,  $B = 1$ ; 2 —  $W_n \geq 3$ ,  $B = 2$ ; 3 —  $W_n = 1$ ,  $B = 1$ ; 4 —  $W_n = 1$ ,  $B = 2$ .

видеть, что при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$  (3.55) переходит в (3.51). При относительно больших значениях  $t_1$  [большим его можно считать в тех же случаях, что и в формуле (3.52)] в уравнении (3.55) можно ограничиться только нулевым членом ряда и представить  $\mathcal{J}_1$  в явном виде:

$$\mathcal{J}_1 = \frac{1}{1+\lambda_0^2} \ln \frac{2\{B+1 - \exp[-(1+\lambda_0^2)\mathcal{J}_{\text{пр}}]\} \operatorname{cth} W_n}{BW_n(1+\lambda_0^2)}, \quad (3.56)$$

которое при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$  и  $W_n \ll 1$  переходит в (3.52). Численные оценки показывают, что вместо (3.56) можно использовать аналогичную формулу (2.36), определяющую длительность полочки в диоде с полубесконечной базой при нестационарном прямом распределении, в том случае, когда  $(\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_{\text{пр}}) < 0,4W_n$ .

Из структуры выражения (3.55) видно, что импульс прямого тока можно считать бесконечно длинным, если в выражении в фигурных скобках член, содержащий  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$ , становится много меньше, чем  $1+B$ . Поскольку минимальное значение  $B=0$ , можно считать импульс прямого тока бесконечно долгим при

$$\exp[-(1 + \lambda_m^2) \mathcal{J}_{\text{пр}}] < 0,1.$$

Отсюда после преобразований в случае диода с тонкой базой ( $W_n < 1$ ) получаем следующую оценку для минимального значения  $t_{\text{пр}}$ , выше которого его можно считать бесконечным:

$$t_{\text{пр}} \gtrsim \frac{W^2}{D_p}. \quad (3.57)$$

На рис. 3.12 показана зависимость продолжительности фазы постоянного обратного тока  $\mathcal{J}_1$  от длительности импульса прямого тока  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$  перед переключением, рассчитанная на основании (3.55) для случая  $B=1$ . График для диода с  $W_n=0,5$  подтверждает правильность оценки (3.57); сопоставление кривых  $\mathcal{J}_1=f(\mathcal{J}_{\text{пр}})$  для диодов с  $W_n=2$  и  $W_n=\infty$  показывает, что при значении  $W_n=2$  диод практически тождествен диоду с полубесконечной базой.

В случае, когда тонкобазовый диод имеет неинжектирующий омический контакт ( $S_R=0$ ), длительность полочки при нестационарном режиме определяется по-прежнему формулой (3.54), если в нее подставить  $Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}}) = Q_n(\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty) (1 - e^{-\mathcal{J}_{\text{пр}}})$ . Таким образом, в этом случае прямой импульс можно считать бесконечным лишь при  $t_{\text{пр}} > (2 \div 3)\tau_p$  независимо от толщины базы.

**12.2. Последнейнеинжекционное напряжение.** Спад послеинжекционного напряжения на  $p-n$ -переходе, наблюдаемый после прекращения импульса прямого тока в режи-

ме холостого хода у диодов с тонкой базой, происходит в основных чертах так же, как и у диодов с полубесконечной базовой областью. Наличие близости от  $p-n$ -перехода контакта рекомбинационного типа ускоряет убывание дырок в базе и соответственно убыстряет протекание переходного процесса в разомкнутой цепи. Близость к  $p-n$ -переходу отражающей границы (контакт с  $S_R=0$ ) препятствует диффузионному выравниванию концентрации дырок в базе, что должно несколько замедлить спад послеинжекционной э. д. с. в начальной стадии процесса, когда роль диффузии значительна (см. § 6). При достаточно больших значениях времени спад хвоста напряжения должен, как в случае  $W \rightarrow \infty$ , определяться постоянной времени  $\tau_p$ .

Общее решение для переходного процесса спада послеинжекционной

э. д. с. в диоде с произвольной толщиной базы и произвольным значением скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта получили В. И. Гаман и В. М. Калыгина [89]. Ими использованы уравнение диффузии для низкого уровня инжекции (1.13), стационарное начальное распределение дырок вида (3.6) и граничные условия (3.1) и (1.20) с  $j=0$ . Решение для  $p(0, \mathcal{T})$  получается в виде ряда с весьма громоздким представлением общего члена. При достаточно больших значениях  $\mathcal{T}$  можно ограничиться лишь первым членом этого ряда и получить, таким образом, выражение, описывающее спад  $u(t)$ , в явном виде. Оказывается, что, как и для диода с толстой базой, имеется прямолинейный участок спада послеинжекционного напряжения, для которого

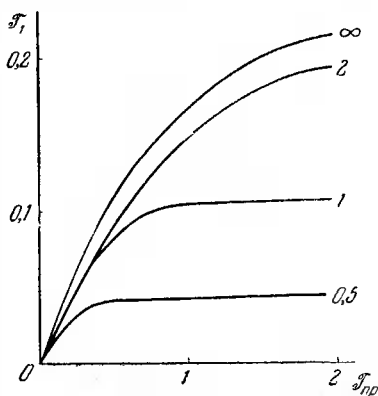


Рис. 3.12. Зависимость продолжительности первой фазы восстановления от длительности импульса прямого тока для диодов с разной толщиной базы  $W_n$ .

выполняется следующее соотношение:

$$\frac{du(t)}{dt} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_w}, \quad (3.58)$$

адекватное выражению (2.52) с заменой  $\tau_p$  на  $\tau_w$ . Величина  $\tau_w$  зависит от времени жизни дырок в базе, толщины базы и скорости рекомбинации на омическом контакте:

$$\frac{1}{\tau_w} = \frac{v_0^2 D_p}{W^2} + \frac{1}{\tau_p}, \quad (3.59)$$

где  $v_0$  определяется как первый корень трансцендентного уравнения

$$\operatorname{ctg} v_0 = \frac{v_0 D_p}{W S_R}. \quad (3.60)$$

Рассмотрим два предельных случая. При  $S_R = \infty$   $v_0 = \frac{\pi}{2}$  и соответственно  $\frac{1}{\tau_w} = 2,5 \frac{D_p}{W^2} + \frac{1}{\tau_p}$ , а при  $S_R = 0$   $v_0 = 0$  и  $\tau_w = \tau_p$ . При достаточно малых толщинах базы ( $W/L_p < 0,5$ ) постоянная времени для диода с  $S_R = \infty$  приобретает вид

$$\tau_w \simeq 0,4 \frac{W^2}{D_p}. \quad (3.61)$$

Оценка, проведенная для случая высокого уровня инжекции в диоде с рекомбинационным омическим контактом [55], показывает, что в начальной части переходного процесса спад  $u(t)$  идет также линейно с наклоном, равным  $\frac{2b}{b+1} \frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_w}$ , а при уменьшении граничной концентрации дырок до значений, меньших  $n_{n0}$ , выходит на участок, описываемый выражением (3.58).

При приближении к равновесному состоянию  $[u(t) \ll \ll \frac{kT}{q}]$  линейный закон изменения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе преобразуется в экспоненциальный с той же постоянной времени  $\tau_w$ .

Таким образом, спад послеинжекционной э. д. с. в режиме холостого хода диодов с тонкой базой на практи-

чески наиболее интересном участке (т. е. спустя некоторое время после выключения прямого тока) происходит точно так же, как в диоде с толстой базой, только вместо времени жизни дырок  $\tau_p$  в расчетные формулы входит постоянная времени  $\tau_w$ , зависящая от  $\tau_p$ ,  $W$  и  $S_R$ .

### § 13. Общая оценка инерционности диода с тонкой базой

Представляется целесообразным сделать некоторые обобщения по результатам рассмотрения переходных процессов в диодах с тонкой базой.

Прежде всего, следует отметить, что при уменьшении толщины базы определяющую роль в инерционности диода начинают играть свойства невыпрямляющего контакта. Если этот контакт рекомбинационного типа ( $S_R = \infty$ ), то инерционность диода во всех режимах переключения уменьшается при снижении  $W$ , если этот контакт неинжектирующий ( $S_R = 0$ ), инерционность возрастает во всех режимах переключения (за исключением спада обратного тока при больших значениях  $t$ ).

Для диодов с обоими типами контактов базу можно считать бесконечно толстой при

$$W > 2L_p \quad (3.62)$$

и очень тонкой при

$$W < 0,5L_p \quad (3.63)$$

Первая оценка следует из анализа зависимости накопленного заряда  $Q_H$  от  $W$  по (3.19), из характера установления граничной концентрации дырок при подаче импульса прямого тока (см. § 11), из зависимостей длительности полочки от толщины базы при переключении как из стационарного, так и из нестационарного состояний (см. рис. 3.8 и 3.12).

Справедливость условия (3.63) подтверждается анализом общего члена ряда в выражениях (3.37), (3.38), (3.42), (3.43), (3.46) и (3.51). Во всех случаях при  $W < 0,5L_p$  величина  $\lambda_m^2 \geq 10$ , поэтому можно пренебречь единицей по сравнению с  $\lambda_m^2$ , после чего и получаются

соответствующие упрощенные выражения для диодов с очень тонкой базой.

Переходные процессы в диоде с тонкой базой, в общем, не удается свести к случаю диода с полубесконечной базовой областью путем введения какой-либо новой постоянной времени, подобной времени жизни дырок  $\tau_p$  для диода с  $W \rightarrow \infty$ . Однако некоторые соображения на этот счет все же могут быть высказаны.

Длительности практически всех переходных процессов, протекающих при переключении диода с неинжектирующим омическим контактом ( $S_R=0$ ), пропорциональны величине  $\tau_p$  независимо от толщины базы. В основе этого лежит тот факт, что величина накопленного заряда равна  $Q_n = i_{пр} \tau_p$  и что плоскость омического контакта не способствует рекомбинации дырок. Лишь процесс спада обратного тока в цепи без ограничивающего сопротивления в своей завершающей стадии определяется временем пролета дырок через базу, т. е. членом, зависящим от  $W^2/D_p$ .

Длительности всех переходных процессов в тонкобазовом диоде с рекомбинационным омическим контактом ( $S_R=\infty$ ) определяются только временем пролета через базу. В том случае, когда эффективный отсос избыточных дырок идет через обе границы базы (как, например, при переключении в цепи без ограничивающего сопротивления), постоянная времени равна  $W^2/\pi^2 D_p$ ; в других случаях, когда роль  $p-n$ -перехода в рассасывании дырок значительно меньше роли омического контакта, постоянная времени соответственно больше и равна  $4W^2/\pi^2 D_p$ . Во всех выражениях, описывающих переходные процессы в тонкобазовых диодах, неизбежно присутствует отношение  $W^2/D_p$ .

Экспериментальная проверка основных расчетных соотношений для диодов с тонкой базой проведена в значительно меньших масштабах, чем для диодов с очень толстой базовой областью. Это объясняется главным образом тем, что создание невыпрямляющих контактов с заданным значением  $S_R$  или хотя бы определение  $S_R$  у изготовленного контакта связаны с очень большими, а чаще всего, с непреодолимыми экспериментальными трудностями. По сути дела, кроме описанного опыта

Бужковского и Мэдигэна, а также экспериментов Н. А. Пенина и К. В. Черкас по малосигнальным частотным характеристикам тонкобазовых диодов [90], другие экспериментальные работы в этом направлении [31, 83] посвящены не столько проверке теории, сколько получению необходимых электрических характеристик путем снижения толщины базы в диодах.

Теория переходных процессов в диодах с тонкой базой также развита значительно меньше, чем для длинных диодов. Это объясняется, с одной стороны, громоздкостью математического аппарата, применяемого к диодам с конечным значением  $W$ . С другой стороны, углубление теории сдерживают ограниченные возможности эксперимента. Наконец, в третьих, из-за неперспективности применения тонкобазовых диодов с неинжектирующим контактом в быстродействующих импульсных устройствах теории этих приборов уделялось очень малое внимание. В связи с бурным развитием диодов с накоплением заряда, в качестве которых могут быть использованы и различные конструкции диодов с тонкой базой, дальнейшее углубление теории нестационарных процессов в этих приборах становится все более актуальным.

---

## ГЛАВА IV

### ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДАХ С МАЛОЙ ПЛОЩАДЬЮ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО КОНТАКТА

Самые ранние экспериментальные исследования переходных процессов в полупроводниковых приборах были проведены на точечных германиевых диодах [91—95]. Именно у них были обнаружены эффекты уменьшения обратного сопротивления при работе в импульсном режиме, а также снижения выпрямленного тока с ростом частоты. Первые же попытки объяснения экспериментально наблюдаемых значительных выбросов обратного тока правильно связывались с инжекцией дырок в базу при протекании прямого тока и их возвращением на контакт при приложении обратного напряжения. Михэм и Михоэлс [92] ввели термин «накопление заряда» для описания явления повышения концентрации дырок в базовой области в результате их инжекции  $p-n$ -переходом.

Теоретический анализ процессов, протекающих при переключении диода с плоскостным  $p-n$ -переходом, качественно объяснил и закономерности, наблюдавшиеся в опытах по переключению точечных диодов. Однако количественного соответствия теории и эксперимента не было: переходные процессы в точечных диодах протекали значительно быстрее, чем можно было ожидать, исходя из значения времени жизни дырок в исходном германии.

Объяснение этого расхождения связано с тем, что реальные точечные диоды совершенно не согласуются с моделью плоскостного диода. При этом наиболее существенное различие заключается в том, что выпрямляю-

ший контакт в точечном диоде нельзя считать безграничным, так как линейные размеры его часто оказываются соизмеримыми с диффузионной длиной дырок в базе, а эта последняя представляет собой характеристическую длину, определяющую объем полупроводника базы, в котором происходит эффективное накопление и рассасывание дырок.

Вследствие этого потребовалось проведение специальных теоретических расчетов переходных процессов в точечных диодах или, более общо, в диодах с малой площадью выпрямляющего контакта.

## § 14. Идеализированная модель точечного диода

**14.1. Устройство точечных диодов.** Большинство точечных диодов изготавливается путем прижима заостренной вольфрамовой иглы к поверхности германиевого кристалла электронной проводимости с последующей электроформовкой — пропусканием достаточно мощного электрического импульса через контакт в месте соприкосновения.

В результате проведения электроформовки и связанного с ней значительного выделения тепла под острием иглы образуется небольшая ( $\sim 10^{-3}$  см) область германия дырочной проводимости. Таким образом, в приконтактной области возникает  $p-n$ -переход. Многочисленными исследованиями установлено, что коэффициент инжекции формованных точечных контактов заметно меньше единицы, однако в ряде случаев все же может быть достаточно большим. Исследования геометрии образующейся  $p$ -области [96, 97] показали, что форма ее напоминает грушу с утолщенной частью в глубине полупроводника и с суживающейся — при выходе  $p$ -области на поверхность. При некоторых других условиях электроформовки область германия с инверсионной проводимостью приближается по форме к полусфере. Возникновение термоакцепторов при электроформовке связано с диффузией атомов меди, поэтому концентрация основных носителей в  $p$ -области обычно близка к предельной растворимости меди в германии, которая составляет  $3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

В некоторых случаях изготовления точечных диодов на поверхность контактной иглы наносится слой акцепторной примеси (чаще всего индий или алюминий); это повышает концентрацию дырок в области до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и выше, а значение коэффициента инжекции до  $\gamma > 0,9 \div \div 0,95$ . Наряду с этим увеличиваются и размеры  $p$ -области.

Другой широко распространенный путь получения выпрямляющих контактов малой площади состоит в приваривании к кристаллу германия тонких проволочек из материалов, образующих низкотемпературный эвтектический сплав с германием (чаще всего из золота или серебра). При добавлении в материал проволочки небольшой присадки галлия концентрация акцепторов в рекристаллизованном слое  $p$ -германия, может превысить  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, коэффициент инжекции в этих диодах, получивших название диодов с золотой (или серебряной) связкой, практически равен единице. Исследования геометрии  $p-n$ -перехода в диодах со связкой [98, 99] показали, что он во всех случаях представляет собой поверхность, близкую к полусферической. Диаметр вплавленной области в некоторых типах сварных диодов не превышает 10 мкм.

В связи со сказанным, при проведении теоретического анализа переходных процессов в диодах с малой площадью выпрямляющего контакта используется следующая идеализированная модель

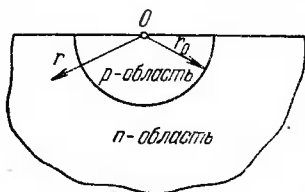


Рис. 4.1. Модель диода с полусферическим  $p-n$ -переходом.

используется следующая идеализированная модель (рис. 4.1). В полубесконечном полупроводнике электронной проводимости имеется область дырочной проводимости, представляющая собой полусферу радиуса  $r_0$ , причем коэффициент инжекции рассматриваемого  $p-n$ -перехода  $\gamma$  равен единице. Линии тока предполагаются радиальными, что

возможно лишь в том случае, когда рекомбинация носителей заряда на поверхности  $n$ -области незначительна, т. е. предполагается, что  $S_R=0$ . Омический контакт

бесконечно удален от  $p-n$ -перехода, так что его свойства не влияют на характеристики диода. Для простоты будем называть структуру, представленную на рис. 4.1, моделью диода с полусферическим  $p-n$ -переходом, моделью точечного диода или, в тех случаях, где не может возникнуть путаницы, — точечным диодом.

Понятно, что результаты расчетов, проведенных для этой модели, должны точно описать переходные процессы в диодах со связкой, а также изменение во времени той или иной доли переходного обратного тока, которая обусловлена накоплением дырок в базовых областях точечных формованных диодов.

Обычно точная форма поверхности выпрямляющего контакта в том или ином исследуемом диоде неизвестна. В этом случае при сравнении теории с экспериментом поступают следующим образом: по измерениям барьерной емкости диода находят площадь  $p-n$ -перехода, а затем, полагая ее полусферической, определяют эффективное значение радиуса полусферы как  $r_0 = \sqrt{\frac{S}{2\pi}}$ , которое и используют для подстановки в расчетные формулы.

**14.2. Решение уравнения диффузии для стационарного случая.** Поскольку рассматриваемая модель диода неоднородна, необходимо использовать общее уравнение диффузии, которое при всех тех предположениях, что положены в основу вывода уравнения (1.13), имеет вид

$$\nabla^2 p(x, y, z, t) - \frac{p(x, y, z, t) - p_{n0}}{L_p^2} - \frac{1}{D_p} \frac{\partial p(x, y, z, t)}{\partial t} = 0, \quad (4.1)$$

где  $\nabla^2$  — оператор Лапласа. В случае сферической симметрии при условии, что  $p_{n0} = 0$ , и при введении безразмерных переменных времени  $\mathcal{J} = t/\tau_p$  и координаты  $R = r/L_p$  уравнение (4.1) принимает вид

$$\frac{\partial p(R, \mathcal{J})}{\partial \mathcal{J}} + p(R, \mathcal{J}) = \frac{\partial^2 p(R, \mathcal{J})}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial p(R, \mathcal{J})}{\partial R}. \quad (4.2)$$

Это уравнение описывает поведение дырок в любой момент времени при всех значениях  $R \geq A$ , где  $A = r_0/L_p$ . Пренебрежение членом  $p_{n0}$  в уравнении (4.2) означает,

что во всех случаях рассматриваются обратные токи, намного превышающие величину тока насыщения. Граничные условия для плоской модели (1.20), (1.21) и (1.22) при сферической геометрии переходят в следующие: при постоянном прямом токе через  $p-n$ -переход

$$\left(\frac{\partial p}{\partial R}\right)_{R=A} = -\frac{jL_p}{qD_p}; \quad (4.3)$$

при постоянном напряжении на  $p-n$ -переходе

$$p_1 = p_{n0} \exp \frac{qu_{p-n}}{kT}; \quad (4.4)$$

или при достаточно большом обратном напряжении  $|u_{p-n}| \gg \frac{kT}{q}$

$$p(R=A, \mathcal{J}) = 0. \quad (4.5)$$

Здесь  $p_1$  представляет собой граничную концентрацию дырок в базе вблизи  $p-n$ -перехода, т. е. при  $R=A$ .

К этим трем соотношениям добавляется очевидное условие  $p \rightarrow 0$  при  $R \rightarrow \infty$ , означающее, что в бесконечном удалении от  $p-n$ -перехода дырки не накапливаются. Строго говоря,  $p = p_{n0}$  при  $R \rightarrow \infty$ , но выше мы положили  $p_{n0} = 0$ . Стационарное распределение дырок в базе диода при протекании постоянного прямого тока получается путем решения уравнения (4.2) (если положить в нем  $\frac{\partial p}{\partial \mathcal{J}} = 0$ ) с граничным условием (4.3) и имеет вид

$$p = p_1 \frac{A}{R} e^{-(R-A)}. \quad (4.6)$$

Отсюда на основании (4.3) находим связь плотности прямого тока с граничной концентрацией:

$$j_{\text{пр}} = \frac{qD_p p_1}{L_p} \left( \frac{A+1}{A} \right) \simeq \frac{qD_p p_1}{r_0}. \quad (4.7)$$

Приближенное равенство в (4.7) получается для диодов с очень малым радиусом  $p$ -области ( $r_0 \ll L_p$ ). Интересно отметить, что спад концентрации дырок при удалении от  $p-n$ -перехода в точечных диодах идет интенсивнее, чем в плоскостных, так как кроме обычного экспоненциального члена в выражении (4.6) для  $p$  содер-

жится еще и множитель  $1/R$ . Выражение (4.7), связывающее  $j_{пр}$  и  $p_1$ , полностью аналогично (1.26) для плоскостного диода, только в качестве характеристической длины теперь входит не  $L_p$ , а  $r_0$ .

Интегрирование (4.6) по всему объему базы позволяет найти величину накопленного заряда. Нетрудно убедиться, что

$$Q_n = i_{пр} \tau_p, \quad (4.8)$$

т. е. в точности то же самое, что и в плоскостном диоде, и не зависит от радиуса  $p$  —  $n$ -перехода. Однако распределение заряда избыточных дырок в базе точечного диода резко отличается от их распределения в плоскостном диоде.

На рис. 4.2 показано распределение по радиусу плотности заряда, накопленного в шаровом слое толщиной

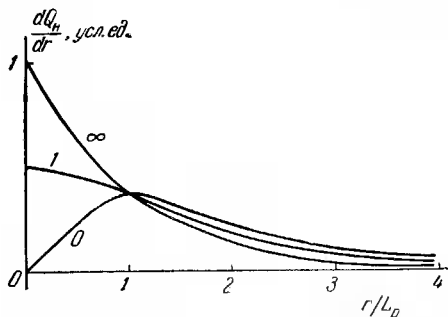


Рис. 4.2. Распределение плотности накопленного заряда в базе точечного диода при различных значениях  $A$  ( $r$  отсчитывается от границы  $p$  —  $n$ -перехода).

$dr$ , удаленном от центра  $p$ -области на расстояние  $r$ . Эта зависимость построена для диодов с различным значением отношения  $A$ , в том числе и для плоскостного диода ( $A = \infty$ ), в предположении, что величина прямого тока во всех случаях одинакова. Величина этой плотности избыточных зарядов определялась из соотношения  $dQ_n = qp(r)2\pi r^2 dr$ . Построенные таким образом графики

наглядно показывают размещение заряда в базе: доля заряда, сосредоточенного в областях базы, удаленных от  $p-n$ -перехода не более чем на расстояние  $r'$ , пропорциональна площади под соответствующей кривой до ординаты  $r=r'$ . Рассмотрение графиков рис. 4.2 показывает, что при уменьшении радиуса  $p-n$ -перехода доля заряда, накопленного вблизи  $p-n$ -перехода и в области, простирающейся до  $r=r_0+L_p$ , уменьшается. Такое распределение заряда избыточных дырок предопределяет снижение инерционности диода при уменьшении параметра  $r_0$ . Кроме того, при уменьшении площади выпрямляющего контакта возрастает и градиент концентрации дырок около  $p-n$ -перехода. Действительно, из (4.3) сразу получаем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial R}\right)_{R=A} = -\frac{i_{np}L_p}{2\pi qD_p} \frac{1}{r_0^2}, \quad (4.9)$$

т. е. интенсивность диффузионного оттягивания дырок от  $p-n$ -перехода в глубь базы возрастает пропорционально  $1/r_0^2$ . Из выражения (4.9) видно, что при  $r_0 \rightarrow \infty$ , т. е. при переходе к плоскостному диоду,  $\frac{\partial p}{\partial R} \rightarrow 0$ . В этом не содержится какого-либо противоречия, так как мы предположили постоянной для всех диодов величину прямого тока; понятно, что при увеличении площади перехода плотность тока, а следовательно, и градиент концентрации будут падать.

Таким образом, особенности сферической геометрии приводят к трем основным отличиям точечного диода от плоскостного, важным для сравнительной оценки их инерционности.

При протекании через оба диода одинакового и постоянного прямого тока в точечном диоде по сравнению с плоскостным меньше граничная концентрация дырок около  $p-n$ -перехода; накопленный заряд размещается в областях базы, более удаленных от  $p-n$ -перехода; больше градиент концентрации дырок около  $p-n$ -перехода.

**14.3. Уточнение основных предположений.** Из-за малой площади  $p-n$ -перехода и связанной с этим высокой плотности прямого тока в точечных диодах при всех

практически используемых режимах переключения реализуется условие высокого уровня инжекции. Как было показано в гл. I и II, возникающее при  $\Delta \gg 1$  тянущее поле приводит к крайне незначительному «затягиванию» дырок в базу. Из сравнения значений  $L_p$  и «эффективной диффузионной длины» при высоком уровне инжекции  $l_p$  можно заключить, что в первом приближении влияние тянущего поля эквивалентно изменению коэффициента диффузии от  $D_p$  до  $2 \frac{D_p D_n}{D_p + D_n}$ .

При изготовлении  $p-n$ -перехода в точечном диоде вблизи приконтактной области образуется значительная концентрация структурных нарушений, что приводит к уменьшению величин  $D_p$  и  $D_n$  по сравнению с их значениями для чистого полупроводника. Если, например, предположить, что концентрация дефектов, возникающих при электроформовке, близка к  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , то, используя графики рис. 2.17, найдем, что  $2 \frac{D_p D_n}{D_n + D_p} \simeq \simeq 45 \text{ см}^2/\text{сек}$ , т. е. практически равняется значению  $D_p$  в чистом германии.

Из сказанного ясно, что и при высоком уровне инжекции с высокой степенью точности можно использовать уравнение (4.2), если предположить, что время жизни дырок не зависит от концентрации избыточных носителей. Полученные с использованием уравнения (4.2) результаты при условии  $\tau_p = \text{const}$  дадут несколько завышенные длительности переходных процессов, чем это дало бы решение уравнения, учитывающего дрейф дырок.

Вследствие низкой концентрации акцепторов в  $p$ -областях некоторых типов точечных диодов в этих приборах уже при относительно малых значениях прямого тока становятся существенными инжекция и накопление электронов в  $p$ -области. Однако, поскольку размеры  $p$ -области очень малы, рассасывание электронов может проявиться в начальной фазе переходного процесса, не сказываясь на его хвостовой части, обусловленной рассасыванием дырок из базы. В то же время из-за выравнивания потенциального барьера в области  $p-n$ -перехода

и из-за уменьшения коэффициента инжекции должно наблюдаться относительное снижение инерционности диода при увеличении прямого тока, причем при значениях  $i_{пр}$  и  $j_{пр}$ , намного меньших тех, при которых эффект уменьшения инерционности наблюдается у плоскостных диодов (см. § 5).

Условие малости толщины объемного заряда  $h_{p-n}$  по сравнению с диффузионной длиной дырок  $L_p$ , выполнение которого необходимо для рассмотрения переходных процессов в плоскостных диодах, в случае анализа точечных диодов должно быть заменено на более жесткое:

$$h_{p-n} \ll r_0.$$

Лишь при этом условии величину  $r_0$  можно считать параметром диода, имеющим одинаковое значение как при прямом, так и при обратном смещении на  $p-n$ -переходе.

Обычно к уменьшению размеров выпрямляющего контакта стремятся при создании высокочастотных и быстродействующих импульсных диодов. Другой обязательной мерой для повышения быстродействия диодов является снижение удельного сопротивления исходного полупроводника (лишь уменьшая  $\rho$ , удается сохранить достаточно малое сопротивление растекания точечного контакта при стремлении снизить его площадь). Ширина области объемного заряда  $p-n$ -перехода, как известно, при уменьшении  $\rho$  также уменьшается. Все это приводит к тому, что в подавляющем большинстве точечных формованных диодов и диодов со связкой при рассмотрении переходных процессов можно пренебречь явлениями в обедненном слое и считать  $r_0$  неизменным параметром данного образца диода.

В реальных точечных диодах нельзя считать омический контакт бесконечно удаленным от  $p-n$ -перехода. Однако, поскольку процессы накопления и (как будет видно из дальнейшего) рассасывания дырок определяются в большей степени радиусом  $p-n$ -перехода, а не диффузионной длиной, постольку и для суждения о том, можно ли считать базу полубесконечной или нет, необходимо сравнивать ее толщину  $W$  с параметром  $r_0$ , а не с  $L_p$ .

Практика изготовления точечных диодов показывает, что во всех случаях для получения удовлетворительной вольтамперной характеристики формованного (или сварного) контакта необходимо, чтобы толщина кристалла была не слишком малой. Обычно отношение  $W/r_0 > 1$  (здесь под  $W$  понимается минимальное расстояние между выпрямляющим и омическим контактами). Поэтому даже при условии  $W/L_p \leq 1$  оказывается правомерным базовую область точечного диода считать полубесконечной, если только справедливо соотношение  $W/r_0 > 1$  или, еще лучше,  $W/r_0 \geq 2 \div 3$ .

**14.4. Роль поверхностной рекомбинации.** Оценим, при каких условиях будет выполняться сделанное нами предположение о радиальности линии тока базовой области. Предположим, что поверхность германия характеризуется скоростью поверхностной рекомбинации  $S_R$ , одинаковой на любом удалении от границы  $p-n$ -перехода. При расчете будем также считать, что линии тока радиальны, а учет поверхностной рекомбинации дает лишь небольшую поправку, существенно не искажающую распределение концентрации избыточных дырок в базе. Введем понятия тока объемной рекомбинации  $i_v$ , равного заряду дырок, рекомбинирующих в объеме базы в единицу времени, и аналогично определенного тока поверхностной рекомбинации  $i_R$ .

Величина  $i_v$  равна

$$i_v = \frac{1}{\tau_p} Q_n = i_{np} \quad (4.10)$$

Равенство  $i_v = i_{np}$  очевидно, так как весь прямой ток диода переносится дырками, инжектируемыми  $p-n$ -переходом в базу, а все введенные в базу дырки рано или поздно в ней рекомбинируют.

Полный ток поверхностной рекомбинации равен

$$i_R = \int_{r_0}^{\infty} p(r) S_R 2\pi r dr = i_{np} \frac{S_R L_p}{D_p (1 + A)}, \quad (4.11)$$

где для вычисления интеграла распределение  $p(r)$  взято из (4.6). Роль поверхностной рекомбинации будет

невелика, если  $i_R \ll i_v$ , т. е. при

$$S_R < \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} (1 + A). \quad (4.12)$$

Беря максимальное значение времени жизни дырок в точечном диоде  $\tau_p \simeq 1$  мксек и полагая  $A \ll 1$ , получаем, что влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь при  $S_R \ll 7 \cdot 10^3$  см/сек. Поскольку практически при используемых в технологии точечных диодов травителях скорости поверхностной рекомбинации на германии близки к значениям  $S_R \simeq 10^3$  см/сек и меньше, из приведенного расчета вытекает, что предположение о радиальности линий тока правомерно.

Соотношение (4.12) получено нами для случая протекания стационарного прямого тока из оценки влияния поверхностной рекомбинации на полную величину накопленного в базе заряда. Однако инерционность диода, как уже отмечалось, зависит не только от величины накопленного заряда, но и от его размещения внутри базы. Как мы видели из рис. 4.2, в точечных диодах значительная часть заряда накапливается в столь удаленных от выпрямляющего контакта областях, что при переключении не возвращается к  $p-n$ -переходу, а рекомбинирует в базе, не давая вклада в переходный обратный ток. Влияние на инерционность диода оказывает лишь та часть заряда, которая скапливается непосредственно около  $p-n$ -перехода, поэтому оценка (4.12), полученная для стационарного режима, может оказаться неточной, или даже неверной, при переходе к анализу нестационарных процессов.

Будем условно считать, что на инерционность диода влияет лишь заряд, накопленный в некотором шаровом слое, простирающемся по радиусу от  $R=A$  на величину  $\Delta R$ . Интегрирование выражений, определяющих  $i_v$  и  $i_R$ , в пределах от  $R=A$  до  $R=A+\Delta R$  приводит к следующему:

$$\frac{i_R}{i_v} = \frac{S_R L_p}{D_p} \frac{1 - e^{-\Delta R}}{1 - \left(1 + \frac{\Delta R}{1+A}\right) e^{-\Delta R}} \frac{1}{1+A}. \quad (4.13)$$

Полагая, как и прежде, что влиянием поверхностной рекомбинации можно пренебречь в случае, если  $i_R < i_v$  для выделенного при рассмотрении объема базы, получаем, что вместо условия (4.12) необходимо использовать другое, более точное:

$$S_R < \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} (1+A) \frac{1 - \left(1 + \frac{\Delta R}{1+A}\right) e^{-\Delta R}}{1 - e^{-\Delta R}}. \quad (4.14)$$

Если радиус  $p-n$ -перехода не слишком мал ( $r_0/L_p \geq 1$ ), то эффективное влияние на переходные процессы оказывает слой толщиной, близкой к диффузионной длине дырок, т. е. в (4.14) можно положить  $\Delta R = 1$ . Нетрудно видеть, что при этом максимальные значения  $S_R$ , оцененные по (4.14) и (4.12), будут отличаться менее чем на 30%, т. е. очень незначительно.

Если же радиус выпрямляющего контакта очень мал ( $r_0/L_p \ll 1$ ), то выравнивание градиента концентрации дырок около  $p-n$ -перехода будет происходить главным образом за счет диффузии, эффективность которой определяется характеристической длиной  $r_0$ . В этом случае разумно считать, что в процессе переключения проявляет себя заряд из области базы, простирающейся на три характеристические длины, т. е. в (4.14) положить  $\Delta R = 3A$ . Теперь оценки для максимального значения  $S_R$ , полученные по (4.12) и (4.14), будут отличаться в 7 раз при  $A = 0,05$  и в 21 раз при  $A = 0,01$ . Это означает, что для пренебрежения влиянием поверхности в рассмотренном выше примере ( $\tau_p = 1$  мксек) при очень малом радиусе выпрямляющего контакта  $A = 0,01$  необходимо, чтобы выполнялось  $S_R < 3 \cdot 10^2$  см/сек. Если же, как и прежде, значение  $S_R = 10^3$  см/сек, то скорость рекомбинации дырок в активной области базы будет практически полностью определяться поверхностными, а не объемными свойствами полупроводника.

Сравнение условий (4.12) и (4.14) показывает, что при малых значениях радиуса  $p-n$ -перехода по первому из них предельное значение  $S_R$  не зависит от  $r_0$ , тогда как по второму эта зависимость очень сильная: при уменьшении  $r_0$  требования к уменьшению  $S_R$  возрастают, если

мы по-прежнему хотим пользоваться сферической симметрией.

Физически возрастание роли поверхностной рекомбинации объясняется тем, что при уменьшении  $r_0$  объем активной области базы уменьшается, как  $r_0^3$ , а поверхность ее — лишь как  $r_0^2$ .

В свете проведенного анализа представляется неверным утверждение, сделанное в [30] на основании условия (4.12), о том, что при величине объемного времени жизни  $\tau_p < 40$  мксек влиянием поверхностной рекомбинации на переходные процессы в германиевых точечных диодах можно пренебречь.

В связи со значительными локальными перегревами, сопутствующими образованию  $p-n$ -перехода в точечном диоде, объемное время жизни дырок  $\tau_p$  оказывается неодинаковым в различных областях базы, достигая, как правило, своего минимального значения в приконтактной области.

Учитывая исключительную сложность процессов рекомбинации в активной части базы, обусловленную большой ролью поверхности, а также неоднородностью объемного  $\tau_p$ , при рассмотрении переходных процессов в точечных диодах используют значение эффективного времени жизни. В дальнейшем под  $\tau_p$  мы будем подразумевать именно эту усредненную характеристику интенсивности рекомбинации дырок в приконтактной области.

## § 15. Нестационарные режимы

**15.1. Сопротивление нагрузки равно нулю.** Рассмотрим переключение диода с полусферическим  $p-n$ -переходом из установившегося прямого направления на обратное в схеме рис. 1.1 в предположении, что  $R_H = 0$ . Как и в случае плоскостного диода, это означает немедленное изменение знака напряжения на  $p-n$ -переходе, т. е. мгновенное установление в момент переключения граничного условия (4.5). Таким образом, для нахождения функции, описывающей изменение обратного тока во времени, необходимо решить диффузионное уравнение (4.2) с начальным распределением (4.6) и граничным условием (4.5).

Общий метод решения заключается в преобразовании уравнения (4.2) путем введения новой функции

$$\varphi(R, \mathcal{J}) = p(R, \mathcal{J}) \cdot R. \quad (4.15)$$

После очевидных преобразований поставленная задача для функции  $\varphi(R, \mathcal{J})$  будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \mathcal{J}} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial R^2} - \varphi, \quad (4.16)$$

$$\varphi(0, \mathcal{J}) = 0, \quad \mathcal{J} \geq 0, \quad (4.17)$$

$$\varphi(R, 0) = \frac{j_{\text{пр}} L_p}{q D_p} \frac{A^2}{1+A} e^{-(R-A)}, \quad \mathcal{J} = 0. \quad (4.18)$$

С точностью до постоянного множителя в  $\varphi(R, 0)$  и при условии отсчета  $R$  от  $A$  выражения (4.16)–(4.18) полностью идентичны уравнению (1.28) с крайними условиями (1.30) и (1.31). Поэтому решение для  $\varphi(R, \mathcal{J})$  получается так же, как и для распределения концентрации дырок  $p(X, \mathcal{J})$  в плоскостном диоде с полубесконечной базовой областью (см. § 3). После проведения обратной замены по (4.15) получаем

$$p(R, \mathcal{J}) = \frac{p_1}{R} \psi_2[(R-A), \mathcal{J}], \quad (4.19)$$

где  $\psi_2[(R-A), \mathcal{J}]$  определяется соотношением (1.51), а  $p_1$  представляет собой граничную концентрацию дырок при протекании прямого тока, значение которой находится из (4.7).

Дифференцирование  $p(R, \mathcal{J})$  при  $R = A$  дает следующее выражение зависимости плотности переходного обратного тока от времени:

$$j(\mathcal{J}) = j_{\text{пр}} \frac{A}{1+A} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right), \quad (4.20)$$

что в точности повторяет переходную функцию плоскостного диода (2.4), отличаясь от нее только множителем  $\frac{A}{1+A}$ , не зависящим от времени. При  $A \rightarrow \infty$  выражение (4.20) автоматически переходит в (2.4); при  $r_0 \ll L_p$   $\frac{A}{1+A} \simeq \frac{r_0}{L_p}$ . Таким образом, переходная функция

(4.20) является общей и описывает спад обратного тока и в плоскостных ( $A \rightarrow \infty$ ), и в точечных ( $A \ll 1$ ) диодах. Характер изменения обратного тока в точечных диодах тот же, что и в плоскостных, лишь абсолютные значения  $j(t)$  в  $L_p/r_0$  раз меньше в точечных диодах.

Из выражения (4.20) видно, что диод можно считать плоскостным при  $r_0/L_p > 2 \div 3$ , так как при этом его переходная характеристика отличается от случая действительно плоскостного диода ( $A = \infty$ ) не более чем на 25—30% в любой момент времени после переключения.

Асимптотические представления  $j(\mathcal{J})$  при малых и больших значениях  $\mathcal{J}$  имеют вид

$$j(t) \simeq j_{\text{пр}} \frac{A}{1+A} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} \simeq \frac{r_0 j_{\text{пр}}}{\sqrt{\pi D_p t}} e^{-t/\tau_p}, \quad \mathcal{J} \ll 1, \quad (4.21)$$

$$j(t) \simeq j_{\text{пр}} \frac{A}{1+A} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{2\sqrt{\pi \mathcal{J}^3}}, \quad \mathcal{J} \gg 1. \quad (4.22)$$

Поскольку  $e^{-\mathcal{J}} \simeq 1$  при  $\mathcal{J} \ll 1$ , то из (4.21) видно, что в начальной стадии после переключения переходный обратный ток не зависит от времени жизни дырок в базе, а определяется лишь радиусом  $p-n$ -перехода. Физически это может быть объяснено следующим образом. В точечном диоде постоянные времени диффузионного и рекомбинационного выравнивания концентрации дырок около  $p-n$ -перехода различны и равны соответственно  $r_0^2/D_p$  и  $\tau_p$ ; в плоскостном же диоде с толстой базой обе эти постоянные времени тождественно равны  $\tau_p$ . Поэтому в точечном диоде в течение времени  $t \ll \tau_p$  механизм диффузионного выравнивания концентрации дырок около  $p-n$ -перехода является определяющим, что и приводит к зависимости  $j(t)$  вида (4.21).

Таким образом, при выбранном для измерения определенном значении времени величины обратного тока должны быть пропорциональны току прямого смещения перед переключением и радиусу выпрямляющего контакта.

Умножая обе части выражения (4.20) на  $\mathcal{J}^{3/2}$  и проводя логарифмирование, можно представить это уравнение

в следующей форме:

$$\ln \left( \mathcal{J}^{3/2} \frac{i(t)}{i_{np}} \right) = \ln \frac{A}{1+A} + \ln \left[ \mathcal{J}^{3/2} \left( \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}} \right) \right]. \quad (4.23)$$

Нетрудно показать [30], что функция в правой части равенства (4.23) имеет ярко выраженный максимум при значении  $\mathcal{J} = 0,55$ . Таким образом, если построить экспериментальную зависимость вида  $\ln \left[ t^{3/2} \frac{i(t)}{i_{np}} \right] = f(t)$ ,

то максимум полученной кривой должен лежать при значении  $t = 0,55 \tau_p$  независимо от радиуса  $p$  —  $n$ -перехода.

Найдем величину заряда переключения

$$Q_n = \int_0^{\infty} i(t) dt = \frac{i_{np} \tau_p}{2} \frac{A}{1+A} = \frac{Q_n}{2} \frac{A}{1+A}. \quad (4.24)$$

Таким образом, несмотря на то, что величины накопленных зарядов в плоскостном и точечном диодах одинаковы при одинаковых значениях прямого тока и одинаковом времени жизни дырок в базе, величина заряда  $Q_n$ , переносимого переходным обратным током после переключения, в случае точечного диода в  $L_p/r_0$  раз меньше. Если также учесть, что из-за резких температурных воздействий при электроформовке время жизни дырок в базе точечного диода значительно меньше, чем в базе плоскостного, изготовленного из того же полупроводника, то становится понятным, почему в начальный период развития полупроводниковой электроники для быстродействующих импульсных схем могли применяться только точечные диоды.

**15.2. Переключение с задержкой.** Рассмотрим режим переключения с задержкой между моментом окончания импульса прямого тока и началом импульса обратного напряжения (см. рис. 2.5). Благодаря возможности сведения уравнения (4.2) к виду (1.28) распределения дырок в базе точечного диода в течение фазы задержки и после приложения обратного напряжения могут быть найдены и проанализированы аналогично тому, как это сделано в § 4 для плоскостного диода. Оказывается [30],

что в хвостовой части спада обратного тока при  $\mathcal{J} \gg 1$  (напомним, что  $\mathcal{J}$  отсчитывается от момента окончания фазы задержки, нормированная длительность которой обозначается через  $\mathcal{J}_3$ ), как и для плоскостного диода, можно получить [ср. с (2.24)]

$$j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J}) \simeq j_{\text{пр}} \frac{e^{-\mathcal{J}}}{\sqrt{\pi \mathcal{J}^{3/2}}} K_2, \quad (4.25)$$

где  $K_2$  — коэффициент, не зависящий от времени, а определяемый лишь значениями  $A$  и  $\mathcal{J}_3$  и при произвольных временах задержки равный

$$K_2(A, \mathcal{J}_3) = \frac{A}{1-A^2} \left[ (1-A^2)e^{-\mathcal{J}_3} - A \operatorname{erfc} \sqrt{\mathcal{J}_3} + \right. \\ \left. + A^2 \exp\left(\mathcal{J}_3 \frac{1-A^2}{A^2}\right) \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\mathcal{J}_3}}{A} \right]. \quad (4.26)$$

Нетрудно видеть, что при  $A \rightarrow \infty$   $K_2(\mathcal{J}_3) = 1 - K_1(\mathcal{J}_3)$ , где  $K_1$  определяется соотношением (2.14), и таким образом (4.25) переходит в (2.24).

В начальный период после переключения при малых значениях  $\mathcal{J}$  вид функции  $j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J})$  может быть получен лишь численным интегрированием общего аналитического выражения, описывающего поведение  $j(\mathcal{J}_3, \mathcal{J})$  при произвольных значениях  $\mathcal{J}$ . Расчеты, проведенные для двух образцов диодов [30], иллюстрируются графиками рис. 4.3. Интересно сравнить данные этого рисунка с графиками рис. 2.6. При длительности задержки  $t_3 = \tau_p$  обратный ток через время  $t = 0,2 \tau_p$  после переключения будет составлять:  $0,15 i_{\text{пр}}$  у плоскостного диода,  $0,02 i_{\text{пр}}$  у диода с  $r_0 = 0,5 L_p$  и  $0,002 i_{\text{пр}}$  у диода с  $r_0 = 0,05 L_p$ . Относительное уменьшение тока от введения указанной задержки у тех же диодов составит 3,5; 9; 14 раз соответственно. Из этих примеров видно, что, чем меньше величина  $r_0/L_p$ , тем быстрее восстанавливается равновесное распределение дырок в диоде во время фазы задержки. Иными словами, и при переключении в режиме с задержкой инерционность точечных диодов меньше, чем плоскостных (с тем же значением  $\tau_p$ ), причем введение задержки лишь усугубляет это различие.

**15.3. Фаза постоянного обратного тока.** При переключении в цепи с ограничивающим сопротивлением представляет интерес определение длительности фазы постоянного обратного переходного тока. Так же как и в случае плоскостного диода, распределение дырок в базе

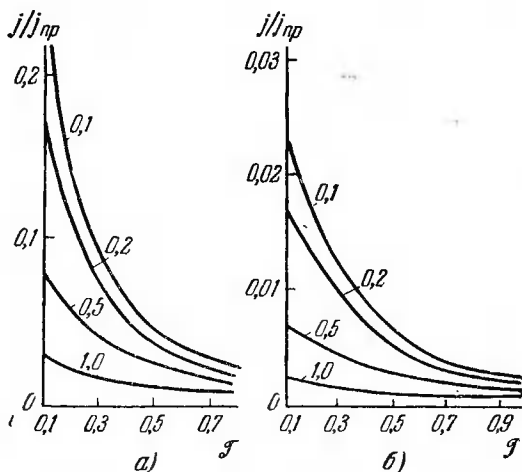


Рис. 4.3. Спад переходного обратного тока при различных длительностях времени задержки  $\mathcal{T}_3$  для двух точечных диодов.  
а)  $A = 0,5$ ; б)  $A = 0,05$ .

в течение этой фазы описывается решением уравнения (4.2) с начальным распределением (4.6) и граничным условием на  $p-n$ -переходе (4.3), где в качестве  $j$  взято значение  $j_0$ . Это решение получено в работах [8, 30], здесь же из-за громоздкости нами не приводится. Положив, что  $p(r_0) = 0$  при  $t = t_1$ , получаем уравнение, связывающее длительность первой фазы  $\mathcal{T}_1$  с радиусом  $p-n$ -перехода и режимом переключения ( $B = j_0/j_{np}$ ):

$$\frac{1}{1+B} = \frac{A}{A-1} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{T}_1} + \frac{1}{1-A} \left[ 1 - \exp\left(\mathcal{T}_1 \frac{1-A^2}{A^2}\right) \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\mathcal{T}_1}}{A} \right]. \quad (4.27)$$

При  $A \rightarrow \infty$  выражение (4.27) переходит, как и следовало ожидать, в (2.28). Графики зависимости  $\mathcal{J}_1$  от  $B$  при различных значениях  $A$ , построенные на основании (4.27), приведены на рис. 2.8. Из рассмотрения этих графиков видно, что в интервале значений  $0,1 < B < 1,0$  и  $0,01 < A < 0,1$  (т. е. для диодов с очень малым радиусом  $p-n$ -перехода) приблизительно длительность полочки  $\mathcal{J}_1$  пропорциональна  $A^{1,5} \div A^{1,8}$ . Положив для качественной оценки  $\mathcal{J}_1 \sim A^2$ , получаем

$$t_1 \sim \tau_p A^2 = \frac{r_0^2}{D_p}. \quad (4.28)$$

Таким образом, при малых радиусах  $p-n$ -перехода длительность первой фазы переключения пропорциональна постоянной времени  $\frac{r_0^2}{D_p}$ , а не  $\tau_p$ , т. е. и в этом случае процесс диффузионного выравнивания дырок около  $p-n$ -перехода доминирует над процессом рекомбинации.

Расчеты, проведенные с использованием (4.27), показывают, что при  $A = 2$  длительность полочки  $t_1$  не более чем вдвое отличается от случая  $A = \infty$  при всех возможных значениях  $i_0/i_{пр}$ .

**15.4. Послеинжекционное напряжение.** Спад послеинжекционного напряжения после прекращения прямого тока через точечный диод в режиме холостого хода исследован Госсиком [4, 53] и Армстронгом [100, 101]. Использование общего решения для  $p(R, \mathcal{J})$  в случае разомкнутой цепи позволяет получить следующее выражение, описывающее спад послеинжекционного напряжения:

$$u(t) = u(0) + \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{1}{1-A} \exp \left( \mathcal{J} \frac{1-A^2}{A^2} \right) \operatorname{erfc} \frac{V\sqrt{\mathcal{J}}}{A} - \frac{A}{1-A} \operatorname{erfc} \sqrt{V\mathcal{J}} \right]. \quad (4.29)$$

При  $A \rightarrow \infty$  это выражение переходит в (2.49), характеризующее поведение плоскостного диода. При малых значениях радиуса контакта ( $A \ll 1$ ) и малых значениях времени после переключения ( $\mathcal{J} < 1$ ) первый член под знаком логарифма значительно больше второго и (4.29)

переходит в

$$u(t) \simeq u(0) + \frac{kT}{q} \ln \left[ \exp \frac{D_p t}{r_0^2} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{D_p t}}{r_0} \right]. \quad (4.30)$$

В (4.29) и в (4.30) выражение под знаком логарифма равно 1 при  $\mathcal{J}=0$ , а при любых значениях  $\mathcal{J}$  и  $A$ , отличных от нуля, это выражение меньше единицы и уменьшается при возрастании  $\mathcal{J}$ ; поэтому указанные уравнения описывают монотонный спад напряжения на  $p-n$ -переходе от начальной величины  $u(0) = u_{\text{пр}}$  до нуля.

Соотношение (4.30) показывает, что в начальной стадии процесса переключения скорость спада напряжения на  $p-n$ -переходе не зависит от времени жизни дырок в базе  $\tau_p$ , а определяется лишь радиусом  $p-n$ -перехода, входящим в (4.30) через постоянную времени  $\frac{r_0^2}{D_p}$ .

Соотношение вида (4.30) было получено в [4, 53, 100], однако авторами этих работ не было обращено внимания на то, что оно справедливо лишь при достаточно малых значениях  $\mathcal{J}$ , т. е. сразу после переключения.

Госсик [53] проанализировал этот участок кривой спада послеинжекционной э. д. с. ( $\mathcal{J} < 1$ ,  $A < 1$ ) при условии, что коэффициент инжекции контакта  $\gamma$  отличен от единицы. Он установил, что спад послеинжекционного напряжения  $u(t)$  по-прежнему описывается выражением (4.30), только вместо  $r_0$  в него надо подставить произведение  $\gamma r_0$ . Таким образом, снижение инерционности диода зависит от уменьшения коэффициента инжекции в такой же степени, как и от уменьшения радиуса  $p-n$ -перехода.

При малых значениях радиуса контакта ( $A \ll 1$ ) и достаточно больших  $\mathcal{J}$ , таких, что  $\sqrt{\mathcal{J}} \gg 1$  и  $\frac{\sqrt{\mathcal{J}}}{A} \gg 1$ , выражение (4.30) также может быть упрощено. В этом случае оба члена под знаком логарифма соизмеримы между собой, поэтому разложение интеграла ошибок в ряд необходимо вести вплоть до членов второго порядка малости. Проводя указанные преобразования, получаем

$$u(t) \simeq u(0) + \frac{kT}{q} \ln \frac{A e^{-\mathcal{J}} (1+A)}{2\sqrt{\pi \mathcal{J}^3}}. \quad (4.31)$$

При выводе соотношений (4.29)—(4.31) мы пренебрегли значением  $p_{n0}$  по сравнению с  $p(R, \mathcal{J})$ . Это означает, что указанные выражения верны при  $u(t) \gg \frac{kT}{q}$ .

Дифференцирование (4.31) по  $t$  дает

$$\frac{du(t)}{dt} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p} \left(1 + \frac{3}{2\mathcal{J}}\right) \approx -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p}, \quad (4.32)$$

где второе равенство в этом соотношении получено при  $\mathcal{J} \gg 1$ . Интересно отметить, что приближенное равенство в (4.32) в точности совпадает с (2.52), т. е. вдали от начала переходного процесса на кривой спада послейнжекционной э. д. с. точечного диода имеется участок, близкий к прямолинейному, с наклоном, определяемым значением времени жизни дырок в базе. Практически очень часто при наблюдении спада послейнжекционного напряжения на точечном диоде прямолинейный участок не удастся выделить вообще, что объясняется переходом

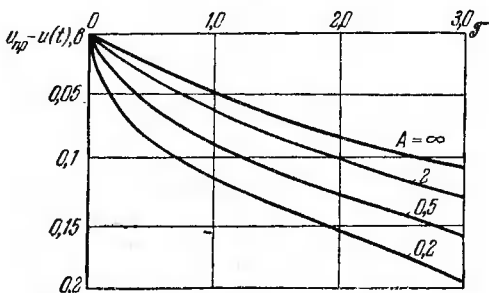


Рис. 4.4. Послейнжекционная э. д. с. диодов с полусферическим  $p-n$ -переходом.

от начальной фазы, описываемой выражением (4.30), сразу к конечной фазе, во время которой  $u(t)$  снова нелинейно, так как  $u(t) \leq \frac{kT}{q}$ .

Переходные функции  $u(t)$ , рассчитанные с использованием точного выражения (4.29) для ряда диодов, приведены на рис. 4.4. Рассмотрение их подтверждает справедливость применения соотношений (4.30) и (4.32) для

приближенного описания отдельных участков переходной характеристики.

**15.5. Установление стационарного распределения.** При рассмотрении всех переходных процессов в точечных диодах нами предполагалось, что переключение происходит из состояния, когда прямой ток протекал через диод неограниченно долго, так что в базе успело установиться стационарное распределение дырок вида (4.6).

Проведем оценку минимальной длительности импульса прямого тока, при которой можно считать распределение дырок в базе близким к установившемуся. Решение уравнения диффузии (4.2) с нулевым начальным распределением и граничным условием вида (4.3), где в качестве  $j$  взято значение  $j_{\text{пр}}$ , приводит к следующему выражению для изменения во времени концентрации дырок около  $p$ - $n$ -перехода:

$$p(A, \mathcal{J}_{\text{пр}}) = p_1 \left\{ \frac{A}{A-1} \operatorname{erf} \sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}} + \frac{1}{A-1} \left[ \exp\left(\mathcal{J}_{\text{пр}} \frac{1-A^2}{A^2}\right) \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\mathcal{J}_{\text{пр}}}}{A} - 1 \right] \right\}, \quad (4.33)$$

где величина  $p_1$  в соответствии с (4.7) имеет свое определенное значение, различное для каждого диода. Из (4.33) видно, что в начальный момент  $p(A) = 0$ , а при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} \rightarrow \infty$   $p(A) \rightarrow p_1$ . Если положить  $A = \infty$ , то (4.33) переходит в уравнение (1.58), описывающее процесс нарастания граничной концентрации дырок при подаче импульса прямого тока в плоскостном диоде.

На рис. 4.5 приведены графики изменения величины  $p(\mathcal{J})$  после начала протекания прямого тока для различных диодов, построенные на основании (4.33). При уменьшении радиуса выпрямляющего контакта время достижения стационарного состояния также уменьшается. Сравнение кривых  $p(A, \mathcal{J}_{\text{пр}})$  при больших значениях  $A$  показывает, что практически диоды с  $A \geq 2 \div 3$  можно считать плоскостными.

Для диода с очень малым радиусом  $p$ - $n$ -перехода ( $A \ll 1$ ) выражение (4.33) может быть преобразовано к виду

$$p(A, \mathcal{J}_{\text{пр}}) \simeq p_1 \left( 1 - \frac{3A}{\sqrt{\pi \mathcal{J}_{\text{пр}}}} \right), \quad (4.34)$$

при выводе которого предполагалось, что  $A^2 < \mathcal{J}_{\text{пр}} < 1$ . Именно эти значения  $\mathcal{J}_{\text{пр}}$  представляют для нас интерес, так как лишь при  $\mathcal{J}_{\text{пр}} > A^2$  значения  $p(A, \mathcal{J}_{\text{пр}})$  приближаются к своему установившемуся значению, равному  $p_1$ .

Полагая для качественной оценки значение граничной концентрации близким к предельному при выполнении условия  $p(A) = 0,7 p_1$ , получим, что такое состояние

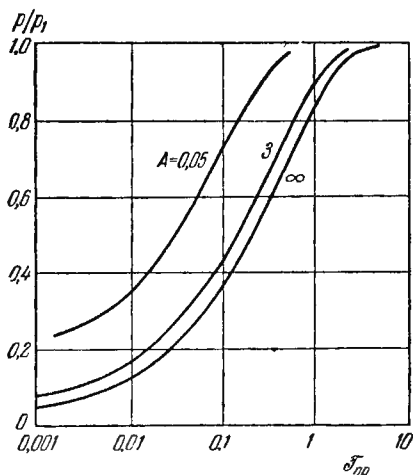


Рис. 4.5. Нарастание граничной концентрации дырок при протекании прямого тока.

достигается, если длительность импульса прямого тока превышает некоторое минимальное значение, определяемое соотношением

$$t_{\text{пр}}^{(\text{мин})} \simeq 3A^2 \tau_p = 3 \frac{r_0^2}{D_p}. \quad (4.35)$$

Таким образом, время установления стационарного распределения дырок в базе точечного диода при протекании импульса прямого тока не зависит от времени жизни дырок в базе, а определяется лишь радиусом  $p-n$ -пере-

хода или, точнее, постоянной времени  $\frac{r_0^2}{D_p}$ . Замечая, что для плоскостного диода  $t_{\text{пр}}^{(\text{мин})} \simeq 0,5\tau_p$ , находим, что время установления стационарного распределения дырок в точечном диоде в  $\frac{0,15}{A^2}$  раз меньше, чем в плоскостном, при том же значении времени жизни дырок.

Для всех реальных точечных диодов  $r_0 < 25$  мкм, поэтому величина  $t_{\text{пр}}^{(\text{мин})}$  не превышает нескольких десятых долей микросекунды, и практически условия подавляющего большинства экспериментов с точечными диодами соответствуют случаю установившегося прямого тока.

**15.6. Общее сравнение с плоскостным диодом.** Проведем общее сопоставление переходных процессов в плоскостных диодах и диодах с полусферическим контактом.

Прежде всего, из данных этой главы следует, что соответствующие формулы для того или иного нестационарного процесса в плоскостном диоде получаются из более общего выражения для произвольного значения  $r_0/L_p$  путем предельного перехода к  $r_0/L_p \rightarrow \infty$ , т. е. при всех условиях плоскостной диод является частным случаем диодов с полусферическим контактом произвольного радиуса. Практически диод можно считать плоскостным при  $A \geq 2 \div 3$ , что дает точность определения параметров, характеризующих различные переходные процессы, в 20 ÷ 30%. В качестве таковых параметров могут быть использованы значения  $Q_{\text{п}}$ ,  $t_1$ ,  $i(t)$  в заданный момент времени,  $\frac{du(t)}{dt}$  и т. п. Если можно довольствоваться определением этих параметров с точностью до множителя 2, то уже при  $A \geq 1$  можно использовать формулы, выведенные для плоскостного диода.

Напротив, при значениях  $A < 0,5$  длительности различных переходных процессов существенно меньше, чем при  $A = \infty$ , и экспериментально разница между этими двумя диодами не может остаться незамеченной.

Как и для плоскостных, для точечных диодов значения переходного обратного тока в любом режиме переключения пропорциональны току прямого смещения: все

расчетные формулы включают в себя лишь отношения  $j(t)/j_{\text{пр}} = i(t)/i_{\text{пр}}$ , а не порознь эти величины.

В начальной стадии любого переходного процесса в точечном диоде скорость установления нового равновесного состояния определяется постоянной времени  $r_0^2/D_p$ , связанной с геометрией контакта, и не зависит от времени жизни дырок в базе. Длительность полочки  $t_1$ , время спада послеемкционной э. д. с., время установления стационарной концентрации дырок у  $p-n$ -перехода при включении прямого тока находятся в прямой пропорциональности с указанной постоянной времени; значения обратного тока сразу после переключения (при  $R_{\text{н}} = 0$ )

пропорциональны  $\sqrt{\frac{r_0^2}{D_p}}$ .

При достаточном удалении от момента переключения зависимости тех или иных характеристик от времени начинают определяться постоянной релаксации  $\tau_p$ , т. е. в точности так же, как и для плоскостного диода с тем же временем жизни дырок в базе. Отличие заключается в том, что абсолютные значения переходных токов или напряжений в случае точечного диода при данном значении  $t$  всегда меньше, чем у аналогичного плоскостного диода, причем отличие тем существеннее, чем меньше значение  $r_0/L_p$ .

Интересно, что величина заряда переключения, являющаяся интегральной характеристикой переходного процесса, сопровождающего переключение, в одинаковой степени зависит от обеих постоянных времени, как  $r_0^2/D_p$ , так и  $\tau_p$ . Действительно, при  $A \ll 1$  из (4.24) получаем

$$Q_{\text{п}} \simeq \frac{i_{\text{пр}} \tau_p}{2} A = \frac{i_{\text{пр}}}{2} \sqrt{\tau_p} \sqrt{\frac{r_0^2}{D_p}}. \quad (4.36)$$

Объяснение этих особенностей точечных диодов связано с тем, что в начальной стадии любого переходного процесса установление равновесного распределения дырок около  $p-n$ -перехода определяется в основном диффузионным выравниванием, эффективность которого тем выше, чем меньше постоянная времени  $r_0^2/D_p$ .

При дальнейшем протекании процесса, после того как благодаря диффузии резкая неоднородность распределения дырок в базе устранена, убыль дырок обусловлена только их рекомбинацией, т. е. определяется постоянной времени  $\tau_p$ .

## § 16. Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования переходных процессов в точечных диодах при переключении осуществлялись многими авторами, начиная еще с конца сороковых годов. Однако не все полученные результаты могут быть использованы для сопоставления с выводами теории; это объясняется исключительной сложностью объектов исследования, тем, что в большинстве случаев многие важнейшие параметры диодов оказываются неопределенными.

**16.1. Наблюдение спада переходного обратного тока.** В опытах Вальтца [95] наблюдались переходные процессы в точечных формованных диодах, изготовленных из электронного германия с  $\rho = 10 \text{ ом} \cdot \text{см}$ . Диаметр сформованной  $p$ -области был близок к 50 мкм, время жизни дырок не измерялось. Кривая спада обратного тока у всех диодов распадалась на два участка: начальный очень значительный выброс, оканчивающийся примерно за 0,01 мксек, и «хвост», продолжающийся в течение 0,05 мксек и более. Вальтц предположил, что исследованные им точечные диоды имели крайне низкое значение коэффициента инжекции ( $\gamma \approx 0,02$ ), поэтому при протекании прямого тока происходит эффективное накопление электронов в  $p$ -области. Именно этим, по его мнению, и объясняется большой, но короткий начальный бросок обратного тока. Дырки в базе диода также накапливаются при протекании прямого тока, причем главным образом в различного рода ловушках, образующихся в германии при проведении электроформовки. Освобождение дырок из ловушек с постоянной времени  $\sim 0,05 \text{ мксек}$  и объясняет наличие «хвоста» на переходной характеристике обратного тока.

Другое объяснение экспериментальных результатов Вальтца дали Гендерсон и Тилмэн [30]. Прежде всего,

был подвергнут критике ловушечный механизм накопления дырок в базе. При оседании на ловушках величина накопленного заряда дырок должна при достаточно большом значении прямого тока  $i_{пр}$ , когда все ловушки «насытятся», не зависеть от величины  $i_{пр}$ ; однако на практике наблюдается почти прямая пропорциональность  $i(t)$  и  $i_{пр}$  как в начальной части переходного процесса, так и в хвостовой. Более разумным представляется предположение о том, что коэффициенты инжекции исследованных формованных контактов были хотя и меньше 1, но значительно больше 0,02. В этом случае спад обратного тока в хвостовой части может быть объяснен накоплением и рассасыванием дырок в базе в соответствии с уравнением (4.20) или (4.22). Для количественного объяснения результатов Вальтца необходимо предположить, что  $\tau_p = 0,3$  мксек, что представляется вполне разумным для некоторых типов быстродействующих диодов. Прямая пропорциональность переходного обратного тока

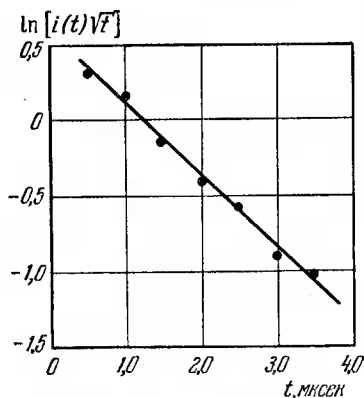


Рис. 4.6. Изменение переходного обратного тока точечного диода во времени при  $\tau_p = 2$  мксек.

тока прямого смещения была обнаружена и в работе [56]. Измерения проводились на промышленных точечных германиевых диодах в диапазоне прямых токов  $i_{пр} = 5 \div 30$  ма с использованием аппаратуры с разрешающим временем менее 0,02 мксек.

Специальные эксперименты, направленные на подтверждение расчетных формул, были поставлены Армстронгом, Метцом и Веймэном [102]. На рис. 4.6 показана полученная ими для одного из образцов точечных диодов зависимость  $\ln[i(t)\sqrt{t}]$  от  $t$ . Вид этой зависимости (прямая линия) подтверждает справедливость выражения (4.21), описывающего начальную часть пере-

ходного процесса. Эффективное время жизни дырок в базе, найденное по наклону прямой на рис. 4.6, составляло  $\tau_p = 2$  мксек, что совпадало с результатами некоторых других экспериментов.

В качестве одного из параметров переходного процесса использовалось значение обратного тока  $i_{\mathcal{G}}$ , измеренное через 2 мксек после переключения диода на обратное напряжение. Расчет, проведенный с использованием (4.21), показывает, что при  $i_{\text{пр}} = 30$  ма и  $r_0 = 25$  мкм величина  $i_{\mathcal{G}}$  должна составлять 3,6 ма. Экспериментально наблюдается  $i_{\mathcal{G}} \simeq 1,2$  ма.

Объяснение этого расхождения не было найдено в работе [102]. В то же время оно тривиально и связано с тем, что вместо (4.21) необходимо было использовать точную формулу (4.20), справедливую при любых значениях  $A$  и  $\mathcal{F}$ . Расчет, проведенный по этой формуле при  $r_0 = 25$  мкм,  $\tau_p = 2$  мксек и  $i_{\text{пр}} = 30$  ма с использованием графика рис. 2.1, приводит к величине  $i_{\mathcal{G}} \simeq 1$  ма, что практически совпадает с экспериментальным значением этого параметра.

Изготовление и исследование специальных партий точечных диодов с формованным контактом диаметром от 25 до 50 мкм показали, что имеется прямая пропорциональность величин  $i_{\mathcal{G}}$  и  $r_0$ , как это и предсказывается формулой (4.21).

Таким образом, эксперименты [102] подтвердили справедливость зависимости переходного обратного тока от  $r_0$ ,  $t$ ,  $\tau_p$ ,  $i_{\text{пр}}$ , определяемой выражением (4.20).

Некоторые исследования промышленных образцов германиевых точечных диодов были проведены Гендерсоном и Тилмэном [30] с использованием чувствительной стробоскопической методики (разрешающее время менее 0,015 мксек). Было установлено качественное согласие с теорией, однако наблюдаемые количественные расхождения оказались очень значительными. Для того чтобы совместить результаты измерения идентичных (по методу изготовления) образцов диодов, приходилось допускать десятикратное различие параметра  $\tau_p$  у этих приборов.

Сопоставление описанных экспериментов показывает, что проверка теоретических формул измерениями на

промышленных точечных диодах весьма затруднительна, так как у этих диодов неопределены такие важные характеристики, как  $\tau_p$  и  $t_0$ , и практически совершенно неизвестно значение коэффициента инжекции  $\gamma$ . Без знания этих величин при объяснении экспериментальных результатов допустимы весьма произвольные теоретические толкования.

**16.2. Исследование микросплавных диодов.** Гендерсон и Тилмэн [30] провели проверку соотношения (4.20) на специально изготовленных образцах диодов с полусферическим выпрямляющим контактом. Диоды с малой площадью  $p$ - $n$ -перехода получались путем сплавления навесок индия в германий  $n$ -типа со временем жизни дырок  $\tau_p = 500$  мксек. После проведения сплавления значение  $\tau_p$  резко уменьшалось, однако все же сохранялось на уровне  $11 \pm 2$  мксек, что подтверждалось измерением диффузионной длины методом светового зонда. Всплавленные области индия были близки к полусферическим и для трех исследованных образцов диодов имели радиусы 0,1; 0,2 и 0,29 мм соответственно. Таким образом, значения  $A$  для этих образцов изменялись в пределах от 0,5 до 1,5. После травления все  $p$ - $n$ -переходы имели вольтамперные характеристики с ярко выраженным участком насыщения обратного тока, что свидетельствовало о пренебрежимо малом влиянии поверхностных утечек.

У изготовленных образцов диодов снимались зависимости переходного обратного тока от времени при переключении с прямого тока  $i_{пр} \simeq 10$  ма на обратное напряжение 7 в. Сопротивление в цепи диода было настолько мало, что длительность полочки не превышала  $t_1 = 0,1$  мксек, т. е. при рассмотрении процессов при  $t \gg \gg 0,1$  мксек можно было полагать, что переключение происходило в цепи с  $R_n = 0$ . Найти вид кривой  $i(t)$  при наличии задержки не удалось из-за недостаточной чувствительности аппаратуры даже при использовании стробоскопического метода.

Построенные на основании экспериментальных данных зависимости  $\ln \left[ \frac{i(t)}{i_{пр}} t^{3/2} \right]$  от  $t$  приведены на рис. 4.7.

Значения  $\tau_p$ , определенные по максимуму этих кривых [см. уравнение (4.23) и его анализ], составляли 11; 9 и 12 мксек для трех исследованных диодов, что совпадает с величиной  $\tau_p = 11 \pm 2$  мксек, найденной по методу светового зонда. Значения  $\tau_p$ , полученные из анализа хвостовых частей кривых  $i(t)$  при больших значениях  $t$ , были несколько меньше и составляли 7; 7,5 и 6,5 мксек для тех же диодов. Объяснение этого расхождения может быть связано с низкой точностью определения функции  $i(t)$  при больших значениях  $t$ , когда полезный сигнал оказывается соизмеримым с собственными шумами измерительного устройства.

Рассмотрение графиков рис. 4.7 подтверждает и точное количественное соответствие измеренных значений  $i(t)$  теоретическим формулам. Отношение между величинами  $i(t)$  при любом фиксированном значении  $t$  для рассматриваемых трех диодов ( $A=0,5; 1,0; 1,5$ ) должно быть на основании (4.20) равно 1 : 1,5 : 1,8. Из экспериментальных кривых при  $t=10$  мксек это отношение составляет 1 : 1,45 : 1,85. Экспериментальное значение  $\frac{i(t)}{i_{пр}} = 0,5$  при  $t=1$  мксек для диода с  $A=1,5$ , а рассчитанное на основании (4.20) равно 0,6.

Те же образцы микросплавных диодов исследовались при переключении в цепи с большим нагрузочным сопротивлением, а также при выключении прямого тока в режиме холостого хода. Зависимости длительности полочки от режима переключения для всех трех диодов показаны на рис. 4.8. Обработка этих кривых приводит

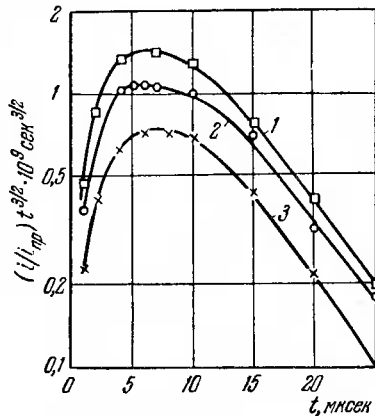


Рис. 4.7. Связь  $(i/i_{пр})t^{3/2}$  с  $t$  для диодов с  $r_0 = 0,29$  мм (1); 0,20 мм (2) и 0,10 мм (3).

к значениям  $\tau_p$ , равным 12; 9 и 10 мксек соответственно, что близко к значениям, полученным ранее в режиме переключения с  $R_H=0$ .

Наблюдение спада послееинжекционной э. д. с. после переключения импульса прямого тока в режиме открытой цепи подтвердило, по крайней мере качественно, основные предсказания теории.

После первоначального скачкообразного изменения напряжения на диоде, связанного с наличием омического падения на сопротивлении базы, наблюдается нелинейный участок быстрого спада  $u(t)$ , тем более значительный, чем меньше радиус вплавленного контакта. В дальнейшем при  $t > 10 \div 15$  мксек кривые  $u(t)$  выходят на прямолинейные участки, из наклона которых вытекает, что значения  $\tau_p$  равны 9,5; 7 и 8 мксек для исследуемых образцов. Экспериментальные точки хорошо совмещались с теоретическими кривыми,

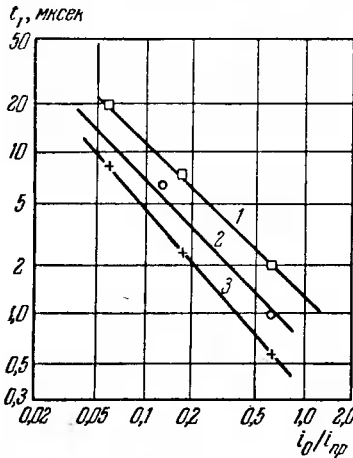


Рис. 4.8. Зависимость длительности первой фазы переключения от  $i_0/i_{пр}$  для трех образцов микросплавных диодов с  $r_0 = 0,29$  мм (1); 0,20 мм (2) и 0,10 мм (3).

рассчитанными на основании (4.29) при использовании этих значений  $\tau_p$ . Совпадение расчетных и измеренных значений было отмечено как на нелинейном, так и на линейном участках вплоть до значений  $t = 3\tau_p$ .

Сопоставляя результаты всех экспериментов, видим, что значения времени жизни дырок, найденные путем обработки переходных характеристик, описывающих различные режимы переключения, равны  $9,5 \div 12$  мксек для диода с  $r_0 = 0,029$  см;  $8 \div 12$  мксек при  $r_0 = 0,020$  см и  $7 \div 9$  мксек при  $r_0 = 0,010$  см. Таким образом, точность совпадения отдельных значений  $\tau_p$  для каждого из диодов не хуже  $\pm 10\%$ .

Ряд исследований переходных процессов в диодах с полусферическим контактом был проведен нами совместно с Н. В. Постниковой. Измерения проводились на образцах германиевых диодов с золотой связкой. Выпрямляющий контакт получался путем приварки острия иглы к кристаллу германия с разогревом места сплавления импульсом электрического тока. Игла изготавливалась из сплава золота с присадкой галлия, что обеспечивало высокую проводимость рекристаллизованной  $p$ -области и значение  $\gamma=1$  во всем диапазоне прямых токов, пропускаемых через диоды при измерениях.

Радиус выпрямляющего контакта определялся из измерения зависимости емкости диода  $C_d$  от обратного напряжения  $u_{обр}$ . Построение этой зависимости в координатах  $1/C_d^2$  и  $u_{обр}$  позволяет по отклонению от прямой линии найти емкость корпуса  $C_k$ , а затем уже и емкость  $p-n$ -перехода  $C_{p-n}$  по формуле  $C_{p-n} = C_d - C_k$ . Емкость  $C_{p-n}$  и удельное сопротивление исходного германия однозначно определяют

усредненный радиус вплавленной области  $r_0$ . Для того чтобы уменьшить влияние операции сварки на снижение времени жизни дырок, использовался германий со специально уменьшенным значением  $\tau_p$ . Это достигалось путем двойного легирования слитков в процессе их вытягивания сурьмой (для получения нужного  $\rho$ ) и золотом (для снижения  $\tau_p$ ). Концентрация золота менялась в пределах  $(2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что приводило к значениям  $\tau_p \approx 0,05 \div 0,2 \text{ мксек}$ . Время

жизни дырок в готовых приборах, изготовленных из одного слитка германия (с постоянными  $\rho$  и  $N_{Au}$ ), колебалось очень незначительно, что проверялось дополнительными контрольными экспериментами.

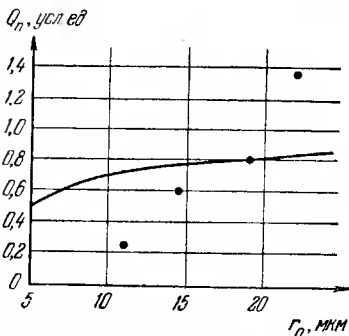


Рис. 4.9. Зависимость заряда переключения от радиуса полусферического  $p-n$ -перехода (теоретическая кривая и экспериментальные точки).

В качестве параметра, характеризующего инерционность диодов, был использован заряд переключения  $Q_{\Pi}$ . Величина  $Q_{\Pi}$  измерялась при переключении с  $i_{\text{пр}}=2$  ма на  $u_{\text{обр}}=10$  в, погрешность при отсчете  $Q_{\Pi}$  не превышала 5 пкул. При времени жизни дырок в исходном германии  $\tau_p \simeq 0,1$  мксек наблюдалось удовлетворительное совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой, построенной на основании (4.24).

При меньших значениях параметра  $\tau_p$  ( $\sim 5 \cdot 10^{-9}$  сек) зависимость  $Q_{\Pi}$  от  $r_0$  была более резкой (рис. 4.9), чем следует из теории. Удовлетворительное объяснение наблюдаемому эффекту не удалось найти.

Рассмотренные эксперименты показывают, что во всех известных разновидностях диодов, которые могут быть отнесены к модели диода с полусферическим  $p-n$ -переходом (точечные с формованным контактом, микроплавные, сварные), переходные процессы удовлетворительно, по крайней мере полуколичественно, описываются теоретическими формулами § 15.

---

## ГЛАВА V

### ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В БАЗЕ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

#### § 17. Встроенное поле в базе диода

В предыдущих главах нами предполагалось, что базовая область диода однородна по своим электрофизическим характеристикам и, в частности, по значению концентрации донорной примеси, а следовательно, и по удельному сопротивлению  $\rho_n$ .

Имеется, однако, широкий круг приборов, для которых это предположение несправедливо. К их числу, прежде всего, относятся диоды и транзисторы, изготовленные методом диффузии.

Все разновидности неравномерного распределения концентрации донорной примеси в базовой области можно подразделить на две категории: возрастание величины  $N_d$  по мере удаления от  $p-n$ -перехода в глубь базы и убывание  $N_d$  в том же направлении. К первой категории относятся те диоды, у которых  $p-n$ -переход изготовлен путем диффузии акцепторной примеси в однородный полупроводник  $n$ -типа (диффузионные диоды, коллекторные  $p-n$ -переходы дрейфовых транзисторов). У приборов второй категории сама базовая область имеет диффузионное происхождение, а сильно легированная  $p$ -область создается либо путем дополнительной диффузии, либо вплавлением (эмиттерные  $p-n$ -переходы дрейфовых транзисторов). Виды неравномерного распределения концентрации активных примесей в диодах представлены на рис. 5.1.

Известно, что в объеме полупроводника с неравномерным распределением донорной или акцепторной

примеси существует электрическое поле. Рассмотрим полупроводник  $n$ -типа, далекий от собственной проводимости, в котором концентрация донорной примеси  $N_d$  монотонно изменяется в направлении  $x$ .

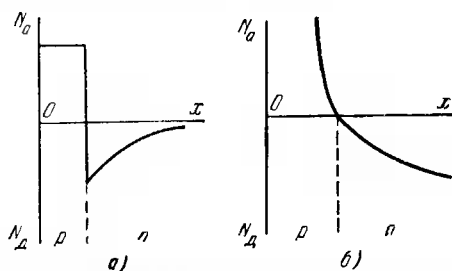


Рис. 5.1. Неравномерное распределение концентрации донорной примеси в диффузионных диодах с ускоряющим (а) и тормозящим (б) полями.

В соответствии с принципом зарядовой нейтральности в этом случае для каждой точки базовой области должно выполняться соотношение

$$n_{n0}(x) \simeq N_d(x). \quad (5.1)$$

В состоянии термодинамического равновесия диффузионный поток свободных электронов в направлении убывания их концентрации уравнивается дрейфовым потоком электронов в противоположном направлении, так что суммарный электронный ток равен нулю. Уравнение (1.4) для состояния равновесия (т. е. при отсутствии тока) имеет вид

$$q\mu_n n_{n0}(x)E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0. \quad (5.2)$$

Учитывая равенство (5.1) и используя соотношение Эйнштейна ( $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$ ), получаем следующее выражение для напряженности электрического поля в базовой области:

$$E(x) = - \frac{kT}{q} \frac{1}{N_d(x)} \frac{dN_d(x)}{dx}. \quad (5.3)$$

Таким образом, наличие в полупроводнике  $n$ -типа градиента концентрации донорных атомов приводит к появлению электрического поля, направленного в сторону уменьшения концентрации примеси. Нетрудно показать, что в полупроводнике  $p$ -типа наличие градиента концентрации акцепторной примеси приводит к появлению поля, направленного в сторону возрастания концентрации примеси и описываемого выражением, аналогичным формуле (5.3). Это поле называют «встроенным», так как оно связано не с протеканием электрического тока через объем полупроводника, а образуется одновременно с изготовлением диода.

Электрическое поле в базе с неравномерно распределенной донорной примесью воздействует на инжектированные  $p-n$ -переходом избыточные дырки, меняя как характер их равновесного распределения, так и скорость установления состояния равновесия. Электрическое поле неравномерно легированного полупроводника противодействует потоку неосновных носителей, направленному в сторону возрастания концентрации примеси, и содействует потоку неосновных носителей заряда, направленному в сторону уменьшения концентрации примеси. В зависимости от характера воздействия электрического поля в базе диода на поток неосновных носителей заряда поле называют «тормозящим» или «ускоряющим».

Выражение (5.3) остается справедливым во всех тех участках базы, где  $n_{n0}(x) \gg p(x)$ , т. е. при условии низкого уровня инжекции. Очевидно, что при возрастании уровня инжекции, когда концентрация избыточных дырок становится соизмеримой с концентрацией атомов донорной примеси, а затем и превышает ее, поле, созданное неравномерным распределением донорной примеси, сначала ослабевает, а затем практически полностью исчезает.

Поэтому все процессы в диодах со встроенным полем в базе представляют интерес лишь в приближении низкого уровня инжекции.

Характер воздействия встроенного поля на вид переходных процессов в диоде определяется как величиной напряженности поля, так и, главным образом, его направлением.

При протекании прямого тока через диод с тормозящим полем это поле противодействует диффузионному распространению инжектированных дырок в направлении от  $p-n$ -перехода в глубь базы. Избыточные дырки как бы «прижимаются» полем к  $p-n$ -переходу, поэтому по сравнению со случаем отсутствия поля концентрация дырок у  $p-n$ -перехода повышается, а их концентрация в удаленных областях базы уменьшается. В зависимости от величины напряженности поля степень прижатия дырок к  $p-n$ -переходу будет различной.

Изменение характера распределения концентрации избыточных дырок в базе при протекании прямого тока приводит и к соответствующим изменениям вида переходного процесса при переключении диода на обратное направление.

Увеличение концентрации дырок у  $p-n$ -перехода приводит к тому, что возрастает время, необходимое для вытягивания дырок током первой фазы до такого состояния, когда их концентрация у  $p-n$ -перехода становится равной нулю. Дырки, находящиеся в периферийных областях базы, под действием тормозящего поля в период первой фазы будут дрейфовать к  $p-n$ -переходу. Это также ведет к увеличению длительности первой фазы.

Затягивание фазы высокой обратной проводимости означает, что в это время вытягивается значительно большая доля избыточных дырок, чем у диода без поля в базе. Таким образом, наличие тормозящего поля приводит к уменьшению количества избыточных дырок, остающихся в базе по окончании первой фазы. Поэтому длительность второй фазы восстановления обратного сопротивления диода с тормозящим полем уменьшается.

Наличие дрейфового потока дырок к  $p-n$ -переходу уменьшает роль рекомбинации, что ведет к увеличению заряда переключения по сравнению с тем, который имел бы диод без поля в базе.

В некотором отношении диод с тормозящим полем подобен диоду с тонкой базой с неинжектирующим омическим контактом (см. гл. III). В обоих этих приборах, правда разными средствами, достигается локализация инжектированных избыточных дырок в непосредственной близости от  $p-n$ -перехода.

При протекании прямого тока через диод с ускоряющим полем в базе поле способствует распространению инжектированных дырок от  $p-n$ -перехода. Поэтому очевидно, что установившаяся граничная концентрация дырок будет меньше, чем в аналогичном диоде без поля, а в удаленных областях базы благодаря эффекту «затягивания» концентрация дырок соответственно повысится.

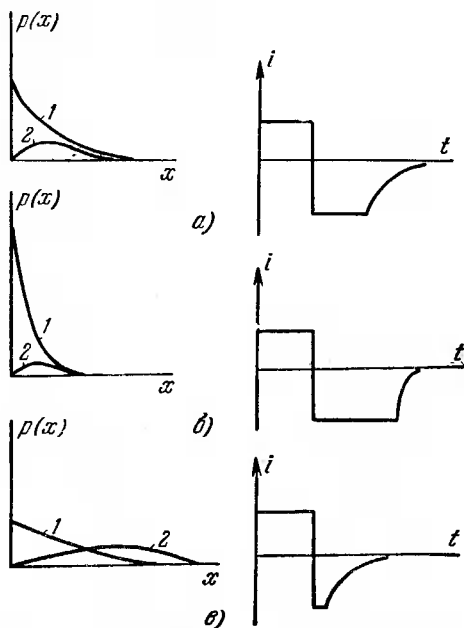


Рис. 5.2. Распределение дырок в базе при протекании прямого тока (1) и в момент окончания первой фазы восстановления (2) и осциллограммы переключения диодов с однородной базой (а), с тормозящим (б) и ускоряющим (в) полями.

Из сказанного ясно, что при переключении на обратное направление длительность фазы высокой обратной проводимости будет меньше, чем в диоде с тормозящим полем.

Относительно длительности второй фазы нельзя сделать однозначного заключения без проведения специального расчета, так как, с одной стороны, полное количество дырок в базе, оставшихся к моменту начала этой фазы, больше, чем в диоде без поля, а с другой стороны, дырки распределены дальше от  $p-n$ -перехода и дрейфуют в направлении удаления от него, что уменьшает долю дырок, достигающих  $p-n$ -перехода.

Оттягивание дырок от  $p-n$ -перехода в течение всего переходного процесса повышает роль рекомбинации и ведет, таким образом, к уменьшению величины заряда переключения по сравнению с диодом с однородной базой.

Можно считать, что с точки зрения переходного процесса переключения диод с ускоряющим полем в базе подобен диоду с полусферическим контактом малой площади. В обоих приборах накопление заряда избыточных дырок происходит в периферийных областях базы и, кроме того, дырки оттягиваются от  $p-n$ -перехода значительно интенсивнее, чем под действием сил диффузии в плоскостном диоде с однородной базой.

Различие характера распределения концентрации избыточных дырок, а также изменения переходного обратного тока при переключении по схеме рис. 1.1 для трех рассмотренных типов диодов иллюстрируется графиками рис. 5.2.

## § 18. Прямое смещение на диоде со встроенным полем

Найдем стационарное распределение инжектированных дырок в базе диода со встроенным полем, смещенного в прямое направление. При расчете используем модель плоскостного диода с полубесконечной базовой областью, рассмотренную в § 3.

Особенность нашего рассмотрения заключается в том, что, кроме перечисленных ранее общих предположений, вводится условие о наличии поля в базе. Для простоты будем считать, что в базе имеется постоянное электрическое поле напряженностью  $E$ , направленное перпендикулярно плоскости  $p-n$ -перехода и не меняющееся при инжекции дырок. При  $E > 0$  поле ускоряющее, при  $E < 0$  поле тормозящее.

Как следует из (5.3), напряженность электрического поля не будет зависеть от координаты, если распределение донорной примеси в базе следует экспоненциальному закону

$$N_d(x) = N_d(0) e^{kx}. \quad (5.4)$$

Изменение концентрации примеси, введенной в полупроводник методом диффузии, описывается обычно дополнением интеграла функции ошибок, который в ряде случаев может быть с достаточной степенью точности заменен экспонентой. Поэтому можно считать, что в реальных диффузионных диодах условие постоянства поля в базе с той или иной степенью точности выполняется.

При сделанных предположениях поведение дырок в базе диода описывается диффузионно-дрейфовым уравнением (1.11). Второй член в правой части этого уравнения учитывает влияние электрического поля на распределение концентрации дырок. Граничное условие в плоскости  $p$ - $n$ -перехода при протекании прямого тока плотностью  $j_{пр}$  имеет вид

$$-qD_p \frac{\partial p}{\partial x} + q\mu_p E p = j_{пр} \quad \text{при } x=0, \quad (5.5)$$

а при подаче на  $p$ - $n$ -переход заданного напряжения, как и ранее, граничное условие может быть записано в форме (1.20).

Решение уравнения (1.11) для стационарного случая ( $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ) с нулевым начальным распределением, с граничным условием (5.5) есть

$$p(X) = p_1 (V\sqrt{1+E_n^2} - E_n) \exp[X(E_n - \sqrt{1+E_n^2})], \quad (5.6)$$

где, как и раньше,  $X = x/L_p$ , а  $p_1$  определяется соотношением (1.26). Величина  $E_n$  представляет собой нормированное электрическое поле, равное

$$E_n = \frac{qL_p}{2kT} E. \quad (5.7)$$

Решение (5.6) было впервые получено Моллом, Кракауэром и Шеном [105]. Таким образом, распределение избыточных дырок в базе диода со встроенным полем

описывается экспоненциальной функцией, т. е. имеет тот же характер, что и для диода с однородной базой. Предэкспоненциальный член, т. е. концентрация дырок около  $p-n$ -перехода в случае тормозящего поля превышает  $p_1$ , а в случае ускоряющего поля меньше  $p_1$ . Показатель экспоненты отрицателен независимо от направленности поля, так что концентрация дырок убывает по мере удаления от  $p-n$ -перехода. Характеристическая длина этого убывания возрастает в случае ускоряющего поля и уменьшается в случае тормозящего.

При большой величине встроенного поля, когда  $|E_n| \gg 1$ , (5.6) может быть упрощено:

$$p(X) = 2p_1 |E_n| \exp(-2X |E_n|) \quad \text{при } E_n < 0, \quad (5.8)$$

$$p(X) = \frac{p_1}{2E_n} \exp\left(-\frac{X}{2E_n}\right) \quad \text{при } E_n > 0. \quad (5.9)$$

Таким образом, при сильном поле граничная концентрация возрастает (убывает) в  $2E_n$  раз, и «эффективная» диффузионная длина убывает (возрастает) в  $2E_n$  раз при наличии тормозящего (ускоряющего) поля. Здесь под «эффективной» диффузионной длиной мы понимаем такое расстояние, на котором концентрация инжектированных носителей спадает в  $e$  раз. Если поле слабое, т. е.  $|E_n| < 1$ , его влияние практически не сказывается и распределение дырок определяется только диффузионной длиной дырок и описывается соотношением (1.24).

Из (5.7) видно, что понятия «сильного» и «слабого» полей являются относительными и связаны не только с абсолютным значением напряженности встроенного поля, но и с диффузионной длиной дырок в базе. Физически это очевидно, так как в зависимости от того, какая из характеристических длин  $L_p$  или  $\frac{kT}{qE}$  меньше, в распределении дырок будут преобладающую роль играть рекомбинационные или дрейфовые процессы.

Оценим, насколько быстро устанавливается стационарное распределение дырок в базе диода со встроенным полем после приложения прямого смещения. Математическое решение этой задачи было проведено В. И. Гаманом [106] для более сложной модели диода, чем та, ко-

торуую мы используем. Рассмотрение велось для плоскостного диода с произвольной толщиной базы  $W$  и с произвольной скоростью поверхностной рекомбинации  $S_R$  в плоскости омического контакта. Остальные предположения совпадали со сделанными нами в начале этого параграфа.

В. И. Гаман получил общие выражения для  $p(x, t)$  в случае как скачкообразного изменения прямого напряжения на  $p-n$ -переходе, так и скачкообразного изменения прямого тока через диод от нуля до некоторой заданной величины. Громоздкость этих решений не позволяет их здесь привести.

Анализ полученных выражений показывает, что временные зависимости градиента концентрации дырок около  $p-n$ -перехода, а следовательно и прямого тока (в случае ступеньки напряжения), и граничной концентрации дырок, а следовательно и прямого напряжения на  $p-n$ -переходе (в случае ступеньки тока), определяются постоянной времени

$$\tau_{WE0} = \left( \frac{\lambda_m^2 D_p}{W^2} + \frac{(\mu_p E)^2}{4D_p} + \frac{1}{\tau_p} \right)^{-1} \quad (5.10)$$

при не слишком малых значениях времени после момента приложения прямого смещения.

В выражении (5.10)  $\lambda_m$  является корнем трансцендентного уравнения

$$\operatorname{tg} \lambda_m = \frac{\lambda_m}{\frac{qEW}{2kT} - \frac{S_R W}{D_p}}. \quad (5.11)$$

Таким образом, при создании встроенного поля переходные процессы при переключении диода из нейтрального состояния в прямое убыстряются, если

$$\frac{(\mu_p E)^2}{4D_p} > \frac{\lambda_1^2 D_p}{W^2} + \frac{1}{\tau_p}, \quad (5.12)$$

причем независимо от направления этого поля.

В случае с полубесконечной базовой областью ( $W \rightarrow \infty$ ) условие сильного поля из (5.12) приобретает обычный вид  $E_n^2 > 1$  или  $|E_n| > 1$ .

Перейдем к рассмотрению процесса накопления заряда избыточных дырок в базе.

Интегрирование (5.6) по всему объему базы приводит к заключению, что величина накопленного заряда не зависит от знака и величины встроенного поля и, как и для диода с однородной базой, равна  $Q_n = i_{пр} \tau_p$ . Однако распределение этого заряда существенно зависит от направления поля. Так, при не очень сильном поле  $|E_n| = 2$  в области базы, простирающейся на расстояние  $L_p$  от  $p-n$ -перехода, сосредоточено более  $0,95Q_n$  в случае тормозящего поля и менее  $0,2Q_n$  в случае ускоряющего.

Интересно отметить, что одинаковыми значениями величин накопленного заряда обладают совершенно разные по устройству диоды: плоскостной диод с полубесконечной базовой областью без поля в базе, с ускоряющим и тормозящим полем; диод с полусферическим контактом и с полубесконечной базой; плоскостной диод с тонкой базой с неинжектирующим омическим контактом. При одинаковом времени жизни дырок в базе и одинаковом прямом токе для всех перечисленных диодов  $Q_n = i_{пр} \tau_p$  (как это следует из (1.6)).

Лишь в том случае, когда в непосредственной близости от  $p-n$ -перехода создаются дополнительные центры рекомбинации (такие, как, например, омический контакт рекомбинационного типа в диоде с тонкой базой), величина накопленного заряда уменьшается.

Величина накопленного заряда в диоде с произвольной геометрией  $p-n$ -перехода и базы и с любым распределением электрического поля в базе равна  $Q_n = i_{пр} \tau_p$ , если вблизи  $p-n$ -перехода каким-либо путем не созданы дополнительные (по сравнению с теми, которые имеются в исходном полупроводнике) центры рекомбинации.

Этот вывод справедлив для случая низкого уровня инжекции и при условии однородности базовой области по параметру  $\tau_p$ .

В то же время распределение накопленного заряда в базовой области может быть самым различным в зависимости от устройства диода. Поэтому и величина заряда переключения, а следовательно, и быстродействие диода также будут различны.

Влияние встроенного ускоряющего поля на величину накопленного заряда в диодах со специальным распре-

делением ионизированных атомов, получающимся при обратной диффузии примеси из полупроводника, впервые исследовалось Халперном и Редикером [83].

Позднее подробные численные расчеты с помощью электронной вычислительной машины для диодов с произвольной толщиной базы и встроенным полем были

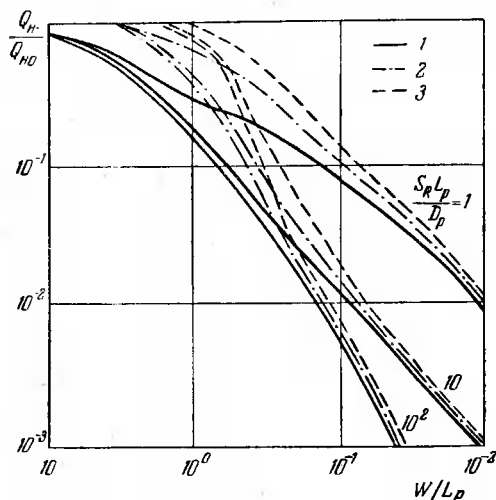


Рис. 5.3. Зависимость величины накопленного заряда от толщины базы при различных значениях параметров  $\frac{S_R L_p}{D_p}$  и  $E_n$ .

1 —  $E_n = +2,5$ ; 2 —  $E_n = 0$ ; 3 —  $E_n = -2,5$ .

выполнены Кеннеди [107]. Результаты его расчетов для стационарного состояния иллюстрируются графиками рис. 5.3, связывающими величину накопленного заряда с относительной толщиной базы, скоростью поверхностной рекомбинации и напряженностью встроенного электрического поля. Величина  $Q_{н0}$  на этом рисунке означает накопленный заряд для диода с бесконечно толстой базовой областью.

Из анализа графиков рис. 5.3 можно сделать следующие выводы.

В случае ускоряющего поля влияние омического контакта на накопление дырок сказывается при больших толщинах базы, чем для диода с однородной базой. При тормозящем поле наблюдается обратная картина. Если считать базу полубесконечной, начиная с такого ее значения  $W_\infty$ , при котором  $Q_n = 0,7Q_{n0}$ , то для диодов с  $E_n = +2,5$ ; 0 и  $-2,5$  соответственно будем иметь  $W_\infty/L_p = 5$ ; 2; 0,5.

При уменьшении толщины базы роль встроенного поля в накоплении заряда уменьшается независимо от знака  $E$  и от величины скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта. При достаточно малых значениях  $W$  (на рис. 5.3 при  $W/L_p \leq 0,1$ ) величина накопленного заряда определяется лишь параметрами  $W/L_p$  и  $\frac{S_R L_p}{D_p}$ .

Напротив, при увеличении толщины базы величина  $Q_n$  оказывается более чувствительной к напряженности и направлению встроенного поля, чем к значению  $S_R$ .

При выполнении соотношения  $W/L_p \approx 1$  (что типично для реальных плоскостных диодов) и при  $|E_n| = 2,5$  изменение знака поля меняет величину накопленного заряда примерно на порядок.

### § 19. Первая фаза восстановления обратного сопротивления

Создание встроенного поля приводит к существенному изменению длительности первой фазы восстановления при переключении диода из прямого направления на обратное. Практическая важность этого эффекта имеет два аспекта. Уменьшение длительности  $t_1$  путем создания ускоряющего поля ведет, естественно, к уменьшению общей длительности переходного процесса и к повышению, таким образом, быстродействия диода. Однако реальная ценность этого метода не очень велика по двум причинам. Во-первых, как правило, полное время переключения диода делится примерно поровну между длительностями двух фаз  $t_1$  и  $t_2$ . Поэтому снижение

величины  $t_1$  вплоть до нуля (при неизменном значении  $t_2$ ) приведет к незначительному увеличению быстродействия (не более чем в 2—3 раза), которое проще может быть достигнуто другими путями (например, снижением времени жизни неравновесных носителей заряда в базе). Во-вторых, для получения ускоряющего поля необходимо, чтобы концентрация доноров около  $p-n$ -перехода была намного больше, чем в глубине базы. Расчеты Мурто и Вэнга [108] показали, что для заметного снижения инерционности диода необходимо выполнить условие  $N_d(0)/N_d(W) > 500$ . Создание высокой концентрации доноров около  $p-n$ -переходов затрудняет или делает вообще невозможным получение достаточно высокого пробивного напряжения и малой барьерной емкости.

По этим двум причинам использование ускоряющего поля в базе для повышения быстродействия диодов не получило широкого распространения.

Тормозящее поле, как было указано в § 17, несколько замедляет переходный процесс, при этом  $t_1$  возрастает, а  $t_2$  резко падает. Характер изменения переходного обратного тока во времени описывается функцией, близкой к прямоугольной.

Подобные приборы \*) нашли и находят все более широкое применение для целей усиления и формирования импульсов наносекундной длительности, а также для эффективного умножения частоты в гигагерцовом диапазоне.

По этой причине большинство исследований переходных процессов в диодах со встроенным полем проведено для случая тормозящего поля.

Приближенный расчет длительности первой фазы  $t_1$  при переключении диода с тормозящим полем может быть проведен путем решения уравнения, описывающего изменение заряда избыточных дырок в базе диода, которое имеет вид

$$\frac{dQ(t)}{dt} = i(t) - \frac{Q(t)}{\tau_p}, \quad (5.13)$$

где  $i(t)$  — ток через  $p-n$ -переход.

\*) Эти приборы получили название диодов с накоплением заряда или диодов с резким восстановлением обратного сопротивления.

Это уравнение может быть получено путем интегрирования (1.11) по всему объему базы с учетом граничного условия (5.5).

Если прямой ток перед переключением протекал бесконечно долго, то в базе успело установиться стационарное распределение дырок и начальным условием при интегрировании (5.13) должно послужить соотношение

$$Q(0) = i_{np} \tau_p. \quad (5.14)$$

Если же переключение происходит после протекания короткого импульса прямого тока длительностью  $t_{np}$ , то начальное условие, получаемое интегрированием уравнения (5.13), принимает вид

$$Q(0) = i_{np} \tau_p [1 - \exp(-t_{np}/\tau_p)]. \quad (5.15)$$

Предположим, что тормозящее поле настолько интенсивно «поджимает» дырки к  $p-n$ -переходу, что к моменту окончания первой фазы оставшийся в базе избыточный заряд оказывается пренебрежимо малым, так что можно считать

$$Q(t_1) = 0. \quad (5.16)$$

Интегрирование уравнения (5.13) с учетом условия (5.16) дает для переключения из стационарного режима следующее выражение [105]:

$$t_1 = \tau_p \ln \left( 1 + \frac{i_{np}}{i_0} \right), \quad (5.17)$$

а для короткого импульса прямого тока при начальном условии (5.15) соответственно:

$$t_1 = \tau_p \ln \left[ 1 + \frac{i_{np}}{i_0} \left( 1 - e^{-\frac{t_{np}}{\tau_p}} \right) \right]. \quad (5.18)$$

Если длительность импульса прямого тока меньше времени жизни дырок ( $t_{np} \ll \tau_p$ ), то при соизмеримых  $i_{np}$  и  $i_0$  выражение (5.18) принимает форму

$$t_1 = t_{np} \frac{i_{np}}{i_0} = \frac{t_{np}}{B}. \quad (5.19)$$

Интересно отметить, что (5.17) совпадает с выражением (3.54), полученным для диода с тонкой базой и с неинжектирующим омическим контактом.

Пренебрежение остаточным зарядом, сделанное при выводе (5.17) и (5.18), справедливо до тех пор, пока

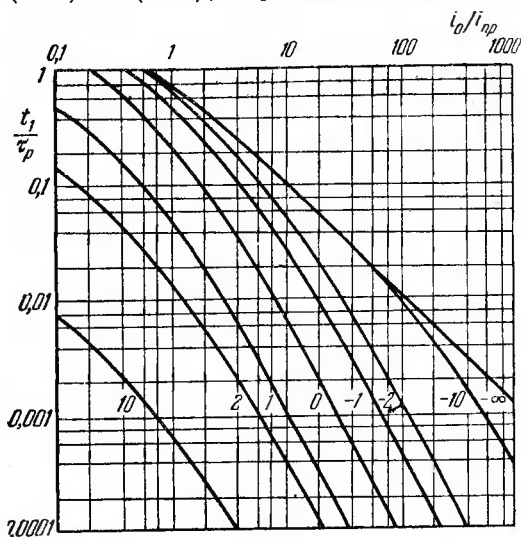


Рис. 5.4. Зависимость длительности первой фазы восстановления от режима переключения для диодов с различными значениями напряженности  $E_n$  встроенного поля в базе.

длительность импульса прямого тока не слишком коротка и превышает длительность второй фазы переключения  $t_2$ . В противном случае необходим более строгий расчет, учитывающий, что в момент  $t=t_1$  после переключения заряд дырок в базе может составлять заметную часть первоначально накопленного заряда.

Решение уравнения непрерывности для этого случая, рассмотренное в [103], иллюстрируется графиками рис. 5.4. Из этих графиков видно, что длительность первой фазы у диода с тормозящим полем больше, а у диода с ускоряющим полем меньше, чем у диода без поля. При неизменном режиме переключения ( $B=\text{const}$ )  $t_1$

монотонно уменьшается с ростом напряженности поля в случае ускоряющего поля и монотонно возрастает в случае тормозящего поля, асимптотически приближаясь к величине, соответствующей  $|E_n| \gg 1$  и определяемой выражением (5.17).

Анализ полученных результатов показывает также, что при работе с короткими импульсами прямого тока в критерии понятий сильного и слабого полей входит длительность прямого импульса  $t_{пр}$ . При  $t_{пр} < \frac{4}{D_p} \left( \frac{kT}{qE} \right)^2$

тормозящее поле вообще не влияет на вид переходного процесса переключения диода. Качественно полученный результат объясняется тем, что в первый момент после начала протекания прямого тока движение дырок происходит главным образом под влиянием сил диффузии, а не под действием поля, что в свою очередь вытекает из того, что в этот момент высокий градиент концентрации дырок у  $p-n$ -перехода сочетается с очень малым значением самой концентрации. При большой длительности импульса прямого тока ( $t_{пр} \geq \tau_p$ ) тормозящее поле можно считать слабым и не учитывать его, когда  $|E_n| \ll \ll 1$ , и сильным, когда  $|E_n| \gg \gg 1$ , т. е. критерии сильного и слабого полей в этом случае те же, что и для стационарного распределения дырок в диоде с тормозящим полем.

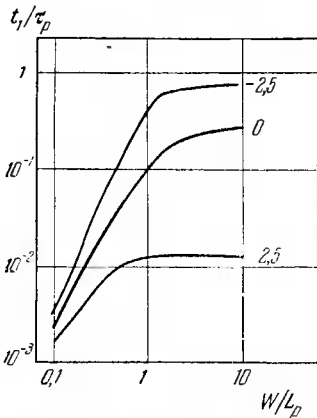


Рис. 5.5. Зависимость длительности первой фазы восстановления от толщины базы при  $i_0/t_{пр} = 1$ ,

$S_R L_p / D_p = 10^2$  и различных значениях  $E_n$ .

Произвольной толщиной базы проведен Кеннеди [107]. Результаты расчета при одном из значений скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта ( $S_R L_p / D_p = 10^2$ ) иллюстрируются графиками рис. 5.5.

Из этих графиков видно, что при переходе от сильного тормозящего поля к ускоряющему длительность первой фазы восстановления может быть уменьшена на один-два порядка. При снижении толщины базы влияние встроенного поля на длительность фазы  $t_1$  ослабевает, так как все большую роль в процессе рассасывания начинает играть рекомбинация избыточных дырок в плоскости омического контакта.

## § 20. Спад обратного тока

В предыдущем параграфе при приближенном расчете длительности  $t_1$  в диоде с тормозящим полем мы предполагали, что весь накопленный заряд рассасывается в течение первой фазы. На самом деле некоторая доля избыточного заряда остается в базе диода и после окончания полочки, так что длительность второй фазы не равна нулю.

Численные расчеты, выполненные Кеннеди [107], иллюстрируются графиками рис. 5.6. Как видим, при  $i_0/i_{np} = 1$  к концу первой фазы в базе диода с ускоряющим полем остается около  $0,8Q_n$ , в диоде с однородной базой —  $0,4Q_n$  и в диоде с тормозящим полем — менее  $0,03Q_n$ . При других значениях напряженности поля остаточный заряд в диоде с ускоряющим полем может достигнуть до  $Q_n$  (при  $E \rightarrow \infty$ ), т. е. примерно в 2—2,5 раза превысит тот, который остается в диоде с однородной базой. Учитывая, что в процессе рассасывания дырки оттягиваются от  $p-n$ -перехода ускоряющим полем, делаем вывод, что длительность  $t_2$  в таком диоде должна быть близка к  $t_2$  для диода с однородной базовой областью, отличаясь от нее не более чем в 2—3 раза.

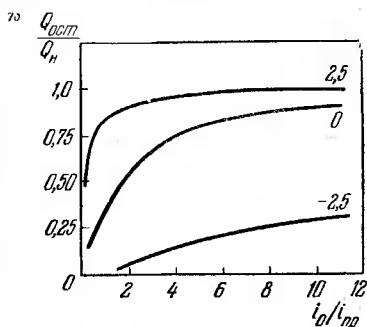


Рис. 5.6. Зависимость доли остаточного заряда  $Q_{ост}$  от режима переключения для диодов со встроенным полем в базе при различных значениях  $E_n$ .

Иначе обстоит дело в случае  $E < 0$ . При безграничном увеличении  $|E|$  остаточный заряд может стать сколь угодно малым и соответственно длительность  $t_2$  — сколь угодно короткой.

Для нахождения временной зависимости обратного тока в течение второй фазы переключения необходимо решить уравнение (1.11) с граничным условием на  $p-n$ -переходе вида (1.20), так как в момент  $t=t_1$  концентрация дырок около  $p-n$ -перехода спадает до нуля. Анализ [103] для случая сильного тормозящего поля приводит к следующему выражению (если  $t_2$  определить как время спада обратного тока до  $i(t_2) = 0,1i_0$ ):

$$t_2 \simeq \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{2}{D_p E^2}. \quad (5.20)$$

Эта формула справедлива до тех пор, пока длительность импульса прямого тока, предшествующего переключению, не слишком мала ( $t_{пр} > \tau_p/E_n^2$ ). При очень коротких импульсах прямого тока величина  $t_2$  вообще не зависит от диода, а определяется только режимом переключения, т. е. параметрами  $t_{пр}$ ,  $i_0$  и  $i_{пр}$ .

Приближенный расчет длительности  $t_2$  для случая тормозящего поля проведен также в [105]. Решение уравнения (1.11) для первой фазы переключения показывает, что к концу ее распределение дырок в базе имеет вид

$$p(x) = \frac{j_0}{qD_p} x \exp\left(-x \frac{qE}{kT}\right). \quad (5.21)$$

Если учесть, что длительность второй фазы  $t_2$  у диода с сильным тормозящим полем значительно меньше времени жизни дырок, то вполне допустимо при ее определении пренебречь потерями на рекомбинацию. Тогда можно считать, что весь заряд дырок, оставшихся в базе к началу второй фазы, вытягивается переходным током, т. е. выполняется соотношение

$$\int_0^{\infty} i(t) dt = qS \int_0^{\infty} p(x) dx. \quad (5.22)$$

Предположим, что спад обратного тока во время второй фазы описывается экспоненциальным законом:

$$i(t) \simeq i_0 e^{-t/t_{\text{сп}}}. \quad (5.23)$$

Подставляя (5.21) и (5.23) в (5.22), получаем

$$t_{\text{сп}} = \frac{1}{D_p} \left( \frac{kT}{qE} \right)^2 \quad (5.24)$$

и соответственно

$$t_2 = \left( \frac{kT}{q} \right)^2 \frac{2,3}{D_p E^2}, \quad (5.25)$$

что практически совпадает с (5.20).

Заряды переключения, вытекающие из диода в течение первой и второй фаз переключения, равны  $Q_{\text{п1}} = i_0 t_1$  и  $Q_{\text{п2}} = i_0 t_{\text{сп}}$  соответственно [значение  $Q_{\text{п2}}$  получается путем интегрирования (5.23)]. Отношение этих зарядов, характеризующее резкость восстановления обратного сопротивления, для диода с сильным тормозящим полем, согласно (5.17) и (5.20), определяется формулой

$$\frac{Q_{\text{п2}}}{Q_{\text{п1}}} = \left[ 4E_n^2 \ln \left( \frac{1+B}{B} \right) \right]^{-1}, \quad (5.26)$$

которое при больших значениях  $B$  (что типично для некоторых режимов использования диодов с накоплением заряда) принимает вид

$$\frac{Q_{\text{п2}}}{Q_{\text{п1}}} = \frac{i_0}{4i_{\text{пр}} E_n^2}. \quad (5.27)$$

Таким образом, переходная характеристика изменения обратного тока тем ближе к прямоугольной, чем

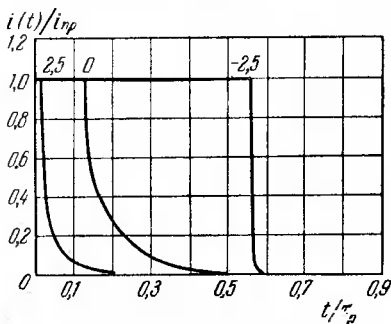


Рис. 5.7. Осциллограммы переходного обратного тока после переключения для трех образцов диодов при  $i_0/i_{\text{пр}} = 1$ ,  $W/L_p = 1$ ,  $S_R L_p / D_p = 10^2$  и различных значениях  $E_n$ .

больше нормированная напряженность поля в базе и чем меньше отношение  $B = i_0/i_{пр}$ .

Влияние встроенного поля на переходный процесс изменения обратного тока диода после переключения видно из осциллограмм рис. 5.7, рассчитанных Кеннеди [107]. Роль встроенного поля необходимо учитывать при измерении времени жизни дырок в диодах с неоднородной базовой областью одним из методов, основанных на наблюдении переходного процесса переключения.

---

## ГЛАВА VI

# ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИМПУЛЬСА ПРЯМОГО ТОКА

### § 21. Введение

Выше мы установили, что после приложения к диоду прямого смещения равновесное распределение подвижных носителей в базовой области устанавливается не сразу, а лишь с течением времени.

Существование этого нестационарного процесса ведет к тому, что и измеряемые электрические характеристики диода (напряжение на его внешних выводах или ток через диод) также обнаруживают зависимость от времени. Поскольку сопротивление диода в прямом направлении мало, экспериментально оказывается удобнее проводить исследования процесса установления равновесного пропускного состояния в режиме генератора тока. Простейшая схема для наблюдения этого переходного процесса представлена на рис. 6.1, а. Включение между диодом и генератором прямоугольных импульсов большого сопротивления (значительно превышающего прямое сопротивление диода) приводит к тому, что при испытании через диод проходят прямоугольные импульсы тока.

В § 3 было показано, что в случае низкого уровня инжекции распределение концентрации избыточных дырок в базе в различные моменты времени после начала протекания прямого тока определяется выражением (1.55), графики которого для нескольких значений параметра  $\mathcal{J}_{пр}$  приведены на рис. 1.3. Из этих графиков, а

также из формулы (1.58), определяющей граничную концентрацию дырок, видно, что в момент включения импульса тока концентрация дырок около  $p$ — $n$ -перехода равна своему начальному значению  $p_{n0}$  и лишь по мере протекания тока она нарастает, стремясь к новому равновесному значению  $p_1$ .

Физически очевидно, что точно такое же монотонное нарастание граничной концентрации дырок от значения  $p_{n0}$  до  $p_1$  будет наблюдаться и в случае произвольного уровня инжекции для диода с любой геометрией  $p$ — $n$ -перехода и базы. Изменится лишь количественное соотношение, определяющее скорость нарастания  $p(t)$ , да величина  $p_1$  в каждом конкретном случае будет иметь свое значение.

Согласно (2.47) напряжение на  $p$ — $n$ -переходе при этом будет изменяться от нуля до некоторого максимального значения, соответствующего протеканию стационарного прямого тока, равного амплитуде импульса. Графически характер изменения напряжения на  $p$ — $n$ -переходе после приложения скачка прямого тока показан на рис. 6.1, в. Как видим, при включении в прямом

направлении  $p$ — $n$ -переход ведет себя аналогично конденсатору. Емкостная реакция  $p$ — $n$ -перехода на внешние сигналы сохраняется и в случае приложения к нему импульса прямого напряжения. Действительно, согласно (2.74) прямой ток в таком режиме изменяется от бес-

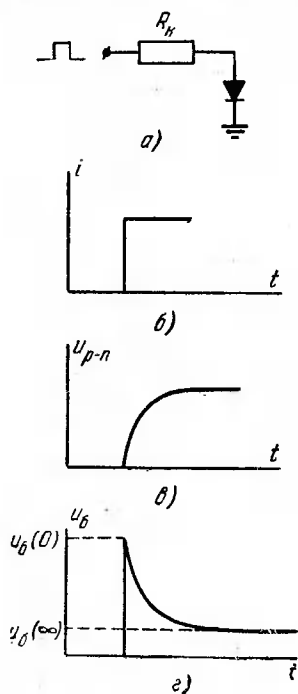


Рис. 6.1. Переходный процесс установления прямого напряжения на диоде: а) схема включения диода; б) форма импульса тока; в) установление падения напряжения на  $p$ — $n$ -переходе; з) изменение падения напряжения на базе.

конечно большого значения в момент включения до некоторого установившегося уровня, т. е. повторяет картину изменения переходного тока конденсатора при приложении к нему ступеньки напряжения. Отметим, что как (2.47), так и (2.74) получены при условии пренебрежения электростатической емкостью  $p-n$ -перехода и обуславливаются лишь процессами изменения распределения концентрации избыточных дырок в базе.

До сих пор, рассматривая те или иные переходные процессы в диодах, мы, как правило, пренебрегали падением напряжения на распределенном сопротивлении базы, так как в случае смещения диода в обратное направление это падение мало по сравнению с падением напряжения на  $p-n$ -переходе. Иначе обстоит дело при рассмотрении переходного процесса установления равновесного пропускного состояния. В этом случае падение напряжения на базе может быть соизмеримо с падением напряжения на  $p-n$ -переходе (которое в любом случае не больше величины  $\varphi_0$ ), а при больших токах и значительно превосходить величину  $u_{p-n}$ .

Величина падения напряжения на базе  $u_b$  после подачи на диод ступеньки прямого тока вследствие модуляции сопротивления полупроводника инжектированными носителями заряда уменьшается от некоторого первоначального значения до значения, соответствующего бесконечно долгому протеканию прямого тока через диод. В начальный момент сопротивление базы определяется лишь ее геометрическими размерами и удельным сопротивлением исходного полупроводника. По мере протекания прямого тока в областях базы, примыкающих к  $p-n$ -переходу, концентрация подвижных носителей заряда увеличивается: из  $p-n$ -перехода инжектируются дырки, а для обеспечения условия нейтральности и компенсации положительного заряда дырок со стороны омического контакта притекает такое же количество электронов. Таким образом, удельное сопротивление части базы вблизи  $p-n$ -перехода при протекании прямого тока оказывается меньше, чем без него, уменьшается и полное сопротивление базы. Графически характер изменения падения напряжения на сопротивлении

базы иллюстрируется рис. 6.1, г. Как видим, базовая область, в противоположность  $p-n$ -переходу, имеет индуктивную реакцию на воздействие внешнего электрического сигнала. Разница между величинами  $u_b(0)$  и  $u_b(\infty)$  будет тем значительнее, чем больше плотность прямого тока через  $p-n$ -переход. Вообще эффект модуляции сопротивления базы становится заметным лишь в таких режимах работы, когда концентрация инжектированных дырок оказывается соизмеримой с величиной  $n_{p0}$  или больше нее, т. е. при условии среднего и высокого уровней инжекций.

Из сказанного ясно, что реакция диода (представляющего собой последовательное соединение  $p-n$ -перехода и сопротивления базы) на скачок прямого тока через него должна зависеть от амплитуды этого скачка. При малых токах, когда падение напряжения на базе пренебрежимо мало по сравнению с падением на  $p-n$ -переходе, диод ведет себя как емкость: напряжение на нем в течение переходного процесса постепенно нарастает от некоторого начального до установившегося значения. При очень больших плотностях прямого тока, когда определяющими становятся процессы в базе, диод ведет себя подобно индуктивности: после первоначального броска прямого напряжения наблюдается его постепенное спадание.

Следует подчеркнуть, что проявление индуктивных свойств диода возможно только благодаря тому, что внешнее напряжение делится между  $p-n$ -переходом и базой. Если все приложенное напряжение сосредоточено на  $p-n$ -переходе, то диод подобен конденсатору; если же оно сосредоточено только в базовой области, то диод не отличается от омического сопротивления.

Изучению индуктивных свойств диода, смещенного в прямом направлении, проявляющихся при приложении к нему малого синусоидального сигнала, посвящено большое число работ (см., например, [109—115]), на которых мы специально останавливаться не будем. Рассмотрим лишь переходные процессы установления прямого напряжения, сопровождающие скачкообразное изменение прямого тока через диод от нулевого до некоторого заданного значения.

Решение этой задачи имеет смысл для плоскостного диода с базовой областью, ограниченной как по площади, так и по толщине, а также для диода с полусферическим  $p-n$ -переходом и бесконечной базовой областью. Лишь для этих моделей диодов сопротивление базы представляет собой конечную величину.

Индуктивные свойства диодов были отмечены еще в ранних работах по переходным процессам в полупроводниковых выпрямителях одновременно с обнаружением их значительной инерционности при переключении диодов из прямого направления в обратное [116, 10, 117]. Последующие многочисленные исследования [118—120, 52, 121—123, 71] показали, что этот эффект обусловлен инжекцией дырок  $p-n$ -переходом и вызванной этим модуляцией сопротивления базы. Был установлен ряд важных качественных и полуколичественных соотношений, однако и до настоящего времени для переходного процесса включения диода не получены столь же точные и наглядные формулы, как для процесса переключения диода из прямого направления в обратное. Причина этого связана главным образом с тем, что индуктивные свойства диода заметно проявляются лишь при высоком уровне инжекции, когда уравнение непрерывности не имеет точного аналитического решения.

## § 22. Установление прямого сопротивления в плоскостных диодах

Рассмотрение переходных процессов, сопровождающих пропускание через диод импульса прямого тока, будем вести при следующих предположениях:  $p-n$ -переход является резким и асимметричным (проводимость  $p$ -области значительно выше проводимости  $n$ -области); в любой точке  $n$ -области в каждый момент времени выполняется условие электронейтральности; влиянием уровней прилипания (см. гл. VII) на протекание переходных процессов можно пренебречь; исследуемые диоды описываются моделью плоскостного диода с тонкой базой с идеальным омическим контактом рекомбинационного типа ( $S_R = \infty$ ). В отличие от модели плоскостного диода площадь  $p-n$ -перехода предполагаем ограниченной

(так как лишь в этом случае сопротивление базы не равно нулю), однако считаем, что искажения линий тока у краев базы незначительны, т. е. задача по-прежнему остается одномерной.

При сделанных предположениях поведение дырок в базовой области диода описывается уравнением (1.15),

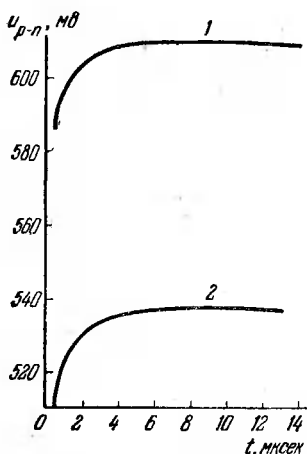


Рис. 6.2. Установление прямого напряжения на  $p-n$ -переходе при плотности тока  $10 \text{ а/см}^2$  (1) и  $0,5 \text{ а/см}^2$  (2).

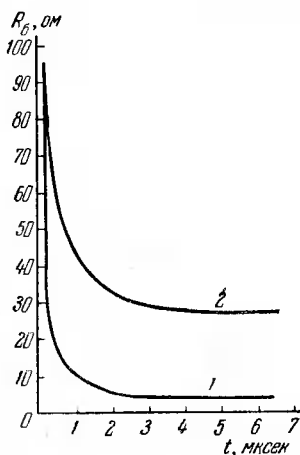


Рис. 6.3. Установление сопротивления базы при плотности прямого тока в импульсе  $10 \text{ а/см}^2$  (1) и  $0,5 \text{ а/см}^2$  (2).

а напряженность поля в каждой точке базы — уравнением (1.16). В соответствии с предположением о бесконечной скорости поверхностной рекомбинации в плоскости омического контакта граничное условие при  $x=W$  описывается выражением (3.2). Граничное условие на  $p-n$ -переходе после преобразования (1.17) получается в виде

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} = - \frac{j_{np}}{qD_p} \left[ \frac{2\delta p + n_{no} + p_{no}}{\delta p + n_{no}} \right]_{x=0}. \quad (6.1)$$

Решение уравнения (1.15) с нелинейным граничным условием вида (6.1) и с условием (3.2) возможно лишь методом численного интегрирования.

Кэйно и Рейх [124], используя цифровую вычислительную машину, нашли это решение для сплавного кремниевого диода с базой  $n$ -типа проводимости с  $\rho_n = 20 \text{ ом} \cdot \text{см}$  и  $\tau_p = 7 \text{ мксек}$ . Результаты их расчетов иллюстрируются графиками рис. 6.2—6.4. Как видно из рис. 6.2, падение напряжения на  $p$ — $n$ -переходе устанавливается за интервал времени, во много раз меньший времени жизни дырок в базе (по крайней мере на порядок). При этом условно переходный процесс считаем закончившимся, когда величина  $u_{p-n}$  достигает значения, равного 0,9 от установившегося уровня. Видно также, что, чем больше плотность прямого тока, тем быстрее устанавливается стационарное значение  $u_{p-n}$ .

Кривые изменения сопротивления базы (рис. 6.3)

показывают, что длительность этого переходного процесса также меньше, чем  $\tau_p$ , однако она значительно больше времени установления напряжения на  $p$ — $n$ -переходе. С повышением плотности тока сопротивление базы падает быстрее и до более низкого установившегося уровня.

Изменение суммарного напряжения на внешних контактах диода во времени может протекать по трем различным законам в зависимости от плотности прямого тока. При малой плотности тока падение напряжения на  $p$ — $n$ -переходе превышает падение напряжения на базе, поэтому переходный процесс установления напряжения на диоде практически совпадает с процессом установления напряжения на  $p$ — $n$ -переходе: диод ведет себя подобно конденсатору. При большой плотности тока,

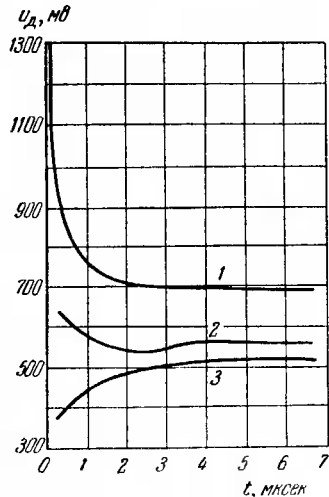


Рис. 6.4. Переходный процесс установления прямого напряжения на диоде при плотности тока  $10 \text{ а/см}^2$  (1);  $0,5 \text{ а/см}^2$  (2) и  $0,05 \text{ а/см}^2$  (3).

наоборот,  $u_б > u_{p-n}$ , поэтому процесс установления напряжения на диоде определяется в основном изменением сопротивления базы: диод ведет себя подобно индуктивности.

В промежуточных случаях процесс установления прямого напряжения на диоде носит колебательный характер (рис. 6.4). Возникновение осцилляций связано с тем, что при средних плотностях тока нарастание напряжения на  $p-n$ -переходе примерно компенсируется уменьшением падения напряжения на базе; однако полная компенсация для всех моментов времени достигнута быть не может, потому что скорости изменения функций  $u_{p-n}$  и  $u_б(t)$  различны.

Иногда говорят о критической плотности тока, при которой диод ведет себя подобно активному сопротивлению. В соответствии со сказанным очевидно, что, строго говоря, такое положение вообще недостижимо (из-за наличия осцилляций), и этот критический режим следует понимать лишь как такое состояние, когда ни емкостная, ни индуктивная реакция диода не являются преобладающими в течение всего переходного процесса.

Эксперименты, проведенные на ряде диодов, подтвердили правильность численного расчета. Дополнительные оценки показали, что определяющее влияние на характер переходного процесса установления напряжения при пропускании через диод прямоугольного импульса прямого тока оказывают такие параметры диода, как удельное сопротивление материала базы и ее толщина. Изменение времени жизни дырок сказывается значительно слабее.

Как отмечалось в § 2, уравнение (1.15) при очень высоком и при очень низком уровнях инжекции может быть упрощено до вида (1.13) или (1.18). В этом случае напряженность электрического поля в базе описывается выражением (1.16). Величина полного падения напряжения на диоде равна

$$\begin{aligned}
 u_d &= u_{p-n} + \int_0^w E dx = u_{p-n} + \int_0^w E_1 dx + \int_0^w E_2 dx = \\
 &= u_{p-n} + u_T + u_D, \quad (6.2)
 \end{aligned}$$

где  $E_1$  и  $E_2$  представляют собой первый и второй члены в правой части уравнения (1.16).

Величина  $u_T$  представляет собой омическое падение напряжения на модулированном сопротивлении базы при протекании через нее тока плотностью  $j$ ; величина  $u_D$  есть не что иное, как э. д. с. Дембера, возникающая в объеме полупроводника во всех тех случаях, когда имеется неравномерное распределение избыточных носителей заряда и когда подвижности электронов и дырок неодинаковы.

Как следует из (1.21), первое слагаемое в уравнении (6.2) равно

$$u_{p-n}(t) = \frac{kT}{q} \ln \left[ 1 + \frac{\delta p(0, t)}{p_{n0}} \right]. \quad (6.3)$$

Интегрирование демберовской напряженности поля по толщине базы с учетом того, что  $\delta p(W) = 0$ , дает

$$u_D(t) = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[ 1 + \frac{(b+1)\delta p(0, t)}{bn_{n0} + p_{n0}} \right]. \quad (6.4)$$

Наконец, омическое падение напряжения может быть получено лишь путем интегрирования выражения  $\int_0^W E_1 dx$

с подстановкой в него конкретного выражения для  $\delta p(x, t)$ . Таким образом, для расчета переходного процесса установления прямого напряжения на диоде необходимо знать функцию  $\delta p(x, t)$ .

Решение уравнения (1.13) с граничными условиями (3.2) и (6.1) приведено в [20]. Функции  $\delta p(x, t)$ , справедливые для различных моментов времени после включения прямого тока, описываются достаточно громоздкими формулами, приведенными в [125]. Использование этих формул позволяет найти значение  $u_T(t)$  лишь методом численного интегрирования.

Совпадение расчетных данных с экспериментальными иллюстрируется графиками рис. 6.5, построенными Чэнгом [125]. В качестве объекта для исследования использовались сплавные германиевые диоды со следующими значениями основных характеристик:  $p_{p0} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $n_{n0} = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $W = 300 \text{ мкм}$  и  $S =$

$= 10^{-2} \text{ см}^2$ . Объемное время жизни в базе диодов было настолько велико, что рекомбинацией во время переходного процесса установления прямого напряжения можно было пренебречь.

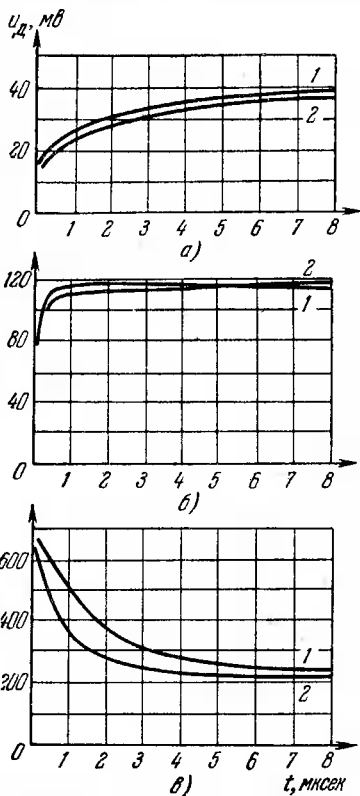


Рис. 6.5. Переходный процесс установления прямого напряжения на диоде при амплитуде импульса тока 0,1 ма (а); 1 ма (б) и 10 ма (в). 1 — расчетная кривая; 2 — экспериментальная кривая.

точности равно падению напряжения на немодулированном сопротивлении базы

$$R_b(0) = \frac{W_{pn}}{S}. \quad (6.5)$$

Рассмотрение графиков рис. 6.5 обнаруживает хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов в особенности для прямых токов 0,1 и 1 ма. При токе 10 ма совпадение также можно признать удовлетворительным.

Из графиков рис. 6.5 видно также, что при  $i_{пр} = 0,1 \text{ ма}$  диод имеет емкостную реакцию, а при  $i_{пр} = 10 \text{ ма}$  — индуктивную. Значение  $i_{пр} = 1 \text{ ма}$  близко к критическому, при котором диод ведет себя подобно активному сопротивлению.

Общий метод нахождения критического значения тока  $i_{кр}$  состоит в следующем. В момент включения падение напряжения на  $p-n$ -переходе и дemberовская разность потенциалов на базе, как это следует из (6.3) и (6.4), равны нулю. Падение напряжения на диоде в этот момент в

Значение  $R_b(0)$  может быть определено экспериментально по измерению максимального падения прямого напряжения на диоде при известной амплитуде импульса тока.

Если амплитуда импульса тока равна критической, то падение напряжения на немодулированном сопротивлении базы в момент включения должно быть равно установившемуся падению напряжения на диоде. Таким образом, значение  $i_{кр}$  может быть найдено графически по точке пересечения прямой линии  $R_b(0)$  со статической вольтамперной характеристикой диода (рис. 6.6). Аналитическое выражение для определения  $i_{кр}$  имеет следующий вид:

$$i_{кр} = 2 \frac{kT}{q} \frac{\kappa}{R_b(0)}, \quad (6.6)$$

где коэффициент  $\kappa$  представляет собой корень уравнения

$$e^{\kappa} = \kappa \left( \frac{b+1}{b} \right)^{1/2} \left[ \frac{(b+1) \rho_i \text{th}(W/L_p)}{\rho_n (W/L_p)} \right]. \quad (6.7)$$

Здесь  $\rho_n$  и  $\rho_i$  — удельное сопротивление  $n$ -области и собственного полупроводника.

Значение  $\kappa$  лежит в пределах от 3 до 6 в тех случаях, когда база изготовлена из германия, и в пределах от 11 до 15 — для кремния. При использовании кремния, легированного золотом, величина  $\kappa$  снижается до 8—12.

Таким образом, полагая, что в первом приближении  $\kappa$  есть константа для данного материала, замечаем, что величина критического тока обратно пропорциональна значению немодулированного сопротивления базы  $R_b(0)$ .

Несмотря на то, что численные расчеты, использующие точное уравнение (1.15) или приближенное (1.13),

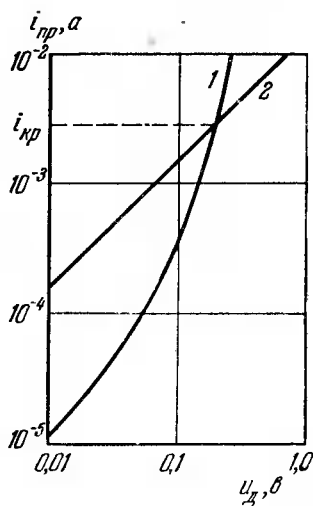


Рис. 6.6. Графический метод определения величины критического тока. 1 — статическая вольтамперная характеристика диода; 2 — линия  $u_d(0) = f(i_{np})$ .

позволяют получить требуемую переходную характеристику с высокой степенью точности, эти методы не представляют тем не менее большого интереса, так как их использование не дает возможности установить общие закономерности, справедливые для различных типов диодов.

Для диодов с достаточно тонкой базовой областью ( $W \leq L_p$ ) при справедливости предположения о том, что во всем объеме базы выполняется условие высокого уровня инжекции, так что правомерно использование уравнения (1.18), может быть получено общее выражение, описывающее изменение падения прямого напряжения на диоде во время переходного процесса.

Граничное условие в плоскости  $p-n$ -перехода (6.1) при этом (когда  $\delta p \gg n_{n0}$ ) приобретает вид

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} = - \frac{2j_{np}}{qD_p}, \quad (6.8)$$

которое отличается от условия (1.20), справедливого при низком уровне инжекции, лишь коэффициентом 2. Физически это означает, что при очень высоком уровне инжекции дрейфовый дырочный ток через  $p-n$ -переход равен диффузионному.

Решение уравнения (1.18) с нулевым начальным распределением концентрации избыточных дырок и с граничными условиями (3.2) и (6.8), как было показано ранее, описывается функцией (3.46).

Так как бесконечная сумма в этом выражении при  $W_n \leq 1$  представляет собой быстро сходящийся ряд, то спустя некоторое время после начала протекания импульса прямого тока можно ограничиться только нулевым членом.

Изменение концентрации инжектируемых дырок около  $p-n$ -перехода ( $x=0$ ) описывается следующим выражением:

$$\delta p(0, t) \simeq p_{n0} \frac{j_{np}}{2j_s} [1 - \exp(-t/\tau_{wo})], \quad (6.9)$$

где

$$j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{W}{L_p}, \quad (6.10)$$

$$\frac{1}{\tau_{w0}} = \frac{1}{\tau_p} \left( 1 + \frac{\pi^2}{4W_n^2} \right), \quad (6.11)$$

$$m = \frac{2W_n \operatorname{cth} W_n}{\pi^2/4 + W_n^2}. \quad (6.12)$$

Здесь  $j_s$ , как это следует из (3.9), представляет собой обратный ток насыщения диода с тонкой базой. При определении величин  $\tau_{w0}$ ,  $j_s$  и  $m$  необходимо помнить, что в качестве  $L_p$  должно быть использовано его значение при высоком уровне инжекции (см. стр. 18).

Комбинируя (1.21) и (6.9), находим, что изменение падения напряжения на  $p-n$ -переходе во время переходного процесса описывается следующим выражением:

$$u_{p-n}(t) = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{j_{np}}{2j_s} [1 - m \exp(-t/\tau_{w0})] \right\}, \quad (6.13)$$

которое справедливо при не слишком малых значениях  $t/\tau_{w0}$ .

С использованием (1.16) падение напряжения на базе диода получается равным

$$u_b = \int_0^W E dx = \frac{j_{np}}{q\mu_p(b+1)} \int_0^W \frac{dx}{(b+1)p(x) + bn_{n0}} - \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{bn_{n0}}{(b+1)p(0) + n_{n0}}. \quad (6.14)$$

Здесь, как и ранее, первый член представляет собой омическое падение на базе, а второй — демберовскую разность потенциалов. Из структуры формулы (6.14) видно, что при  $\mu_n = \mu_p$  ( $b=1$ ) величина  $u_D$  равна нулю.

При высоком уровне инжекции во всем объеме базы и при  $W/L_p \leq 1$  интеграл в (6.14) может быть приближенно определен. После проведения ряда упрощающих преобразований общее выражение для изменения падения напряжения на диоде при пропускании через него импульса тока плотностью  $j_{np}$  приобретает

вид [55]

$$\begin{aligned} \frac{qu(t)}{kT} = & \ln \left\{ \frac{j_{np}}{2j_s} [1 - m \exp(-t/\tau_{w0})] \right\} + \\ & + \frac{2 \operatorname{ch} W_n}{(b+1) [1 - \exp(-t/\tau_{w0})]} \ln \left\{ \frac{j_{np}}{2j_{s1}} [1 - \exp(-t/\tau_{w0})] \right\} + \\ & + \frac{b-1}{b+1} \ln \left\{ \frac{j_{np}}{2j_{s2}} [1 - m \exp(-t/\tau_{w0})] \right\}, \quad (6.15) \end{aligned}$$

которое справедливо при не слишком малых значениях  $t/\tau_{w0}$ . Здесь  $j_s$ ,  $\tau_{w0}$  и  $m$  определяются соотношениями (6.10)–(6.12), а

$$j_{s1} = j_s \frac{n_{no}}{2\rho_{no}(b+1)} \frac{\operatorname{sh} W_n}{\operatorname{th} W_n/2}, \quad (6.16)$$

$$j_{s2} = j_s \frac{n_{no}}{\rho_{no}(b+1)}. \quad (6.17)$$

Нетрудно видеть, что при малых значениях  $W_n$  значения  $j_{s1}$  и  $j_{s2}$  совпадают. Проанализируем выражение (6.15). Прежде всего отметим, что при  $t \rightarrow \infty$  получается связь тока и напряжения на диоде, установленная ранее В. И. Стафеевым [16] для стационарного случая.

После приложения к диоду ступеньки прямого тока падение напряжения на  $p-n$ -переходе и демберовское падение на базе возрастают от нуля, стремясь к своему стационарному значению. Омическое падение напряжения на базе в то же время монотонно уменьшается. При этом омическое падение напряжения изменяется более резко во времени, чем два других члена, так как в эти члены коэффициенты, зависящие от времени, входят лишь под знаком логарифма.

Характерно, что все три составляющие падения напряжения на диоде определяются одной постоянной времени  $\tau_{w0}$ . Поскольку для реальных диодов всегда  $j_{s2} \gg j_s$ , постольку демберовская разность потенциалов намного меньше, чем падение напряжения на слое объемного заряда.

В первом приближении можно считать, что полное падение напряжения на диоде складывается из падения напряжения на  $p-n$ -переходе и падения на базе. При достаточно больших прямых токах стационарное значе-

ние  $u_{p-n}$  устанавливается почти мгновенно и зависимость  $u_d(t)$  определяется главным образом временным изменением омического падения напряжения на базе, т. е. процессом модуляции сопротивления базы.

### § 23. Установление прямого напряжения на диоде с полусферическим $p-n$ -переходом

Связь прямого тока через диод с величиной приложенного напряжения в установившемся и нестационарном режимах для диодов с полусферическим  $p-n$ -переходом рассмотрена в работах Армстронга с сотрудниками [102, 126].

Будем считать справедливыми основные предположения о модели диода с полусферическим  $p-n$ -переходом, сделанные в § 14: радиальность линий тока, асимметричность  $p$ - и  $n$ -областей по степени легирования примесями, сохранение электронейтральности в любой точке базы в каждый момент времени.

В отличие от § 14 рассмотрение будем вести для случая высокого уровня инжекции, так как это условие выполняется в подавляющем большинстве экспериментов с диодами с малой площадью  $p-n$ -перехода.

Связь дырочного и электронного токов с концентрациями свободных носителей заряда и напряженностью электрического поля будет описываться уравнениями, аналогичными системе (1.3)–(1.8), если входящие в них функции считать зависящими от трех координат и символ производной  $\frac{\partial}{\partial x}$  заменить на оператор  $\nabla$ . Тогда, проводя преобразования, подобные описанным в § 2, получим уравнение диффузии для дырок в виде (4.1) с заменой в нем  $D_p$  на  $D'$ , определяемое соотношением

$$\frac{1}{D'} = \frac{1}{D_n} + \frac{1}{D_p}. \quad (6.18)$$

При очень высоких плотностях тока, когда концентрация инжектированных носителей около  $p-n$ -перехода оказывается соизмеримой с величиной  $p_{p0}$ , нельзя считать, что коэффициент инжекции равен единице. Если предположить, что времена жизни носителей заряда по

разные стороны от  $p$ — $n$ -перехода одинаковы, то выражение для коэффициента инжекции может быть записано в следующем виде:

$$\gamma = \frac{\mu_p p_{p0}}{\mu_p p_{p0} + \mu_n (p + n_{n0})}. \quad (6.19)$$

При больших прямых смещениях, когда потенциальный барьер в области  $p$ — $n$ -перехода фактически исчезает,  $p \simeq p_{p0}$  и из (6.19) следует, что ток, текущий через переход с каждой стороны, пропорционален плотности основных носителей заряда с этой стороны (заметим, что  $p + n_{n0} = n$ ) и подвижности основных носителей заряда. При малых токах (и соответственно малых значениях  $p$ ) выражение (6.19) сводится к известной формуле для  $\gamma$ , причем  $\gamma \rightarrow 1$ , если  $p_{p0} \gg n_{n0}$ . Таким образом, можно считать, что (6.19) справедливо во всем диапазоне возможных изменений концентрации инжектированных дырок от нуля до  $p_{p0}$ .

Комбинируя уравнения (1.6)—(1.7) (в трехмерной форме) с (6.19), получаем

$$E = \frac{p_{p0} + p + n_{n0}}{q(2p + n_{n0})[\mu_p p_{p0} + \mu_n (p + n_{n0})]} j_{\text{пр}}, \quad (6.20)$$

$$j_{\text{пр}} = \frac{q(2p + n_{n0})[D_p p_{p0} + D_n (p + n_{n0})]}{(p + n_{n0})(p_{p0} - p)} \nabla p. \quad (6.21)$$

Таким образом, использование приближенного выражения для  $\gamma$  позволяет получить связь между  $E$  и  $j_{\text{пр}}$  в форме прямой пропорциональности, что проще, чем общая формула (1.16). Из (6.20) вытекает, что полное устранение потенциального барьера в области  $p$ — $n$ -перехода невозможно, так как при этом  $p \rightarrow p_{p0}$  и  $j_{\text{пр}} \rightarrow \infty$ .

При очень высоких плотностях прямого тока в числителе выражения (6.21) можно приближенно положить  $p(r_0) \simeq p_{p0}$ . Тогда, учитывая, что ток через выпрямляющий контакт связан с плотностью тока простым соотношением  $i_{\text{пр}} = j_{\text{пр}} \cdot 2\pi r_0^2$ , получаем

$$i_{\text{пр}} \simeq - \frac{8\pi r_0^2 q D'' p_{p0}}{p_{p0} - p(r_0)} \nabla p \Big|_{r=r_0}. \quad (6.22)$$

Здесь  $D''$  представляет собой среднее арифметическое значений  $D_n$  и  $D_p$ . В дальнейшем для упрощения выкладок будем считать, что  $D'' = D' = D$ .

Решение уравнения (4.1) с граничным условием (6.22) и с нулевыми начальным условием и условием на бесконечности (т. е. в предположении, что  $p_{n0} \simeq 0$ ) может быть получено с использованием преобразования Лапласа. Для изменения концентрации дырок около  $p-n$ -перехода оно имеет вид

$$p(r_0) = p_{p0} \left( A - \frac{\sqrt{D}}{r_0} \right) \left( \frac{1}{A^2 - 1/\tau_p} \right) \left\{ A - \frac{1}{\sqrt{\tau_p}} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} - A \exp[(A^2 - 1/\tau_p)t] \operatorname{erfc}(A\sqrt{t}) \right\}, \quad (6.23)$$

где

$$A = \frac{i_{np}}{8\pi r_0^2 q p_{p0} \sqrt{D}} + \frac{\sqrt{D}}{r_0}. \quad (6.24)$$

Падение напряжения на сопротивлении базовой области при протекании по ней прямого тока равно

$$u_6 = \int_{r_0}^{\infty} E(r) dr. \quad (6.25)$$

Определим функцию  $E(r)$ . Согласно нашему предположению о радиальности линий тока радиальны также и силовые линии напряженности электрического поля, т. е.  $E$  является функцией только радиуса.

При выполнении зарядовой нейтральности в каждой точке базы уравнение (1.8) в сферических координатах приобретает вид

$$\operatorname{div} E = 0 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 E(r)]. \quad (6.26)$$

Решение этого уравнения есть

$$E(r) = \frac{r_0^2}{r^2} E(r_0). \quad (6.27)$$

Подставляя (6.27) в (6.25), получаем

$$u_6 \simeq r_0 E(r_0). \quad (6.28)$$

Для упрощения дальнейших расчетов будем считать, что подвижности электронов и дырок одинаковы и не зависят от их концентрации, т. е.  $\mu_n = \mu_p = \mu$ . Предположение о равенстве подвижностей носителей заряда разного знака, как видно из графиков рис. 2.17, справедливо при концентрациях носителей порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Пренебрегая различием  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , мы тем самым исключаем из рассмотрения э. д. с. Дембера, величина которой, как показано в предыдущем параграфе, составляет незначительную долю полного падения прямого напряжения на диоде.

Тогда из (6.28) и (6.20) имеем

$$u_b \simeq \frac{i_{np}}{2\pi q \mu r_0 [2p(r_0) + n_{no}]}, \quad (6.29)$$

т. е. при сделанных нами предположениях сопротивление базовой области равно сопротивлению полусферического контакта в материале с удельной электропроводностью, равной

$$q\mu [2p(r_0) + n_{no}] = q\mu [p(r_0) + n(r_0)].$$

Падение напряжения на  $p-n$ -переходе, как всегда при выполнении статистики Больцмана, равно

$$u_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p(r_0)}{p_{no}}. \quad (6.30)$$

Если считать, что (6.29) и (6.30) справедливы и для нестационарного режима, то подстановка в них решения (6.23) для  $p(r_0, t)$  даст искомую переходную функцию  $u(t)$ .

Проведем предварительно некоторые упрощения. При малом радиусе выпрямляющего контакта ( $r_0 \ll \sqrt{D\tau}$ ), как следует из (6.24),  $A^2 \gg 1/\tau$ , и после пренебрежения членом  $1/\tau_p$  по сравнению с  $A^2$  распределение (6.23) принимает вид

$$p(r_0, t) \simeq \frac{i_{np} p_{po}}{i_{np} + 8\pi r_0 q p_{po} D} [1 - e^{A^2 t} \operatorname{erfc}(A\sqrt{t})]. \quad (6.31)$$

При возрастании амплитуды прямого тока осуществляется следующий предельный переход:

$$\frac{i_{\text{пр}}}{i_{\text{пр}} + 8\pi r_0 q p_{p0} D} \rightarrow 1. \quad (6.32)$$

Для примера укажем, что для типичного точечного диода ( $r_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$  см,  $p_{p0} \approx 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $D \approx 30$  см $^2$ /сек) соотношение (6.32) выполняется уже при  $i_{\text{пр}} > 5$  ма.

Подставляя (6.31) в (6.29) и (6.30) и учитывая (6.32), получаем

$$u_d = \frac{i_{\text{пр}}}{2\pi r_0 q [2p_{p0} f(t) + n_{n0}]} + \frac{kT}{q} \ln \left[ 1 + \left( \frac{p_{p0}}{p_{n0}} - 1 \right) f(t) \right], \quad (6.33)$$

где

$$f(t) = 1 - e^{-At} \operatorname{erfc}(A\sqrt{t}).$$

Если  $p_{p0} \gg n_{n0}$ , то величина  $R_R = \frac{1}{4\pi r_0 q p_{p0}}$  представляет собой «остаточное» сопротивление базы диода, т. е. тот минимальный предел, к которому стремится  $R_0$  при неограниченном возрастании прямого тока и при приближении величины  $p(r_0)$  к  $p_{p0}$ . Замечая также, что  $\frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}}$  есть контактная разность потенциалов  $\Phi_0$ , преобразуем (6.33) к виду

$$u(t) = \frac{R_R i_{\text{пр}}}{\frac{n_{n0}}{2p_{p0}} + f(t)} + \Phi_0 + \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{p_{n0}}{p_{p0}} + f(t) \right]. \quad (6.34)$$

Функция  $f(t)$  монотонно нарастает от 0 до 1 при изменении  $t$  от 0 до  $\infty$ . Таким образом, при не слишком малых значениях времени после начала протекания импульса прямого тока выражение (6.34) также может быть упрощено:

$$u(t) = \frac{R_R i_{\text{пр}}}{f(t)} + \Phi_0 + \frac{kT}{q} \ln f(t). \quad (6.35)$$

В стационарном режиме ( $t \rightarrow \infty$ ) получаем очевидное соотношение:

$$u(\infty) = R_R i_{\text{пр}} + \Phi_0. \quad (6.36)$$

При  $t=0$  из (6.34) видно, что

$$u(0) = \frac{i_{\text{пр}}}{2\pi r_0 q \mu n_{n0}}, \quad (6.37)$$

т. е. падение напряжения на диоде в первый момент равно падению напряжения на сопротивлении растекания полусферы радиуса  $r_0$  в полупроводнике с концентрацией основных носителей, равной  $n_{n0}$ . Физически этот вывод вполне закономерен, так как в начальный момент падение напряжения на  $p-n$ -переходе равно нулю, а сопротивление базы не промодулировано.

---

ГЛАВА VII

**ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ  
И ОСНОВЫ ТЕОРИИ РЕКОМБИНАЦИИ**

**§ 24. Постановка вопроса**

В теории релаксационных процессов, протекающих в полупроводниках при нарушении состояния термодинамического равновесия, в качестве фундаментальной характеристики используется время жизни неосновных носителей заряда или в случае электронного полупроводника время жизни дырок  $\tau_p$ .

При рассмотрении переходных процессов в диодах при их переключении нами был использован этот параметр, причем в большинстве случаев предполагалось, что  $\tau_p$  постоянно для данного полупроводника. Иными словами, мы считали, что процесс убывания концентрации инжектированных избыточных дырок вследствие рекомбинации описывается простым экспоненциальным законом

$$p(t) = p(0) \exp(-t/\tau_p), \quad (7.1)$$

причем  $\tau_p$  не зависит ни от концентрации дырок, ни от наличия или отсутствия каких-либо других (помимо рекомбинации) процессов, поддерживающих или устраняющих неравновесное состояние. Справедливость этого утверждения в общем случае не очевидна, напротив, очевидным представляется утверждение, обратное выказанному, а именно, что релаксация избыточной концентрации дырок идет по закону более сложному, чем (7.1).

**24.1. Рекомбинационные центры.** Из общих теоретических соображений следует, что в таких полупроводниках,

как германий и кремний, рекомбинация электронов и дырок в идеальной решетке практически не происходит, а может осуществляться лишь на некоторых дефектах структуры, служащих центрами рекомбинации (или ловушками). Это обстоятельство связано с тем, что при любом акте рекомбинации должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. В случае рекомбинации на структурном дефекте, имеющем бесконечно большую массу по сравнению с массой элементарной частицы, этот дефект может принять фактически любую величину импульса захватываемого носителя, что и повышает вероятность данного процесса по сравнению с непосредственной рекомбинацией свободных электрона и дырки.

Многочисленные эксперименты подтвердили ловушечный механизм рекомбинации избыточных носителей заряда в германии и кремнии.

В роли ловушек могут выступать самые различные нарушения периодической структуры кристалла. Это — дислокации, образующиеся при выращивании монокристалла; нарушения и растрескивание, возникающие вследствие различных механических деформаций; смещения отдельных участков кристаллической решетки и появление дефектных мест под влиянием термообработки или вследствие воздействия ядерной радиации; нарушения периодичности кристалла на поверхности; наконец, и главным образом, это атомы различных примесей, внедренные в узлы или междоузлия решетки.

В любом из перечисленных случаев введение в кристалл рекомбинационного центра сопровождается появлением разрешенного энергетического уровня (или системы уровней) внутри запрещенной зоны.

Эффективность рекомбинации через примесный центр определяется в первую очередь вероятностью захвата носителей этим центром, которая в свою очередь зависит от сечений захвата электронов и дырок ловушкой. Сечения захвата характеризуют процесс взаимодействия свободного носителя заряда с ловушкой. Схематически центр рекомбинации можно представить в виде круга площадью  $\sigma_p$  (для дырок) и площадью  $\sigma_n$  (для электронов), при пересечении которого соответствующий носитель заряда захватывается этим центром. Чем больше

сечения захвата  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$ , тем эффективнее идет рекомбинация через данный центр.

**24.2. Статистика рекомбинации на однозарядном центре.** Статистика рекомбинационного захвата в простейшем случае, когда в кристалле преобладает один вид рекомбинационных центров, характеризующихся одним локальным энергетическим уровнем, рассмотрена Шокли и Ридом [13]. Анализ проведен для стационарных процессов, происходящих при равномерной генерации и рекомбинации избыточных носителей заряда во всем объеме полупроводника. Кроме того, предполагается, что концентрация ловушек мала по сравнению с концентрацией неравновесных носителей, что позволяет пренебречь зарядом электронов и дырок, сидящих на ловушках, и записать условие нейтральности в виде  $\delta p = \delta n$ . Малость концентрации ловушек означает также, что и в том случае, когда поведение свободных носителей заряда описывается распределением Больцмана, носители, захваченные ловушками, подчиняются статистике Ферми. При сделанных предположениях выражение для времени жизни неравновесных пар электрон-дырка для электронного полупроводника имеет вид

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_{n0} + n_1 + \delta p}{p_{n0} + n_{n0} + \delta p} + \tau_{n0} \frac{p_{n0} + p_1 + \delta p}{p_{n0} + n_{n0} + \delta p}. \quad (7.2)$$

Значения коэффициентов  $n_1$  и  $p_1$  равны

$$n_1 = \gamma_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_n}{kT}\right), \quad (7.3)$$

$$p_1 = \gamma_n N_v \exp\left(-\frac{E_n - E_v}{kT}\right), \quad (7.4)$$

где  $E_n$  — энергетический уровень центров рекомбинации, а  $\gamma_n$  — фактор вырождения примесного уровня, т. е. отношение кратностей его вырождения соответственно в состояниях свободном и занятом носителем заряда. В рассматриваемой модели полупроводника с простыми однозарядными центрами  $\gamma_n = 1$ . Если предположить, что уровни ловушек расположены в верхней части зоны и полупроводник электронный, то физически коэффициент  $n_1$  (при сравнении с величиной  $n_{n0}$ ) характеризует степень занятости ловушек основными носителями. При

$n_1/n_{n0} \gg 1$  все центры захвата практически пусты, при  $n_1/n_{n0} \ll 1$ , наоборот, полностью «забиты» электронами. Аналогичный физический смысл имеет и коэффициент  $p_1$  при расположении уровня ловушки в нижней части запрещенной зоны дырочного полупроводника.

Коэффициент  $\tau_{p0}$  представляет собой время жизни дырок в сильно легированном полупроводнике  $n$ -типа,  $\tau_{n0}$  — то же для электронов в сильно легированном дырочном полупроводнике.

Формулы для определения этих времен жизни легко получить из наглядных физических представлений. В сильно легированном электронном полупроводнике все ловушки заполнены электронами, поэтому каждый акт захвата дырки приводит к рекомбинации пары носителей заряда. Если вспомнить, что ловушка эквивалентна кругу площади  $\sigma_p$ , то вероятность попадания дырки, движущейся с тепловой скоростью  $v_p$ , в одну из ловушек равна  $N_{л} \cdot \sigma_p \cdot v_p$  (здесь  $N_{л}$  — концентрация ловушек). А время жизни дырок есть не что иное, как величина, обратная вероятности рекомбинации. Таким образом,

$$\tau_{p0} = \frac{1}{N_{л} \sigma_{p0} v_p} \quad (7.5)$$

и аналогично для электронов в сильно легированном дырочном полупроводнике

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N_{л} \sigma_{n0} v_n} \quad (7.6)$$

Выражение (7.2) правильно объясняет экспериментально наблюдаемые зависимости времени жизни от положения уровня Ферми, от температуры и от уровня инжекции. Как при низком, так и при высоком уровнях инжекции общее выражение для времени жизни может быть упрощено:

$$\tau_p \simeq \tau_{p0} \frac{n_{n0} + n_1}{n_{n0} + p_{n0}} + \tau_{n0} \frac{p_{n0} + p_1}{n_{n0} + p_{n0}} = \tau_0 \quad (\delta p \ll n_{n0}), \quad (7.7)$$

$$\tau_p \simeq \tau_{p0} + \tau_{n0} = \tau_{\infty} \quad (\delta p \gg n_{n0}). \quad (7.8)$$

В области средних значений  $\Delta \left( = \frac{\delta p}{n_{n0}} \right)$  время жизни непостоянно и при  $n_{n0} \ll p_{n0}$  (электронный полупроводник, далекий от собственной проводимости) описывается

выражением

$$\tau(\Delta) \simeq \frac{1 + \frac{\tau_{\infty}}{\tau_0} \Delta}{1 + \Delta}. \quad (7.9)$$

Таким образом, для случаев  $\Delta \ll 1$  и  $\Delta \gg 1$  значение  $\tau_p = \text{const}$ , что и принималось нами при рассмотрении переходных процессов в диодах.

Однако реальные условия рекомбинации в полупроводниковых кристаллах значительно сложнее простейшей модели Шокли — Рида. Отличия состоят, во-первых, в том, что в полупроводнике имеется, как правило, целый ряд различных по природе рекомбинационных центров, многие из которых характеризуются не одним, а целой системой уровней в запрещенной зоне. Кроме того, в случае переключения диода процесс рекомбинации протекает в нестационарных условиях, причем степень нарушения термодинамического равновесия резко неравномерна по объему кристалла.

Поэтому важно выяснить, в какой степени процессы рекомбинации в базе реального полупроводникового диода при его переключении близки к модели мономолекулярной рекомбинации, при которой время жизни представляет собой константу, не зависящую от концентрации избыточных носителей заряда.

## § 25. Время жизни дырок при различных условиях рекомбинации

**25.1. Время жизни в нестационарных условиях.** Для определения закона затухания неравновесных носителей заряда в нестационарном случае при неравномерном возбуждении (это соответствует переключению диода из прямого направления в обратное) необходимо решить систему уравнений кинетики электронных переходов между разрешенными энергетическими уровнями. В общем случае произвольного нарушения равновесия и нескольких уровней энергий ловушки (или при простых ловушках разных типов) зависимости  $\delta p(t)$  и  $\delta n(t)$  получаются крайне сложными. Даже для полупроводника с одним типом однозарядных ловушек нахождение времени

жизни при произвольных уровнях инжекции в нестационарных условиях представляет собой аналитически неразрешимую задачу, так как кинетика нарастания или затухания концентрации избыточных носителей описывается нелинейными дифференциальными уравнениями [127].

В случае малых нарушений равновесия ( $\Delta \ll 1$ ) можно пренебречь членами, квадратичными относительно неравновесных концентраций, и линеаризовать уравнения кинетики. Тогда решение для  $\delta n(t)$  и  $\delta p(t)$  может быть представлено суммой экспоненциальных членов вида

$$\delta p(t) = \sum A_i e^{-t/\tau_i}. \quad (7.10)$$

Статистика рекомбинации для нестационарного случая в полупроводнике с одним типом простых рекомбинационных центров рассмотрена Э. И. Адировичем и Г. М. Гуро [128, 141].

Из проведенного в [128] анализа следует, что в электронном полупроводнике затухание концентрации неравновесных дырок после прекращения возбуждения описывается двумя экспоненциальными членами и зависит от трех постоянных времени, одна из которых представляет собой не что иное, как стационарное время жизни дырок, полученное Шокли и Ридом для случая произвольной концентрации центров рекомбинации  $N_{\pi}$ :

$$\tau_p^{ct} = \frac{\tau_{n0}(p_{n0} + p_1) + \tau_{p0} \left[ n_{n0} + n_1 + N_{\pi} \left( 1 + \frac{n_{n0}}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_{n0} + p_{n0} + N_{\pi} \left( 1 + \frac{n_{n0}}{n_1} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{n_1}{n_{n0}} \right)^{-1}}. \quad (7.11)$$

Две другие постоянные времени,  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , входящие в показатели экспонент, являются функциями параметров  $\tau_{p0}$ ,  $\tau_{n0}$ ,  $n_{n0}$ ,  $p_{n0}$ ,  $n_1$ ,  $p_1$ , а также степени заполнения ловушек в равновесном состоянии. При малой концентрации ловушек ( $N_{\pi} \ll n_{n0}$ ) оказывается, что  $\tau_2 \simeq \tau_p^{ct} = \tau_0$ , а  $\tau_1 \ll \tau_0$ , т. е. релаксационные процессы описываются одной постоянной времени, соответствующей времени жизни дырок по формуле (7.7). При очень большой концентрации рекомбинационных центров ( $N_{\pi} \gg n_{n0}$ ) затухание неравновесной концентрации дырок также опреде-

ляется одной постоянной времени, но равной в этом случае времени жизни основных носителей, т. е. электронов.

Аналогичные выражения для  $\tau_1$  и  $\tau_2$  были получены Сэндифордом [129]. Используя типичные значения сечений захвата и энергетических уровней ловушек для кремния и германия, Сэндифорд установил, что всегда  $\tau_2 \gg \tau_1$ , так что, за исключением короткого начального интервала времени, рекомбинационное затухание концентрации избыточных дырок описывается постоянной времени  $\tau_2$ . Проведя практически оправданные упрощения, Сэндифорд получил удобную для анализа формулу нестационарного времени жизни дырок в электронном полупроводнике с произвольной концентрацией ловушек при условии низкого уровня инжекции:

$$\tau_p^{\text{нест}} = \frac{\tau_{p0} \left[ p_{n0} + p_1 + N_L \left( 1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1} \right] + \tau_{p0} \left[ n_{n0} + n_1 + N_L \left( 1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_{n0} + p_{n0} + N_L \left( 1 + \frac{n_1}{n_{n0}} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{n_{n0}}{n_1} \right)^{-1}} \quad (7.12)$$

Сравнение (7.11) и (7.12) показывает, что в выражении для стационарного времени жизни величина  $N_L$  входит лишь в член, описывающий захват ловушками неосновных носителей дырок, тогда как формула для  $\tau_p^{\text{нест}}$  симметрична относительно  $N_L$ .

В подавляющем большинстве практически интересных случаев выражения (7.11) и (7.12) могут быть значительно упрощены.

Рассмотрим полупроводник  $n$ -типа, далекий от собственной проводимости ( $n_{n0} \gg p_{n0}$ ), с рекомбинационными центрами, имеющими энергетический уровень в верхней половине запрещенной зоны, так что  $n_1 \gg p_1$ . Будем также считать, что коэффициенты  $\tau_{p0}$  и  $\tau_{n0}$  не слишком сильно разнятся друг от друга. Результаты упрощения выражений (7.7), (7.11) и (7.12) при различных соотношениях  $n_{n0}$ ,  $n_1$  и  $N_L$  сведены в табл. 7.1.

Случай  $n_{n0} \gg n_1$  близок к кремнию  $n$ -типа, легированному золотом, случаю  $n_{n0} \ll n_1$  и  $n_{n0} = n_1$  соответствует германий  $n$ -типа, также легированный золотом

Таблица 7.1

$n_{n0}$	$N_n$	$\tau_0$	$\tau_p^{ст}$	$\tau_p^{нест}$
$n_{n0} \geq n_1$	$N_n \ll n_{n0}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0}$
	$N_n = n_{n0}$	—	$\tau_{p0}$	$\tau_{p0} + \tau_{n0}$
	$N_n \gg n_{n0}$	—	$\tau_{p0}$	$\tau_{p0} + \tau_{n0} \frac{n_{n0}}{n_1}$
$n_{n0} = n_1$	$N_n \ll n_{n0}$	$2\tau_{p0}$	$2\tau_{p0}$	$2\tau_{p0}$
	$N_n = n_{n0}$	—	$2\tau_{p0}$	$2\tau_{p0} + 0,4\tau_{n0}$
	$N_n \gg n_{n0}$	—	$2\tau_{p0}$	$2(\tau_{p0} + \tau_{n0})$
$n_{n0} \ll n_1$	$N_n \ll n_{n0}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$
	$N_n = n_{n0}$	—	$\tau_{p0} \left(2 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$	$\tau_{p0} \left(2 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) + \frac{n_{n0}}{n_1} \tau_{n0} \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$
	$N_n \gg n_{n0}$	—	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}}$	$\tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_{n0}}\right) + \tau_{n0} \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_{n0}} + \tau_{n0}$

(см. § 27). Следует отметить, что при исследовании диодов случай очень большой концентрации ловушек ( $N_{\text{л}} \gg n_{n0}$ ) практически никогда не реализуется. Это связано с тем, что примеси, резко снижающие время жизни носителей заряда в германии и кремнии, являются в то же время донорами или акцепторами; поэтому для того, чтобы удельное сопротивление кристалла не зависело от концентрации центров рекомбинации, используют лишь такие образцы, в которых  $N_{\text{л}} < n_{n0}$ . Условно можно считать, что верхнее граничное значение  $N_{\text{л}}$ , которое может встретиться в том или ином диоде, определяется равенством  $N_{\text{л}} = n_{n0}$ .

Анализ данных табл. 7.1 приводит к следующим выводам. Прежде всего оказывается, что при любой концентрации ловушек стационарное время жизни дырок равно величине  $\tau_0$ , определяемой статистикой Шокли — Рида для  $N_{\text{л}} \ll n_{n0}$ . При малых значениях  $N_{\text{л}}$  нестационарное время жизни дырок также равно  $\tau_0$ . При повышении концентрации ловушек величина  $\tau_p^{\text{нест}}$  начинает все в большей и большей степени определяться значением  $\tau_{n0}$ , т. е. временем жизни основных носителей. При этом всегда  $\tau_p^{\text{нест}} > \tau_p^{\text{ст}}$ .

При рассмотрении переходных процессов в диодах не всегда необходимо пользоваться значением  $\tau_p^{\text{нест}}$ . Так, при определении длительности полочки  $t_1$  в режиме переключения, когда  $t_1 \ll \tau_p$  (т. е. при  $B \gg 1$ ), можно использовать стационарное время жизни дырок, соответствующее данным условиям ( $n_{n0}$ ,  $n_i$ ,  $N_{\text{л}}$ ), потому что за время  $t_1$  существенного изменения степени заполнения ловушек носителями не происходит. Это подтверждает правомерность расчетов длительности  $t_1$ , проведенных в [44, 45], основанных на использовании выражения для стационарного времени жизни дырок.

При исследовании фазы уменьшения переходного обратного тока или спада послеинжекционного напряжения на  $p$  —  $n$ -переходе необходимо использовать значение  $\tau_p^{\text{нест}}$ .

Общий итог проведенного анализа заключается в том, что во всех случаях при низком уровне инжекции время жизни избыточных дырок не зависит от их концентрации,

Переходные процессы в диодах, длительность которых меньше  $\tau_p$ , определяются значением стационарного времени жизни, совпадающего со временем жизни дырок по (7.7); при исследовании более длительных переходных процессов в качестве  $\tau_p$  должно быть использовано его нестационарное значение, близкое к сумме стационарных времен жизни дырок и электронов.

**25.2. Рекомбинация на многозарядных центрах.** Из проведенного анализа вытекает также, что при протекании переходных процессов в диодах наиболее активно участвуют в процессе рекомбинации те центры, для которых велики вероятности захвата как электронов, так и дырок, т. е. имеющие энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны (глубокие уровни).

Экспериментальные исследования показали, что такие центры образуют в германии и кремнии атомы переходных металлов, а также меди и цинка. Установлено, что в отличие от простых центров, которым соответствует один энергетический уровень в запрещенной зоне, атомы этих металлов, введенные в полупроводник, образуют сложный энергетический спектр и характеризуются несколькими уровнями в запрещенной зоне. Соответственно этому подобные «сложные» ловушки могут находиться в нескольких зарядовых состояниях, и поэтому их называют *многозарядными* центрами.

Благодаря сильному взаимодействию зарядов примесного центра оказывается, что одновременно экспериментально проявляются не все возможные уровни ловушки, а лишь один или два из них [130].

Расчет процесса рекомбинации, идущего через многозарядные центры, очень сложен. Эта сложность объясняется тем, что, несмотря на постоянство концентрации примесных центров, концентрация уровней, соответствующих различным заряженным атомам, непостоянна, так как зависит от степени заполнения этих атомов электронами, а эта характеристика изменяется во время самого процесса рекомбинации.

Однако математический анализ [130] показывает, что если расстояния между соседними уровнями значительно превышают  $\frac{kT}{q}$  (что выполняется для большинства

изученных примесей), то зависимость эффективной зарядовости центров от уровня Ферми имеет вид ступенчатой функции, т. е. для каждого конкретного кристалла рекомбинация идет через один или два уровня.

Поэтому для оценки рекомбинационных свойств реальных кристаллов необходимо и достаточно рассмотреть модель полупроводника с ловушками одного типа, имеющими лишь два уровня в запрещенной зоне  $E_1$  и  $E_2$ . Эта задача рассмотрена Шокли и Са [132], а также Н. Г. Ждановой, С. Г. Калашниковым и А. И. Морозовым [133]. Используя общее выражение для стационарной скорости генерации на многократно заряженных центрах [132], Ю. А. Концевой [131] получил формулу времени жизни дырок (для случая электронного полупроводника) при произвольном уровне инжекции:

$$\tau_p = \tau_0^{(2)} \frac{1 + a\Delta + b\Delta^2}{(1 + \Delta)(1 + c\Delta)}, \quad (7.13)$$

где

$$a = \frac{(c_{n2} + c_{p2}) \left( c_{n1} + c_{p1} \frac{p_1}{n_{n0}} \right) + c_{n2} \left[ c_{n1} \left( 1 + \frac{n_2}{n_{n0}} \right) + c_{p1} \frac{n_2}{n_{n0}} \right]}{c_{n2} \left( c_{n1} + c_{p1} \frac{p_1}{n_{n0}} \right) \left( 1 + \frac{n_2}{n_{n0}} \right)}, \quad (7.14)$$

$$b = \frac{c_{n1}c_{n2} + c_{p1}c_{p2} + c_{n1}c_{p2}}{c_{n2} \left( c_{n1} + c_{p1} \frac{p_1}{n_{n0}} \right) \left( 1 + \frac{n_2}{n_{n0}} \right)}, \quad (7.15)$$

$$c = \frac{c_{n1}c_{p2} (c_{p1} + c_{n2})}{c_{n1}c_{n2}c_{p2} + c_{p1}c_{n2} \left( c_{n1} \frac{n_2}{n_{n0}} + c_{p2} \frac{p_1}{n_{n0}} \right)}. \quad (7.16)$$

Коэффициенты  $c_{n1} \dots c_{p2}$  представляют собой величины, обратные времени жизни электронов и дырок в сильно легированном полупроводнике с одним рекомбинационным уровнем, т. е.

$$c_{n1} = \frac{1}{\sigma_{n1} N_n v_n} = \tau_{n01}^{-1}. \quad (7.17)$$

Аналогично записываются и коэффициенты  $c_{p1}$ ,  $c_{n2}$  и  $c_{p2}$ . Характеристические числа  $p_1$  и  $n_2$  для каждого из уровней определяются так же, как в случае полупроводника с однозарядными центрами, т. е. по формулам (7.3),

(7.4). В выражениях (7.14)—(7.17) индекс 1 относится к параметрам первого уровня, индекс 2 — к параметрам второго, причем отсчет номеров уровней идет в направлении от потолка валентной зоны  $E_v$ .

При выводе (7.13) предполагалось, что уровни 1 и 2 лежат по разные стороны от середины запрещенной зоны, причем настолько далеко от нее, что  $p_1 \gg n_1$ , а  $n_2 \gg p_2$ . Поэтому в формулу для  $\tau_p$  входят лишь коэффициенты при  $p_1$  и  $n_2$ .

Значение времени жизни дырок при низком уровне инжекции равно

$$\tau_0^{(2)} = \tau_{p02} \left( 1 + \frac{n_2}{n_{n0}} \right) \left( 1 + \frac{1}{\frac{c_{p2}}{c_{p1}} \frac{n_{n0}}{n_2} + \frac{c_{p2}}{c_{n1}} \frac{p_1}{n_2}} \right)^{-1}. \quad (7.18)$$

Если все коэффициенты  $c_{n1} \dots c_{p2}$  близки друг к другу и второй уровень значительно глубже первого (т. е.  $n_2 \ll p_1$ ), то  $\tau_0^{(2)} \simeq \tau_{p02}$ , т. е. то же, что и в случае простого однозарядного центра с уровнем  $E_2$ . К такому же результату мы приходим и в том случае, когда глубина залегания обоих уровней одинакова ( $p_1 \simeq n_2$ ), но  $c_{p2} \gg c_{n1}$ .

При очень высоком уровне инжекции ( $\Delta \rightarrow \infty$ ) время жизни дырок равно

$$\tau_\infty^{(2)} = \tau_0^{(2)} \frac{b}{c} = \frac{c_{n1}c_{n2} + (c_{n1} + c_{p1})c_{p2}}{c_{n1}c_{p2}(c_{p1} + c_{n1})} \quad (7.19)$$

и зависит только от сечений захвата электронов и дырок уровнями  $E_1$  и  $E_2$  (как и в случае рекомбинации через однозарядный центр). Если сечения захвата для одного из уровней значительно больше, чем для другого, то

$$\tau_\infty^{(2)} = \tau_{p02} + \tau_{n02} \left( 1 + \frac{c_{p1}}{c_{p2}} \right) \quad (c_{n, p1} \ll c_{n, p2}), \quad (7.20)$$

$$\tau_\infty^{(2)} = \tau_{p01} \left( 1 + \frac{c_{n2}}{c_{p2}} \right) + \tau_{n01} \quad (c_{n, p1} \gg c_{n, p2}), \quad (7.21)$$

т. е. по-прежнему время жизни дырок определяется параметрами обоих уровней рекомбинационного центра.

Проведенный анализ показывает, что при рекомбинации через многозарядную ловушку с двумя уровнями в

запрещенной зоне, так же как и в случае простых центров, время жизни дырок при  $\Delta \ll 1$  и  $\Delta \gg 1$  не зависит от концентрации неравновесных носителей заряда. При возрастании уровня инжекции в диапазоне от  $\Delta=0$  до  $\Delta \rightarrow \infty$  время жизни монотонно изменяется от  $\tau_p = \tau_0^{(2)}$  до  $\tau_p = \tau_{\infty}^{(2)}$ .

Таким образом, оставаясь в рамках механизма ловушечной рекомбинации, в большинстве случаев рассмотрения переходных процессов в диодах возможно использование параметра  $\tau_p$ , не зависящего от концентрации неравновесных носителей заряда. Величина  $\tau_p$  может быть различной в зависимости от концентрации и свойств центров рекомбинации в базовой области полупроводника, а также от вида рассматриваемого нестационарного процесса.

**25.3. Излучательная рекомбинация.** При сверхвысоких уровнях инжекции, когда концентрация избыточных носителей заряда в базе становится порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и более, рекомбинация начинает протекать по бимолекулярной схеме, т. е. время жизни дырок оказывается обратно пропорциональным их концентрации. Это связано с тем, что, кроме ловушечного механизма, становится возможной непосредственная рекомбинация свободных электронов и дырок, сопровождающаяся испусканием фотонов.

Анализ излучательной рекомбинации, проведенный Шокли и Русбреком [134], позволяет для соответствующего времени жизни избыточных носителей заряда использовать следующее соотношение:

$$\tau_{\text{изл}} \simeq \frac{n+p}{np} R_c. \quad (7.22)$$

В этом выражении  $\tau_{\text{изл}}$  означает время жизни носителей заряда, которое они имели бы в том случае, если существовала бы только излучательная рекомбинация. Коэффициент  $R_c$  экспериментально определен для германия [134] и при комнатной температуре равен  $1,57 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ .

Из (7.22) вытекает, что при  $n = p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  радиационное время жизни дырок равно  $\tau_{\text{изл}} \simeq 30 \text{ мксек}$ , что сравнимо с наблюдаемым в ряде диодов «ловушечным»

временем жизни. При повышении температуры роль излучательной рекомбинации резко возрастает.

Таким образом, при высоких концентрациях инжектированных носителей и при повышенных температурах постоянство  $\tau_p$  может нарушиться, что нарушит и линейность основного уравнения (1.18).

## § 26. Влияние уровней прилипания на переходные процессы в диодах

**26.1. Уровни прилипания.** В предыдущем параграфе мы отмечали, что, чем больше сечения захвата носителей заряда, тем эффективнее идет рекомбинация через данный центр.

Однако вероятность захвата электрона или дырки еще не определяет однозначно вероятности рекомбинации. Действительно, захваченный, например, незанятым центром электрон имеет две возможности: либо «дождаться» захвата этим центром свободной дырки и рекомбинировать с ней, либо под действием теплового движения быть выброшенным обратно в зону проводимости. Относительная роль этих двух процессов определяется расположением энергетических уровней центров в запрещенной зоне, их концентрацией, а также концентрацией свободных носителей, т. е. положением уровня Ферми.

Если, например, уровень ловушки находится в непосредственной близости под дном зоны проводимости, то вероятность захвата ловушкой электрона велика. В то же время вероятность захвата дырки этим центром почти такая же, как и вероятность перехода дырки через всю запрещенную зону, т. е. практически равна нулю. Таким образом, захваченные ловушкой электроны не сумеют прорекомбинировать и вследствие обратного теплового выброса попадут в зону проводимости.

То же самое, только в отношении дырок, наблюдается и для центров захвата, расположенных непосредственно над потолком валентной зоны. Такие ловушки, для которых вероятность обратного теплового выброса носителя заряда в зону значительно больше вероятности захвата носителей другого знака, называют центрами (или уровнями) прилипания. Иначе говоря, уровень прилипания

эффективно взаимодействует лишь с каким-либо одним типом носителей заряда. В большей или меньшей концентрации центры прилипания, так же как и центры рекомбинации, присутствуют в любом реальном кристалле полупроводника.

Как показывают эксперименты, захваченный на уровень прилипания носитель заряда может иногда в течение очень длительного времени ( $\tau_t \gg \tau_p$ ) находиться в локализованном состоянии, а затем снова стать свободным.

По характеру взаимодействия с зоной проводимости центры прилипания делятся на два вида. В том случае, когда установление равновесия между уровнями прилипания и зоной проводимости происходит за время, много меньшее, чем  $\tau_p$ , говорят о центрах  $\alpha$ -типа. Носитель, захваченный  $\alpha$ -центром, может несколько раз перейти в свободное состояние и вновь захватиться, прежде чем он рекомбинирует. Поэтому  $\alpha$ -центры представляют собой уровни многократного прилипания.

Если же установление равновесия между зоной проводимости и уровнями прилипания происходит очень медленно по сравнению с временем жизни, то такие ловушки называют уровнями прилипания  $\beta$ -типа. Очевидно, что  $\beta$ -центры являются уровнями однократного прилипания.

Эксперименты Хорнбека и Хэйнса [135] показали, что в кремнии типичные значения  $\tau_t$  составляют 50 мсек для  $\alpha$ -центров и превышают 1 сек для  $\beta$ -центров. Значения концентраций  $\alpha$ - и  $\beta$ -центров  $N_\alpha$  и  $N_\beta$  обычно лежат в пределах  $10^{13}$ — $10^{14}$  см<sup>-3</sup> или меньше.

В германии при низких температурах также обнаружены уровни прилипания, для которых  $\tau_t \simeq 1$  мксек [136].

**26.2. Роль уровней прилипания в приборах с  $p-n$  переходами.** В стационарных условиях при длительном протекании через диод постоянного прямого тока, кроме заряда подвижных дырок, накопленных в базе, имеется также и связанный заряд дырок, локализованных на уровнях прилипания. Таким образом, наличие уровней прилипания вызовет затягивание интервала времени, в течение которого релаксируют неравновесные концентрации электронов и дырок, поэтому можно ожидать и

соответствующего замедления переходных процессов при переключении диода.

Однако экспериментальные исследования, проведенные С. М. Рывкиным с сотрудниками на фотоприборах с  $p$ - $n$ -переходами [137, 138], показали, что уровни прилипания, существенно изменяя картину затухания фотопроводимости, не влияют сколько-нибудь заметным образом на релаксацию фототока.

Анализ многочисленных экспериментальных данных по переходным процессам в различных типах диодов также приводит к заключению о незначительной роли уровней прилипания. Проведенное нами сопоставление переходных характеристик при переключении кремниевых сплавных диодов, у которых значение  $\tau_p$  в базе было снижено до 0,1—0,2 мксек разными методами (термозакалка, нейтронная бомбардировка, легирование золотом), показало, что вид функции  $i(t)$  отличается для всех трех групп диодов несущественно. Спад обратного тока вплоть до 5—10 мка удовлетворительно описывается выражением (2.4) с постоянным значением  $\tau_p$ . Физическая причина различия в проявлении уровней прилипания в разных нестационарных процессах состоит в следующем [138]. Та часть инжектированных в базу дырок (вне зависимости от того, осуществляется инжекция светом или  $p$ - $n$ -переходом, смещенным в прямом направлении), которая локализована на центрах прилипания, освобождаясь, дает медленную компоненту переходного тока. Однако из-за крайне малой интенсивности термического опустошения центров прилипания медленная компонента тока обладает очень малой амплитудой по сравнению с компонентой тока, обязанной релаксации свободных избыточных носителей заряда. Поэтому освобождение уровней прилипания практически не влияет на вид осциллограмм переходных процессов в диодах и фотодиодах.

Особенно это очевидно при наличии  $\beta$ -центров из-за очень больших значений  $\tau_i$ , присущих этим уровням. В случае  $\alpha$ -центров влияние прилипания на скорость релаксации тока в быстродействующих фотодиодах (с постоянной времени  $\sim 10^{-8}$ сек) может стать заметным лишь при  $N_\alpha \geq 10^{15}$  см<sup>-3</sup> [138]. При этой оценке принято,

что уровни прилипания обладают наибольшими из известных сечениями захвата носителей заряда. В более инерционных фотодиодах  $\alpha$ -центры могут дать о себе знать и при меньших значениях  $N_\alpha$ .

Оценки в [138] проведены в предположении однородной генерации носителей заряда во всем объеме базы, что отличается от условий, возникающих при протекании через  $p-n$ -переход прямого и обратного токов.

Э. И. Адирович и Е. М. Кузнецова [139] развили диффузионную теорию  $p-n$ -перехода для полупроводников с центрами прилипания. Ими установлено, что процессы прилипания не влияют на стационарное распределение свободных дырок в базовой области при протекании прямого тока. Это связано с тем очевидным обстоятельством, что в стационарных условиях захват неравновесных носителей на уровни прилипания балансируется в каждой точке полупроводника выбросом с этих уровней. Благодаря наличию градиента концентрации генерированных носителей всегда происходит их диффузионное перемещение независимо от явления прилипания. В. Е. Лашкаревым теоретически установлено [140], а в опытах Хорнбека и Хэйна экспериментально подтверждено [135], что длина диффузионного смещения практически не меняется от присутствия центров прилипания.

Для переменной составляющей концентраций равенство интенсивностей захвата и освобождения дырок ловушками не выполняется. Поэтому дифференциальная комплексная проводимость  $p-n$ -перехода на малом высокочастотном сигнале может при некоторых условиях зависеть не только от времени жизни дырок  $\tau_p$ , но и от параметров центров прилипания ( $\tau_t$ ,  $N_\alpha$ ,  $E_\alpha$  или  $N_\beta$ ,  $E_\beta$ ) [139].

**26.3. Уровни прилипания при переключении диода.** Сравним заряды свободных и локализованных дырок, накопленных в базе при протекании прямого тока. Первая из интересующих нас величин получена ранее и, согласно (2.8),  $Q_n = i_{пр}\tau_p$ .

Полагая, что при протекании прямого тока все уровни прилипания насыщаются дырками, и учитывая, что в релаксации обратного тока после переключения диода могут сыграть роль лишь носители, удаленные от  $p-n$ -

перехода не более чем на диффузионную длину, получаем

$$Q_{\text{л}} \simeq qSL_p N_{\text{л}}. \quad (7.23)$$

Сравнение  $Q_{\text{л}}$  с  $Q_{\text{н}}$  показывает, что при малых значениях прямого тока и при большой площади  $p-n$ -перехода (т. е. при малой плотности прямого тока) отношение  $Q_{\text{л}}/Q_{\text{н}}$  может стать очень значительным.

Практически, однако, плотность прямого тока при наблюдении процессов переключения выбирают не слишком малой, с тем чтобы уменьшить влияние заряда барьерной емкости  $p-n$ -перехода  $Q_{\text{с}}$ . Будем условно считать, что минимальный ток прямого смещения определяется из условия  $Q_{\text{с}} < 0,1 Q_{\text{н}}$ . При достаточно больших обратных напряжениях ( $u_{\text{обр}} \gg u_{\text{пр}}$ ) для  $p-n$ -перехода со ступенчатым изменением примеси, используя известную формулу барьерной емкости, нетрудно получить

$$Q_{\text{с}} \simeq \frac{KS}{V\rho} \sqrt{u_{\text{обр}}}, \quad (7.24)$$

где для германия и кремния с точностью в 15%  $K = 4,6 \cdot 10^{-8} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-1/2} \cdot \text{а}^{1/2}$ . Отсюда

$$i_{\text{пр}}^{(\text{мин})} \geq \frac{10KS \sqrt{u_{\text{обр}}}}{\tau_p V \rho}. \quad (7.25)$$

Сопоставление выражений для  $Q_{\text{н}}$  и  $Q_{\text{л}}$  дает

$$Q_{\text{л}} \leq Q_{\text{н}} \frac{N_{\text{л}} L_p q \sqrt{V \rho}}{K \sqrt{u_{\text{обр}}}}. \quad (7.26)$$

Беря наихудшее сочетание параметров ( $L_p \simeq 10^{-2} \text{ см}$ ,  $\rho \simeq 1 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ,  $u_{\text{обр}} \simeq 4 \text{ в}$ ), получаем, что  $Q_{\text{л}}$  сравнивается с  $Q_{\text{н}}$  лишь при  $N_{\text{л}} > 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что близко к максимальной концентрации ловушек в реальных кристаллах. Поскольку время рассасывания заряда свободных дырок по крайней мере на два-три порядка меньше времени рассасывания заряда, локализованного на уровнях прилипания, очевидно, что во столько же раз амплитуда сигнала, связанного с освобождением уровня прилипания, меньше амплитуды токового сигнала, наблюдаемого на экране осциллографа при переключении диода.

Очевидно, что лишь при работе с короткими импульсами прямого тока ( $t_{пр} \ll \tau_p$ ) центры прилипания  $\alpha$ -типа могут заметно повлиять на вид переходного процесса. Специально этот вопрос в литературе не рассматривался.

## § 27. Рекомбинационные свойства германия и кремния, легированных золотом

**27.1. Общие свойства многозарядных центров.** Выше, в § 25, отмечалось, что наиболее эффективно в процессах рекомбинации как в германии, так и в кремнии участвуют центры, образованные атомами переходных металлов, а также меди и цинка.

На рис. 7.1 приведены экспериментальные данные по энергетическим спектрам многозарядных центров в германии и кремнии. Энергия уровня отсчитывается либо от потолка валентной зоны  $E_v$ , либо от дна зоны проводимости  $E_c$ , в зависимости от того, к чему уровень ближе. Для характеристики рекомбинационных свойств этих центров в табл. 7.2 [142] обобщены многочисленные экспериментальные данные по сечениям захвата электронов  $\sigma_n$  и дырок  $\sigma_p$  в германии атомами ряда элементов, находящихся в различных зарядовых состояниях. Для сравнения отметим, что простые однозарядные центры, образованные, например, атомами галлия или алюминия, имеют сечения захвата электронов не более  $10^{-18} \div 10^{-19} \text{ см}^2$ .

Атомы переходных металлов, а также меди и цинка в германии и кремнии обладают целым рядом общих свойств, знание которых важно при рассмотрении процессов рекомбинации.

1. Примеси переходных металлов обладают более высокими коэффициентами диффузии в твердом полупроводнике и более низкими значениями коэффициента сегрегации и предельной растворимости по сравнению с примесями элементов III и V групп периодической системы Д. И. Менделеева.

2. Рекомбинационные центры, образованные атомами переходных металлов, обладают высокими значениями сечений захвата электронов и дырок.

3. Для большинства примесей переходных металлов (Ni, Fe, Cu, Co в германии, Fe, Cu в кремнии) наблюдается «дезактивация» — исчезновение активных свойств

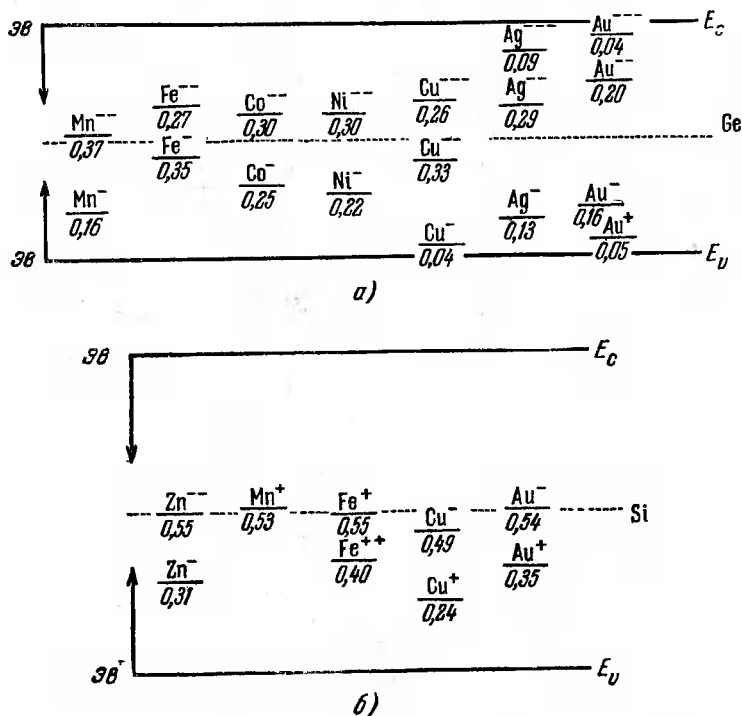


Рис. 7.1. Энергетический спектр многозарядных центров в германии (а) и кремнии (б).

образованных рекомбинационных центров после длительного термоотжига. Явление «дезактивации» объясняется большими коэффициентами диффузии и резкой зависимостью растворимости от температуры указанных примесей, что приводит к «высаживанию» атомов этих металлов в междоузлия кристаллической решетки в процессе термоотжига и исключению их влияния на рекомбинацию.

Таблица 7.2

Элемент	$T, ^\circ\text{K}$	$\sigma_n^{0'}$	$\sigma_n^-$	$\sigma_n^{--}$	$\sigma_p^-$	$\sigma_p^{--}$	$\sigma_p^{---}$
Cu	300		0,1 0,15 0,18	0,36 $\leq 0,001\sigma_p^{---}$ $\sim 0,01\sigma_p^{---}$		1,8	1 1 3,6
	316 130—190 20				500	$\sim 10\sigma_n^-$	
Ni	300	0,8 1 20 7,8	6 3			> 40 100 200	
	77				1000		
Fe	300	1—10 10			30	100	
Co	300	10					
Mn	300 150	30	< 0,0001				
	300 80	1,2 600	2 $\sim 0,1 (90^\circ\text{K})$		1000	100 > 1000	
Ag	300	0,6	1			50	

Примечание. Для всех элементов  $\sigma$  выражено в единицах  $10^{-16} \text{ см}^2$ .

Таблица 7.3

$\sigma_n^0$	$\sigma_n^-$	$\sigma_p^0$	$\sigma_p^-$	$\sigma_p^{--}$	Источник
600 (80° K)	0,1 (90° K)		1 000 (80° K)	1 000 (80° K)	[143]
1,2	2		230 (77° K)	100	[144]
		0,0375 (97° K)	15 500 (97° K)		[145]
			4 900 (80° K)		[146]
0,5	2			100	[147]
		300 (70° K)			[146, 148, 150]
		0,006 (25° K)			[149]
	1 (300° K)				[155]
	0,12 (77° K)			1 500	[152]
					[153]
				4 000 (30° K)	[154]

Примечание.  $\sigma$  выражено в единицах  $10^{-16}$  с.м<sup>2</sup>. Данные, для которых в скобках не указана температура измерения, получены при комнатной температуре.

4. Сечения захвата носителей заряда ловушками, образованными атомами переходных металлов, обнаруживают сильную температурную зависимость. При повышении температуры от комнатной до  $120\text{--}150^\circ\text{C}$  сечения захвата для различных примесей уменьшаются в 2—7 раз.

Третья из перечисленных особенностей привела к тому, что наиболее широко при изготовлении быстродействующих диодов как кремниевых, так и германиевых для снижения времени жизни используется почти исключительно золото.

**27.2. Германий, легированный золотом.** Атомы золота в германии могут находиться в пяти различных зарядовых состояниях: нейтральном, однократно положительно заряженном, однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженном. Экспериментальные данные по сечениям захвата подвижных носителей заряда атомами золота, находящимися в различных зарядовых состояниях, приведены в табл. 7.3.

Расчет процесса рекомбинации на атомах золота в германии, учитывающий все пять возможных зарядовых состояния, очень сложен и до настоящего времени не проведен.

Если германий обладает дырочной проводимостью и уровень Ферми лежит выше  $E_2$  (уровень  $Au^+$  на рис. 7.1) или если германий обладает электронной проводимостью и уровень Ферми лежит ниже  $E_3$  (уровень  $Au^-$  на рис. 7.1), то при низком уровне инжекции в процессе рекомбинации активно участвуют один или два глубоких уровня.

Из анализа формулы (7.18) видно, что в  $p$ -германии при комнатной температуре время жизни электронов при низком уровне инжекции равно

$$\tau_0 = \frac{P_{p0} + P_2}{P_{p0}c_{n2} + P_2c_{n3}}. \quad (7.27)$$

В  $n$ -германии рекомбинационные свойства кристалла определяются сечением захвата дырок уровнем  $E_3$  и рекомбинация идет как через простой однозарядный центр. Если в кристалле  $n_{n0} \gg p_{n0}$ , то в соответствии с теорией Шокли — Рида для времени жизни избыточных дырок

имеем

$$\tau_0 = \frac{1}{c_{p3}} \left( 1 + \frac{n_3}{n_{p0}} \right). \quad (7.28)$$

В этих выражениях индексы 2 и 3 означают величины, относящиеся к уровням  $E_2$  и  $E_3$  соответственно.

Для практического использования формул (7.27) — (7.28) необходимо, согласно (7.3), (7.4), знать факторы вырождения различных уровней золота. В литературе относительно этой характеристики имеются разноречивые сведения. Так, в [155] по исследованию зависимости постоянной Холла от температуры получено, что в германии  $p$ -типа величины, обратные факторам вырождения для всех глубоких акцепторных уровней (в том числе и для уровня  $E_3$ ), равны 8, а в германии  $n$ -типа равны 2. В [148] по измерению времени жизни в  $n$ -германии получено, что  $\gamma_3^{-1} = 2,6$ , а  $\gamma_2^{-1} = 8,5$ . Поскольку условия эксперимента работы [148] ближе к интересующим нас процессам, при дальнейших расчетах будем считать, что  $\gamma_3^{-1} = 2,6$  и  $\gamma_2^{-1} = 8,5$ . Считая, что

$$N_c = 4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2}, \quad (7.29)$$

получаем при комнатной температуре ( $T = 300^\circ \text{K}$ )

$$n_3 = 7,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad p_2 = 8,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

На основании данных табл. 7.3 с использованием температурных зависимостей сечений захвата электронов и дырок различными уровнями [148] находим, что наиболее достоверны для уровней  $E_2$  и  $E_3$  следующие значения рекомбинационных параметров:

$$\begin{aligned} \sigma_p^- &= 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2, & \sigma_p^{--} &= 10^{-14} \text{ см}^2, \\ \sigma_n^- &= 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, & \sigma_n^{--} &= 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

При определении этих коэффициентов условно предполагается, что  $v_p = v_n = 10^7 \text{ см/сек}$ .

Проводя простейшие преобразования (7.27) — (7.28) и считая, что в случае, если проводимость кристалла не очень велика и в то же время далека от собственной, величина ее прямо пропорциональна концентрации

основных носителей заряда, получаем

$$\tau_0 = \frac{2 \cdot 10^9}{N_{Au}} \cdot \frac{1 + 3\rho}{1 + 12\rho} \quad \text{для } p\text{-германия,} \quad (7.30)$$

$$\tau_0 = \frac{10^7}{N_{Au}} (1 + 3,6\rho) \quad \text{для } n\text{-германия.} \quad (7.31)$$

В этих формулах  $N_{Au}$  выражено в  $см^{-3}$ ,  $\rho$  — в  $ом \cdot см$  и  $\tau_0$  — в  $сек$ .

Естественно, что для  $p$ - и  $n$ -германия  $\tau_0 \sim N_{Au}^{-1}$ . Зависимость же  $\tau_0$  от удельного сопротивления различна.

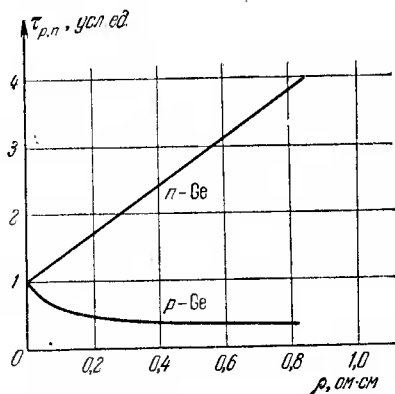


Рис. 7.2. Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в германии, легированном золотом, от удельного сопротивления.

На рис. 7.2 приведены графики выражений (7.30) и (7.31) в относительных единицах. Как видим, при возрастании  $\rho_n$  величина  $\tau_0$  возрастает по линейному закону, а при возрастании  $\rho_p$  время жизни электронов, напротив, уменьшается, стремясь к предельному значению, равному 25% от значения при  $\rho_p \rightarrow 0$ . Физический смысл этого результата заключается в том, что при возрастании удельного сопротивления  $p$ -германия уровень Ферми поднимается все выше и выше к середине запрещенной зоны. При этом уровень  $E_2$  заполняется электронами,

практически все атомы золота становятся однократно отрицательно заряженными и скорость рекомбинации определяется значением  $\tau_{n03}$ , тогда как при близости уровня Ферми к  $E_v$  скорость рекомбинации определяется наибольшим из значений  $\tau_{n02}$  и  $\tau_{n03}$ , т. е.  $\tau_{n02}$ . Отношение  $\tau_{n02}/\tau_{n03}$  как раз и равняется 4.

Практически  $\tau_0$  в  $p$ -германии перестает заметно изменяться при  $\rho_p \geq 0,3 \div 0,6$  ом·см.

На основании формул (7.30)—(7.31) можно оценить минимальные значения времени жизни, которые могут быть достигнуты в германии, легированном золотом.

В соответствии с общепринятыми данными [156, 157] предельная растворимость золота в твердом германии составляет  $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Проведенные нами совместно с А. Я. Губенко и Н. В. Постниковой радиоактивационные исследования на пластинах германия с золотом, введенным методом диффузии, показали, что более достоверное значение максимальной растворимости золота составляет  $4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Это же значение подтверждено и измерениями электрических свойств рекристаллизованных слоев германия с золотом [158].

Используя значение  $N_{Au} = 4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, получаем, что минимальные значения  $\tau_0$  равны 0,25 нсек и 12,5 нсек для  $n$ - и  $p$ -типов германия соответственно.

Указанные минимальные значения  $\tau_0$  для  $p$ -германия практически достигнуты, что подтверждается исследованием переходных процессов в некоторых типах быстродействующих диффузионных меза-диодов [159, 160].

Аналогичные исследования были проведены нами совместно с Н. В. Постниковой на диодах, изготовленных из германия электронного типа проводимости, легированного золотом. Поскольку длительность переходных процессов в этих диодах очень мала ( $\sim 10^{-9}$  сек), для их наблюдения необходимо иметь исключительно малую барьерную емкость (порядка десятых долей пикофарады). Чтобы удовлетворить этому требованию,  $p$ — $n$ -переходы диодов изготавливались путем приварки острия очень тонкой золотой проволоки к кристаллам германия. Площадь выпрямляющего контакта при этом не превышала  $10^{-5}$  см<sup>2</sup>. Исследования этих диодов показали, что экспериментальная зависимость заряда переключения

диода от удельного сопротивления германия и от концентрации золота близка к расчетной, если за время жизни дырок в базе принять значение  $\tau_p = (1 \div 2)\tau_0$ .

Время жизни дырок в базе диода, определенное по зависимости  $Q_{II} = f(i_{np})$ , также близко к величине  $\tau_0$ .

Следует, однако, отметить, что условия измерений диодов как из *p*-, так и из *n*-германия соответствовали высокому уровню инжекции. Считая, что и при высоких уровнях инжекции рекомбинация идет лишь через уровни  $E_2$  и  $E_3^*$ ), и используя выражения (7.13) для *p*-германия с  $\rho_p = 0,5$  ом·см и *n*-германия с  $\rho_n = 0,1$  ом·см (именно из таких кристаллов были изготовлены обследованные диоды), получаем \*\*):

$$\tau(\Delta) = \tau_0 \frac{1 + 37\Delta + 90\Delta^2}{(1 + \Delta)(1 + 0,6\Delta)} \quad \text{для } n\text{-германия, (7.32)}$$

$$\tau(\Delta) = \tau_0 \frac{1 + 1,4\Delta + 0,4\Delta^2}{(1 + \Delta)(1 + 0,14\Delta)} \quad \text{для } p\text{-германия. (7.33)}$$

Графики этих зависимостей (построенные для случая  $N_{Au} = 1,3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) представлены на рис. 7.3. Время жизни при очень высоком уровне инжекции  $\tau_\infty$ , как нетрудно видеть, одинаково для *p*- и *n*-германия при условии, что концентрация золота в них одинакова. Теоретическое соотношение для *p*-германия  $\tau_\infty/\tau = 3$  не противоречит экспериментально наблюдаемым переходным процессам в диодах, изготовленных из такого германия. Отношение  $\tau_\infty/\tau_0 = 150$ , которое предсказывается для *n*-германия, экспериментально не подтверждается.

**27.3. Кремний, легированный золотом.** Атомы золота в кремнии могут находиться в трех зарядовых состояниях: однократно отрицательно и положительно заряженном и нейтральном. Исследования Коллинза, Карлсона и Галлахера [161] показали, что донорный уровень золота лежит на глубине 0,35 эв от потолка валентной

\*) Это справедливо до таких уровней инжекции, при которых квазиуровень Ферми для дырок лежит выше  $E_1$ , а квазиуровень Ферми для электронов — ниже  $E_4$ .

\*\*\*) Следует помнить, что (7.13) определяет стационарное время жизни.

зоны, а акцепторный — на глубине 0,54 эв от дна зоны проводимости. Сечения захвата электронов и дырок

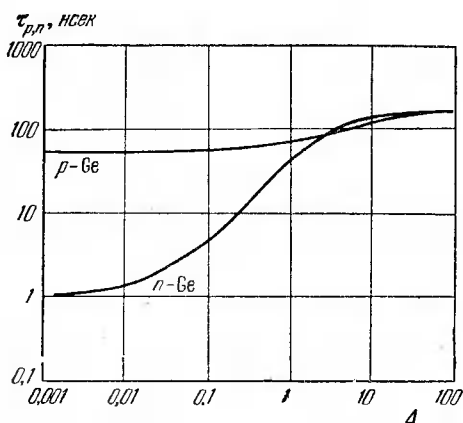


Рис. 7.3. Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в германии, легированном золотом, от уровня инжекции при  $\rho_p = 0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $\rho_n = 0,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

этимися уровнями, полученные разными авторами, приведены в табл. 7.4.

Таблица 7.4

$\sigma_n^-$	$\sigma_n^+$	$\sigma_p^-$	$\sigma_p^+$	Источник
5	10	3,5	1	[162]
$1,65 \pm 15\%$	$115 \pm 30\%$	$10^3 (77^\circ \text{K})$	$24 \pm 50\%$	[163]
		$63 \pm 25\%$		[164]

Примечание.  $\sigma$  выражено в единицах  $10^{-16} \text{ см}^2$ . Температурная зависимость для сечения  $\sigma_n^-$  имеет вид  $\sigma_n^- \sim T^{-4}$ . Данные, для которых в скобках не указана температура измерения, получены при комнатной температуре.

Исследования кремниевых диффузионных меза-диодов, изготовленных при различной температуре диффу-

зии золота [165], показали, что время жизни, рассчитанное по длительности переходного процесса переключения, обратно пропорционально концентрации атомов золота. Измерения проводились на образцах со значениями  $\tau_p$  в диапазоне от 50 до 0,7 нсек.

Из данных по сечениям захвата (табл. 7.4) наиболее достоверными представляются те, которые получены в последнее время Фэрфилдом и Гокхэлом [164]. В этой работе определение рекомбинационных коэффициентов проводилось двумя методами: по кривой спада фотопроводимости при постоянном токе через образец кремния и модуляции его освещенности с помощью ячейки Керра; по переходной характеристике переключения сплавных диодов, изготовленных из исследуемого кремния.

Золото в кремний вводилось как путем диффузии, так и при вытягивании слитка из расплава; концентрация золота контролировалась по измерению удельного сопротивления и с помощью радиоактивационного анализа. Концентрация основных носителей в исследуемых образцах лежала в пределах от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а концентрация атомов золота — от  $10^{14}$  до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Значения времени жизни, полученные по обоим методам, различались между собой не более чем на 30%.

Поскольку и акцепторный, и донорный уровни золота близки к середине запрещенной зоны, время жизни при низком уровне инжекции  $\tau_0$  не зависит от удельного сопротивления кремния при всех практически возможных его значениях и равняется  $(v_p \sigma_p^- N_{Au})^{-1}$  для *n*-кремния и  $(v_n \sigma_n^+ N_{Au})^{-1}$  — для *p*-кремния. Учитывая, что предельная растворимость золота в твердом кремнии составляет  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> [161], получаем следующие минимальные значения времени жизни:

$$\left. \begin{aligned} \tau_0 &= 90 \text{ нсек} & (n\text{-Si}), \\ \tau_0 &= 160 \text{ нсек} & (p\text{-Si}) \end{aligned} \right\} \text{ по данным [164],}$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_0 &= 1000 \text{ нсек} & (n\text{-Si}), \\ \tau_0 &= 280 \text{ нсек} & (p\text{-Si}) \end{aligned} \right\} \text{ по данным [162].}$$

Время жизни неравновесных носителей заряда при очень высоком уровне инжекции определяется рекомбинационными свойствами обоих уровней золота и при

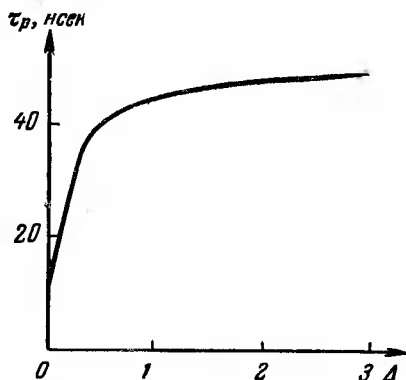


Рис. 7.4. Зависимость времени жизни дырок в кремнии  $n$ -типа от уровня инжекции при  $N_{Au} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

использовании сечений захвата из [164], согласно (7.19), равно

$$\tau_{\infty} = \frac{4,8 \cdot 10^7}{N_{Au}} \text{ [сек]}. \quad (7.34)$$

Зависимость времени жизни от уровня инжекции, рассчитанная на основании (7.13), приведена на рис. 7.4.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Гарднер и Дж. Л. Бэрнс, Переходные процессы в линейных системах, Физматгиз, 1961.
2. W. Shockley, Bell. Syst. Techn. J. 28, № 4, 435—489 (1949).  
Теория  $p-n$ -переходов в полупроводниках и транзисторов с  $p-n$ -переходами.
3. С. Г. Калашников, Н. А. Пенин, ЖТФ 25, № 6, 1111—1123 (1955).  
Влияние частоты на выпрямительные свойства полупроводниковых диодов при малом переменном напряжении.
4. В. R. Gossick, Proc. Nat. Electr. Conf. 11, 602—613 (1955).  
Переходная характеристика  $p-n$ -перехода при воздействии малого сигнала.
5. Э. И. Адирович, ФТТ 1, № 7, 1115—1124 (1959).  
Проводимость и коэффициент передачи напряжения полупроводникового диода в нестационарном режиме.
6. Я. А. Федотов, Основы физики полупроводниковых приборов, «Сов. радио», 1963.
7. Г. Е. Пикус, Основы теории полупроводниковых приборов, «Наука», 1965.
8. R. N. Kingston, Proc. IRE 42, № 5, 829—834 (1954).  
Время переключения в плоскостных диодах и транзисторах.
9. В. Lax, S. T. Neustadter, J. Appl. Phys. 25, № 9, 1148—1154 (1954).  
Переходная характеристика  $p-n$ -перехода.
10. В. R. Gossick, Phys. Rev. 91, № 4, 1012 (1953).  
Послеинжекционная э. д. с. на  $p-n$ -переходе.
11. E. M. Pell, Phys. Rev. 90, № 2, 278—279 (1953).  
Измерение времени жизни в германии путем наблюдения переходной характеристики запираания.
12. E. Z. Steele, J. Appl. Phys. 25, № 7, 916—918 (1954).  
Накопление заряда в плоскостных диодах.
13. В. Шокли и В. Рид, Сб. переводов «Полупроводниковые электронные приборы», ИЛ, 1953.  
Статистика рекомбинации дырок и электронов.
14. R. N. Hall, Phys. Rev. 87, № 2, 387 (1952).  
Рекомбинация электронов и дырок в германии.
15. E. E. Rittner, Phys. Rev. 94, № 5, 1161—1171 (1954).  
Развитие теории плоскостного транзистора.

16. В. И. Стафеев, ЖТФ 28, № 8, 1631—1641 (1958).  
Влияние сопротивления толщи полупроводника на вольтамперные характеристики диода.
17. Л. И. Баранов, Канд. диссертация, Саратовский гос. университет, 1963.  
К теории переходных процессов в полупроводниках и полупроводниковых диодах.
18. А. А. Гринберг, ФТТ 4, № 1, 99—103 (1962).  
Вольтамперная характеристика  $p-n$ -перехода в пропускном направлении.
19. А. Н. Тихонов и А. А. Самарский, Уравнения математической физики, Гостехиздат, 1951.
20. Г. С. Карслоу, Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1947.
21. В. А. Диткин и А. П. Прудников, Операционное исчисление по двум переменным и его приложения, Физматгиз, 1958.
22. В. А. Диткин, П. И. Кузнецов, Справочник по операционному исчислению, Гостехиздат, 1951.
23. В. А. Диткин, А. П. Прудников, Справочник по операционному исчислению, «Высшая школа», 1965.
24. В. А. Диткин, А. П. Прудников, Интегральные преобразования и операционное исчисление, Физматгиз, 1961.
25. А. В. Лыков, Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
26. Ю. Р. Носов, Радиотехника и электроника 6, № 2, 313—320 (1961).  
Переходные процессы в полупроводниковых диодах при коротких импульсах прямого тока.
27. W. H. Ko, IRE Trans., ED-8, № 2, 123—131 (1961).  
Переходные характеристики плоскостных полупроводниковых диодов.
28. И. П. Степаненко, Изв. вузов, Радиотехника 4, № 2, 175—184 (1961).  
Переходные характеристики полупроводникового плоскостного диода.
29. R. G. Shulman, M. E. McMahon, J. Appl. Phys. 24, № 10, 1267—1272 (1953).  
Восстановление обратного тока в германиевых плоскостных диодах.
30. J. C. Henderson, I. R. Tillman, Proc. IEE 104, pt. B, № 15, 318—333 (1957).  
Накопление неосновных носителей в полупроводниковых диодах.
31. R. H. Rediker, D. E. Sawyer, Proc. IRE 45, № 7, 944—953 (1957).  
Германиевый диод с очень тонкой базой.
32. А. А. Гринберг, Г. М. Авакьянц, ДАН УзССР, № 7, 31—36 (1956).  
К теории нестационарной вольтамперной характеристики диодов с электронно-дырочными переходами.
33. Ф. Финнеган, Вопросы радиолокационной техники, № 6 (30), 95—103 (1955).  
Особенности плоскостных диодов и их применение.

34. Л. И. Баранов, М. С. Бекбулатов, Радиотехника и электроника 4, № 4, 703—709 (1959).  
К вопросу о пике обратного тока в диодах с  $p-n$ -переходом.
35. T. R. Scott, Proc. IEE 104, pt. B, № 15, 333 (1957).  
Дискуссия по ст. Гендерсона и Тилмэна «Накопление неосновных носителей заряда в полупроводниковых диодах».
36. Р. Смит, Полупроводники, ИЛ, 1962.
37. Ю. Р. Носов, Канд. диссертация, М., 1964. Кремниевые импульсные диоды.
38. А. И. Ильенков, Радиотехника и электроника 8, № 5, 830—833 (1963).  
Переходный процесс при мгновенном переключении полупроводниковых диодов.
39. Ю. Р. Носов, Радиотехника и электроника 9, № 12, 2122—2128 (1964).  
Переходная характеристика диода при наличии задержки между моментом окончания прямого тока и началом импульса обратного напряжения, ч. 1.
40. Ю. Р. Носов, в сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, «Сов. радио», вып. 4, 3—38 (1960).  
Переходные характеристики полупроводниковых диодов.
41. Ф. А. Журавель, А. И. Ильенков, Радиотехника и электроника 11, № 3, 564—565 (1966).  
К вопросу о переходной характеристике полупроводникового диода.
42. М. И. Иглицын, Ю. А. Концевой, А. И. Сидоров, ЖТФ 27, № 11, 2459—2460 (1957).  
Распределение равновесных носителей заряда в базовой области  $p-n$ -перехода с высоким уровнем инжекции.
43. М. И. Иглицын, Ю. А. Концевой, А. И. Сидоров, ЖТФ 27, № 11, 2461—2468 (1957).  
Время жизни неравновесных носителей заряда в германии при произвольных уровнях инжекции.
44. М. И. Иглицын, Ю. А. Концевой, К. В. Темко, Радиотехника и электроника 5, № 3, 508—513 (1960).  
Расчет переходного процесса в электронно-дырочном переходе при произвольных уровнях инжекции.
45. Ю. А. Концевой, Канд. диссертация, М. 1961.  
Исследование процессов рекомбинации в германии и кремнии в широком диапазоне уровней инжекции носителей тока.
46. W. Webster, Proc. IRE. 42, № 6, 914—920 (1954).  
Изменение коэффициента усиления плоскостного транзистора при изменении тока эмиттера.
47. N. H. Fletcher, Proc. IRE 45, № 6, 862—872 (1957).  
Полупроводниковые плоскостные диоды при высоких прямых токах.
48. Ю. К. Барсуков, ЖТФ 27, № 10, 2252—2261 (1957).  
Переходный процесс запирапия в плоскостных германиевых диодах ДГ-Ц.

49. Ю. К. Барсуков, Канд. диссертация, ЛЭТИ, 1959.  
Изучение переходного процесса запираания  $p-n$ -перехода при высоких уровнях инжекции.
50. Ю. К. Барсуков, ФТТ 1, № 4, 602 (1959).  
Переходный процесс запираания плоскостного полупроводникового диода при больших токах.
51. Ю. К. Барсуков, ФТТ 1, № 11, 1659—1667 (1959).  
Исследование  $p-n$ -перехода при больших плотностях тока.
52. V. R. Gossick, J. Appl. Phys. 26, № 11, 1356—1365 (1955).  
О переходных характеристиках полупроводниковых выпрямителей.
53. V. R. Gossick, J. Appl. Phys. 27, № 8, 905—910 (1956).  
О переходных характеристиках полупроводниковых выпрямителей.
54. S. R. Lederhandler, L. J. Giacoletto, Proc. IRE 43, № 4, 477—483 (1955).  
Измерение времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации неосновных носителей в плоскостных приборах.
55. В. И. Гаман, Изв. вузов, физика, № 6, 27—34 (1965).  
Переходные процессы в плоскостных диодах при прохождении импульса прямого тока.
56. T. E. Firlе, M. E. McMahon, J. E. Roach, Proc. IRE 43, № 5, 603—607 (1955).  
Измерение времени восстановления в точечно-контактных германиевых диодах.
57. T. E. Firlе, IRE Wescon Conv. Rec. 1, № 3, 90—95 (1957).  
Измерение времени восстановления в полупроводниковых диодах.
58. D. E. Rosenheim, A. G. Anderson, Proc. IRE 45, № 2, 212—219 (1957).  
Высокочастотная импульсная техника и логические цепи.
59. M. J. Calle, V. Dale, C. P. A. Foxel, Proc. IEE 106, pt. V, № 17, 1138—1145 (1959).  
Конструирование и характеристики быстродействующих кремниевых диодов.
60. И. Льюис, Ф. Уэлс, Миллимикросекундная техника, ИЛ, 1956.
61. В. Г. Маранц, В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, «Сов. радио», № 8, 137—174 (1962).  
Применение стробоскопического метода для измерения переходных процессов полупроводниковых приборов.
62. Ю. Р. Носов, Полупроводниковые импульсные диоды, «Сов. радио», 1965.
63. В. М. Штейн, Электросвязь, № 9, 12—19 (1959).  
Измерение переходных процессов методом модуляции последовательности импульсов.
64. Б. Г. Власкин, В. М. Штейн, Электросвязь, № 9, 68—71 (1960).  
Об измерении импульсных характеристик нелинейных четырехполюсников.

65. М. Е. Глушковский, Изв. вузов, Радиотехника, № 1, 3—17 (1963).  
Применение стробоскопического метода для исследования переходных процессов.
66. А. И. Ильенков, Канд. диссертация, Новосибирск, 1963.  
Исследование переходных процессов в полупроводниковых диодах (с целью определения импульсных параметров).
67. Д. Ю. Эйдукас, Канд. диссертация, Каунас, 1962.  
Некоторые переходные процессы полупроводниковых диодов и измерительная аппаратура для их изучения.
68. А. И. Ильенков, Радиотехника и электроника 8, № 6, 1019—1023 (1963).  
Переходный процесс в полупроводниковых диодах с учетом фронта переключающего импульса.
69. А. И. Ильенков, Изв. СО АН СССР, № 11, 130—134 (1962).  
Накопление неосновных носителей в полупроводниковых диодах.
70. А. И. Ильенков, Изв. СО АН СССР, сер. техн., № 6, вып. 2, 27—31 (1963).  
Накопление неосновных носителей в полупроводниковых диодах при импульсах прямого тока с экспоненциальным фронтом.
71. Ю. К. Барсуков, ЖТФ 27, № 10, 2262—2267 (1957).  
К вопросу о представлении полупроводникового диода в виде последовательного соединения двух нелинейных инерционных элементов и применимости импульсного метода разделения напряжений.
72. Ю. К. Барсуков, ФТТ 1, № 6, 886—894 (1959).  
К теории импульсного метода разделения напряжения на полупроводниковом диоде.
73. D. Navon, R. Gray, H. Y. Fan, Proc. IRE 40, № 11, 1342—1347 (1952).  
Время жизни инжектированных носителей в германии.
74. Ю. Р. Носов, Н. В. Постникова, Радиотехника и электроника 9, № 12, 2129—2132 (1964).  
Переходная характеристика диода при наличии задержки между моментом окончания прямого тока и началом импульса обратного напряжения, ч. 2.
75. D. T. Stevenson, R. J. Keyes, Phys. Rev. 94, № 5, 1416 (1954).  
Измерение времени жизни и диффузионной длины в германии.
76. O. Curtis, B. R. Gossick, IRE Trans., ED-3, № 4, 163—167 (1956).  
Экспериментальное исследование переходных характеристик поверхностных барьеров германий — золото.
77. J. V. Arthur, A. F. Gibson, J. V. Gunn, Proc. Phys. Soc., pt. B, 69, № 7, 697—704 (1956).  
Накопление носителей в германии.
78. J. V. Arthur, A. F. Gibson, J. V. Gunn, Proc. Phys. Soc., pt. B, 69, № 7, 705—711 (1956).  
Усиление тока в  $L-H$ -переходах в германии.

79. Н. А. Пенин, Радиотехника и электроника 2, № 8, 1053—1061 (1957).  
Влияние скорости рекомбинации у невыпрямляющего электрода на частотные свойства  $p-n$ -перехода для случая малых переменных напряжений.
80. Л. И. Баранов, Изв. вузов, Физика, № 2, 5—19 (1965).  
К теории переходных процессов в полупроводниках при возникновении отклонения концентрации носителей заряда от равновесной.
81. Ю. Ф. Соколов, Радиотехника и электроника 8, № 3, 471—478 (1963).  
К теории электронно-дырочных переходов.
82. Ю. А. Тхорик, Радиотехника и электроника 10, № 3, 574—576 (1965).  
К вопросу о влиянии зависимости скорости рекомбинации в плоскости невыпрямляющего контакта от уровня инжекции на время рассасывания.
83. J. Halpern, R. H. Rediker, Proc. IRE 46, № 6, 1068—1076 (1958).  
Изготовление диодов и транзисторов методом обратной диффузии.
84. Л. И. Баранов, Радиотехника и электроника 5, № 6, 1002—1005 (1960).  
К вопросу об индуктивном характере сопротивления диодов с  $p-n$ -переходом в пропускном направлении при больших плотностях тока.
85. И. М. Муратов, К. М. Кулькин, Изв. вузов, Физика, № 3, 179—181 (1963).  
К вопросу об установлении напряжения на  $p-n$ -переходе.
86. И. М. Муратов, Радиотехника и электроника 10, № 12, 2221—2225 (1965).  
Переходный процесс переключения полупроводниковых диодов.
87. M. Wyszowski, J. R. Madigan, J. Appl. Phys. 28, № 8, 878—881 (1957).  
Время жизни неосновных носителей в плоскостных полупроводниковых приборах.
88. И. М. Муратов, Радиотехника и электроника 10, № 1, 167—170 (1965).  
К вопросу об определении времени жизни неравновесных носителей тока.
89. В. И. Гаман, В. М. Калыгина, Изв. вузов, Физика, № 5, 77—79 (1965).  
Переходный процесс при мгновенном переключении полупроводникового диода из прямого направления в нейтральное.
90. Н. А. Пенин, К. В. Черкас, Радиотехника и электроника 3, № 12, 1495—1500 (1958).  
Влияние рекомбинации у невыпрямляющего электрода на свойства сплавных германиевых диодов.
91. J. R. Tillman, H. Yettm, Phil. Mag. 41, № 323, 1281—1283 (1950).  
К вопросу о спаде тока в германиевых диодах.

92. L. A. Meacham, S. E. Michaels, Phys. Rev. 78, № 2, 175—176 (1950).  
Наблюдение быстрого рассасывания накопленных дырок в германиевых транзисторах и варисторах.
93. I. H. Wright, Proc. IRE 40, № 2, 232 (1952).  
Переходная характеристика германиевого диода.
94. D. J. Crawford, H. F. Heath, Proc. IRE 40, № 2, 232 (1952).  
Программа испытаний германиевых диодов.
95. M. C. Waltz, Proc. IRE 40, № 11, 1483—1487 (1952).  
О переходных характеристиках точечно-контактных германиевых диодов в импульсном режиме.
96. A. C. Sim, J. Electron. & Control 3, № 2, 139—159 (1957).  
Количественная теория электроформовки точечных металлических контактов на германии.
97. Производство полупроводниковых приборов, под ред. Г. Д. Глебова, Оборонгиз, 1962.
98. С. Н. Иванов, Радиотехника и электроника 8, № 6, 1074—1076 (1963).  
О получении электронно-дырочных переходов методом импульсной сварки.
99. С. Н. Иванов, Н. А. Пенин, Н. Е. Скворцова, Ю. Ф. Соколов, Физические основы работы полупроводниковых СВЧ-диодов, «Сов. радио», 1965.
100. H. L. Armstrong, J. Appl. Phys. 27, № 4, 420—421 (1956).  
Переходная характеристика точечно-контактного выпрямителя в разомкнутой цепи.
101. H. L. Armstrong, Proc. IRE 45, № 5, 696—697 (1957).  
О «хвосте» переходной характеристики точечно-контактного диода.
102. H. L. Armstrong, E. D. Metz, I. Weiman, IRE Trans., ED-3, № 2, 86—93 (1956).  
Диоды с резким полусферическим  $p-n$ -переходом. Теория и эксперимент.
103. С. А. Еремин, О. К. Мокеев, Ю. Р. Носов, Полупроводниковые диоды с накоплением заряда и их применение, «Сов. радио», 1966.
104. K. F. Sah, R. H. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE 45, № 9, 1228—1243 (1957).  
Влияние генерации и рекомбинации носителей заряда в  $p-n$ -переходе на его характеристики.
105. J. Z. Moll, S. Krakauer, R. Shen, Proc. IRE 50, № 1, 87—96 (1962).  
Плоскостные диоды с накоплением заряда.
106. В. И. Гаман, Изв. вузов, Физика, № 2, 73—77 (1965).  
Переходные процессы в полупроводниковых диодах при наличии электрического поля в базе.
107. D. P. Kennedy, IRE Trans., ED-9, № 2, 174—182 (1962).  
Обратные переходные характеристики плоскостных диодов, обусловленные накоплением неосновных носителей.

108. S. Y. Muto, S. Wang, IRE Trans., ED-9, № 2, 183 (1962).  
Переключающие характеристики плоскостных диодов с неоднородной базой.
109. Y. Kanai, J. Phys. Soc. Jap. 10, № 8, 719—720 (1955).  
Индуктивная часть характеристики полупроводникового диода на переменном токе.
110. E. Spenke, Z. Angew. Phys. 10, № 2, 65—88 (1958).  
Индуктивная характеристика выпрямителя с  $p-n$ -переходом при больших прямых смещениях.
111. I. Ladany, IRE Trans., ED-7, № 4, 303—310 (1960).  
Анализ индуктивной инерционности плоскостного диода.
112. E. Rocher, Z. Angew. Phys. 14, № 6, 347—352 (1962).  
Поведение  $p-n$ -перехода при высоких плотностях тока.
113. С. П. Синица, Радиотехника и электроника 7, № 8, 14—27 (1962).  
Исследования индуктивных свойств полупроводниковых диодов.
114. М. И. Иглицын, В. И. Фистуль, ДАН СССР 149, № 3, 577—579 (1963).  
Индуктивные свойства тонких электронно-дырочных переходов в полупроводниках.
115. Г. Б. Абдуллаев, З. А. Искандерзаде, Э. А. Джафарова, Радиотехника и электроника 10, № 4, 776—778 (1965).  
О реактивных свойствах кремниевых диффузионных  $p-n$ -переходов.
116. T. Einsele, Z. Angew. Phys. 4, № 5, 183—185 (1952).  
К вопросу об инерционности прямой проводимости германиевых диодов.
117. R. Bray, B. R. Gossick, Phys. Rev. 91, № 4, 1011—1012 (1953).  
Влияние времени пролета на работу германиевого выпрямителя.
118. G. Kohn, W. Nonnenmacher, Arch. elektr. Übertrag. 8, № 11, 561—564 (1954).  
Индуктивная характеристика  $p-n$ -переходов в прямом направлении.
119. W. Guggenbühl, Arch. elektr. Übertrag. 10, № 11, 483—485 (1955).  
Теоретический анализ и физическое обоснование эквивалентной схемы полупроводникового диода при больших плотностях тока.
120. G. Kohn, Arch. elektr. Übertrag. 9, № 5, 241—245 (1955).  
Эквивалентная схема инерционного германиевого диода для переходного процесса переключения с прямого направления на обратное.
121. T. Misawa, J. Phys. Soc. Jap. 12, № 8, 882—890 (1957).  
Импеданс объема полупроводника в плоскостном диоде.
122. C. G. Dorn, IRE Trans., ED-3, № 3, 153—156 (1956).  
Прямые переходные характеристики точечных диодов.
123. W. Heinlein, Arch. elektr. Übertrag. 11, № 10, 387—396 (1957).

- Эквивалентная схема германиевых диодов с большим временем переключения.
124. К. Капо, Н. J. Reich, IEEE Trans., ED-11, № 11, 515—523 (1964).  
Переходная характеристика включения плоскостных диодов при высоких уровнях инжекции.
125. Y. F. Chang, J. Appl. Phys. 34, № 7, 2056—2060 (1963).  
Переходные характеристики включения плоскостных диодов.
126. Н. L. Armstrong, IRE Trans., ED-4, № 2, 111—113 (1957).  
О прямой переходной характеристике полупроводниковых диодов.
127. Г. М. Гуро, ЖТФ 33, № 1, 158—165 (1957).  
Закон затухания концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниках.
128. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, ДАН СССР 108, № 3, 417—420 (1956).  
Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках.
129. D. J. Sandiford, Phys. Rev. 105, № 2, 524 (1957).  
Время жизни в полупроводниках в нестационарных условиях.
130. С. М. Рывкин, Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, 1963.
131. Ю. А. Концевой, ФТТ 1, № 8, 1289—1293 (1959).  
Об определении сечений захвата при рекомбинации на многократно заряженных центрах.
132. С. T. Sah, W. Shockley, Phys. Rev. 109, № 4, 1103—1115 (1958).  
Статистика электронно-дырочной рекомбинации в полупроводниках с многозарядными центрами.
133. Н. Г. Жданова, С. Г. Калашников, А. И. Морозов, ФТТ 1, № 4, 535—544 (1959).  
Влияние температуры на скорость рекомбинации электронов и дырок на атомах меди в германии.
134. W. van Roosbroeck, W. Shockley, Phys. Rev. 94, № 6, 1558—1560 (1954).  
Излучательная рекомбинация электронов и дырок в германии.
135. Дж. Хорнбек и Дж. Хэйнс, В сб. «Проблемы физики полупроводников» под ред. В. Л. Бонч-Бруевича, ИЛ, 1957, 167—203.  
Захват неосновных носителей в кремнии.
136. Н. Gebbie, M. Nieschoff, H. Fan, Phys. Rev. 91, № 1, 230 (1954).  
Фотопроводимость и захват носителей в германии.
137. Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин, Н. Б. Строкан, ФТТ 3, № 1, 230—235 (1961).  
О влиянии уровней прилипания на релаксацию тока через  $n$ - $p$ -переход.
138. Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин, Н. Б. Строкан, ФТТ 3, № 11, 3535—3537 (1961).  
К вопросу о влиянии уровней прилипания на релаксацию тока в приборах с  $n$ - $p$ -переходами.

139. Э. И. Адирович, А. Н. Губкиц, Б. Д. Копыловский, Труды ФИАН СССР **20**, 126—171 (1963).  
Новый метод определения малых времен жизни в  $p$ - $n$ -переходах.
140. В. Е. Лашкарев, Изв. АН СССР, сер. физ. **16**, № 2, 186—201 (1952).  
Диффузия носителей тока в полупроводниках со смешанной проводимостью.
141. Г. М. Гуро, УФН **72**, № 4, 711—740 (1960).  
Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках.
142. S. G. Kalashnikov, Proc. Int. Conf. Semicond. Phys., Prague, 1960, 241—252.  
Рекомбинация на примесных центрах в германии и кремнии.
143. I. Johnson, H. Levinstein, Phys. Rev. **117**, № 5, 1191—1203 (1960).  
Свойства германия, легированного золотом в инфракрасной области спектра.
144. К. Д. Глинчук, Е. Г. Миселюк, Н. Н. Фортунатова, ФТТ **1**, № 9, 1345—1350 (1959).  
Исследование состояния локальных уровней серебра и золота в германии.
145. T. P. Vogel, J. R. Hansen, M. Garbuny, J. Opt. Soc. Am. **51**, № 1, 70—75 (1961).  
Спад фотопроводимости в германии  $p$ -типа, легированном золотом.
146. L. J. Neiringer, W. Bernard, Phys. Rev. Lett. **6**, № 9, 455—457 (1961).  
Генерационно-рекомбинационные шумы в  $p$ -германии, легированном золотом.
147. J. L. Rupprecht, Proc. Int. Conf. Semicond. Phys., Prague, 1960, 282—286.  
Измерение сечений захвата носителей поверхностными и объемными состояниями в полупроводниках с использованием эффекта поля.
148. И. В. Карпова, Канд. диссертация, ИРЭ АН СССР, 1963.  
Исследование неравновесных электронных процессов в германии.
149. Л. Я. Первова, Радиотехника и электроника **6**, № 10, 1745—1748 (1961).  
Определение времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках по спектральному распределению плотности шума.
150. В. Г. Алексеева, И. В. Карпова, С. Г. Калашников, ФТТ **3**, № 3, 964—971 (1961).  
Рекомбинация на атомах золота в германии  $p$ -типа.
151. И. Л. Курова, С. Г. Калашникова, Н. Д. Тяпкина, ФТТ **4**, № 6, 1503—1509 (1962).  
Кинетика примесной фотопроводимости в германии  $n$ -типа с золотом.

152. П. Г. Елисеев, С. Г. Калашников, ФТТ 5, № 1, 320—326 (1963).  
О рекомбинационных свойствах никеля в германии.
153. Н. Г. Жданова, В. Г. Алексеева, ФТТ 5, № 2, 546—551 (1964).  
Влияние температуры на кинетику примесной фотопроводимости германия *n*-типа с золотом.
154. И. А. Курова, В. В. Остробородова, ФТТ 7, № 3, 683—686 (1965).  
Кинетика примесной фотопроводимости в германии *p*-типа с золотом при низких температурах.
155. В. В. Остробородова, ФТТ 7, № 2, 610—618 (1965).  
Факторы вырождения примесных уровней и анализ электрических свойств германия с золотом.
156. A. S. Syed, Canad. J. Phys. 40, № 2, 286—288 (1962).  
Растворимость золота в твердом германии.
157. W. W. Tyler, J. Phys. Chem. Solids 8, № 1, 59—65 (1959).  
Примеси с глубокими уровнями в германии.
158. H. Kodera, J. Japan Appl. Phys. 3, № 7, 369—376 (1964).  
Растворимость золота в твердом германии.
159. Ю. Р. Носов, Л. В. Губырин, Радиотехника и электроника 10, № 3, 570—572 (1965).  
Германиевый диод с высокой скоростью переключения.
160. А. П. Клименко, Ю. А. Тхорик, Укр. физ. ж. 10, № 2, 238—239 (1965).  
Использование одновременной диффузии двух примесей для изготовления быстродействующих диодов.
161. С. В. Collins, R. O. Carlson, C. J. Gallagher, Phys. Rev. 105, № 4, 1168—1173 (1957).  
Свойства кремния, легированного золотом.
162. G. Bemski, Phys. Rev. 111, № 6, 1515—1518 (1958).  
Рекомбинационные свойства золота в кремнии.
163. W. D. Davis, Phys. Rev. 114, № 4, 1006—1008 (1959).  
Времена жизни и сечения захвата в кремнии, легированном золотом.
164. J. M. Fairfield, B. V. Gokhale, Solid State Electr. 8, № 8, 685—691 (1965).  
Золото как рекомбинационный центр в кремнии.
165. А. Е. Bakanowski, J. H. Forster, Bell. Syst. Techn. J. 39, № 1, 87—104 (1960).  
Электрические свойства кремниевых диодов, легированных золотом методом диффузии.
166. Ю. А. Тхорик, Переходные процессы в импульсных полупроводниковых диодах, Изд-во «Техника», Киев, 1966.
-

*Юрий Романович Носов*  
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА  
В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

М., 1968 г., 264 стр. с илл.

(Серия: «Физика полупроводников  
и полупроводниковых приборов»)

Редактор *Д. А. Миртова*

Техн. редактор *С. Я. Шкляр*

Корректоры *С. Н. Емельянова, А. Ф. Серкина*

---

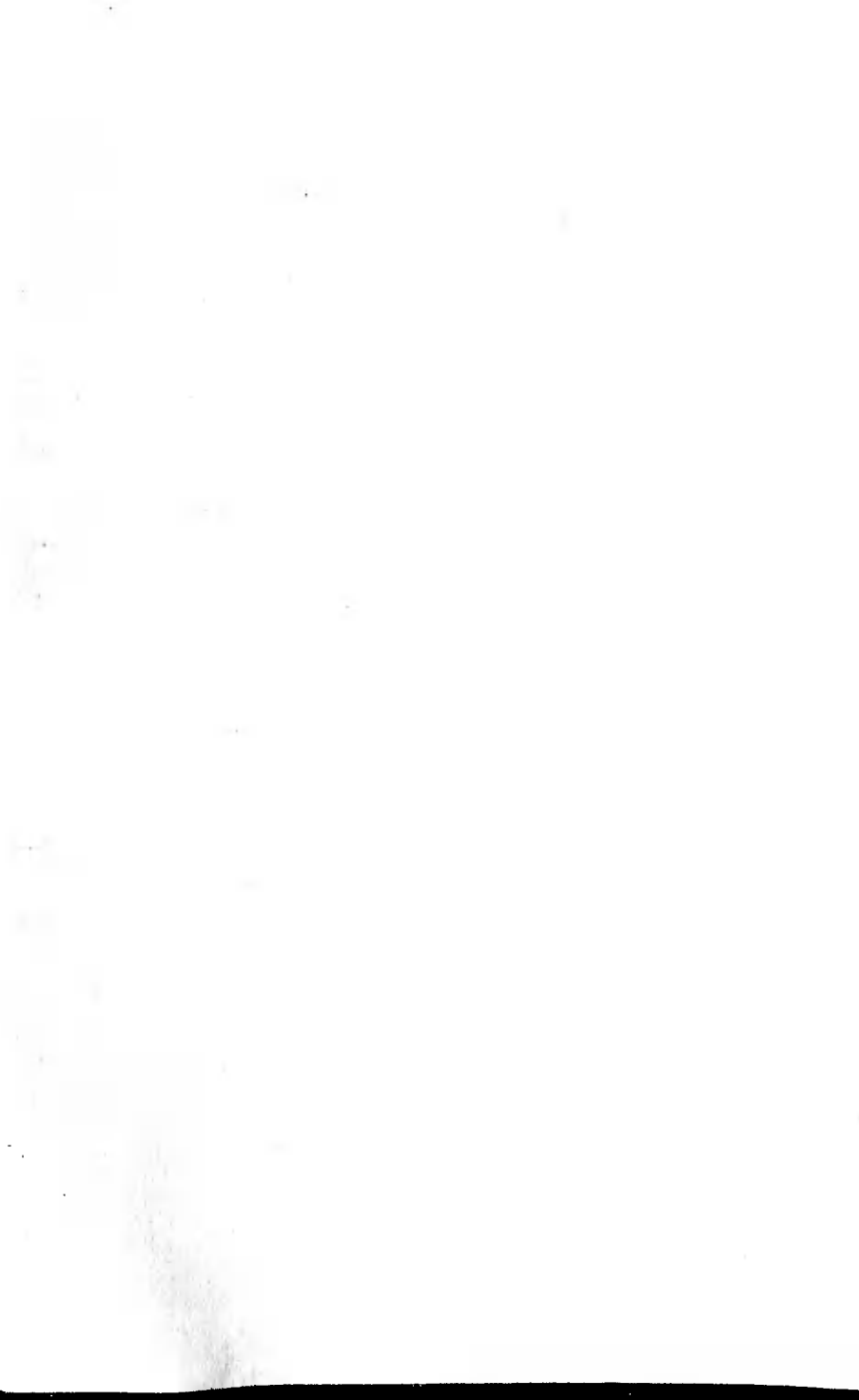
Сдано в набор 15/IX 1967 г. Подписано к печати 14/II 1968 г. Бумага 84×108<sup>1/32</sup>, тип. № 1. Физ. печ. л. 8,25. Услови. печ. л. 13,86 Уч. изд. л. 13,67.  
Тираж 12000 экз. Т-00054. Цена книги 1 р. 07 к.  
Заказ № 896.

---

Издательство «Наука»  
Главная редакция  
физико-математической литературы.  
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

---

Ленинградская типография № 2  
имени Евгении Соколовой Главполнграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР,  
Измайловский проспект, 29.



111174

