

С. М. РЫВКИН

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ЯВЛЕНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

ФЕЗМАТТИЗ-1963

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ
И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

С. М. РЫВКИН

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ЯВЛЕНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1963

АННОТАЦИЯ

В монографии рассматриваются процессы генерации, движения и рекомбинации неравновесных носителей тока в полупроводниках. Основное внимание уделено рассмотрению процессов рекомбинации через локальные центры, прилипания, диффузии и дрейфа неравновесных носителей тока в электрическом и магнитном полях и в связи с этим описанию явлений фотопроводимости (собственной и примесной), фотоэлектродвижущих сил, а также методов экспериментального исследования кинетики фотоэлектрических процессов.

Книга рассчитана на физиков и инженеров, занимающихся полупроводниками.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	9
-----------------------	---

Глава 1

Феноменологическое описание фотопроводимости

§ 1. Равновесные и неравновесные носители тока, неравновесная проводимость	15
§ 2. Некоторые характеристики равновесной проводимости	20
§ 3. Распределение неравновесных носителей по энергиям	22
§ 4. Время жизни неравновесных носителей тока	24
§ 5. Релаксация неравновесной проводимости	27
А. Линейная рекомбинация	28
Б. Квадратичная рекомбинация	29
В. Мгновенное значение времени жизни	31
§ 6. Фотопроводимость образцов конечных размеров	34

Глава 2

Методы измерения стационарной фотопроводимости

§ 7. Методы с постоянным и модулированным освещением	37
§ 8. Вычисление фотопроводимости из данных опыта	39
А. Режим постоянного поля	40
Б. Режим постоянного тока	41
В. Режим максимальной чувствительности	41
Г. Случай малой относительной фотопроводимости	42
§ 9. О пороге чувствительности	44
§ 10. Об оптимальных размерах образцов для измерения фотопроводимости	45
§ 11. Исключение влияния контактов	47
А. Критерий исключения влияния нейтральных контактов	48
Б. Зондовый метод измерения фотопроводимости	51
§ 12. Исключение влияния неоднородности освещения	53

Глава 3

Определение основных феноменологических параметров β и τ по исследованию кинетики фотопроводимости

§ 13.	Частотная зависимость фотопроводимости	56
А.	Прямоугольная модуляция интенсивности света	57
1.	Симметричные прямоугольные волны света	57
2.	Несимметричные прямоугольные волны света ($t_0^c \neq t_0^r$)	62
Б.	Синусоидальная модуляция интенсивности света	66
§ 14.	Определение времени жизни методом компенсации сдвига фаз	68
А.	Синусоидальная модуляция	68
Б.	Прямоугольная модуляция	71
В.	О чувствительности метода компенсации сдвига фаз	74
§ 15.	Исследование релаксации в нелинейном случае	84
§ 16.	Некоторые методы модуляции интенсивности световых пучков	91

Глава 4

Процессы генерации неравновесных носителей тока

§ 17.	Внутренний фотоэффект (возбуждение, связанное с поглощением света)	104
§ 18.	Ионизация квантами и частицами больших энергий	115
§ 19.	Другие методы «генерации» неравновесных носителей тока	120
А.	Использование «анейтральных» контактов	120
Б.	Образование неравновесных носителей при ударной ионизации	122

Глава 5

Рекомбинация через простые локальные центры

§ 20.	Введение. Ограничения, налагаемые законами сохранения энергии и импульса	123
§ 21.	Рекомбинация через локальные центры (ловушки). Захват локальными центрами носителей тока	126
§ 22.	Полупроводник с одним типом ловушек	128
§ 23.	Схема с одним типом ловушек. Стационарный случай	135
А.	Случай малой концентрации ловушек	136
Б.	Случай любой концентрации ловушек	154
В.	Заключение	159
§ 24.	Случай нескольких типов ловушек	160
§ 25.	Релаксация неравновесной проводимости	161
А.	Малая концентрация ловушек	161
Б.	Большая концентрация ловушек	164

Глава 6

Процессы прилипания неравновесных носителей

§ 26. Центры рекомбинации и центры прилипания	166
А. Демаркационные уровни	168
Раздел I. Монополярная фотопроводимость	171
§ 27. Влияние уровней прилипания на стационарные характеристики и релаксацию неравновесной проводимости (слабое заполнение уровней — линейный случай)	171
А. Релаксация при наличии α -центров прилипания	173
Б. Релаксация при наличии β -центров прилипания	177
В. О критерии для разделения α - и β -прилипания	179
§ 28. Влияние α -прилипания на феноменологический выход и время жизни в общем случае любой степени заполнения уровней прилипания	180
§ 29. Влияние постоянной подсветки на релаксацию фотопроводимости при наличии α -прилипания	183
Раздел II. Биполярная фотопроводимость	184
§ 30. Влияние уровней прилипания на стационарную фотопроводимость и стационарные времена жизни электронов и дырок	184
§ 31. Влияние уровней прилипания на релаксацию неравновесной биполярной проводимости	193
Раздел III. «Нелинейные» процессы релаксации при сильном заполнении уровней прилипания	197
§ 32. Влияние сильного заполнения уровней прилипания на начальные стадии нарастания фотопроводимости	197
§ 33. Влияние уровней прилипания на общий характер релаксационных кривых фотопроводимости	202
§ 34. Заключение	205

Глава 7

Рекомбинация через многозарядные центры

§ 35. О спектре сложных центров	206
§ 36. Время жизни при рекомбинации через многозарядные центры	208

Глава 8

Собственная (межзонная) рекомбинация

§ 37. Излучательная рекомбинация свободных электронов и дырок	216
§ 38. Исследование спектров излучательной рекомбинации	226
А. Индуцированная излучательная рекомбинация	229
§ 39. Влияние прилипания на излучательную рекомбинацию	231
§ 40. Ударная рекомбинация	234
А. Высокий уровень возбуждения: $\Delta n (\Delta p) \gg n_0 + p_0$	236
Б. Низкий уровень возбуждения: $\Delta n (\Delta p) \ll n_0 + p_0$	237

Глава 9

«Примесная фотопроводимость»

§ 41. Особенности примесной фотопроводимости	241
§ 42. Примесная фотопроводимость, связанная с одним уровнем	245
А. Люкс-амперные характеристики	250
Б. Кривые релаксации	251
В. Влияние прилипания	255
§ 43. Критерий монополярности примесной фотопроводимости	257
А. Термооптические переходы	257
Б. Двойные оптические переходы	259

Глава 10

Некоторые эффекты комбинированного возбуждения

§ 44. Индуцированная примесная фотопроводимость	260
§ 45. Оптическая перезарядка примесных центров и кинетика примесной фотопроводимости	267
А. Влияние перезарядки на кинетику примесной фотопроводимости	269
Б. О «предельной» оптической перезарядке примесных центров	274
§ 46. Термостимулированная проводимость	277
§ 47. О знаке фотопроводимости плохо проводящих полупроводников	280
§ 48. Метод длинноволнового зондирования локальных уровней	283

Глава 11

О смысле используемых понятий о «времени жизни»

§ 49. Время жизни носителей тока в зонах	294
§ 50. Микроскопическое и релаксационное время жизни	296
А. Примесная фотопроводимость	299
Б. Собственная фотопроводимость. Рекомбинация через ловушки	300
В. Смысл релаксационного времени жизни	304

Глава 12

Диффузия и дрейф неравновесных носителей тока (монополярный случай)

§ 51. Общие соображения и основные уравнения	307
§ 52. Распределение концентрации, заряда и поля при диффузии в случае низкого уровня возбуждения. Длина экранирования Дебая	309
§ 53. Эффективное время установления диффузионного равновесия («постоянная времени Максвелла»).	316
§ 54. Распределение концентрации при наличии внешнего электрического поля	317

§ 55. О длине экранирования Дебая в плохо проводящих полупроводниках и диэлектриках	318
§ 56. О так называемом «вторичном» и сквозном фототоках в полупроводниках	322
А. Введение	322
Б. О кинетике фототока	324
В. О так называемом «первичном» фототоке	326
Г. О так называемом «вторичном» фототоке	329
Д. Некоторые вопросы терминологии	332

Глава 13

Диффузия и дрейф неравновесных носителей тока (биполярный случай)

§ 57. Диффузия и дрейф неосновных носителей тока	335
§ 58. Метод экспериментального определения длины диффузионного смещения l_D и времени жизни неосновных носителей тока τ	343
§ 59. Прямой метод определения подвижности неосновных носителей тока	345
§ 60. Определение соотношения между подвижностью и коэффициентом диффузии для неравновесных неосновных носителей	349
§ 61. Метод определения времени жизни и подвижности неосновных носителей с помощью движущегося светового пятна	352
А. Компенсационный (пулевой) метод измерения подвижности	358
§ 62. Количественное рассмотрение диффузии и дрейфа при любых соотношениях между концентрациями электронов и дырок	362
§ 63. ЭДС Дембера	367

Глава 14

Некоторые фотомагнитоэлектрические и фотомагнитоконцентрационные эффекты

Раздел I. Фотоэлектромагнитные эффекты	371
§ 64. Биполярный фотоэлектромагнитный эффект Кикоина — Носкова	371
А. Фотомагнитная ЭДС и ток короткого замыкания	372
Б. Компенсационный метод измерения l_D при низком уровне возбуждения	382
В. Использование фотомагнитного эффекта для определения скорости поверхностной рекомбинации	385
Г. Фотомагнитный эффект при любом соотношении между концентрациями неравновесных электронов и дырок	386
§ 65. Монополярный нестационарный фотомагнитный эффект	387
§ 66. Отрицательная фотопроводимость в магнитном поле	392

Раздел II. Магнитоконцентрационные эффекты	395
§ 67. Продольный магнитоконцентрационный эффект	395
§ 68. Магнитоконцентрационный эффект Суля	404

Глава 15

Фотоэлектродвижущие силы в неоднородных полупроводниках

§ 69. Механизм действия электронно-дырочных фотоэлементов	409
А. Энергетическая схема электронно-дырочного перехода	409
Б. Основное уравнение фотодиода	412
§ 70. Основные характеристики электронно-дырочных фотоэлементов	418
А. Вольт-амперная характеристика	420
Б. Люкс-амперная характеристика	421
В. Спектральное распределение fotocувствительности	423
Г. Температурная зависимость темнового тока, фототока и фото-ЭДС	424
Д. Экспериментальная проверка соотношения для вентильной фото-ЭДС	426
§ 71. О кинетике фотодиодов	428
А. Фотодиодный режим	429
Б. Режим вентильной фото-ЭДС	432
В. «Гибридный режим»	439
§ 72. Кинетика вентильной фото-ЭДС при наличии нагрузки и любых соотношениях между τ и R_0C	441
§ 73. Влияние прилипания на релаксацию фототока фотодиода	447
§ 74. Малоинерционные фотодиоды	450
§ 75. Об оптимальном режиме использования фотодиодов для регистрации малых сигналов	453
§ 76. Фотоэлектродвижущие силы в области примесного возбуждения	458
§ 77. «Внешний» фотоэффект из металла в полупроводник	463
§ 78. Фототриоды	467
§ 79. Фотодиод как преобразователь световой энергии в электрическую	471
Литература	478

ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение фотоэлектрических явлений занимает важное место в общем комплексе исследований свойств полупроводников.

В последние годы изучение фотопроводимости и фотоэлектродвижущих сил проводится особенно интенсивно и отмечено тем общим подъемом, который характеризует современное развитие всей физики полупроводников.

Важным отличием работ современного периода явился переход к проведению комплексного экспериментального исследования фотопроводимости, включающего в себя отдельное определение параметров, определяющих фотопроводимость (таких как «квантовый выход», «время жизни» и т. д.). Иными словами, изучение стационарной фотопроводимости, характерное для более раннего периода, все в большей степени заменяется изучением кинетики фотопроводимости.

Другая, не менее важная особенность связана с расширением исследований за пределы чисто фотоэлектрических явлений в связи с использованием, кроме света, других излучений. Такое расширение оправдывается не только требованиями практики, но и глубокой аналогией между явлениями ионизации, возникающими под действием разных излучений. Можно показать, что с точки зрения поведения в кристаллической решетке носители тока, освобожденные светом и другими излучениями, отличаются незначительно. Это поясняется следующими соображениями.

Процессы, возникающие при ионизации в полупроводниках, могут быть разбиты на две категории: процессы собственно ионизации, т. е. образования свободных носителей тока, и процессы движения и рекомбинации освобожденных носителей. Первые определяются взаимодействием ионизирующего излучения с веществом и характеризуются постоянными типа коэффициента поглощения (или «ослабления») и так называемого «выхода», вторые же зависят от взаимодействия созданных при ионизации «неравновесных» носителей тока с веществом и характеризуются временем релаксации (подвижностью) и временем жизни.

Если характер процессов собственно ионизации специфичен для каждого типа ионизирующего излучения, то дальнейшие процессы движения и рекомбинации носителей в большинстве случаев практически не зависят от того, каким излучением эти носители освобождены. Это объясняется весьма сильным взаимодействием носителей тока с решеткой вещества. В результате этого взаимодействия носители тока, которые возникают при ионизации в зонах с энергией большей, чем средняя энергия теплового движения, и, вообще говоря, разной для различных излучений, за весьма малые (сравнительно с временем жизни) времена в результате столкновений с решеткой «охлаждаются» и становятся неотличимыми от «равновесных» носителей тока, освобожденных при термической ионизации.

В дальнейшем, т. е. основную долю времени своего свободного существования в зоне, такие носители обладают нормальными значениями подвижности и коэффициента рекомбинации и не проявляют каких-либо специфических особенностей, связанных с характером излучения, вызвавшего ионизацию. Это зачастую позволяет использовать практически одинаковые методы исследования и трактовки результатов при изучении проводимости, наведенной в результате действия излучений, в которых энергии частиц или квантов различаются в миллионы раз.

В связи с этим и сравнительно узкая область исследования фотоэлектрических свойств полупроводников все более превращается в настоящее время в широкую область исследования внутренней ионизации в полупроводниках под действием разнообразных излучений. Однако даже и эта широкая область уже не может охватить в полной мере всей совокупности ведущихся исследований, родственных по методам экспериментирования и трактовки результатов и, следовательно, образующих, по существу, единую научную область.

Действительно, если до последних лет все методы образования неравновесных носителей в полупроводнике (если исключить случай очень больших электрических полей) сводились к внутренней ионизации, то в последнее время широко используется возможность образования неравновесных носителей за счет инъекции «неосновных» неравновесных носителей с помощью выпрямляющего контакта (особенно эффективно на контакте двух полупроводников с разным знаком проводимости).

В полупроводниках с большой подвижностью и временем жизни носителей тока, а следовательно, и длиной диффузионного смещения носителей, это позволяет увеличивать концентрацию носителей в достаточно большом объеме полупроводника около инъецирующего контакта.

Характер поведения инъецированных носителей тока и носителей, освобождаемых при ионизации, одинаков (здесь применимы те же соображения о сильном взаимодействии с решеткой, о которых говорилось выше). Итак, инъекция выступает в качестве новой разновидности метода создания в полупроводнике неравновесных носителей тока.

С учетом этой новой возможности фактически сформировалась еще более широкая область — область исследования неравновесных электронных процессов в полупроводниках или, иначе, исследования поведения неравновесных носителей тока в полупроводниках.

Расширение области фотоэлектрических исследований за счет использования разнообразных излучений и инъекции в соединении с использованием методов комплексного изучения неравновесной проводимости в чрезвычайно сильной степени обогатило экспериментальные возможности и привело к получению новых результатов, важных не только с научной, но и с прикладной точки зрения.

Последнее легко понять, если учесть, что неравновесные носители определяют работу важнейших полупроводниковых устройств, таких как полупроводниковые триоды (транзисторы), диоды, фотодиоды и фототриоды, фотосопротивления, электронно-дырочные преобразователи световой энергии в электрическую, кристаллические и электронно-дырочные счетчики и т. п.

Неравновесные процессы могут быть разбиты на три основные группы:

- а) процессы генерации неравновесных носителей,
- б) процессы их движения (диффузия, дрейф в электрическом поле, движение в магнитном поле, движение в неоднородных полупроводниках, в частности содержащих $n - p$ -переходы),
- в) процессы рекомбинации неравновесных носителей.

В книге в той или иной степени рассматриваются все эти явления. Однако наибольшее внимание уделено рекомбинации и движению неравновесных носителей тока.

Процессы генерации кратко анализируются в гл. 4. Процессы движения — в главах 12—15. Рекомбинации посвящены главы 5—11.

Первые три главы книги представляют собой отдельную вступительную часть, в которой приводится феноменологическое описание фотопроводимости и формулируются предварительные определения некоторых величин и понятий (гл. 1), а также описываются принципиальные основы некоторых методов исследования фотопроводимости (гл. 2 и 3).

Как следует из названия, в книге описываются главным образом явления, связанные с *оптической* ионизацией. Однако в свете соображений, изложенных выше, очевидно, что, за исключением характера самого процесса возбуждения, все другие детали рассматриваемых процессов (в особенности рекомбинации) имеют отношение и к явлениям, происходящим при иных способах генерации неравновесных носителей.

Книга не претендует на полноту и строгость описания всех фотоэлектрических процессов. В ней не отражены, в частности, некоторые важные, но пока еще недостаточно изученные проблемы¹⁾. Подбор материала в некоторой мере отражает круг вопросов, исследуемых в Лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках Физико-технического ин-та им. А. Ф. Иоффе АН СССР.

Основная цель, преследовавшаяся автором, — дать количественное, но по возможности наглядное описание некоторых важных явлений. В связи с этим зачастую изложение ведется в направлении от частного к общему, что, нарушая подчас логическую стройность, позволяет, однако, более наглядно прокомментировать явление.

Конкретные экспериментальные результаты, полученные для разных полупроводников, используются очень ограниченно²⁾ и лишь для иллюстрации тех или иных рассматриваемых явлений.

Книга не преследует также цели изложить историю развития фотоэлектрических исследований. Для каждой главы

¹⁾ К ним относятся, например, вопросы о механизме безызлучательной рекомбинации, о роли экситонов в процессах фотопроводимости и др.

²⁾ Имеются монографии, в которых эти результаты суммированы достаточно полно. См., например: T. S. Moss, *Photoconductivity in the elements*, London, 1952; Т. С. Мосс, *Оптические свойства полупроводников*, ИЛ, 1961; Р. Бьюб, *Фотопроводимость твердых тел*, ИЛ, 1962.

в хронологическом порядке приводится список литературы, не претендующий на полноту. На часть статей из этого списка, материал которых непосредственно использован в книге, в тексте сделаны ссылки. Остальные статьи могут оказаться полезными для более широкого и детального ознакомления с вопросами, рассматриваемыми в главе.

Автор выражает признательность за просмотр рукописи и ценные замечания сотрудникам Лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках и особенно Л. Г. Парицкому, И. Д. Ярошешкому, Е. Н. Аркадьевой, Н. Б. Строкану, А. А. Гришбергу, Р. Ю. Хансварову, Б. М. Коноваленко, Ф. М. Берковскому, А. А. Рогачеву.

Автор благодарен также Д. Г. Рывкиной и И. В. Андриановой за проведение некоторых расчетов и построение графиков.

С. М. Рывкин

ГЛАВА I

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

§ 1. Равновесные и неравновесные носители тока, неравновесная проводимость

Процесс образования свободных носителей тока требует затраты энергии на преодоление энергетических зазоров между разрешенными зонами или между локальными примесными уровнями и этими зонами.

В обычных условиях эта энергия черпается из запаса тепловой энергии, имеющейся в кристалле.

Электроны в кристалле весьма сильно взаимодействуют с атомами (или ионами) кристаллической решетки, в силу чего температура решетки и электронов при обычных условиях оказывается практически одинаковой.

Следовательно, нагревая полупроводник, одновременно усиливают интенсивность тепловых колебаний атомов (или ионов) в узлах кристаллической решетки и изменяют распределение электронов по энергиям. При этом меняется и число свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Свободные электроны и дырки (образованные, как описано выше, в результате «термической ионизации»), концентрация которых соответствует тепловому равновесию (т. е. равновесию между электронами и решеткой), мы будем в дальнейшем называть «равновесными» носителями тока.

Наряду с термической ионизацией появление свободных электронов и дырок может быть, однако, связано и с другими причинами, например с ионизацией при действии света (внутренний фотоэффект) или других излучений. Кроме того, избыточные носители тока могут появляться в полупроводнике

при так называемой «инъекции» на выпрямляющем контакте, в результате действия сильных полей (ударная ионизация и т. п.).

Образование избыточных (против равновесия) носителей также требует затраты энергии (например, энергии световых квантов, поглощаемых при внутреннем фотоэффекте). Эта энергия в противоположность тепловой запасается в основном электронами твердого тела, в то время как средняя тепловая энергия кристаллической решетки остается практически неизменной. Следовательно, в этих условиях нарушается тепловое равновесие между решеткой и электронами. Поэтому носители тока, возникшие не в результате термической ионизации, именуется «неравновесными».

Очевидно, что после прекращения действия возбуждения (света, инъекции, сильного поля) между решеткой и электронами должно в течение какого-то времени вновь установиться тепловое равновесие. Обычно число неравновесных носителей не слишком велико и запасенная ими избыточная энергия мала по сравнению с тепловой энергией кристаллической решетки. В связи с этим процесс установления равновесия между решеткой и электронами сводится к тому, что неравновесные электроны и дырки исчезают (рекомбинируя друг с другом), а температура решетки и всего кристалла (а следовательно, и концентрация равновесных носителей) остается практически неизменной.

Учитывая это, можно считать, что наложение и снятие возбуждения (например, освещение и затемнение полупроводника), изменяя концентрацию неравновесных носителей, не влияет на концентрацию равновесных, и полная концентрация носителей (n или p) равна простой сумме концентраций равновесных (n_0 , p_0) и неравновесных носителей тока (Δn , Δp):

$$n = n_0 + \Delta n,$$

$$p = p_0 + \Delta p.$$

Наличие неравновесных носителей в первую очередь приводит к изменению проводимости полупроводника, которая в общем случае должна быть записана в виде

$$\sigma = e (\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (1.1)$$

где e — заряд электрона, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно.

Следовательно, избыточная (неравновесная) проводимость может быть записана в виде

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (1.2)$$

При написании (1.1) и (1.2) мы приписали равновесным и неравновесным носителям тока одинаковые подвижности. В дальнейшем (см. § 3) будет показано, что такое допущение может быть сделано в громадном большинстве реальных случаев.

Посмотрим теперь, какие факторы влияют на величину неравновесных концентраций Δn и Δp , определяющих неравновесную проводимость $\Delta\sigma$.

Для определенности будем считать, что неравновесная проводимость возникает в результате освещения (внутренний фотоэффект). Полученные соотношения могут быть легко распространены на случай любого другого возбуждения.

При освещении полупроводника, например, светом из области собственного поглощения, поглощение световых квантов сопровождается переводом электронов из валентной зоны в зону проводимости и, следовательно, к появлению неравновесных электронов и дырок.

Естественно предположить, что числа образуемых электронов и дырок в единицу времени в единице объема, которые мы обозначим соответственно через $\Delta n'$ и $\Delta p'$, должны быть пропорциональны поглощаемой за то же время в том же объеме световой энергии.

Пусть интенсивность света равна I . Тогда количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени в слое площадью 1 см^2 и толщиной dx (x — направление распространения света), пропорционально I и толщине слоя dx :

$$-dI = kI dx, \quad (1.3)$$

где k — коэффициент пропорциональности, именуемый коэффициентом поглощения света.

Количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени в единице объема, равно

$$-\frac{dI}{dx} = kI. \quad (1.4)$$

Таким образом, $\Delta n'$ и $\Delta p'$ должны быть пропорциональны величине kI ,

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta kI, \quad (1.5)$$

здесь β — коэффициент пропорциональности. Если I измерять числом квантов в секунду, то β имеет смысл так называемого «квантового выхода», т. е. определяет число пар образуемых одним квантом¹⁾.

Допустим, что в некоторый момент времени началось освещение полупроводника. Если бы, кроме процесса освобождения носителей, никакие другие процессы не протекали, то очевидно, что концентрация неравновесных носителей тока возрастала бы со временем безгранично по закону:

$$\Delta n = \Delta p = \beta k I t. \quad (1.6)$$

На рис. 1 пунктирной прямой показана такая зависимость для Δn . На самом деле из опыта известно, что через некоторое время после начала освещения устанавливается постоянная (стационарная) фотопроводимость $\Delta \sigma_{ст}$ (и, следовательно, стационарные значения неравновесных концентраций $\Delta n_{ст}$ и $\Delta p_{ст}$). Отсюда с несомненностью следует, что, кроме процесса генерации свободных носителей, имеет место обратный процесс их исчезновения, причем интенсивности обоих процессов в стационарных условиях точно одинаковы.

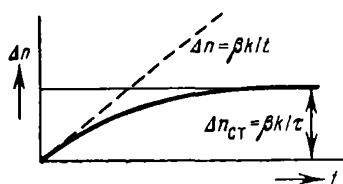


Рис. 1. Изменение во времени концентрации носителей тока при освещении.

Отсюда с несомненностью следует, что, кроме процесса генерации свободных носителей, имеет место обратный процесс их исчезновения, причем интенсивности обоих процессов в стационарных условиях точно одинаковы.

Этот обратный процесс есть процесс рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Очевидно, что интенсивность рекомбинации прямо связана с концентрациями неравновесных носителей, так что в начале освещения, пока неравновесных носителей еще немного, она мала, но в дальнейшем, по мере возрастания их концентрации, интенсивность рекомбинации, возрастая, достигает интенсивности генерации. Этому соответствует стационарное состояние неравновесной проводимости. Таким образом, истинная кривая изменения неравновесной концентрации во времени имеет

Этот обратный процесс есть процесс рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Очевидно, что интенсивность рекомбинации прямо связана с концентрациями неравновесных носителей, так что в начале освещения, пока неравновесных носителей еще немного, она мала, но в дальнейшем, по мере возрастания их концентрации, интенсивность рекомбинации, возрастая, достигает интенсивности генерации. Этому соответствует стационарное состояние неравновесной проводимости. Таким образом, истинная кривая изменения неравновесной концентрации во времени имеет

¹⁾ Обычно β не может превышать единицы. Однако если энергия кванта превышает двойную ширину запрещенной зоны, то возни- кающие носители могут обладать достаточной кинетической энергией, чтобы в результате ударной ионизации образовать еще некоторое количество неравновесных пар. При этом $\beta > 1$.

вид кривой, достигающей «насыщения» через некоторое время после начала освещения (рис. 1, сплошная кривая).

Выясним, каким образом величина стационарной концентрации может быть выражена через параметры, характеризующие процесс взаимодействия света с веществом. Для этого в первую очередь введем понятие о среднем времени жизни неравновесных носителей. Каждый неравновесный носитель, освобождаемый светом, проводит в свободном состоянии некоторое время до рекомбинации (так называемое «время жизни» в свободном состоянии). Это время для разных носителей тока, разумеется, может быть различным. В связи с этим вводится понятие о «среднем времени жизни», которое обозначается через τ . Величина этого времени для разных материалов может колебаться в широких пределах (обычно от $\sim 10^{-2}$ до 10^{-7} сек).

Очевидно, что стационарная концентрация носителей (электронов) $\Delta n_{ст}$ может быть записана в виде произведения числа носителей, освобождаемых светом в единицу времени в единице объема ($\Delta n' = \beta k l$), на среднее время их существования в зоне до рекомбинации τ_n :

$$\Delta n_{ст} = \beta k l \tau_n. \quad (1.7)$$

Аналогично для дырок

$$\Delta p_{ст} = \beta k l \tau_p. \quad (1.8)$$

Подставив (1.7) и (1.8) в (1.2), получаем

$$\Delta \sigma_{ст} = \Delta \sigma_n + \Delta \sigma_p = e \beta k l (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p). \quad (1.9)$$

Если один из членов в скобках значительно больше другого (за счет большой разницы подвижностей или времен жизни электронов и дырок), то имеет место «монополярная» неравновесная проводимость, осуществляемая носителями одного знака [2, 4, 5]:

$$\Delta \sigma_{ст} = e \mu \beta k l. \quad (1.10)$$

В этом случае стационарная неравновесная проводимость определяется четырьмя параметрами: μ , τ , β , k . Два из них (k и β) характеризуют взаимодействие света с веществом и определяют процесс генерации неравновесных носителей, а два других (τ и μ) описывают взаимодействие носителей тока с веществом и характеризуют процессы движения и рекомбинации неравновесных носителей тока.

§ 2. Некоторые характеристики равновесной проводимости

Прежде чем перейти к более детальному анализу вопроса о неравновесной проводимости, мы кратко напомним некоторые соображения, относящиеся к равновесным процессам и в дальнейшем необходимые для понимания особенностей поведения неравновесных носителей тока.

Вероятность заполнения энергетических состояний с энергией ξ электронами определяется функцией Ферми

$$f = \frac{1}{e^{\frac{\xi - F}{kT}} + 1}, \quad (2.1)$$

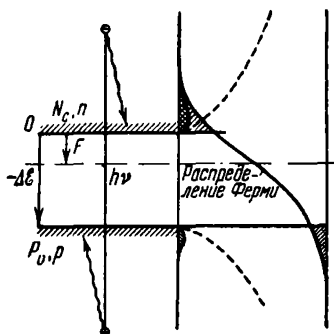
характер которой при некоторой температуре, отличной от нуля, изображен справа на рис. 2. На этом рисунке штрихпунктиром показан уровень Ферми F (вероятность заполнения состояния, энергия которого соответствует F , равна 1/2).

Рис. 2. Распределение электронов и дырок по энергетическим состояниям в c - и v -зоне.

Нас в первую очередь будут интересовать вероятности заполнения состояний в разрешенных зонах. При этом мы будем интересоваться случаем, когда уровень Ферми располагается в запрещенной зоне достаточно далеко от ее краев ($|F| \gg kT$, $|\Delta\xi - F| \gg kT$), т. е. случай отсутствия вырождения.

В этом случае вероятность заполнения электронных состояний в c -зоне и дырочных состояний в v -зоне¹⁾ оказывается невелика (см. на рис. 2 редко заштрихованные «хвосты» распределения Ферми, попадающие в зоны), следовательно, ограничение Паули не может существенно сказаться на характере распределения, и распределение Ферми превращается (в разрешенных зонах) в распределение Максвелла.

¹⁾ В дальнейшем для краткости мы будем иногда так именовать зону проводимости и валентную зону.



Для электронов c -зоны

$$f = e^{\frac{F-\xi}{kT}}, \quad (2.2)$$

для дырок v -зоны

$$f' = e^{\frac{\xi-F}{kT}}. \quad (2.3)$$

Для нахождения концентраций свободных электронов (дырок) следует перемножить число состояний в интервале энергий $d\xi$ в соответствующей зоне на вероятность их заполнения f (или f') и просуммировать по всем возможным состояниям в зоне.

На рис. 2 справа прерывистой линией показана зависимость числа состояний от энергии, а часто заштрихованная область соответствует распределению электронов по состояниям в зонах.

Из расчета следует, что полная концентрация равновесных свободных электронов и дырок соответственно выражается в виде

$$n_0 = \frac{2}{h^3} (2\pi m_e kT)^{3/2} e^{\frac{F}{kT}} = N_c e^{\frac{F}{kT}}, \quad (2.4)$$

$$p_0 = \frac{2}{h^3} (2\pi m_h kT)^{3/2} e^{\frac{-F-\Delta\xi}{kT}} = P_v e^{\frac{-F-\Delta\xi}{kT}}, \quad (2.5)$$

(здесь m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки).

Выражение (2.4) представляет собой произведение некоторой величины с размерностью концентрации N_c на множитель $e^{\frac{F}{kT}}$, который может трактоваться как вероятность заполнения уровня, находящегося на расстоянии F от уровня Ферми, т. е. уровня, соответствующего нижнему краю c -зоны.

Следовательно, при вычислении концентрации мы можем заменить всю c -зону энергетическими состояниями, совпадающими с ее нижним краем, причем концентрация таких состояний должна быть принята равной N_c . В связи с этим N_c часто именуют эффективной плотностью электронных состояний в c -зоне. Аналогично этому P_v соответствует эффективной плотности дырочных состояний в v -зоне.

Равновесная проводимость может быть записана, как известно, в виде

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0). \quad (2.6)$$

Входящие в эти выражения подвижности электронов и дырок μ_n и μ_p определяются характером взаимодействия носителей тока с решеткой и зависят, в частности, от распределения носителей тока по энергиям в зонах. В равновесии значения подвижности соответствуют изображенному на рис. 2 равновесному энергетическому распределению носителей в зонах. В связи с этим такие значения подвижностей можно именовать равновесными.

§ 3. Распределение неравновесных носителей по энергиям

Итак, из рассмотрения в предыдущем параграфе следует, что равновесные электроны и дырки занимают часть состояний вблизи краев зон, имея при этом вполне определенное распределение по энергиям, соответствующее данной температуре.

Выясним, каково распределение по энергиям неравновесных электронов и дырок.

Сразу вслед за ионизацией энергия неравновесных электрона и дырки, образованных фотоном с достаточно большой энергией $h\nu$, может значительно превосходить (см. рис. 2) среднюю энергию равновесных носителей, которая по порядку величины равна kT .

Однако в дальнейшем, в результате взаимодействия с фононами и дефектами решетки, кинетическая энергия неравновесных носителей быстро снижается до нормальных значений (см. волнистые кривые на рис. 2), т. е. неравновесные носители приобретают температуру решетки. Действительно, расчет показывает [1], что электрон с энергией, например, ~ 1 эв раздаст избыточную энергию, испытав $\sim 10^3$ столкновений. Это означает, что при длине свободного пробега электрона $\sim 10^{-6}$ см и скорости 10^7 см/сек (на самом деле скорость в среднем значительно выше) электрон раздаст свою избыточную энергию всего за 10^{-10} сек.

Мы уже указывали, что время жизни неравновесных носителей в зонах, как правило, значительно превосходит эту величину, составляя $10^{-2} \div 10^{-7}$ сек. Следовательно, большую часть времени своего свободного существования неравновесные носители проводят в состоянии, когда они не

отличаются своей средней кинетической энергией (температурой) от равновесных. В огромном большинстве случаев мы можем поэтому считать, что распределение по энергиям неравновесных и равновесных носителей в зоне одинаково (предполагается, что и при появлении неравновесных носителей в зонах сохраняется невырожденное состояние).

Итак, генерация неравновесных носителей в полупроводнике приводит лишь к изменению *концентрации* свободных носителей, в то время как *распределение* этих носителей по энергиям в *зонах* и средняя кинетическая энергия, рассчитанная на один свободный носитель, остаются неизменными.

Мы видели [см. (2.4) и (2.5)], что концентрация *равновесных* носителей однозначно определяется (при данной температуре) положением уровня Ферми.

Часто удобно и в отсутствие равновесия характеризовать полные концентрации электронов и дырок (равновесные плюс неравновесные) с помощью некоторых энергетических уровней, которые входили бы в выражения для полных концентраций таким же образом, как уровень Ферми в (2.4) и (2.5), т. е.

$$n = n_0 + \Delta n = N_c e^{\frac{F_n}{kT}}, \quad (3.1)$$

$$p = p_0 + \Delta p = P_v e^{\frac{-F_p - \Delta \mathcal{E}}{kT}}. \quad (3.2)$$

Соответствующие энергетические уровни с энергией F_n и F_p именуется квазиуровнями Ферми. Следует подчеркнуть, что в то время как в равновесии уровень Ферми для электронов и дырок в зонах или на локальных состояниях один и тот же, квазиуровни Ферми для s - и v -зон различны и имеют также свое значение для каждого типа локальных энергетических состояний.

Из сказанного ясно, что введение понятия о квазиуровне Ферми является чисто формальным приемом и задание состояния от этого уровня до уровня соответствующих энергетических состояний есть просто иной способ обозначения величины концентрации электронов в этих состояниях.

Мы установили, что распределение неравновесных носителей по энергиям в *зоне* подавляющую долю времени их свободного существования не отличается от равновесного. Следовательно, и подвижность неравновесных носителей не

отличается от подвижности равновесных, что уже было использовано нами при написании выражения для неравновесной проводимости (1.2). Очевидно, что аналогичное заключение может быть сделано и в отношении любых других характеристик носителей. Для нас, в частности, будет в дальнейшем существенно, что равновесные и неравновесные носители характеризуются одинаковыми (в среднем) вероятностями рекомбинации, а также что в отсутствие вырождения не только для первых, но и для вторых справедливо соотношение Эйнштейна между подвижностью μ и коэффициентом диффузии D :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (3.3)$$

§ 4. Время жизни неравновесных носителей тока

Каждый неравновесный носитель тока, например электрон, участвуя в тепловом движении и, следовательно, перемещаясь в зоне, обладает определенной вероятностью встретиться с дыркой и рекомбинировать с ней или, как иногда говорят, захватиться ею.

В общем случае в данном полупроводнике может иметься в наличии несколько «сортов» дырок (свободные дырки в валентной зоне, дырки, локализованные на различных примесных уровнях, уровнях дефектов структуры и т. п.).

Очевидно, что вероятность встречи электрона с дырками данного типа будет пропорциональна концентрации этих дырок и средней относительной скорости движения электрона и дырок v_n . Если ввести понятие о «сечении захвата» (рекомбинации) q_n электрона дырками определенного сорта, концентрацию которых мы обозначим через p , то очевидно, что среднее время, которое проходит между двумя возможными встречами электрона с этими дырками, равно

$$\tau_n = \frac{1}{q_n v_n p}. \quad (4.1)$$

Поскольку на самом деле каждая такая встреча заканчивается захватом электрона дыркой, время τ_n есть, по существу, среднее время жизни электрона по отношению к захватам дырками рассматриваемого типа. Если в полупроводнике имеется k «сортов» дырок, захватывающих элек-

троны, то по отношению к каждому из них может быть введено свое значение времени жизни τ_{nk} :

$$\tau_{nk} = \frac{1}{p_k q_{nk} v_{nk}}. \quad (4.2)$$

В этом случае эффективное время жизни электрона в зоне проводимости может быть получено из следующих соображений. Величина, стоящая в знаменателе (4.1), $q_n v_n p$ определяет число возможных столкновений электрона с дырками в единицу времени (на самом деле первое же столкновение заканчивается захватом электрона, но для наших вычислений это несущественно).

Очевидно, что если имеется несколько сортов «захватывающих» дырок со своими концентрациями p_k , сечениями q_{nk} и средними скоростями относительного движения v_{nk} , то полное число возможных столкновений в единицу времени с любыми дырками равно сумме

$$\sum_k p_k v_{nk} q_{nk}. \quad (4.3)$$

Следовательно, эффективное время жизни электрона

$$\tau = \frac{1}{\sum_k p_k v_{nk} q_{nk}}. \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) можно переписать иначе:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_{nk}}. \quad (4.5)$$

Таким образом, при рассмотрении сложных процессов с несколькими типами «центров захвата» для получения эффективных характеристик рекомбинации следует суммировать «обратные времена жизни».

Все соображения, приведенные выше, относились к вычислению времени жизни τ_n электрона в s -зоне, однако очевидно, что они полностью применимы и при вычислении времени жизни дырки τ_p в v -зоне. Так, вместо (4.2) можно для времени жизни дырки написать

$$\tau_{pk} = \frac{1}{n_k q_{pk} v_{pk}}, \quad (4.6)$$

где n_k — концентрация электронов некоторого типа, способных захватить дырку, и q_{pk} — сечение захвата дырки этими электронами.

Выясним далее, как можно записать интенсивность рекомбинации [т. е. число актов рекомбинации (захвата) в единицу времени в единице объема]. Как уже подчеркивалось выше, величина, стоящая в знаменателе (4.2) [или (4.6)],

$$p_k q_{nk} v_{nk} = \frac{1}{\tau_{nk}} \quad (4.7)$$

определяет число столкновений (заканчивающихся рекомбинацией или захватом) *одного* неравновесного электрона в единицу времени. Помножив это число на концентрацию электронов и усреднив $q_{nk} v_{nk}$, мы получим, очевидно, интенсивность рекомбинации (захвата)

$$\overline{q_{nk} v_{nk}} p_k \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_{nk}}. \quad (4.8)$$

Аналогично для дырок интенсивность рекомбинации (захвата) равна

$$\overline{q_{pk} v_{pk}} n_k \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_{pk}}. \quad (4.9)$$

Итак, интенсивность рекомбинации (захвата) определяется дробью, в знаменателе которой стоит время жизни по отношению к переходу данного типа.

Произведение сечения на скорость, усредненное по всем носителям в зоне,

$$\overline{q_{pk} v_{pk}} = \gamma_{pk} \quad (4.10)$$

именуется коэффициентом рекомбинации (захвата) и, как легко видеть из (4.9), представляет собой интенсивность рекомбинации при концентрациях n_k и Δp , равных единице. Аналогично

$$\overline{q_{nk} v_{nk}} = \gamma_{nk}. \quad (4.11)$$

Из (4.2) и (4.6) имеем, что значения средних времен жизни всех носителей тока в зонах (для которых мы оставим прежние обозначения τ_{nk} , τ_{pk}) запишутся в виде

$$\left. \begin{aligned} \tau_{nk} &= \frac{1}{\gamma_{nk} p_k}, \\ \tau_{pk} &= \frac{1}{\gamma_{pk} n_k}. \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

В заключение отметим, что, поскольку значения времен жизни τ_{nk} и τ_{pk} зависят от концентраций p_k и n_k , они не только не являются константами материала, но могут меняться во времени (при нестационарных условиях) при изменении температуры, интенсивности освещения и т. п. Следовательно, и в выражениях (4.8) и (4.9) их в общем случае нельзя считать постоянными.

§ 5. Релаксация неравновесной проводимости [2, 3, 5]

Если в некоторый момент началось освещение полупроводника, то, как мы уже видели (см. рис. 1), стационарное значение неравновесной проводимости достигается лишь через некоторое время после начала освещения. Аналогично этому при выключении освещения неравновесная проводимость исчезает не мгновенно (рис. 3). Кривые нарастания или

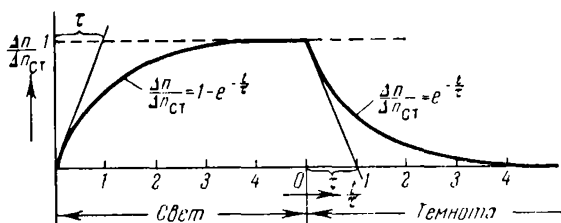


Рис. 3. Релаксация неравновесной концентрации при возбуждении прямоугольными импульсами света. Случай линейной рекомбинации.

уменьшения неравновесной проводимости при любых изменениях интенсивности освещения именуются кривыми релаксации неравновесной проводимости. Нам следует выяснить, как зависит от времени неравновесная проводимость в процессе релаксации, каково эффективное время установления стационарных значений проводимости, какова связь между характером процессов релаксации и механизмом неравновесной проводимости.

Поскольку в каждый момент времени дырочная и электронная составляющие неравновесной проводимости $\Delta\sigma$ пропорциональны неравновесным концентрациям Δn и Δp , мы будем интересоваться релаксацией концентрации Δn (или Δp).

Изменение числа носителей (например, электронов) в единицу времени в единице объема есть разность между числом освобожденных носителей, которая, как мы видели, может быть записана в виде $\beta k l$ [см. (1.5)], и числом рекомбинирующих носителей. В настоящем параграфе мы, пока не вдаваясь в детали механизма рекомбинации, рассмотрим два следующих важных частных случая.

1. Интенсивность рекомбинации (захвата) пропорциональна первой степени концентрации неравновесных носителей. (Этот случай реализуется, например, тогда, когда имеется один тип дырок, с которыми рекомбинируют неравновесные электроны, причем концентрация этих дырок p весьма велика и практически не зависит от освещения.) Тогда в соответствии с (4.12)

$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p} = \text{const}$ и интенсивность рекомбинации (захвата) электронов, равная $\frac{\Delta n}{\tau_n}$, пропорциональна первой степени концентрации. Этот случай мы будем именовать случаем линейной рекомбинации.

2. Интенсивность рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей. [Это имеет место, например, в случае, когда концентрация равновесных носителей равна нулю и при ионизации электроны переводятся из нижней зоны в верхнюю; при этом концентрация неравновесных электронов и дырок оказывается одинаковой, и интенсивность рекомбинации, согласно (4.8) и (4.10), равна $\gamma \Delta n \Delta p = \gamma (\Delta n)^2$.] Этот случай мы будем именовать случаем квадратичной рекомбинации.

А. Линейная рекомбинация

Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени может быть записано в виде¹⁾

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta k l - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (5.1)$$

Пусть при $t=0$ образец начинает освещаться светом постоянной интенсивности [т. е. I в (5.1) постоянно]. Тогда,

¹⁾ Ниже все рассуждения проводятся для неравновесных электронов. Очевидно, что все выводы могут быть распространены и на неравновесные дырки.

разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = 0$ при $t = 0$, получаем

$$\Delta n = \tau \beta k l \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (5.2)$$

Таким образом, релаксация неравновесной концентрации (и соответствующей составляющей проводимости) в случае линейной рекомбинации имеет экспоненциальный характер.

При $t \rightarrow \infty$

$$\Delta n = \tau \beta k l = \Delta n_{\text{ст}}. \quad (5.3)$$

Этот вывод совпадает с полученным ранее [см. (1.7)].

Если образец не освещен, то вместо (5.1) можно написать

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}. \quad (5.4)$$

Пусть при $t = 0$ выключено освещение образца, в котором в результате предварительного освещения неравновесная концентрация доведена до значения $\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} = \tau \beta k l$. Тогда из (5.4) получаем, что зависимость Δn от времени имеет вид спадающей экспоненты:

$$\Delta n = \tau \beta k l e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5.5)$$

Релаксационные кривые нарастания и спада неравновесной проводимости при освещении «прямоугольным» световым импульсом изображены на рис. 3.

Существенно, что «постоянная времени» экспоненциальных кривых релаксации совпадает со временем жизни. Это дает простую возможность в случае линейной рекомбинации по исследованию релаксационных кривых непосредственно определять τ ¹⁾.

Б. Квадратичная рекомбинация

В этом случае при наличии освещения вместо (5.1) мы должны написать

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta k l - \gamma (\Delta n)^2. \quad (5.6)$$

¹⁾ Заметим, что по начальному участку кривой релаксации нарастания [например, (5.2)] может быть определен квантовый выход β . Действительно, разлагая в ряд скобку в (5.2), получаем, что при малых t $\Delta n = \beta k l t$, откуда, если известно $k l$, может быть определена величина β (см. об этом в гл. 3).

При выключенном освещении

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = -\gamma(\Delta n)^2. \quad (5.7)$$

Используя начальные условия, аналогичные условиям при линейной рекомбинации, получаем, что при освещении прямоугольным световым импульсом достаточной длительности

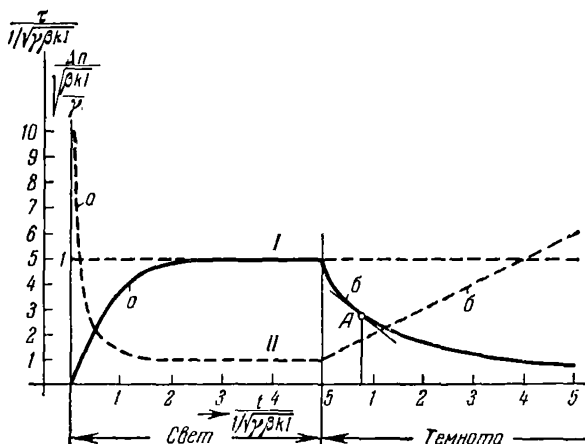


Рис. 4. Релаксация неравновесной концентрации при возбуждении прямоугольными импульсами света. Случай квадратичной рекомбинации.

Кривая I: а — нарастание [см. (5.8)], б — спад [см. (5.9)]. Кривая II — мгновенное время жизни: а — нарастание [см. (5.11)], б — спад [см. (5.12)].

релаксационные кривые нарастания и спада неравновесной концентрации (проводимости) определяются выражениями: для нарастания

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \operatorname{th} t \sqrt{\gamma \beta k I}, \quad (5.8)$$

для спада

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \frac{1}{t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1}. \quad (5.9)$$

В этом случае нарушается «симметрия» нарастания и спада, имевшая место при линейной рекомбинации (где обе релаксационные кривые — экспоненты с одинаковой постоянной времени).

Нарастание определяется гиперболической тангенсоидой, а спад — значительно более медленной (при больших t) гиперболой (рис. 4).

Особенно существенно, что в рассматриваемом случае не может быть введено (как это было в случае линейной рекомбинации) понятие о времени жизни как о *постоянной величине*, не зависящей от интенсивности света и сохраняющей свое значение во времени вдоль всего релаксационного процесса. Это, однако, вовсе не означает, что здесь понятие о времени жизни вообще лишено смысла.

В соответствии с (4.12) среднее время жизни электронов в нашем случае есть

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta p}. \quad (5.10)$$

Поскольку величина Δp (концентрация дырок в нижней зоне) сама зависит от интенсивности света и от времени (в нестационарном случае), ясно, что τ также является переменной величиной, имеющей, однако, в каждый момент времени вполне определенный смысл.

В. Мгновенное значение времени жизни [5, 6]

В связи со сказанным введем понятие о мгновенном значении времени жизни $\tau_{\text{мгн}}$ ¹⁾ (вполне аналогично введению, например, понятия о мгновенной скорости неравномерного движения). По существу, именно мгновенное значение времени жизни определено выражениями (4.2), (4.6), (4.12) и т. д. Лишь в частном случае линейной рекомбинации мгновенное время жизни остается одинаковым вдоль всего процесса релаксации.

Итак, в общем случае $\tau = f(I, t)$. Найдем эту функцию для случая квадратичной рекомбинации. Для кривой

¹⁾ Индекс «мгн» при τ мы будем писать в дальнейшем лишь там, где это представится необходимым.

нарастания из (5.10) и (5.9) имеем

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta p} = \frac{1}{\gamma \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta k I}} \operatorname{cth} t \sqrt{\gamma \beta k I}. \quad (5.11)$$

Для спадающей ветви релаксации

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta k I}} (t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1). \quad (5.12)$$

На рис. 4 прерывистыми кривыми показано изменение мгновенного τ вдоль релаксационного процесса. Не следует удивляться тому, что при $t=0$ для нарастания и $t \rightarrow \infty$ для спада, т. е. при $\Delta n \rightarrow 0$, мгновенное τ стремится к бесконечности [см. (5.11) и (5.12)]. Это связано с тем, что при весьма малом числе электронов столь же мало и число дырок. Поэтому вероятность рекомбинации становится очень малой и время жизни резко растет (хотя и не до бесконечности, которая получается лишь потому, что мы, игнорируя дискретность электронного газа, рассматриваем его как континуум).

Мы определили зависимость мгновенного τ от времени вдоль процесса релаксации при квадратичной рекомбинации (5.11), (5.12). Можно, однако, легко получить общее выражение для мгновенного τ при любом характере рекомбинации. Действительно, дифференциальные уравнения

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (5.13)$$

и

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (5.14)$$

пригодны для описания релаксации в самом общем случае, если под τ понимать мгновенное значение времени жизни.

Следовательно, из (5.13) и (5.14) получаем, что мгновенное τ , определяемое из кривой нарастания, равно

$$\tau = \frac{\Delta n}{k \beta I - \frac{d}{dt}(\Delta n)}, \quad (5.15)$$

а из кривой спада —

$$\tau = - \frac{\Delta n}{\frac{d}{dt}(\Delta n)}. \quad (5.16)$$

На опыте особенно удобно мгновенное τ может быть определено из кривой спада, для чего нужно в данной точке (см., например, рис. 4 точка *A*) измерить расстояние до оси абсцисс и наклон касательной и затем взять их отношение.

Итак, в нелинейном случае релаксационный процесс характеризуется бесконечным набором значений τ . Однако одно из них имеет особое значение. Речь идет о времени жизни в стационарном состоянии $\tau_{ст}$. Из (5.15) имеем, что в стационарном состоянии $\left(\frac{d}{dt}(\Delta n) = 0\right)$

$$\tau_{ст} = \frac{\Delta n_{ст}}{\beta k I}. \quad (5.17)^1$$

Стационарное время жизни может быть относительно просто вычислено при рассмотрении схем сложных рекомбинационных процессов, так как для этого достаточно решения задачи для стационарных условий. Это определяет использование $\tau_{ст}$ в качестве важнейшей характеристики рекомбинационных процессов.

Заметим, что, как очевидно из предыдущего, для линейного случая

$$\tau_{мгн} = \tau_{ст} = \text{const}. \quad (5.18)$$

В заключение остановимся на вопросе о зависимости стационарной неравновесной проводимости (концентрации) от интенсивности освещения (так называемая «люкс-амперная характеристика»). Стационарная концентрация в общем случае записывается в виде

$$\Delta n_{ст} = \tau_{ст} \beta k I. \quad (5.19)$$

При линейной рекомбинации $\tau_{ст}$ — постоянная, не зависящая от интенсивности освещения, и, следовательно, стационарная неравновесная концентрация пропорциональна интенсивности:

$$\Delta n_{ст} \sim I. \quad (5.20)$$

¹⁾ То же выражение для $\tau_{ст}$ следует непосредственно из (1.7).

В любом случае нелинейной рекомбинации $\tau_{ст}$ зависит от интенсивности I , следовательно, линейная связь между $\Delta n_{ст}$ и I нарушается. В частности, в рассмотренном нами случае квадратичной рекомбинации из (5.11) имеем

$$\tau_{ст} = \frac{1}{\sqrt{\gamma\beta kI}} \quad (5.21)$$

и, следовательно,

$$\Delta n_{ст} \sim \sqrt{I}. \quad (5.22)$$

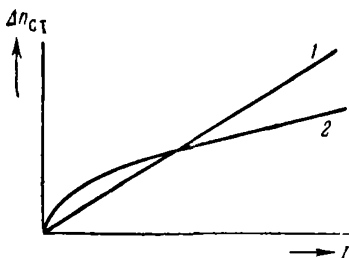


Рис. 5. Зависимость стационарной неравновесной концентрации от интенсивности освещения.

1 — случай линейной рекомбинации,
2 — случай квадратичной рекомбинации.

На рис. 5 представлены зависимости $\Delta n_{ст}$ от интенсивности света для обоих рассмотренных случаев.

Итак, линейной рекомбинации соответствует линейная зависимость от интенсивности, а нелинейной — нелинейная характеристика. В соответствии с этим обычно используется терминология, включающая понятия о «линейной» и «нелинейной» неравновесной проводимости.

§ 6. Фотопроводимость образцов конечных размеров

Измеряемое суммарное изменение проводимости образца не может в общем случае быть записано в виде простого произведения величин e , μ , k , β , τ и I , как это имеет место для монополярной удельной фотопроводимости, в первую очередь потому, что значение I из-за поглощения не остается постоянным для всего образца. Это затруднение можно обойти следующими двумя путями.

1. Пользоваться достаточно тонкими образцами и плохо поглощаемым светом, чтобы обеспечить во всех точках образца примерно одинаковую интенсивность света. Естественно, что этот метод, ограничивая спектральную область исследования, неудобен.

2. Зная зависимость удельной фотопроводимости от интенсивности света и закон поглощения, выразить измеряемую суммарную фотопроводимость образца через основные феноменологические параметры.

Второй путь может быть сравнительно просто осуществлен только для случая линейной фотопроводимости и при перпендикулярной ориентации светового пучка относительно электрического поля, приложенного к образцу («поперечная» фотопроводимость).

Действительно, пусть имеется образец в виде прямоугольного параллелепипеда размером $l \times h \times d$, который освещается монохроматическим светом, как показано на рис. 6. Интенсивность света по мере проникновения в глубь образца убывает по закону $I = I_0 e^{-kx}$. Стационарная концентрация равна $n_0 + \Delta n_x$, причем Δn_x спадает в глубь образца по тому же закону:

$$\Delta n_x = \Delta n_0 e^{-kx} = \beta k I_0 \tau e^{-kx}. \quad (6.1)$$

(В рассматриваемом линейном монополярном случае в достаточно хорошо проводящих полупроводниках влиянием диффузии на распределение концентрации вдоль оси X можно пренебречь.) Разобьем образец на слои толщиной dx . Фотопроводимость одного такого слоя равна

$$e\mu \Delta n_x \frac{h dx}{l}. \quad (6.2)$$

Поскольку все слои dx «включены» параллельно, очевидно, что фотопроводимость всего образца $\Delta\sigma^*$ может быть найдена суммированием по всей толщине d ¹⁾

$$\Delta\sigma^* = \frac{h}{l} e\mu \int_0^d \Delta n_x dx. \quad (6.3)$$

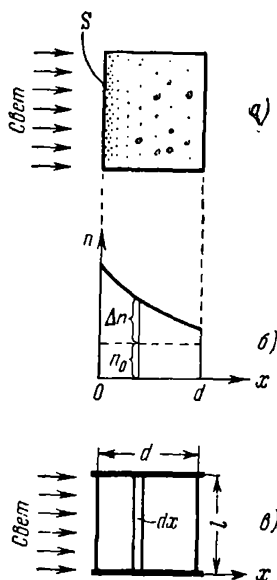


Рис. 6. а) Уменьшение интенсивности генерации неравновесных носителей с глубиной. б) Зависимость концентрации от расстояния до освещенной поверхности. в) К расчету поперечной фотопроводимости.

¹⁾ Значок * мы будем использовать в дальнейшем для того, чтобы отличать удельные значения σ_0 , $\Delta\sigma$ от соответствующих величин σ_0^* , $\Delta\sigma^*$ для всего образца.

Подставляя (6.1) в (6.3), получаем

$$\Delta\sigma^* = \frac{h}{l} e\mu\beta\tau I_0 (1 - e^{-kd}). \quad (6.4)$$

Для достаточно толстых образцов, когда эффективная глубина проникновения света $1/k$ значительно меньше толщины образца d (т. е. $kd \gg 1$), из (6.4) получаем

$$\Delta\sigma^* = \frac{h}{l} e\mu\beta\tau I_0. \quad (6.5)$$

Таким образом, для «толстых» образцов фотопроводимость не зависит от коэффициента поглощения и определяется лишь полным количеством проникающей в образец световой энергии I_0 .

Наряду с «поперечной» иногда исследуется так называемая «продольная» фотопроводимость, когда световой пучок параллелен полю (освещение сквозь полупрозрачный электрод). Не анализируя этого случая, укажем лишь, что он вообще говоря приводит к значительно более сложной связи между стационарной фотопроводимостью и феноменологическими параметрами (k , β , τ). Лишь при $\Delta\sigma \ll \sigma_0$ получаются простые соотношения типа (6.4) или (6.5) (см. об этом § 12 гл. 2).

Мы рассмотрели некоторые аспекты феноменологической теории неравновесной проводимости и рекомбинации. Более подробный анализ этих вопросов составляет основное содержание глав 4—11.

Прежде чем переходить к ним, рассмотрим методы экспериментального исследования фотопроводимости.



ГЛАВА 2

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

При изучении фотопроводимости возникает задача измерения как величины стационарной фотопроводимости, так и параметров, ее характеризующих (например, в простейшем случае τ , β и т. д.)¹⁾. Последнее предполагает исследование кинетики процессов (см. § 5 гл. 1). Мы, однако, в первую очередь в гл. 2 рассмотрим основные методы измерения стационарной фотопроводимости. Методы исследования кинетики рассматриваются в гл. 3.

§ 7. Методы с постоянным и модулированным освещением

Для случая $\Delta\sigma_{ст} \gg \sigma_0$ ²⁾ измерение $\Delta\sigma_{ст}$ может производиться с помощью простейшей схемы с последовательным соединением источника напряжения, образца и измерительного прибора [например, гальванометра (рис. 7)]. В этой схеме добавка тока при освещении измеряется на «фоне» темнового тока. В связи с этим при обратном соотношении между $\Delta\sigma_{ст}$ и σ_0 ($\Delta\sigma_{ст} \ll \sigma_0$), имеющем место обычно для хорошо проводящих полупроводников, используются иные схемы, в которых тем или иным способом исключается непосредственное проявление темнового тока.

¹⁾ В сложных случаях число таких параметров резко возрастает (см., например, § 15 гл. 3).

²⁾ Здесь и далее, в §§ 7—10, под σ_0 , $\Delta\sigma_{ст}$, r_0 и т. д. понимаются величины полной проводимости (сопротивления) образца; значок * мы опустим для простоты записи.

Как правило, это достигается одним из следующих двух способов:

а) используют обычную компенсационную схему, изображенную на рис. 8, в которой сначала с помощью потенциометра P достигается компенсация падения напряжения на сопротивлении нагрузки R в темноте, а затем измеряется изменение этого напряжения (а следовательно, и тока через образец) при освещении.

б) Используя прерывистое (или вообще модулированное по интенсивности) освещение, разделяют «по частоте» темновой ток и фототок [1].

Действительно, если используется схема, изображенная на рис. 9, с источником постоянного тока, то темновой ток имеет частоту $f = 0$, а фототок меняется с частотой модуляции света (модуляция осуществляется, например, за счет

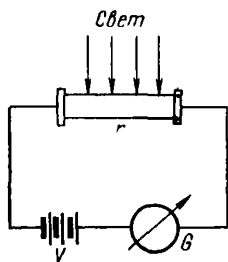


Рис. 7. Простая схема.

r — образец, V — источник напряжения, G — гальванометр.

ток имеет частоту $f = 0$, а фототок меняется с частотой модуляции света (модуляция осуществляется, например, за счет

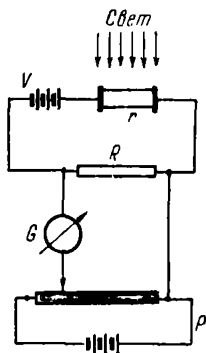


Рис. 8. Компенсационная схема измерений.

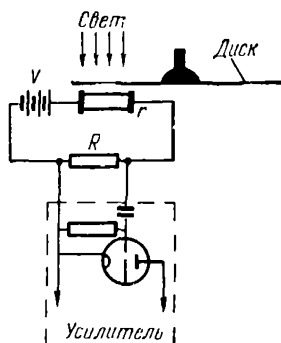


Рис. 9. Схема измерений с использованием прерывистого освещения.

пропускания света через отверстия во вращающемся диске¹⁾). Если при этом в качестве регистрирующего прибора исполь-

¹⁾ Следует подчеркнуть, что, как будет показано в гл. 3, частота модуляции при измерении $\Delta\sigma_{ст}$ не должна превосходить некоторого предела.

зается прибор (усилитель переменного тока с электронным вольтметром на выходе), чувствительный на частоте модуляции света и не реагирующий на частоту $f = 0$, то очевидно, что переменная составляющая сигнала оказывается связанной с величиной фототока.

Метод модулированного освещения при измерении $\Delta\sigma_{ст}$ обладает некоторыми практическими преимуществами. Кроме того, он может быть использован, как это будет видно в дальнейшем (см. гл. 3), не только для измерения $\Delta\sigma_{ст}$, но и для определения τ и β . В связи с этим он весьма распространен. Ниже анализ вопроса о чувствительности и вычислении $\Delta\sigma_{ст}$ из результатов опыта мы проведем для этого метода.

§ 8. Вычисление фотопроводимости из данных опыта

Принципиальная схема установки с прерывистым освещением приведена на рис. 9. Свет, прерываемый вращающимся диском с отверстиями, падает на образец, сопротивление которого в темноте r_0 . Последовательно с образцом включены: батарея с напряжением V и нагрузочное сопротивление R . При вращении диска, прерывающего свет, сопротивление образца из-за возникновения в нем фотопроводимости меняется с частотой прерывания. В результате ток в цепи состоит из постоянной и переменной составляющих. Падение напряжения на сопротивлении R (вернее, его переменная составляющая — v) усиливается усилителем, на выходе которого включается регистрирующий прибор.

Найдем соотношение между переменным напряжением v , подаваемым на вход усилителя, и изменением проводимости $\Delta\sigma_{ст}$ под действием света. Для этого обозначим: изменение сопротивления образца при освещении через Δr , ток в темноте I_T и ток при освещении I_C .

Тогда

$$v = (I_C - I_T) R,$$

но

$$I_C = \frac{V}{R + r_0 - \Delta r}, \quad I_T = \frac{V}{R + r_0},$$

$$v = VR \frac{\Delta r}{(R + r_0 - \Delta r)(R + r_0)}. \quad (8.1)$$

Отсюда

$$\Delta r = \frac{v(R+r_0)^2}{VR+v(R+r_0)}. \quad (8.2)$$

Чтобы перейти от Δr к фотопроводимости $\Delta\sigma$, найдем соотношение между Δr и $\Delta\sigma$:

$$\Delta\sigma = \sigma_c - \sigma_0 = \frac{1}{r_0 - \Delta r} - \frac{1}{r_0} = \frac{\Delta r}{r_0(r_0 - \Delta r)}.$$

Отсюда

$$\Delta r = \frac{r_0^2 \Delta\sigma}{1 + r_0 \Delta\sigma} \quad (8.3)$$

(при $\Delta r \ll r_0$ или $r_0 \Delta\sigma \ll 1$ $\Delta r = \Delta\sigma r_0^2$).

Из (8.2) и (8.3) вычислим $\Delta\sigma$:

$$\Delta\sigma = \frac{v(R+r_0)^2}{r_0^2 VR - vr_0 R(r_0 + R)}. \quad (8.4)$$

Таким образом, в общем случае связь между сигналом v и фотопроводимостью $\Delta\sigma_{ст}$, как видно из (8.4), нелинейна и достаточно сложна (для вычисления $\Delta\sigma$ надо, кроме V и R , знать также темновое сопротивление образца r_0).

В некоторых частных случаях эта связь упрощается. Можно выделить три режима, обычно используемых на опыте и отличающихся, по существу, методом подбора нагрузочного сопротивления R .

А. Режим постоянного поля

Если использовать малое сопротивление нагрузки $R \ll (r - \Delta r)$, то (8.4) превращается в

$$\Delta\sigma = \frac{v}{VR}. \quad (8.5)$$

Режим малого нагрузочного сопротивления, в котором осуществляется линейная связь между фотопроводимостью и сигналом, имеет смысл именовать режимом «постоянного поля», ибо при малом R освещение образца не приводит к существенному перераспределению электрического поля между образцом и нагрузочным сопротивлением и, следовательно, поле в образце сохраняется неизменным.

Б. Режим постоянного тока

Кроме режима «постоянного поля», иногда используется так называемый режим «постоянного тока». В этом режиме нагрузочное сопротивление выбирается достаточно большим, так чтобы было $R \gg r$ и ток в цепи $J = \frac{V_0}{R+r} \approx \frac{V_0}{R}$ практически не изменялся при освещении. При этом

$$\Delta\sigma = \frac{vR}{r(Vr - vR)}. \quad (8.6)$$

Из (8.6) видно, что режим постоянного тока не обеспечивает пропорциональности между $\Delta\sigma$ и v и не обладает в этом отношении какими-либо преимуществами¹⁾. Однако в некоторых случаях он используется на практике.

В. Режим максимальной чувствительности

Чувствительность фотосопротивления может быть определена отношением $\Delta\sigma$ (или $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$) к интенсивности падающего (или поглощенного) света. Чувствительность системы, содержащей фотосопротивление, включенное в определенную измерительную электрическую схему, определяется отношением регистрируемого электрического сигнала к интенсивности света. Для оценки достоинств схемы имеет смысл рассматривать также чувствительность схемы, которая может быть определена, например, отношением регистрируемого электрического сигнала к абсолютной величине фотопроводимости $\Delta\sigma$.

Легко показать, что для данного образца (т. е. для данного σ) можно подбором нагрузочного сопротивления добиться максимального сигнала v . В связи с этим, кроме рассмотренных

¹⁾ Легко видеть, что в этом режиме имеет место линейная зависимость между v и Δr : $v = \frac{V}{R} \Delta r$. Однако вряд ли следует использовать величину Δr в качестве характеристики неравновесных процессов. Действительно, поскольку обычно неравновесные процессы проявляются в изменении концентрации носителей тока, в качестве их характеристики разумно использовать величину $\Delta\sigma$, пропорциональную концентрации неравновесных носителей. Величина же Δr , как это следует из (8.3), сложно связана с $\Delta\sigma$, а следовательно, и с концентрацией неравновесных носителей.

выше режимов постоянного поля и тока, можно выделить режим максимальной чувствительности схемы (максимального v).

Продифференцировав (8.1) по R и приравняв $\frac{dv}{dR}$ нулю, находим сопротивление нагрузки, соответствующее максимальному сигналу,

$$R_m = \sqrt{r_0(r_0 - \Delta r)} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}}}. \quad (8.7)$$

Величина сигнала при $R = R_m$ равна

$$v_m = \frac{V}{2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}}}. \quad (8.8)$$

Г. Случай малой относительной фотопроводимости

Из сопоставления (8.5), (8.6) и (8.8) следует, что лишь в режиме постоянного поля сигнал прямо пропорционален фотопроводимости.

Однако если относительное изменение фотопроводимости мало ($\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \ll 1$), то линейная связь между сигналом и фотопроводимостью осуществляется при любом сопротивлении нагрузки и, следовательно, в любом из рассмотренных выше режимов.

Действительно, при $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \ll 1$ в общем выражении (8.4) можно пренебречь вторым членом в знаменателе ¹⁾ и тогда

¹⁾ Действительно [см. (8.4)], если

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{v(R+r)^2}{r_0RV - vR(R+r_0)} \ll 1,$$

то числитель этого выражения много меньше знаменателя и тем более первого члена в знаменателе: $v(R+r_0)^2 \ll r_0VR$. После умножения обоих членов на один и тот же постоянный множитель имеем $vr_0R(R+r_0) \frac{R+r_0}{R} \ll r_0^2VR$. Поскольку $\frac{R+r_0}{R} \gg 1$, то тем более выполняется $vR(R+r_0) \ll r_0VR$.

получаем

$$\Delta\sigma = \left(1 + \frac{R}{r_0}\right)^2 \frac{v}{RV} = \text{const } v. \quad (8.9)$$

На рис. 10 и 11 изображены для случая малой фотопроводимости зависимости сигнала в относительных единицах от

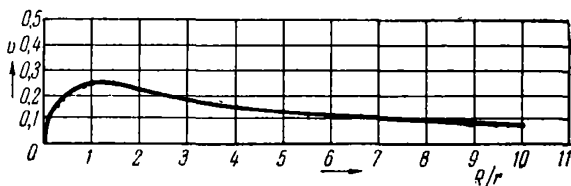


Рис. 10. $v = f(R)$.

соотношения сопротивлений образца и нагрузки при постоянной фотопроводимости $\Delta\sigma$. Из рис. 10 видно, что при $\frac{R}{r} = 1$, как и следовало ожидать, имеет место максимальный

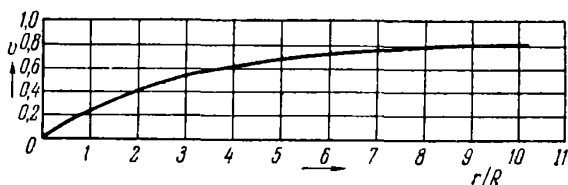


Рис. 11. $v = f(r)$.

сигнал. Из рис. 11 следует, что при заданном сопротивлении нагрузки сигнал растет с увеличением сопротивления образца.

В режиме максимальной чувствительности при $R = \sqrt{r_0(r_0 - \Delta r)} \cong r_0$ и из (8.8) [или (8.9)] получаем

$$v = \frac{V}{4} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}, \quad (8.10)$$

т. е. сигнал пропорционален относительному изменению проводимости при освещении.

§ 9. О пороге чувствительности

При измерении малых величин фотопроводимости и соответствующих им малых сигналов ν существенное значение приобретают различного рода помехи, накладывающиеся на измеряемый сигнал.

Эти помехи могут быть связаны с так называемыми «шумами» в образце или в первых каскадах усилителя либо с индукционными «наводками» посторонних сигналов на схему. Если величина сигнала помех сравнима с величиной ν или больше, чем ν , то измерение фотопроводимости (в рассматриваемой нами схеме) становится невозможным. В связи с этим при измерении малых $\Delta\sigma$ в качестве важной характеристики возможностей измерительной системы (включающей образец и схему) выступает так называемый порог чувствительности, определяющий минимальную интенсивность света (возбуждения), которая еще может быть зафиксирована, условно — интенсивность света, которая создает сигнал, равный сигналу помех.

При измерениях малых сигналов вблизи порога выбор метода измерений и элементов измерительной схемы должен определяться необходимостью получения большего отношения измеряемого сигнала к сигналу помех. Сигнал помех (включающий в себя флуктуационный шумовой сигнал) может быть разложен в спектр по частотам. Как правило, он имеет сравнимую интенсивность в широкой области частот.

В связи с этим, очевидно, что для улучшения соотношения между полезным сигналом и помехами измерительное устройство должно быть чувствительным в возможно более узкой полосе частот около частоты, соответствующей частоте модуляции света ¹⁾.

В связи со сказанным для обнаружения и измерения слабых сигналов используются узкополосные усилители, настроенные на частоту модуляции света ²⁾.

Если известен сигнал помех ν_n на входе усилителя, то можно определить минимальное пороговое значение фотопро-

¹⁾ Желательно также, чтобы интенсивность помех вблизи этой частоты была минимальной.

²⁾ Мы не рассматриваем здесь других методов. синхронного детектирования, преобразования частоты и т. п.

водимости, обнаруживаемое при данных условиях измерения. Так в режиме максимальной чувствительности из (8.10) имеем

$$\Delta\sigma_n = 4 \frac{v_n}{V} \sigma_0. \quad (9.1)$$

Если v_n равно, например, 10^{-7} в, а $V = 10$ в, то

$$\Delta\sigma_{\text{пороговое}} = 4 \cdot 10^{-8} \sigma_0. \quad (9.2)$$

Таким образом, минимальная обнаруживаемая фотопроводимость определяется величиной равновесной проводимости σ_0 и при прочих равных условиях тем меньше, чем больше сопротивление образца ¹⁾.

В заключение отметим, что выполнение условия максимальной чувствительности $R = r$ для плохо проводящих (изолирующих) образцов может стать невозможным из-за шунтирования величины R входным сопротивлением усилителя, которое по ряду причин не может увеличиваться безгранично. В этом случае более чувствительным может оказаться метод измерения с использованием постоянного освещения, мостовой схемы и электростатического прибора (например, электрометра) в качестве нулевого прибора (рис. 12).

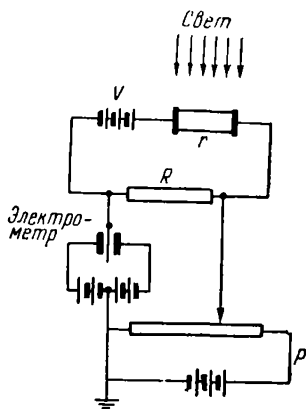


Рис. 12. Схема для измерения фотопроводимости высокоомных образцов.

§ 10. Об оптимальных размерах образцов для измерения фотопроводимости

Кратко рассмотрим вопрос о размерах образцов, наиболее выгодных для измерения фотопроводимости.

Выше было показано, что при оптимальных условиях $R = r$ чувствительность v пропорциональна $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$

$$v = \frac{V}{4} \frac{\Delta\sigma}{\sigma}. \quad (10.1)$$

¹⁾ Отсюда следует, что хотя при модулированном освещении из результатов измерений как будто исключается равновесная проводимость, однако ее величина влияет на чувствительность и порог чувствительности.

Для $\Delta\sigma$ в § 6 было получено следующее выражение [см. (6.4)]:

$$\Delta\sigma = \frac{e\mu\beta\tau I_0 h}{l} (1 - e^{-kd}). \quad (10.2)$$

Для темновой проводимости можно написать

$$\sigma = n_0 e\mu \frac{hd}{l}. \quad (10.3)$$

Подставив (10.2) и (10.3) в (10.1), получаем

$$v = \frac{V}{4} \frac{\beta\tau I_0}{n_0} \frac{1}{d} (1 - e^{-kd}).$$

Если вместо I_0 в это выражение подставить $\frac{I_0^*}{hl}$, где I_0^* — полная интенсивность света, падающего на весь образец, то получаем

$$v = \frac{V}{4} \frac{\beta\tau I_0^*}{n_0} \frac{1}{hld} (1 - e^{-kd}). \quad (10.4)$$

Мы будем рассматривать формулу для чувствительности в этом виде, так как часто бывают заданы именно полное количество падающего света и напряжение V . Анализ вопроса при других условиях не вызывает затруднений.

Как видно из формулы, зависимость v от l и h весьма проста: для увеличения чувствительности эти размеры нужно по возможности уменьшать (концентрируя тем самым тот же световой поток на меньшую площадь).

Зависимость от толщины образца d несколько сложнее. Рассмотрим ее подробнее. Для этого все члены, не содержащие d , обозначим через A . Тогда

$$v = \frac{A}{d} (1 - e^{-kd});$$

отсюда видим, что при $d \rightarrow \infty$ $v \rightarrow 0$. При $d \rightarrow 0$ находим, разлагая скобку в ряд, $v \rightarrow Ak$. Итак, зависимость чувствительности от толщины слоя имеет вид кривой (рис. 13), монотонно спадающей от величины Ak (при $d \rightarrow 0$) до нуля (при $d \rightarrow \infty$).

При больших d чувствительность мала (несмотря на то, что поглощается большое количество световой энергии), так

как велика проводимость образцов. При уменьшении d чувствительность должна была бы падать из-за уменьшения количества поглощаемого света, но рост сопротивления образца и связанное с этим увеличение чувствительности превалируют.

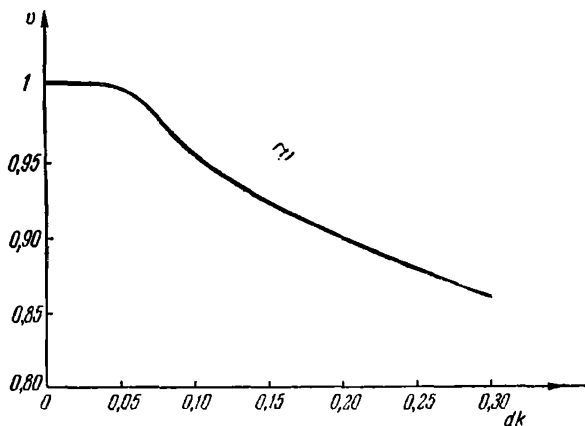


Рис. 13. Зависимость сигнала от толщины образца d в режиме максимальной чувствительности; v измеряется в единицах Ak .

В результате чувствительность тем больше, чем тоньше образец.

Таким образом, при принятых нами условиях для увеличения чувствительности фотосопротивлений необходимо уменьшать все три размера: l , h и d ¹⁾.

Граница на этом пути определяется пределом в умении концентрировать средствами современной оптики световые пучки.

§ 11. Исключение влияния контактов

Контакты и связанные с ними искривления зон могут существенно влиять на результаты измерения фотопроводимости по следующим причинам:

1) Все соотношения, приведенные выше для вычисления фотопроводимости [(8.2), (8.4), (8.10) и т. д.],

¹⁾ Уменьшать d имеет смысл лишь до тех пор, пока оно не станет много меньше глубины проникновения света $1/k$ (см. рис. 13).

получены в предположении полной однородности образца по длине.

Очевидно, что если пользоваться этими соотношениями, то наличие контактных неоднородностей должно приводить к ошибкам.

Следует при этом иметь в виду, что протяженность и другие характеристики приконтактных областей, вообще говоря, зависят от электрического поля, уровня освещения и т. п. Наконец, любые неоднородности, и в частности приконтактные, могут сказываться на измерениях за счет влияния на концентрацию диффузии и дрейфа неравновесных носителей ¹⁾.

2) В приконтактных областях из-за искривления зон, изменения относительного расположения уровня Ферми и энергетических уровней и, следовательно, изменения заполнения этих последних электронами (дырками) могут меняться основные параметры фотопроводимости — время жизни τ и феноменологический выход β .

Влияние контактов на измерение объемной фотопроводимости можно исключить двумя путями.

Первый из них очевиден. Можно увеличивать длину образцов l между электродами до тех пор, пока роль приконтактных областей не станет пренебрежимо мала. Второй путь сводится к исключению приконтактных слоев из области освещения и приводит к так называемому «зондовому» методу измерения фотопроводимости, на котором мы в дальнейшем остановимся подробнее.

А. Критерий исключения влияния нейтральных контактов

Очевидно, что первый путь может быть более успешно осуществлен в случае антизапорных контактов, чем при наличии запорных слоев. Действительно, поскольку сопротивление приконтактных областей включается последовательно с толщиной (и в этом случае общее сопротивление образца определяется участком с большим сопротивлением), наличие запорных слоев может быть нейтрализовано лишь очень сильным увеличением длины образца.

¹⁾ Явления инъекции, экстракции и т. п. (см. гл. 4, § 19 и гл. 12 и 13).

В качестве примера установим критерий исключения влияния контактов для образца с монополярной (электронной) проводимостью и с нейтральными контактами. Концентрация носителей тока в полупроводнике на его контакте с металлом является жестко заданной и не может быть изменена освещением, полем и т. п. В случае нейтрального контакта эта концентрация соответствует равновесной n_0 и, следовательно, до освещения проводимость σ_0 одинакова вдоль всего образца. При освещении проводимость в средней части вдали от контакта увеличивается и становится равной $\sigma_0 + \Delta\sigma$ (рис. 14). Очевидно, что в некоторой области у контакта, толщину которой мы обозначим через l_k , проводимость плавно спадает от $\sigma_0 + \Delta\sigma$ до σ_0 на самом контакте.

Следовательно, образец с нейтральными контактами, однородный до освещения, становится при освещении неоднородным, причем у контактов остаются слои с прежним высоким сопротивлением, которые можно именовать «фотозапорными слоями». Для приближенной оценки влияния фотозапорных слоев на измерение фотопроводимости примем, что на длине l_k у контактов проводимость равна σ_0 , а далее в глубь образца скачком возрастает до $\sigma_0 + \Delta\sigma$ (см. рис. 14).

Введем следующие обозначения:

$\sigma_0^* = \frac{s}{l} \sigma_0$ — проводимость всего образца в темноте (s — поперечное сечение образца);

$\sigma_c^* = \frac{s}{l} (\sigma_0 + \Delta\sigma)$ — проводимость всего образца при освещении, без учета приконтактных фотозапорных слоев;

$\sigma_c^{*'}$ — то же с учетом последовательно включенных приконтактных слоев толщиной l_k ;

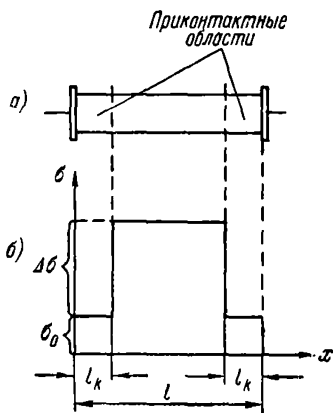


Рис. 14. а) образец, б) схематичное изображение распределения вдоль образца проводимости при освещении.

$\Delta\sigma^*$ и $\Delta\sigma^{*}$ — соответствующие значения фотопроводимости всего образца.

Очевидно, что условие слабого влияния приконтактных слоев на фотопроводимость может быть сформулировано как условие близости значений $\Delta\sigma^*$ и $\Delta\sigma^{*}$. Мы запишем его в виде

$$\frac{\Delta\sigma^* - \Delta\sigma^{*}}{\Delta\sigma^*} \ll 1. \quad (11.1)$$

Из простых вычислений следует, что

$$\Delta\sigma^* = \frac{s}{l} \Delta\sigma, \quad (11.2)$$

$$\Delta\sigma^{*} = \frac{s}{l} \frac{\sigma_0 \Delta\sigma (l - 2l_k)}{l\sigma_0 + 2l_k \Delta\sigma}. \quad (11.3)$$

Подставляя (11.2) и (11.3) в (11.1), получаем критерий исключения приконтактных участков в виде

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} + 1 \ll \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} + \frac{l}{2l_k}. \quad (11.4)$$

В случае малой фотопроводимости $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \ll 1\right)$ это дает

$$\frac{l}{2l_k} \gg 1, \quad (11.5)$$

т. е. длина образца должна сильно превосходить толщину приконтактных областей и для обеспечения, например, точности в 5% требуется выбирать l так, чтобы

$$l \geq 40l_k.$$

В случае большой фотопроводимости $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \gg 1\right)$ критерий становится значительно более жестким:

$$\frac{l}{2l_k} \gg \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}. \quad (11.6)$$

Если, например, $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = 10$, то для обеспечения той же точности в 5% l должно превосходить l_k уже в 400 раз.

Очевидно, что в плохо проводящих полупроводниках, где σ_0 мало и $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$, как правило, велико, роль контактов может быть особенно существенна.

В связи с этим в таких веществах при изучении объемной фотопроводимости особенно важно обеспечивать контакты, создающие достаточно сильное антизапорное искривление зон (с тем, чтобы при любой используемой интенсивности освещения не возникали бы фотозапорные слои, т. е. слои с сопротивлением большим, чем сопротивление толщи).

Решающее значение в вопросе о действии контактов имеет *толщина* приконтактного слоя l_k . Мы не будем здесь останавливаться подробно на этом вопросе, отметив лишь, что в случае монополярной проводимости она определяется так называемой длиной экранирования, а в случае биполярной — эффективной длиной диффузии (см. главы 12 и 13).

Еще раз отметим, что приведенный выше количественный анализ для случая нейтральных контактов, по существу, относится лишь к случаю монополярной проводимости при малых электрических полях и не затрагивает вопроса о влиянии искривления зон на τ и β .

Однако последнее обстоятельство обычно не может существенно изменить полученный критерий.

Б. Зондовый метод измерения фотопроводимости

Выше отмечалось, что лишь достаточно сильно выраженные антизапорные контакты не вносят искажений в измерения объемной неравновесной проводимости. Запорные и даже нейтральные контакты могут сильно исказить результаты измерений. Устранить их влияние можно, удлиняя образцы, что, однако, не всегда возможно. В связи с этим при количественных измерениях иногда используется так называемый зондовый метод измерения фотопроводимости, в котором освещается лишь центральная область образца, достаточно удаленная от контактов (рис. 15). При этом общее изменение проводимости всего образца будет вызвано изменением проводимости только его центральной части, не искаженной действием контактных полей (предполагается, что длины области освещения и темновых приконтактных участков достаточно велики, так что диффузия и дрейф носителей не могут существенно сказаться).

Вычислим проводимость центральной области образца, считая известными параметры схемы V и R , сопротивление

в темноте всего образца r_0^* и центральной освещаемой его части r_0^0 , а также величину переменного напряжения v на сопротивлении R , возникающего при прерывистом освещении.

В цепи с последовательно соединенными проводниками общее изменение сопротивления равно сумме изменений сопротивления отдельных проводников. В нашем случае при освещении изменяется лишь сопротивление центральной части

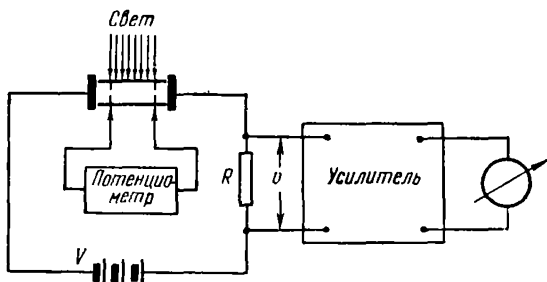


Рис. 15. Схема измерений (зондовый метод).

образца на величину Δr^0 . Следовательно, и общее изменение сопротивления всего образца Δr^* равно Δr^0 и может быть записано в виде [см. (8.2)]

$$\Delta r^0 = \Delta r^* = \frac{v(R + r_0^*)^2}{VR + v(r_0^* + R)} \quad (11.7)$$

С другой стороны, согласно (8.3)

$$\Delta r^0 = \frac{r_0^{02} \Delta \sigma^0}{1 + r_0^0 \Delta \sigma^0} \quad (11.8)$$

Приравнявая (11.7) и (11.8), находим [2]

$$\Delta \sigma^0 = \frac{v(r_0^* + R)^2}{r_0^{02} R(V + v) + v(r_0^{02} r_0^* - r_0^0 r_0^{*2} - 2r_0^0 r_0^* R - r_0^0 R^2)} \quad (11.9)$$

Это выражение для $\Delta \sigma^0$ получено без каких-либо пренебрежений.

В случае достаточно малой фотопроводимости (и, следовательно, малого v) оно существенно упрощается:

$$\Delta\sigma^0 = \frac{v}{VR} \frac{(r_0^* + R)^2}{r_0^{02}}, \quad (11.10)$$

или, учитывая, что $\frac{r_0^* + R}{r_0^0} = \frac{V}{V^0}$, где V^0 — падение напряжения на средней части образца в темноте, получим

$$\Delta\sigma^0 = \frac{1}{R} \frac{Vv}{V^0^2}. \quad (11.11)$$

Таким образом, в этом случае для определения фотопроводимости образец должен быть снабжен электродами (обычно тонкие проволочные зонды), чтобы измерять компенсационным методом (потенциометр на рис. 15) падение напряжения в темноте на средней части образца V^0 .

§ 12. Исключение влияния неоднородности освещения

Выше всюду предполагалось, что фотопроводимость измеряется в образце, который освещается однородным световым пучком. Однако в реальных условиях интенсивность освещения разных участков образца, а следовательно, и удельная фотопроводимость этих участков, может быть неодинакова. В этом случае измеряемая на опыте фотопроводимость всего образца $\Delta\sigma^*$ сложным образом зависит от характера распределения Δn (или $\Delta\sigma$) и интерпретация результатов измерения затрудняется.

Однако оказывается, что при некотором условии измеряемая фотопроводимость образца $\Delta\sigma^*$ перестает зависеть от характера распределения неравновесных носителей в образце и определяется только их полным количеством.

Установим это условие. Пусть в однородном до освещения образце распределение концентрации неравновесных носителей, например электронов, меняется вдоль образца: $\Delta n = \Delta n(x)$ (рис. 16), следовательно, и $\Delta\sigma = \Delta\sigma(x)$.

Найдем в этих условиях величину фотопроводимости образца

$$\Delta\sigma^* = \sigma_c^* - \sigma_0^*. \quad (12.1)$$

Подставляя в (12.1)

$$\sigma_0^* = \frac{s}{l} \sigma_0 \quad \text{и} \quad \sigma_c^* = \frac{s}{l} \frac{1}{\int_0^l \frac{dx}{\sigma_0 + \Delta\sigma(x)}}$$

получаем после простых преобразований

$$\Delta\sigma^* = \frac{s\sigma_0}{l} \frac{l - \int_0^l \frac{dx}{1 + \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}}}{\int_0^l \frac{dx}{1 + \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}}}. \quad (12.2)$$

Рис. 16. Распределение вдоль образца концентрации при произвольном неравномерном освещении.

Из (12.2) видно, что измеряемое $\Delta\sigma^*$, как это уже подчеркивалось, сложно выражается через $\Delta\sigma(x)$.

Полученное выражение существенно упрощается лишь в случае, если в любой точке

фотопроводимость много меньше равновесной проводимости

$$\frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0} \ll 1 \quad (12.3)$$

$$\left(\text{или} \quad \frac{\Delta n(x)}{n_0} \ll 1 \right).$$

Действительно, поскольку при этом

$$\frac{1}{1 + \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}} = 1 - \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}, \quad (12.4)$$

то для $\Delta\sigma^*$ получаем

$$\Delta\sigma^* = \frac{s\sigma_0}{l} \frac{l - \int_0^l \left(1 - \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}\right) dx}{\int_0^l \left(1 - \frac{\Delta\sigma(x)}{\sigma_0}\right) dx} = \frac{s}{l^2} \frac{\int_0^l \Delta\sigma(x) dx}{1 - \frac{\int_0^l \Delta\sigma(x) dx}{l\sigma_0}}. \quad (12.5)$$

Так как в любой точке $\Delta\sigma(x) \ll \sigma_0$, то очевидно, что и средняя фотопроводимость много меньше равновесной, т. е.

$$\frac{\int_0^l \Delta\sigma(x) dx}{l} \ll \sigma_0.$$

Следовательно, вторым членом в знаменателе (12.5) можно пренебречь по сравнению с единицей.

В результате получаем окончательно

$$\Delta\sigma^* = \frac{s}{l^2} \int_0^l \Delta\sigma(x) dx = \frac{s}{l^2} e\mu \int_0^l \Delta n(x) dx. \quad (12.6)$$

Итак, если неравновесная проводимость (концентрация) в любой точке много меньше равновесной проводимости (концентрации), то измеряемая на опыте величина фотопроводимости образца определяется только полным числом неравновесных носителей в образце

$$\Delta N = \int_0^l \Delta n(x) dx$$

и не зависит от их распределения вдоль образца.

Выражение (12.6) можно записать иначе в виде

$$\Delta\sigma^* = \frac{s}{l} \overline{\Delta\sigma} = \frac{s}{l} e\mu \overline{\Delta n}, \quad (12.7)$$

где $\overline{\Delta\sigma}$ и $\overline{\Delta n}$ — средние для образца значения удельной фотопроводимости и концентрации неравновесных носителей.

ГЛАВА 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ β И τ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ КИНЕТИКИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

В § 5 гл. 1 подчеркивалось, что определение двух основных феноменологических параметров — выхода β и времени жизни τ — возможно из визуального рассмотрения и анализа кривых релаксации фотопроводимости, возбуждаемой прямоугольными импульсами света. Наряду с этим общим методом часто используются некоторые другие методы, которые в основном могут быть разбиты на две группы:

1) Методы определения τ и β , основанные на исследовании так называемой «частотной зависимости» [т. е. зависимости амплитуды переменной составляющей фотопроводимости от частоты прерывания (модуляции) освещения].

2) Методы определения τ , основанные на компенсации сдвига фаз между модулированным возбуждающим световым пучком и фотопроводимостью. По существу, методы как первой, так и второй группы безоговорочно пригодны лишь для исследования линейной фотопроводимости.

Ниже, в §§ 13 и 14, для линейного случая рассматриваются основные соображения, лежащие в основе обеих групп методов; § 15 посвящен некоторым методам исследования в нелинейном случае; наконец, в § 16 описаны методы модуляции световых пучков.

§ 13. Частотная зависимость фотопроводимости

Переменная составляющая фотопроводимости, измеряемая при прерывистом освещении, разумеется, зависит не только от частоты прерывания, но и от того, по какому закону модулируется интенсивность светового пучка.

Ниже рассматриваются так называемые «синусоидальная» и «прямоугольная» модуляции, получившие наибольшее распространение.

А. Прямоугольная модуляция интенсивности света

1. *Симметричные прямоугольные волны света.* Периодические «прямоугольные» импульсы света определенного спектрального состава могут быть охарактеризованы заданием трех основных величин: t_0^c — длительности светового импульса, t_0^T — длительности «темнового» промежутка между импульсами и I_0 — интенсивности светового потока в импульсе.

Весьма часто для возбуждения фотопроводимости используются так называемые «симметричные прямоугольные волны света», для которых $t_0^c = t_0^T = t_0$ (рис. 17). Очевидно, что если при этом

$$t_0 \gg \tau, \quad (13.1)$$

то за время освещения образца будет успевать устанавливаться стационарное значение фотопроводимости, а за время темноты фотопроводимость успеет уменьшиться до нуля (рис. 17, б).

Измеряемая в этих условиях при использовании обычной схемы измерений на прерывистом освещении (см., например, рис. 9) амплитуда переменной составляющей фотопроводимости $\Delta\sigma_{\sim}$ равна стационарной фотопроводимости $\Delta\sigma_{ст}$.

Рассмотрим более подробно, как будет меняться во времени проводимость вещества при освещении «прямоугольными волнами» света, если время t_0 не удовлетворяет условию (13.1). Это соответствует случаю, когда стационарная величина фотопроводимости не успевает установиться за время t_0 .

Допустим, что в некоторый момент $t=0$ находившийся до этого в темноте образец начинает освещаться прямоугольными волнами света (рис. 18). От момента $t=0$ до $t=t_0$ будет происходить увеличение фотопроводимости

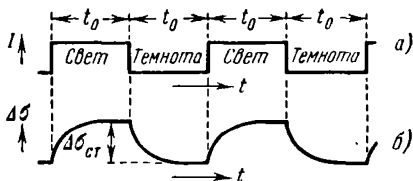


Рис. 17. а) прямоугольные волны света, б) $\Delta\sigma = f(t)$ при $t_0 \gg \tau$.

по закону [см. (5.2)]

$$\Delta\sigma = A_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (13.2)$$

т. е. фотопроводимость будет стремиться к своему стационарному значению $\Delta\sigma_{ст} = A_0$. Однако при $t = t_0$ освещение

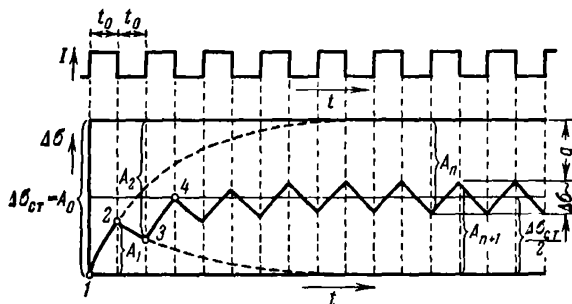


Рис. 18. Зависимость фотопроводимости от времени при освещении полупроводника симметричными прямоугольными волнами света. Случай $t_0 < \tau$.

прекращается и фотопроводимость начинает падать по закону [см. (5.5)]

$$\Delta\sigma = A_1 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (13.3)$$

Так как $A_1 < A_0$, то фотопроводимость за время темноты спадет на величину меньшую, чем та, на которую она возросла в предшествующий период освещения¹⁾. В результате точка 3 будет лежать выше точки 1. Следующий период освещения вызывает рост $\Delta\sigma$ от его значения в точке 3 по закону

$$\Delta\sigma = A_2 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (13.4)$$

Так как $A_2 > A_1$, то точка 4 окажется выше точки 2. Дальнейший ход кривой ясен из рис. 18. В конце концов, должно наступить такое состояние, при котором кривая изменения $\Delta\sigma$

¹⁾ Экспоненциальная релаксация имеет место в тех случаях, когда скорость, с которой исследуемая система стремится к равновесию, пропорциональна ее удаленности от этого равновесия. В связи с этим за равные промежутки времени смещение по направлению к равновесию будет тем больше, чем больше удаленность от него, т. е. чем больше предэкспоненциальный множитель.

расположится посредине между верхним и нижним положениями равновесия. Такое состояние наступит, очевидно, при $A_n \cong A_{n+1}$. Фотопроводимость при этом состоит из постоянной составляющей $\Delta\sigma_{\text{ст}} = \frac{\Delta\sigma_{\text{ст}}}{2}$ и переменной составляющей $\Delta\sigma_{\sim}$, амплитудное значение которой измеряется на опыте ¹⁾).

¹⁾ Нестационарный нарастающий процесс, подобный изображенному на рис. 18, обычно не может непосредст-

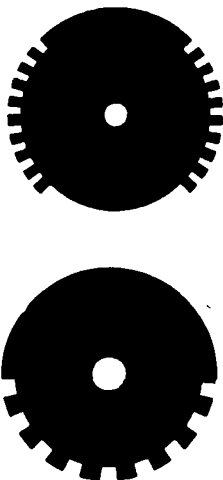


Рис. 19. Диски модулятора для наблюдения неустойчившегося процесса, изображенного на рис. 18.

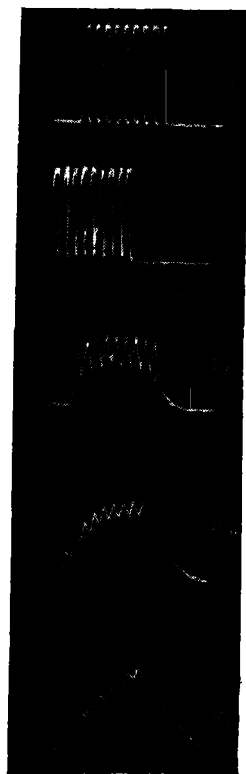


Рис. 20. Осциллограммы неустойчившегося процесса. а) $\tau \ll t_0$, б) $\tau \gg t_0$. При переходе от а к б $\frac{\tau}{t_0}$ растет.

венно наблюдаться на осциллографе, так как время, которое требуется, чтобы кривая установилась между верхним и нижним положениями равновесия, весьма мало (порядка τ) и, поскольку процесс установления происходит всего один раз, картина на осциллографе всегда соответствует уже установившемуся режиму.

Можно, однако, увидеть развитие неустойчившегося процесса если заставить его повторяться периодически, освещая, например,

Вычислим $\Delta\sigma_{\sim}$ (точнее, амплитудное значение этой величины), полагая, что известны $\Delta\sigma_{ст}$, τ и t_0 . Из рис. 18 видно, что

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_0 - 2a, \quad (13.5)$$

а также что

$$a = (A_0 - a) e^{-\frac{t_0}{\tau}}. \quad (13.6)$$

Отсюда

$$a = A_0 \frac{e^{-\frac{t_0}{\tau}}}{1 + e^{-\frac{t_0}{\tau}}}. \quad (13.7)$$

Подставляя (13.7) в (13.5), получаем [7]

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_0 \frac{1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}}}{1 + e^{-\frac{t_0}{\tau}}} = A_0 \frac{e^{\frac{t_0}{2\tau}} - e^{-\frac{t_0}{2\tau}}}{e^{\frac{t_0}{2\tau}} + e^{-\frac{t_0}{2\tau}}} = A_0 \operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau} \quad (13.8)$$

или

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{ст} \operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau}. \quad (13.9)$$

На рис. 21 построена кривая в соответствии с уравнением (13.9). Как видно, при увеличении τ (или уменьшении t_0) измеряемая на опыте величина $\Delta\sigma_{\sim}$ уменьшается и все больше отличается от $\Delta\sigma_{ст}$. Напротив, при $t_0 \gg 2\tau$ будет $\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{ст}$.

Исследуя экспериментально зависимость $\Delta\sigma_{\sim}$ от t_0 , можно определить τ несколькими способами. Так, например, построив касательную к экспериментальной кривой в точке $t_0 = 0$ и опустив перпендикуляр на ось времени из точки пересечения этой касательной с прямой, проведенной параллельно оси времени, на расстоянии от нее, равном $\Delta\sigma_{ст}$, получим значение $t_0 = 2\tau$. То же значение $t_0 = 2\tau$ получается, если

образец через диск со специальным профилем (рис. 19). На рис. 20 для иллюстрации приведена серия осциллограмм изменения фотопроводимости, полученных с помощью этого диска.

опустить перпендикуляр из точки пересечения экспериментальной кривой с прямой, проведенной параллельно оси времени на высоте $0,76 \Delta\sigma_{ст}$ ($\text{th } 1 = 0,76$).

«Выход» β можно определить по значениям $\Delta\sigma_{\sim}$ при малой длительности импульсов t_0 . Действительно, заменяя

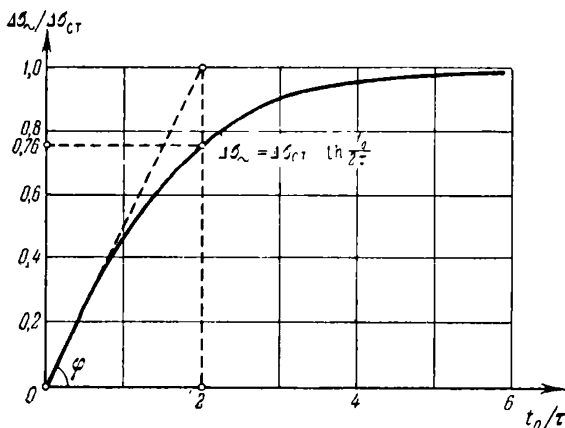


Рис. 21. Зависимость амплитуды переменного сигнала от длительности световых импульсов при использовании прямоугольных волн света.

в (13.9) при $t_0 \ll \tau$ гиперболический тангенс его аргументом, получим

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{ст} \frac{t_0}{2\tau} = \frac{e\mu k l t_0}{2} \beta, \quad (13.10)$$

т. е. величину, не содержащую τ и пропорциональную β ¹⁾. Отсюда (см. рис. 21)

$$\beta = \frac{2}{e\mu k l} \text{tg } \varphi. \quad (13.11)$$

Таким образом, β определяется из наклона начального прямолинейного участка зависимости $\Delta\sigma_{\sim} = f(t_0)$.

¹⁾ Для количественного определения β необходимо также независимо измерять подвижность μ и количество поглощаемой световой энергии kl .

Следует подчеркнуть, что указанный метод определения β пригоден лишь для линейной фотопроводимости. Метод, пригодный в общем случае, будет описан в п. 2.

Часто экспериментальные результаты изображаются в виде зависимости $\Delta\sigma_{\sim}$ от частоты модуляции света (а не от длительности импульса t_0). Для получения частотной характеристики подставим в (13.9) вместо t_0 его выражение $t_0 = \frac{1}{2f}$, где f — частота прерывания света. Тогда имеем

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{\text{ст}} \operatorname{th} \frac{1}{4\tau f}. \quad (13.12)$$

Частотная зависимость для прямоугольной модуляции света изображена на рис. 22. Для расчета τ из экспериментальной кривой $\Delta\sigma_{\sim} = f(f)$ можно, например, провести прямую,

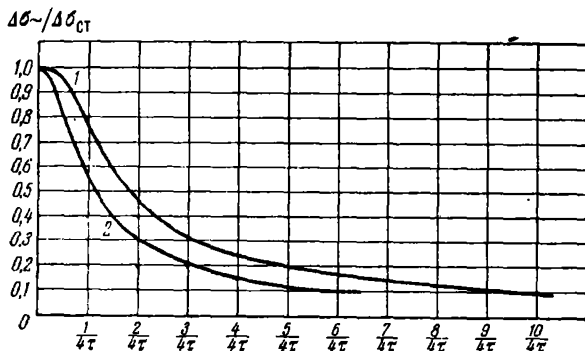


Рис. 22. «Частотная» зависимость фотопроводимости при различной модуляции интенсивности возбуждения.

Кривая 1 — прямоугольная модуляция, $\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{\text{ст}} \operatorname{th} \frac{1}{4\tau f}$;

кривая 2 — синусоидальная модуляция, $\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{\text{ст}} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}}$.

параллельную оси частот на высоте, равной 0,76 от максимальной ($\operatorname{th} 1 = 0,76$), и, опустив перпендикуляр из точки пересечения на ось частоты, отсечь отрезок, равный $1/4\tau$.

2. Несимметричные прямоугольные волны света ($t_0^c \neq t_0^i$). Выше было выведено соотношение (13.9) между

$\Delta\sigma_{\sim}$ и $\Delta\sigma_{ст}$ для случая, когда темновые и световые промежутки равны между собой: $t_0^c = t_0^T$ («симметричные прямоугольные волны света»).

Представляет интерес и рассмотрение общего случая, когда $t_0^c \neq t_0^T$ («несимметричные прямоугольные волны») и, более того, $\tau_c \neq \tau_T$ ¹⁾. При этом кривая изменения фотопроводимости во времени также расположится между верхним и нижним положениями равновесия (рис. 23), однако вовсе не обязательно посредине между этими положениями, как это имело место для случая симметричных прямоугольных волн и $\tau_c = \tau_T$.

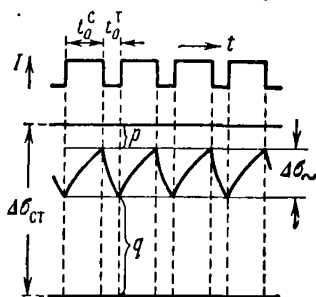


Рис. 23. $\Delta\sigma = f(t)$ при возбуждении несимметричными прямоугольными волнами света.

Основные соотношения для общего случая, написанные в обозначениях, которые ясны из рис. 23, имеют следующий вид:

$$\Delta\sigma_{ст} = p + \Delta\sigma_{\sim} + q, \quad (13.13)$$

$$(\Delta\sigma_{\sim} + p) e^{-t_0^c/\tau_c} = p, \quad (13.14)$$

$$(\Delta\sigma_{\sim} + q) e^{-t_0^T/\tau_T} = q. \quad (13.15)$$

Из (13.14) имеем

$$p = \frac{\Delta\sigma_{\sim} e^{-t_0^c/\tau_c}}{1 - e^{-t_0^c/\tau_c}}. \quad (13.16)$$

Из (13.15)

$$q = \frac{\Delta\sigma_{\sim} e^{-t_0^T/\tau_T}}{1 - e^{-t_0^T/\tau_T}}. \quad (13.17)$$

¹⁾ Иными словами, нарастание фотопроводимости при освещении происходит по закону

$$\Delta\sigma_{\sim} (1 - e^{-t/\tau_c}),$$

а ее уменьшение при затемнении — по закону

$$\Delta\sigma_{\sim} e^{-t/\tau_T},$$

т. е. постоянные времени нарастания и спада не одинаковы.

Подставив значения p и q в (13.13), получаем для соотношения между $\Delta\sigma_{ст}$ и $\Delta\sigma_{\sim}$ следующее выражение:

$$\Delta\sigma_{ст} = \Delta\sigma_{\sim} \left(1 + \frac{e^{-t_0^c/\tau_c}}{1 - e^{-t_0^c/\tau_c}} + \frac{e^{-t_0^r/\tau_r}}{1 - e^{-t_0^r/\tau_r}} \right). \quad (13.18)$$

Как легко видеть, при $t_0^c = t_0^r = t_0$ и $\tau_c = \tau_r = \tau$ (13.18) переходит в ранее выведенную формулу (13.9).

Из анализа (13.18) следует, что при использовании несимметричных волн для определения τ и β можно вместо экспериментального исследования всей частотной характеристики

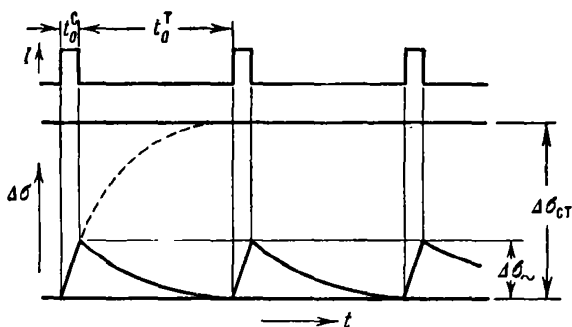


Рис. 24. Несимметричные прямоугольные волны света $t_0^c \ll \tau \ll t_0^r$.

Амплитуда сигнала пропорциональна выходу β .

ограничиться измерением двух значений $\Delta\sigma_{\sim}$ при двух разных соотношениях между t_0^c и t_0^r .

Измерение β . Если использовать короткие световые импульсы ($t_0^c \ll \tau$), отделенные длительными промежутками темноты ($t_0^r \gg \tau$)¹⁾, то из (13.18) следует

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{ст} \frac{t_0^c}{\tau} = \frac{e\mu\tau\beta k l}{\tau} t_0^c = e\mu k l t_0^c \beta. \quad (13.19)$$

¹⁾ Характер изменения фотопроводимости при освещении такими импульсами иллюстрируется рис. 24.

т. е. величина $\Delta\sigma_{\sim}$ пропорциональна выходу β (и не содержит τ).

Этот результат непосредственно следует и из рассмотренного рис. 24, из которого видно, что величина $\Delta\sigma_{\sim}$ определяется в этом случае только начальным линейным участком нарастания фотопроводимости, на котором рекомбинация не сказывается. Отметим, что рассматриваемый метод в принципе пригоден как для случая линейной, так и нелинейной фотопроводимости и в этом смысле является более общим, чем описанный в п. 1 [см. (13.11)].

Измерение τ . Для определения времени жизни τ должны использоваться длинные световые импульсы ($t_0^c \gg \tau$),

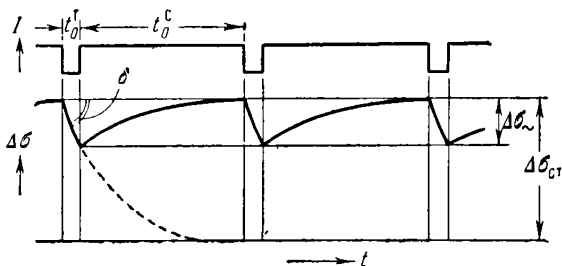


Рис. 25. Несимметричные прямоугольные волны света $t_0^r \ll \tau \ll t_0^c$.

разделенные короткими промежутками темноты ($t_0^r \ll \tau$). При этом сигнал будет иметь вид, изображенный на рис. 25, и из (13.18) следует, что

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{ст} \frac{t_0^r}{\tau}.$$

Отсюда

$$\tau = \frac{\Delta\sigma_{ст}}{\Delta\sigma_{\sim}} t_0^r = \frac{\Delta\sigma_{ст}}{\text{tg } \vartheta}. \quad (13.20)$$

Следовательно, для определения τ , кроме измеряемых непосредственно в опыте величин $\Delta\sigma_{\sim}$ и t_0^r , нужно измерить дополнительно $\Delta\sigma_{ст}$.

Смысл метода определения τ по наклону начального спада фотопроводимости очевиден: по существу, в этом методе

происходит определение мгновенного значения времени жизни в стационарном состоянии (см. § 5 гл. 1)

$$\tau_{ст} = - \frac{\Delta\sigma_{ст}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}} = - \frac{\Delta\sigma_{ст}}{\text{tg } \delta}. \quad (13.21)$$

Следовательно, для этой цели он может использоваться и в случае нелинейной фотопроводимости.

Б. Синусоидальная модуляция интенсивности света

Пусть интенсивность света изменяется во времени по синусоидальному закону (рис. 26, а)

$$I = I_{амп} (1 - \cos \omega t), \quad (13.22)$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

Нетрудно видеть, что интенсивность света складывается при этом из постоянной составляющей $I_{амп}$ и переменной составляющей, амплитуда которой равна $I_{амп}$.

Зависимость от времени концентрации носителей тока Δn (а следовательно, и фотопроводимости $\Delta\sigma$) в линейном случае получается из решения уравнения (5.1) [гл. 1], которое с учетом (13.22) запишется в виде

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \beta k I_{амп} (1 - \cos \omega t) - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (13.23)$$

Решение (13.23) имеет следующий вид:

$$\Delta n = \beta k I_{амп} \tau + \frac{\beta k I_{амп} \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} (\tau \omega \sin \omega t + \cos \omega t) + C e^{-t/\tau}, \quad (13.24)$$

где C — постоянная интегрирования.

Если принять, что при $t = 0$ $n = 0$, то для Δn получим

$$\Delta n = \beta k I_{амп} \tau \left[1 - \frac{2 + (\tau\omega)^2}{1 + (\tau\omega)^2} e^{-t/\tau} \right] + \frac{\beta k I_{амп} \tau}{1 + (\tau\omega)^2} (\tau \omega \sin \omega t + \cos \omega t). \quad (13.25)$$

На рис. 26, б изображена полная кривая изменения Δn во времени. Неустановившийся режим в начале кривой, определяемый первым (экспоненциальным) членом в (13.25), ана-

логичен неустановившемуся режиму в случае прямоугольной модуляции (рис. 18 и 20). Этот первый член в (13.25) в установившемся режиме (при $t \rightarrow \infty$) стремится к постоянной величине $\beta k I_{\text{амп}} \tau$, которая при использовании усилителя переменного тока в измерениях не проявляется.

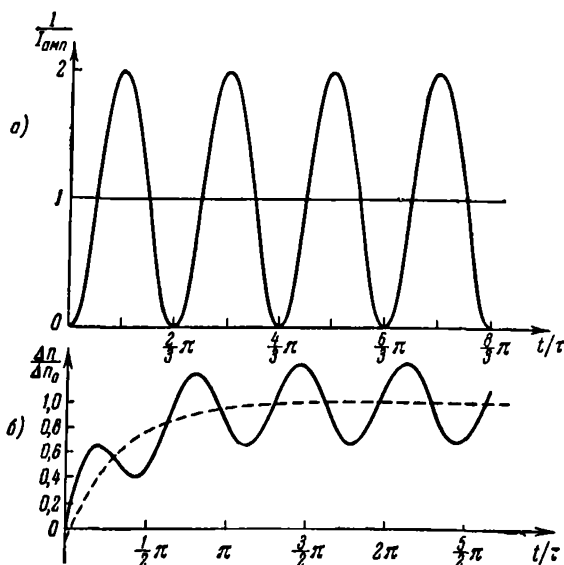


Рис. 26. Синусоидальная модуляция света.

а) зависимость интенсивности света от времени, б) пример зависимости фотопроводимости от времени.

Таким образом, исследуемая на опыте величина Δn_{\sim} определяется вторым членом. После несложного преобразования этого члена получаем [1]

$$\Delta n_{\sim} = \frac{\beta k I_{\text{амп}} \tau}{\sqrt{1 + (\tau\omega)^2}} \cos[\omega t - \text{arctg}(\tau\omega)]. \quad (13.26)$$

Как следует из (13.26), в установившемся режиме соотношение между частотой модуляции ω и временем жизни τ определяет не только максимальное (пиковое) значение

переменной составляющей (для которой мы оставим прежнее обозначение Δn_{\sim}),

$$\Delta n_{\sim} = 2 \frac{\beta k I_{\text{амп}} \tau}{\sqrt{1 + (\tau \omega)^2}}, \quad (13.27)$$

но и сдвиг фаз между возбуждением и фотопроводимостью, определяемый величиной

$$\varphi = \text{arctg}(\tau \omega). \quad (13.28)$$

К вопросу об использовании сдвига фаз для определения τ мы вернемся в § 14, а пока ограничимся рассмотрением частотной зависимости Δn_{\sim} .

Уравнение (13.27) иллюстрируется нижней кривой на рис. 22. Для определения τ из экспериментальной кривой $\Delta n_{\sim} = f(f)$ можно, например, провести прямую, параллельную оси времени на высоте, равной 0,71 от максимальной, до пересечения с экспериментальной кривой и, опустив перпендикуляр на ось времени, отсечь отрезок, равный $\frac{1}{2\pi\tau}$.

Аналогично случаю прямоугольной модуляции определение выхода β возможно по значениям Δn_{\sim} при достаточно высокой частоте f . Действительно, при $f \gg \frac{1}{2\pi\tau}$ из (13.27) получаем

$$\Delta n_{\sim} = \frac{k I_{\text{амп}}}{\pi f} \beta, \quad (13.29)$$

т. е. измеряемая на опыте величина пропорциональна выходу.

§ 14. Определение времени жизни методом компенсации сдвига фаз

А. Синусоидальная модуляция

Выше уже подчеркивалось [см. (13.26) и (13.28)], что при синусоидальной модуляции между возбуждающим сигналом и переменной составляющей фотопроводимости возникает сдвиг фаз φ , зависящий от соотношения между τ и частотой модуляции f :

$$\varphi = \text{arctg}(2\pi f \tau). \quad (14.1)$$

Отсюда, измеряя φ при заданном f , можно определить τ . Наиболее простым методом измерения сдвига фаз φ является

метод компенсации [1, 4, 5, 8, 22, 30]. Схема метода изображена на рис. 27. Синусоидально-модулированный световой пучок с помощью зеркала Z разделяется на две части: одна часть падает на образец O , другая — на безынерционный приемник (в качестве которого в некоторых условиях можно использовать, например, вакуумный фотоэлемент или фотомножитель $\Phi Э$). Очевидно, что фотопроводимость образца

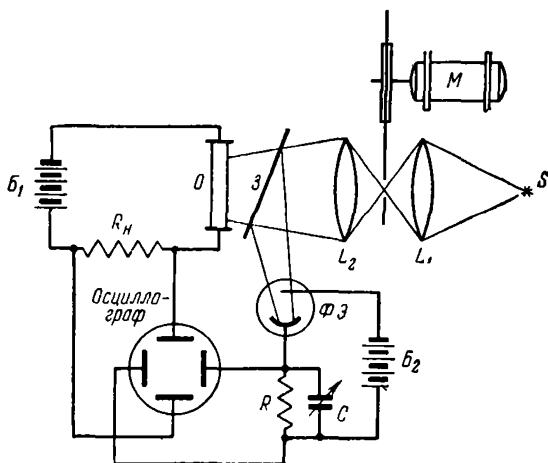


Рис. 27. Принципиальная схема для определения τ методом компенсации сдвига фаз.

S — источник света, L_1 и L_2 — линзы, M — мотор с диском, B_1 и B_2 — батареи.

и фототок насыщения в цепи фотоэлемента оказываются сдвинутыми по фазе как раз на угол φ . Синусоидальные сигналы с нагрузочных сопротивлений R_n и R подаются на две взаимно перпендикулярные пары пластин осциллографа, на экране которого возникает фигура Лиссажу — эллипс.

Изменяя фазу сигнала в цепи фотоэлемента с помощью градуированного фазовращателя, можно свести разность фаз сигналов, подаваемых на осциллограф, к нулю. При этом эллипс вырождается в наклонную прямую, а по шкале фазовращателя определяется сдвиг фаз φ .

Из (14.1) следует, что сдвиг фаз φ может меняться в пределах от нуля при $\tau \ll \frac{1}{2\pi f}$ до $\frac{\pi}{2}$ при $\tau \gg \frac{1}{2\pi f}$.

Для компенсации сдвига фаз в таких пределах проще всего использовать RC -цепочку с регулируемыми элементами R и C . Такой фазовращатель в цепи фотоэлемента, как показано на рис. 27, может быть, например, образован нагрузочным сопротивлением R , шунтируемым магазином емкостей C . Нетрудно видеть, что в этом случае определения величины сдвига фаз φ вообще не требуется, ибо при любой частоте f величина RC , соответствующая компенсации (т. е. «спрямлению» эллипса), равна τ .

Действительно, изменение напряжения на цепочке RC может быть записано в виде

$$dv = \frac{dQ}{C} = \frac{i_C dt}{C}, \quad (14.2)$$

где dQ — изменение заряда на конденсаторе C , i_C — ток, заряжающий емкость. Учитывая, что $i_C = i - i_R = i - \frac{v}{R}$, где i — ток насыщения безынерциального фотоэлемента, который при синусоидальной модуляции равен [сравни с (13.22)]

$$i = i_{\text{амп}} (1 - \cos \omega t), \quad (14.3)$$

получаем

$$\frac{dv}{dt} = \frac{i_{\text{амп}}}{C} (1 - \cos \omega t) - \frac{v}{RC}. \quad (14.4)$$

Из сравнения (14.4) с (13.23) видно, что при $RC = \tau$ изменение во времени Δn [а следовательно, и сигнала, снимаемого с сопротивления в цепи образца (рис. 27)] и v определяются одинаковыми дифференциальными уравнениями и (с учетом одинаковости начальных условий) происходят по одинаковым кривым.

Поскольку при подаче на взаимно перпендикулярные пластины осциллографа одинаковых сигналов на экране возникает прямая, независимо от частоты этих сигналов, то и появление такой прямой свидетельствует о равенстве τ и RC . Выясним, однако, каковы будут параметры эллипса на экране осциллографа при $RC \neq \tau$. Это потребуется ниже в п. В при анализе вопроса о чувствительности метода.

Сигналы, регистрируемые по двум взаимно перпендикулярным осям осциллографа, могут быть записаны в виде ¹⁾

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 \cos(\omega t - \varphi_1), \\ y &= y_0 \cos(\omega t - \varphi_2). \end{aligned} \right\} \quad (14.6)$$

Исключая из (14.6) время, получаем, что на экране осциллографа появится эллипс, соответствующий выражению

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{y^2}{y_0^2} - \frac{2xy}{x_0y_0} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (14.7)$$

Нетрудно видеть, что при полной компенсации, т. е. при $\varphi_1 = \varphi_2$ [что согласно (14.5) соответствует $RC = \tau$], эллипс вырождается в прямую

$$\frac{x}{x_0} = \frac{y}{y_0}. \quad (14.8)$$

Б. Прямоугольная модуляция

Как мы видели выше, метод компенсации возникающего при синусоидальной модуляции сдвига фаз между возбуждением и фотопроводимостью может быть использован для определения времени жизни τ .

Нетрудно видеть, что указанный нулевой метод «спрямления» может быть применен не только при синусоидальной, но и при любой другой форме возбуждения. Единственным необходимым условием является полная тождественность формы возбуждающего сигнала, падающего на исследуемый образец и на чувствительный элемент (в нашем случае вакуумный фотоэлемент) в компенсирующей цепи ²⁾. Затяжка фотопроводимости в линейном случае и затяжка, связанная с RC -цепочкой в цепи безынерционного фотоэлемента, при

¹⁾ Ниже сдвиг фаз между световым пучком и исследуемым сигналом мы будем обозначать через φ_2 , а между световым пучком и компенсирующим сигналом в цепи RC — φ_1 ; следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \varphi_2 &= \operatorname{arctg} \omega\tau, \\ \varphi_1 &= \operatorname{arctg} \omega RC. \end{aligned} \right\} \quad (14.5)$$

²⁾ На схеме рис. 27 эта тождественность достигается тем, что один и тот же возбуждающий световой пучок разделяется на два полупрозрачным зеркалом.

$RC = \tau$ искажат форму любого светового импульса одинаковым образом.

Действительно, дифференциальные уравнения для сигналов, снимаемых с нагрузочных сопротивлений в основной цепи $v_1(t)$ и в компенсирующей цепи $v_2(t)$ имеют вид

$$\frac{dv_1}{dt} = A_1 \Phi(t) - \frac{v_1}{\tau}, \quad (14.9)$$

$$\frac{dv_2}{dt} = A_2 \Phi(t) - \frac{v_2}{RC}. \quad (14.10)$$

Здесь $\Phi(t)$ — закон изменения интенсивности возбуждения (произвольный), A_1 и A_2 — масштабные множители, не влияющие на форму кривой.

Очевидно, что при $RC = \tau$ и одинаковых начальных условиях решения обоих линейных уравнений будут с точностью до масштаба (определяемого соотношением между A_1 и A_2) одинаковы. Подавая сигналы $v_1(t)$ и $v_2(t)$ на взаимно перпендикулярные пластины осциллографа, получаем прямую при $RC = \tau$ и более сложную кривую при $RC \neq \tau$.

Итак, нулевой метод компенсации сдвига фаз с помощью цепи RC в принципе может использоваться при любой форме возбуждения.

Практически наибольшее распространение в методе компенсации сдвига фаз наряду с синусоидальной получила прямоугольная форма модуляции возбуждения, впервые примененная для этой цели Н. А. Толстым и П. П. Феофиловым [3, 6]. Распространенность этого метода в значительной мере связана с тем, что прямоугольная модуляция позволяет визуально и с большой наглядностью изучать релаксационные процессы на экране осциллографа. В результате такого изучения появляется возможность установить характерные особенности релаксационного процесса и, в частности, выявить отклонения от линейного случая (которому при строго прямоугольном возбуждении соответствует экспоненциальный характер релаксации).

Ниже в связи с рассмотрением метода так называемых «парциальных времен» мы подробнее остановимся на использовании прямоугольной модуляции и экспоненциальной развертки для исследования нелинейных процессов, а пока ограничимся линейными процессами.

Выше было показано, что при использовании компенсационной схемы, изображенной на рис. 27, и при $RC = \tau$ на экране возникает прямая линия, независимо от формы возбуждения (а следовательно, и для прямоугольного возбуждения). Выясним, какова будет форма кривой при прямоугольном возбуждении и $RC \neq \tau$. Это потребуется в дальнейшем при анализе вопроса о чувствительности метода. Пусть по двум осям на экране осциллографа подаются два синхронных

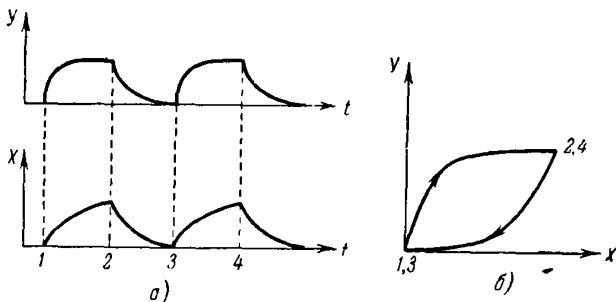


Рис. 28. а) синхронные сигналы с разными постоянными времени ($RC \neq \tau$), б) петля на экране осциллографа при $RC \neq \tau$.

сигнала в виде нарастающих и спадающих экспонент, однако с отличающимися постоянными времени (рис. 28). Будем, например, считать, что исследуемый сигнал, подаваемый на пластины «Y» имеет вид:

для нарастания

$$y = y_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (14.11)$$

для спадания

$$y = y_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (14.12)$$

Для компенсирующего сигнала по оси X имеем соответственно

$$x = x_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right), \quad (14.13)$$

$$x = x_0 e^{-\frac{t}{RC}}. \quad (14.14)$$

Результирующая кривая, которую прочертит светящаяся точка на экране осциллографа, в общем случае имеет вид

петли, показанной на рис. 28,б. Действительно, как видно из рисунка 28,а, от момента 1 светящаяся точка начнет быстро смещаться вверх (вдоль Y) и медленнее вправо (вдоль X), описывая кривую, круто наклоненную к оси X . Однако далее сигнал вдоль Y достигает насыщения и перестает изменяться, в то время как смещение вправо вдоль X все еще продолжается. При этом наклон кривой уменьшается. Точка 2 соответствует насыщению по обеим осям.

Рассуждая аналогично для спадающих ветвей экспонент на рис. 28,а, получаем вторую («возвратную») часть петли на рис. 28,б от точки 2 до точки 1. Итак, при $RC \neq \tau$ на экране получается замкнутая петля.

Исключая время из (14.11) и (14.13), а также из (14.12) и (14.14), получаем, что прямая и обратная ветви петли являются параболой:

$$\text{прямая ветвь} \quad \frac{y}{y_0} = 1 - \left(1 - \frac{x}{x_0}\right)^{\frac{RC}{\tau}}, \quad (14.15)$$

$$\text{обратная ветвь} \quad \frac{y}{y_0} = \left(\frac{x}{x_0}\right)^{\frac{RC}{\tau}}. \quad (14.16)$$

Нетрудно видеть, что при полной компенсации, т. е. при $RC = \tau$, обе параболы вырождаются в совпадающие прямые

$$\frac{y}{y_0} = \frac{x}{x_0}. \quad (14.17)$$

Этот момент «настройки» тауметра¹⁾ фиксируется визуально.

В. О чувствительности метода компенсации сдвига фаз

1. *Прямоугольная модуляция.* Очевидно, что чем больше толщина a петли на осциллографе (рис. 29,а) при данной «расстройке» (т. е. при некотором заданном отличии τ от RC), тем легче фиксируется наличие несовпадения τ и RC и, следовательно, больше чувствительность метода. В ка-

¹⁾ Ячейка RC в компенсирующей цепи, служащая для определения постоянной времени τ , часто именуется «тауметром», а весь метод с использованием прямоугольного возбуждения, предложенный Н. А. Толстым и П. П. Феофиловым, — методом «тауметра».

честве количественной характеристики чувствительности может быть выбрано отношение $\epsilon = \frac{a}{b}$. Очевидно, что каждой «расстройке» соответствует свое ϵ .

«Расстройку», которую мы обозначим через δ , имеет смысл писать в виде отношения разности времен $\tau - RC$ к их среднему значению $\tau_{cp} = \frac{\tau + RC}{2}$, т. е.

$$\delta = 2 \frac{\tau - RC}{\tau + RC}. \quad (14.18)$$

При использовании «идеальных» П-импульсов с бесконечно крутыми фронтами чувствительность ϵ является для данной расстройки δ величиной постоянной. Практически, однако, все методы приводят к формированию возбуждающих П-импульсов с конечной длительностью нарастания и спада¹⁾, т. е. в простейшем случае к тому, что так называемые

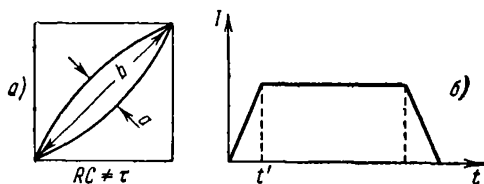


Рис. 29. а) характерные размеры петли на осциллографе при $RC \neq \tau$, б) П-импульс с конечной длительностью фронта.

«прямоугольные» импульсы на самом деле чаще всего являются приблизительно «трапецеидальными» (см. рис. 29, б). Хотя такое искажение формы импульса в принципе не препятствует измерению τ (которое, как уже подчеркивалось выше, возможно при любой форме сигнала), однако оно существенно сказывается на чувствительности метода.

Рассмотрим подробнее вопрос о чувствительности метода «тауметра», с учетом отклонения П-импульса от идеального (а также, позднее, с учетом «затягивающего» действия усиленных устройств, обычно используемых для усиления сигналов, подаваемых на осциллограф) [9]. Будем предпо-

¹⁾ Интервал нарастания и спада иногда именуется «отсечкой».

лагать, что возбуждающие П-импульсы, действующие на исследуемую систему и на цепь «тауметра», строго синхронизованы и, если и искажены наличием конечной отсечки, то одинаковым образом. Возбуждающий П-импульс имеет трапецеидальную форму (рис. 29, б). Этот импульс возбуждает исследуемую систему, обладающую собственным временем τ .

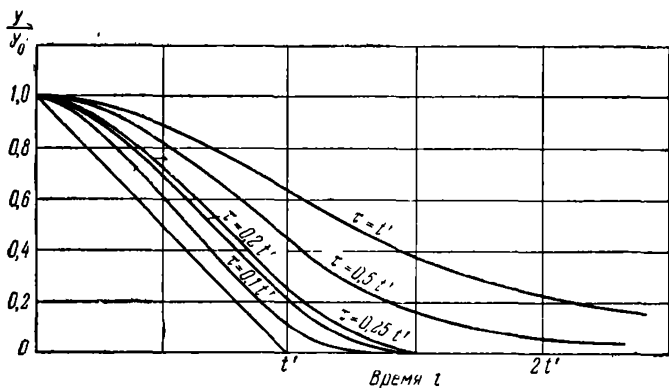


Рис. 30. Кривые релаксации при линейном спаде возбуждения.

Будем считать, что длительность импульса достаточна для достижения изучаемым процессом стационарного значения, и рассмотрим ход процесса, начиная с момента $t = 0$, когда возбуждение начинает линейно уменьшаться со временем (рис. 30).

Линейный релаксационный процесс подчиняется уравнению

$$\frac{dy}{dt} = I - \frac{y}{\tau}. \quad (14.19)$$

Здесь y — исследуемая величина, t — время, τ — постоянная времени процесса, I — величина, характеризующая интенсивность возбуждения.

Очевидно, что кривая изменения изучаемой величины y имеет разное аналитическое выражение в области от 0 до t' , где возбуждение спадает по линейному закону, и в области от t' до ∞ , где возбуждение остается постоянным и равным нулю.

Для первой области можно написать

$$\frac{dy}{dt} = I_0 \left(1 - \frac{t}{t'}\right) - \frac{y}{\tau}. \quad (14.20)$$

(Здесь I_0 — максимальное значение интенсивности возбуждения.) Если при $t=0$ $y=y_0$ ($y_0=I_0\tau$), то решение этого уравнения имеет следующий вид:

$$y = y_0 \left(1 - \frac{t}{t'}\right) + y_0 \frac{\tau}{t'} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (14.21)$$

Для второй области

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{y}{\tau}. \quad (14.22)$$

Из (14.21) имеем, что при $t=t'$

$$y = y_0 \frac{\tau}{t'} \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right). \quad (14.23)$$

Учитывая начальное условие (14.23), получаем из (14.22)

$$y = y_0 \frac{\tau}{t'} \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right) e^{-\frac{t-t'}{\tau}}. \quad (14.24)$$

Легко убедиться, что в точке $t=t'$ производные от (14.21) и (14.24) равны друг другу и, следовательно, кривая спада не только непрерывна, но имеет и непрерывную первую производную. Серия таких кривых для различных соотношений между t' и τ приведена на рис. 30. Прямая линия на этом рисунке изображает линейный ход края возбуждающего П-импульса.

Если на взаимно перпендикулярные пары пластин осциллографа подаются синхронизированные сигналы, изменяющиеся во времени по кривым, аналитически выражаемым уравнениями (14.23) и (14.24) и изображенным на рис. 30, но с отличающимся τ^1 (очевидно, что если оба τ одинаковы, на экране получится просто прямая), то на экране осциллографа будет чертиться некоторая линия, отличие которой от прямой определяется степенью расстройки. Прямой и обрат-

¹⁾ Для одной из этих кривых τ — измеряемая величина, для другой под τ следует подразумевать RC — постоянную времени «тауметра».

ный ход процесса (соответственно нарастанию и спаду возбуждения) приводит к образованию на экране замкнутой петли.

На рис. 31 для примера представлены три такие петли, соответствующие разным соотношениям между t' и $\tau_{\text{ср}} = \frac{\tau + RC}{2}$ и одинаковой относительной расстройке: $\delta = \frac{\tau - RC}{\tau_{\text{ср}}} = 67\%$.

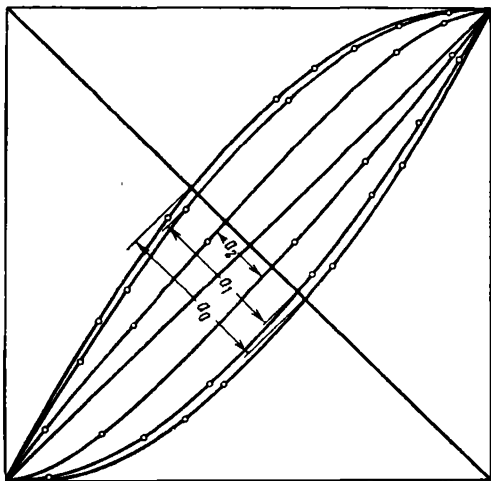


Рис. 31. Петли для разных соотношений между τ и t' при $\delta = 67\%$.

$$a_0 - \frac{\tau_{\text{ср}}}{t'} = \infty; \quad a_1 - \frac{\tau_{\text{ср}}}{t'} = 0,75; \quad a_2 - \frac{\tau_{\text{ср}}}{t'} = 0,15.$$

Петли получены графическим исключением времени из кривых рис. 30. Из рис. 31 видно, что чем больше время отсечки t' по сравнению с $\tau_{\text{ср}}$, тем уже становится петля на осциллографе и, следовательно, тем меньше чувствительность $\epsilon = \frac{a}{b}$.

Для характеристики чувствительности метода мы в дальнейшем будем использовать отношение величины ϵ к максимально возможному значению ϵ (при данной расстройке), соответствующему случаю идеального возбуждающего им-

пульса ($t' = 0$, $\frac{\tau_{cp}}{t'} = \infty$). Это отношение, как нетрудно видеть, равно a/a_0 , где a_0 соответствует ширине петли при $\frac{\tau_{cp}}{t'} \rightarrow \infty$ (см. рис. 31).

На рис. 32 представлен ход чувствительности в зависимости от отношения τ_{cp}/t' (кривая I). Из рисунка видно, что при $\tau_{cp} = t'$ чувствительность метода еще почти не отличается от максимальной (соответствующей условию $t' \ll \tau_{cp}$). При τ_{cp}

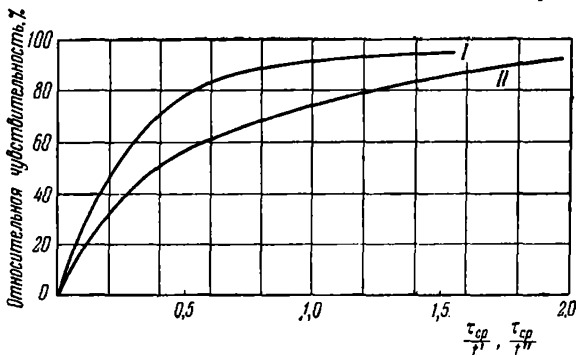


Рис. 32. Чувствительность метода «тауметра».

I — зависимость от длительности отсечки, II — зависимость от затягивания усилительными устройствами.

в 5 раз меньшем t' она составляет еще 48%, а при τ_{cp} в 10 раз меньшем t' — 25% от максимальной.

Мы рассмотрели влияние на чувствительность отклонения от идеальной формы возбуждающих П-импульсов. Другая практически важная причина, ограничивающая чувствительность, связана с затягиванием усилительных устройств (которые обычно бывают необходимы для увеличения сигналов, подаваемых на пластины осциллографа). Пройдя через усилитель, сигнал будет, во-первых, усилен (что для нашего рассмотрения несущественно) и, во-вторых, искажен из-за спада частотной характеристики усилителя в области высоких частот. Приблизительно рассматривая усилитель как линейную RC-систему с собственным временем t'' ($t'' = \frac{1}{2\pi f_{гр}}$, где $f_{гр}$ — частота, для которой коэффициент усиления

усилителя составляет 0,71 от максимального), можно, поступая так же, как для случая конечной длительности отсечки, получить зависимость чувствительности от соотношения между τ и t'' . Результат соответствующих расчетов представлен кривой II на рис. 32. Из кривой видно, что даже при t'' , значительно превосходящем τ , чувствительность еще сохраняет достаточно высокое значение.

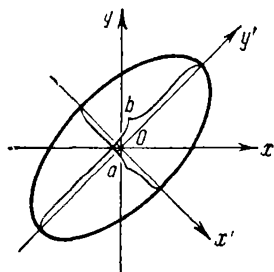


Рис. 33. Эллипс при $RC \neq \tau$.

Итак, при изучении чисто линейных процессов метод «тауметра» может применяться при временах отсечки t' и собственных временах усилителей t'' , значительно превосходящих собственное время процесса τ без существенного изменения чувствительности.

2. Синусоидальная модуляция.

Чувствительность при синусоидальной модуляции определяется аналогично случаю прямоугольной модуляции отношением ширины петли на экране осциллографа к ее длине, т. е. отношением малой и большой осей эллипса (рис. 33)

$$\epsilon = \frac{a}{b}. \quad (14.25)$$

Вычисление величины ϵ для эллипса, выражаемого (14.7), может быть проделано с помощью преобразования координат, при котором (14.7) приобретет (в новых координатах x' , y') вид

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1. \quad (14.26)$$

Не останавливаясь на деталях вычисления, приведем лишь окончательное выражение для чувствительности

$$\epsilon = \frac{x_0}{y_0} \operatorname{tg} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}. \quad (14.27)$$

Здесь x_0 , y_0 , φ_2 и φ_1 имеют тот же смысл, что и в выражениях (14.6) и (14.5).

Построим зависимость ϵ от периода колебаний $T = \frac{2\pi}{\omega}$ при $\tau = 2RC$, т. е., как нетрудно видеть, при расстройке

$$\delta = \frac{\tau - RC}{\tau_{cp}} = 2 \frac{\tau - RC}{\tau + RC} = 0,67 = 67\%.$$

Заменяя в (14.5) τ и RC через $\tau_{\text{ср}}$, а ω через $\frac{2\pi}{T}$, имеем

$$\left. \begin{aligned} \varphi_2 &= \operatorname{arctg} \frac{8\pi}{3} \frac{\tau_{\text{ср}}}{T}, \\ \varphi_1 &= \operatorname{arctg} \frac{4\pi}{3} \frac{\tau_{\text{ср}}}{T} \end{aligned} \right\} \quad (14.28)$$

и, следовательно,

$$\epsilon = \frac{x_0}{y_0} \operatorname{tg} \frac{1}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{8\pi}{3} \frac{\tau_{\text{ср}}}{T} - \operatorname{arctg} \frac{4\pi}{3} \frac{\tau_{\text{ср}}}{T} \right). \quad (14.29)$$

На рис. 34 изображена зависимость ϵ от $\frac{\tau_{\text{ср}}}{T}$ при $x_0 = y_0$. В противоположность монотонным кривым для случая прямоугольной модуляции (рис. 32), эта зависимость имеет

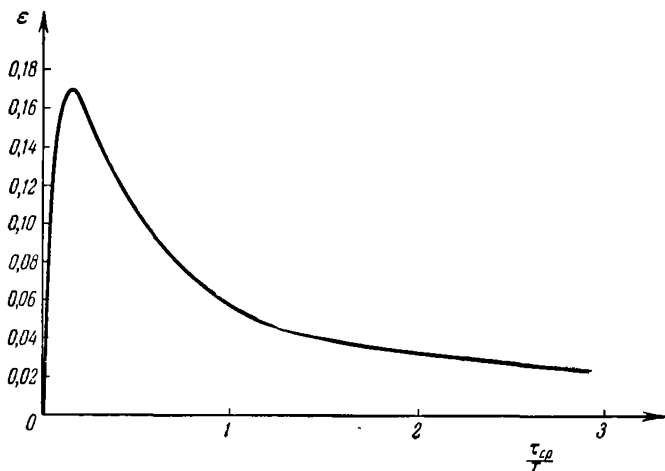


Рис. 34. Чувствительность метода компенсации сдвига фаз при синусоидальной модуляции $\epsilon = f\left(\frac{\tau_{\text{ср}}}{T}\right)$.

максимум при $\frac{\tau_{\text{ср}}}{T} = 0,169$ (т. е. при $\omega = \frac{1,06}{\tau_{\text{ср}}}$). Отсутствие максимума на кривых рис. 32 и его наличие на кривой рис. 34 связаны с тем, что в первом случае, исследуя влияние на чувствительность длительности затягивания фронта

прямоугольного импульса, мы предполагали, что сам импульс имеет бесконечную длительность и процесс релаксации всегда за время импульса доходит до стационарного состояния, в то время как при синусоидальной модуляции «фронт» и «общая длительность импульса» жестко связаны: уменьшение «фронта» сопровождается уменьшением «общей длительности» импульса.

На кривой рис. 34 вначале чувствительность растет с ростом частоты из-за уменьшения «фронта» синусоидальных импульсов, однако, достигнув максимума, она в дальнейшем уменьшается, ибо, хотя «фронт», продолжая уменьшаться, стремится к идеально крутому, уменьшается и «общая длительность» импульса. При этом исследуемый процесс во все большей степени не успевает за время «импульса» достигать максимума, соответствующего амплитудному значению интенсивности возбуждения.

Итак, в противоположность случаю прямоугольной модуляции, когда (при достаточной общей длительности импульса) уменьшение фронта ведет к увеличению чувствительности, для синусоидальной модуляции существует оптимальный режим $\omega = \frac{1,06}{\tau_{\text{ср}}}$ (или $f = \frac{0,169}{2\pi\tau_{\text{ср}}}$), обеспечивающий наилучшие условия для измерений¹⁾.

Следует подчеркнуть, что абсолютные значения максимальных ϵ при синусоидальной и прямоугольной модуляции близки по величине.

Однако синусоидальная модуляция позволяет использовать узкополосные усилители и практически обеспечивает большую чувствительность. С другой стороны, прямоугольная модуляция, как уже подчеркивалось, позволяет с большей наглядностью, по визуальному исследованию формы кривых на экране осциллографа, обнаруживать отклонения от простой линейной релаксации.

3. *Метод замещения.* Выше предполагалось, что при использовании метода «тауметра» удастся не только добиться полной тождественности возбуждающих импульсов, падающих на образец и фотоэлемент (что относительно просто достигается разделением светового пучка с помощью полупро-

¹⁾ Разумеется, и в случае прямоугольной модуляции, если жестко задать соотношение между длительностью импульса и его фронтами, величина ϵ будет иметь максимальное значение при некотором ω (или в некотором конечном интервале значений ω).

зрального зеркала (рис. 27)), но и усилители в обоих каналах (X и Y) полностью тождественны, т. е. если и вносят искажения, то совершенно одинаковые. Практически этого не всегда удается достичь. В связи с этим иногда используется так называемая схема «замещения» (рис. 35) [9].

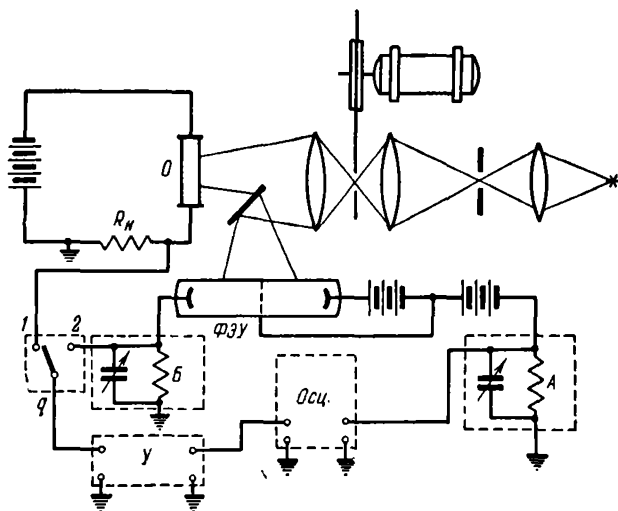


Рис. 35. Метод замещения. Принципиальная схема.

O — образец, Y — усилитель.

Исследуемый сигнал в цепи образца с сопротивлением R_N подается на широкополосный усилитель (ключ q в положении 1) и после усиления на вертикальные пластины осциллографа. Для получения развертывающей экспоненты часть светового пучка отклоняется с помощью зеркала на фотоэлемент или лучше на фотоумножитель $\Phi Э У$. В цепь фотоумножителя включены два «тауметра» A и B . Наличие двух тауметров специфично для метода замещения, суть которого заключается в следующем: при помощи тауметра A , включенного на горизонтальные пластины осциллографа, добиваются, как обычно, спрямления при подаче на его вертикальные пластины изучаемого сигнала (ключ q в положении 1). Затем

ключ q переводится в положение 2, и при помощи тауметра B вновь добиваются спрямления на экране¹⁾.

Поскольку сигнал с тауметра B прошел в точности тот же усилительный тракт, что и исследуемый сигнал, и их тождественность доказана поочередным «спрямлением» с одним и тем же сигналом от тауметра A , очевидно, что величина измеряемого τ может быть прочитана по ручкам тауметра B . Описанный метод замещения часто практически освобождает от заботы о тождественности усилительных трактов по вертикальной и горизонтальной осям.

§ 15. Исследование релаксации в нелинейном случае

В линейном случае кривые релаксации неравновесной проводимости наряду с характеристиками возбуждения определяются лишь одним (постоянным) параметром вещества — временем жизни τ . (В частном случае прямоугольного возбуждения релаксационные кривые имеют вид нарастающих и спадающих экспонент с постоянной времени, равной τ .)

В этом линейном случае, как мы видели, измерение τ может быть относительно просто произведено по частотной зависимости или методом компенсации сдвига фаз.

Значительно сложнее исследовать релаксацию неравновесной проводимости, а также определять параметры, характеризующие процесс, в нелинейном случае. Как было показано в гл. 1, § 5, нелинейный процесс определяется бесконечным набором мгновенных значений времени жизни, зависящих в общем случае от интенсивности возбуждения, времени и т. п.

Очевидно, что методы изучения частотных зависимостей или нулевые методы компенсации сдвига фаз в том виде, как они были рассмотрены выше, здесь не пригодны. Наиболее рационально в этих условиях анализировать непосредственно кривые релаксации при прямоугольной модуляции, визуально наблюдаемые на экране осциллографа или полученные в виде зависимости $\Delta\sigma = f(t)$ каким-либо иным способом. Прямоугольная модуляция безусловно наиболее удобна, так как релаксация здесь происходит в условиях

¹⁾ В тех случаях, когда полное спрямление не достигается из-за нелинейных искажений, вносимых усилителем, достаточно добиться появления на экране одинаковых фигур в этих двух измерениях.

постоянства интенсивности возбуждения ($I = \text{const}$ — для нарастающей кривой, $I = \text{const} = 0$ — для спадающей кривой) и характер кривой определяется параметрами, присущими самой релаксирующей системе.

Релаксационные кривые могут либо непосредственно фотографироваться с экрана осциллографа, либо строиться по результатам измерений, например методом «парциальных времен» [6]. В этом методе экран осциллографа снабжается масштабной сеткой, изображенной на рис. 36. Используя схему с тау-метром (рис. 27), можно рассматривать кривые нарастания или спадания в регулируемой экспоненциальной развертке.

Если поместить концы исследуемой ветви петли (нарастающей или спадающей) в накрест лежащие углы прямоугольника, как показано на рис. 36, то очевидно, что точка пересечения петли с вертикальной прямой AB , делящей прямоугольник пополам, соответствует времени t_m , которое требуется развертывающей экспоненте, чтобы пройти половину пути по оси X . Это время легко определить. Действительно, если, например, при нарастании x меняется по закону

$$x = x_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right), \quad (15.1)$$

а при спадании

$$x = x_0 e^{-\frac{t}{RC}}, \quad (15.2)$$

то в обоих случаях значению $x = \frac{x_0}{2}$ соответствует $t = t_m = RC \ln 2$. Время t_m можно менять изменением R или C тау-метра. При этом исследуемая ветвь петли будет пересекать прямую AB на разной высоте. Подбирая t_m , например, так, чтобы пересечение происходило на высоте 90%, 80%, 70% и т. д. ¹⁾, можно получить ряд значений времени t ,

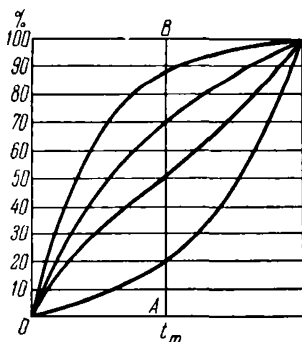


Рис. 36. Метод парциальных времен. Кривая релаксации при экспоненциальной развертке с разными постоянными времени.

¹⁾ Предполагается, что исследуются «полные» (до насыщения) кривые релаксации.

соответствующих равноотстоящим значениям исследуемой величины (например, $\Delta\sigma$), и затем построить кривую релаксации $\Delta\sigma = f(t)$ в любом масштабе.

В методе «парциальных времен» (т. е. времен, соответствующих равноотстоящим значениям исследуемой величины $\Delta\sigma$) благодаря использованию регулируемой экспоненциальной развертки реализуется возможность с равной точностью исследовать как быстрые (начальные), так и медленные (конечные) стадии релаксационного процесса.

Полученные описанным выше методом или в виде обычных осциллограмм (при линейной развертке) зависимости $\Delta\sigma = f(t)$ должны анализироваться с целью установления механизма неравновесной проводимости. Для этого целесообразно при изображении полученной зависимости использовать некоторые специальные координаты.

Если, например, предполагается, что в сложной релаксационной кривой имеются значительные экспоненциальные участки (т. е. на значительном протяжении релаксация происходит в условиях постоянного времени жизни), то целесообразно изобразить полученные результаты в координатах $\ln \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_{ст}} = f(t)$ (для кривой спада) или $\ln \left(1 - \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_{ст}} \right) = f(t)$ (для кривой нарастания). При этом экспоненциальные участки изобразятся прямыми линиями с наклоном, определяющим τ .

Пусть, например, спад фотопроводимости происходит по закону

$$\Delta\sigma = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}, \quad (15.3)$$

причем

$$A_1 \gg A_2 \quad \text{и} \quad \tau_1 \ll \tau_2. \quad (15.4)$$

Тогда в обычном линейном масштабе кривая релаксации будет иметь вид кривой 1 (рис. 37). Видно, что кривая состоит из двух плавно переходящих друг в друга участков, однако получить из нее какие-либо более детальные количественные сведения затруднительно. Перестроение той же зависимости в масштабе $\ln \Delta\sigma = f(t)$ (кривая 2) приводит к более отчетливому проявлению двух прямолинейных участков, соответствующих двум экспоненциальным членам в (15.3). По наклонам этих участков непосредственно определяются значения τ

(τ по абсолютной величине равно котангенсу угла наклона прямых).

Следует особенно подчеркнуть, что такой простой результат получается лишь в том случае, когда на протяжении заметного интервала времени можно в выражении (15.3) пренебречь одним членом по сравнению с другим, т. е. реализуются условия типа принятых нами условий (15.4).

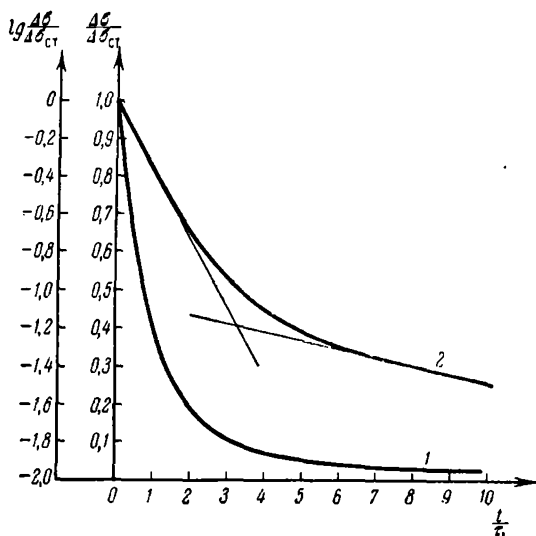


Рис. 37. Кривые релаксации в простом (1) и полулогарифмическом (2) масштабе.

В общем случае полезно производить более сложную обработку экспериментальных данных с целью построения зависимости мгновенных значений времени жизни от времени: $\tau_{\text{мгн}} = f(t)$.

В § 5 гл. 1, где было установлено определение и проанализирован физический смысл понятия о «мгновенном значении времени жизни», по существу, описан и метод экспериментального определения этой величины, который сводится к следующему: получив в виде осциллограммы (или построив по данным измерения методом парциальных времен или каким-либо иным) зависимость фотопроводимости от времени,

определяют в каждой точке по наклону касательной производную, а также величину фотопроводимости и по формуле (для спадающей ветви)

$$\tau_{\text{МГН}} = - \frac{\Delta\sigma}{\frac{d}{dt}(\Delta\sigma)} \quad (15.5)$$

находят $\tau_{\text{МГН}}^1$). При определении $\tau_{\text{МГН}}$ для любой точки нарастающей ветви релаксации, для которой

$$\tau_{\text{МГН}} = \frac{\Delta\sigma}{\beta k l - \frac{d}{dt}(\Delta\sigma)}, \quad (15.6)$$

следует, кроме того, отдельно определить наклон касательной в момент включения освещения (при $t=0$), который равен $\beta k l$. Зависимость $\tau_{\text{МГН}} = f(t)$ для экспоненциальной релаксации, как нетрудно видеть, представляется горизонтальной прямой $\tau = \text{const}$ (рис. 38, прямая 1).

Сравнительно простой вид эта зависимость имеет и для некоторых более сложных кривых релаксации.

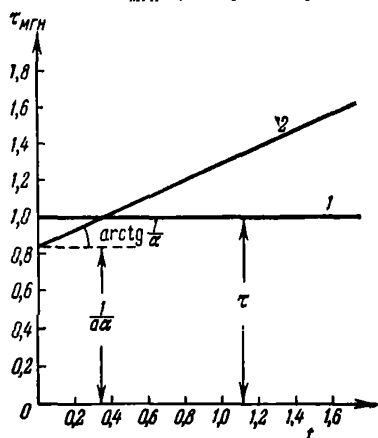


Рис. 38. Зависимость $\tau_{\text{МГН}}$ от времени:

1 — экспоненциальный закон релаксации, 2 — гиперболический.

Так, при спадании фотопроводимости по гиперболе вида ²⁾

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta\sigma_{\text{ст}}}{(1+at)^{\alpha}} \quad (15.7)$$

зависимость $\tau_{\text{МГН}} = f(t)$ имеет вид прямой (см. рис. 38, график 2),

$$\tau_{\text{МГН}} = \frac{1}{a\alpha} + \frac{1}{\alpha} t. \quad (15.8)^3$$

¹⁾ Для определения производной $\frac{d}{dt}(\Delta\sigma)$ можно использовать и метод электрического дифференцирования [10].

²⁾ Весьма часто для нелинейных фотосопровитлений спадающая ветвь релаксации лучше всего может быть аппроксимирована гиперболой (15.7).

³⁾ Действительно, образуя $\tau_{\text{МГН}} = - \frac{\Delta\sigma}{\frac{d}{dt}(\Delta\sigma)}$, где $\Delta\sigma$ определяется (15.7), получаем (15.8).

Из наклона этой прямой можно определить показатель степени знаменателя гиперболы (15.7) α и, далее, определяя отрезок, отсекаемый на оси ординат, найти a .

Если экспериментальная зависимость $\tau_{\text{мгн}} = f(t)$ не выражается прямой, но имеет достаточно протяженные прямолинейные участки, то это означает, что на протяжении этих участков релаксация имеет экспоненциальный (при горизонтальных прямолинейных участках) или гиперболический характер.

Отметим в заключение, что часто и при изучении нелинейной кинетики можно, применив специальный, сравнительно простой экспериментальный прием, использовать методы исследования чисто линейных процессов. Суть этого приема заключается в том, что одновременно с переменным освещением (синусоидально или прямоугольно модулированным) образец дополнительно освещается световым пучком, интенсивность которого во времени не изменяется. При этом интенсивность такой постоянной «подсветки» обычно превосходит интенсивность переменного возбуждения, что приводит к тому, что релаксация переменной составляющей фотопроводимости имеет линейный характер, т. е. определяется на всем протяжении одной постоянной времени, зависящей в общем случае от интенсивности подсветки. Действительно, большая по величине постоянная подсветка определяет заполнение электронами (дырками) всех энергетических состояний. Малая переменная составляющая не в силах существенно изменить это заполнение и, следовательно, релаксация происходит в условиях практически неизменного заполнения энергетических состояний, а следовательно, и в условиях неизменной постоянной времени.

Проиллюстрируем сказанное на примере квадратичной рекомбинации. Кинетическое уравнение для этого случая имеет вид [см. (5.6) в гл.1]

$$\frac{dn}{dt} = \beta k I - \gamma n^2. \quad (15.9)$$

Как показано в § 5 гл. 1, релаксационными кривыми нарастания и спада при квадратичной рекомбинации (и прямоугольной модуляции) являются гиперболическая тангенсоида и гипербола. Мгновенное значение времени жизни вдоль этих кривых не остается постоянным, релаксация имеет нелинейный

характер и для ее исследования методы, описанные в §§ 13 и 14, не применимы.

Пусть, однако, мы освещаем образец световым пучком, интенсивность которого

$$I = I_n + \Delta I, \quad (15.10)$$

где I_n — интенсивность постоянной подсветки, а ΔI — интенсивность переменной составляющей. Будем считать, что

$$I_n \gg \Delta I. \quad (15.11)$$

Концентрацию носителей тока можно также представить в виде

$$n = n_n + \Delta n, \quad (15.12)$$

где n_n — концентрация носителей, возникающая из-за действия подсветки I_n , а Δn — из-за действия ΔI .

Тогда, подставляя (15.10) и (15.11) в (15.9) и учитывая, что

$$\frac{dn_n}{dt} = \beta k I_n - \gamma n_n^2 = 0, \quad (15.13)$$

имеем

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta k \Delta I - 2\gamma n_n \Delta n - \gamma \Delta n^2. \quad (15.14)$$

Учитывая (15.11), можно считать, что и $\Delta n \ll n_n$. В результате, пренебрегая последним членом в (15.14), получаем

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \beta k \Delta I - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (15.15)$$

где $\tau = \frac{1}{2\gamma n_n}$ — постоянная величина, определяемая уровнем подсветки. Выражение (15.15) является линейным уравнением, и, следовательно, релаксация Δn может исследоваться методами, пригодными для линейной релаксации и описанными в §§ 13 и 14. Меняя уровень подсветки I_n и, следовательно, n_n , можно изменять τ и таким образом установить зависимость τ от n_n , что может помочь сделать важные заключения о механизме процесса¹⁾.

¹⁾ Следует, однако, иметь в виду, что измеряемое таким образом τ в общем случае не равно стационарному времени жизни τ_n при наличии только одной подсветки. Так, в рассмотренном случае $\tau_n = \frac{1}{\gamma n_n}$, в то время как измеряемая величина $\tau = \frac{1}{2\gamma n_n}$.

§ 16. Некоторые методы модуляции интенсивности световых пучков¹⁾

Как было показано в §§ 13, 14 и 15, экспериментальное изучение релаксации процессов, связанных с действием света, требует применения оптического возбуждения чаще всего в виде прямоугольных световых импульсов либо в виде синусоидально модулированного светового потока.

При этом желательно, чтобы характеристические времена используемого модулированного света (например, длительность фронта прямоугольного импульса) были меньше или по крайней мере сравнимы с постоянными времени изучаемого процесса. В различных случаях исследования инерционности фотоэлектрических явлений в полупроводниковых материалах и приборах приходится иметь дело с постоянными времени, варьирующими в весьма широких пределах, и в соответствии с этим использовать синусоидальную модуляцию света с частотой от нескольких герц до десятков мегагерц и импульсную модуляцию с временем фронта импульсов до нескольких наносекунд при различной длительности и скважности импульсов.

При изучении малоинерционных процессов проблема модуляции света становится решающей, так как в большинстве случаев именно параметрами модулированного света определяются предельные возможности методов измерения временных характеристик. Модулятор света является в связи с этим важнейшей частью измерительных приборов и установок.

Ниже приводится краткое описание некоторых наиболее широко используемых способов модуляции светового потока.

Для получения световых прямоугольных импульсов часто применяется механический модулятор, представляющий собой вращающийся диск с секторным вырезом, который периодически перекрывает и открывает падающий перпендикулярно к его плоскости световой пучок (рис. 39) (например [7], [12], [15], а также [11], [27]). Возникающие при этом световые импульсы могут быть охарактеризованы заданием трех временных характеристик (рис. 40): 1) длительностью импульса t_0^c , 2) длительностью промежутков между импульсами t_0^r или

¹⁾ Настоящий параграф написан Л. Г. Парицким.

скважностью $\theta = \frac{t_0^c + t_0^r}{t_0^c}$, 3) длительностью фронта нарастания и спада световых импульсов t' . При этом времена t_0^c и t_0^r определяются угловой скоростью вращения диска ω и величинами секторных углов φ_c и $2\pi - \varphi_c$.

$$t_0^c = \frac{\varphi_c}{\omega}, \quad t_0^r = \frac{2\pi - \varphi_c}{\omega},$$

а время t' — линейной скоростью вращения края диска ωr и шириной сечения светового пучка a_0 в плоскости диска,

$$t' = \frac{a_0}{\omega r}.$$

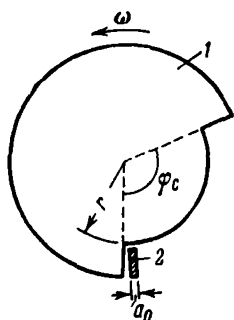


Рис. 39. 1 — диск модулятора с секторным вырезом, 2 — сечение светового пучка в плоскости диска.

При использовании двигателя (электромотора), обеспечивающего

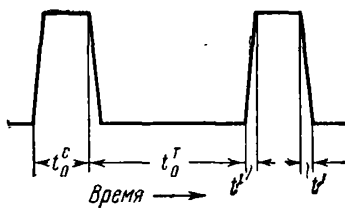


Рис. 40. t_0^c — длительность светового импульса, t_0^r — длительность промежутков между импульсами, t' — длительность фронта импульса.

6500 об/мин, и диска с радиусом $r = 15$ см время фронта t' (при $a_0 = 1$ мм) составляет 10^{-5} сек. Увеличение скорости вращения и радиуса диска ограничивается сопротивлением воздуха при вращении. Это препятствие может быть преодолено помещением диска в откачиваемую до форвакуума камеру [28]. При этом дальнейшее снижение времени фронта ограничивается лишь прочностью материала диска. Экспериментально при 12 тыс. об/мин, $r = 30$ см и $a_0 = 0,5$ мм удается получать время фронта $t' \sim 10^{-6}$ сек.

При заданных радиусе диска r и ширине светового пучка a_0 величины t_0^c , t_0^r и t' не являются независимыми. Задавая одну

из них (например, t_0^c), мы ограничиваем интервал изменения второй t' , а одновременное задание t' и t_0^c жестко определяет величину t_0^x (или скважность θ). Практически это обстоятельство приводит к невозможности получения импульсов с большими интервалами между ними t_0^x (при крутом фронте)

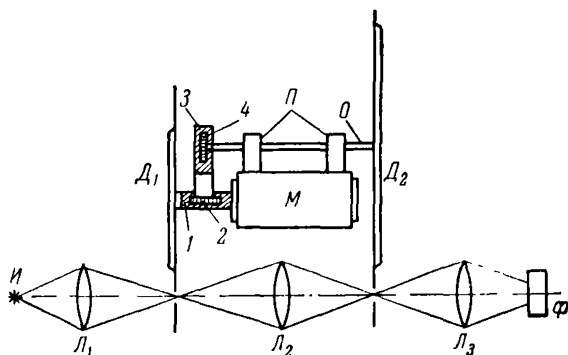


Рис. 41. Двухдисковый модулятор.

L_1, L_2, L_3 — линзы, Π — подшипники оси регулирующего диска,
1, 2 и 3, 4 — элементы червячных передач.

и, следовательно, затрудняет изучение сложных релаксационных явлений, включающих в себя одновременно как быстрые, так и медленные процессы¹⁾.

Импульсы с крутым фронтом, разделенные большими промежутками времени, могут быть получены с помощью двухдискового модулятора [12], принципиальная схема которого изображена на рис. 41. Свет от источника I попадает на исследуемый объект Φ после прохождения через отверстия (секторные вырезы) двух дисков D_1 и D_2 , которые

¹⁾ Такие процессы весьма часто наблюдаются при исследовании фотопроводимости полупроводников. Например, для изучения начальных стадий релаксации в CdS необходимо получать световые импульсы со сравнительно крутыми фронтами $\sim 10^{-5}$ сек. При этом, однако, благодаря наличию в релаксационном процессе в CdS долговременных составляющих, характеризующихся временами порядка секунд, необходимо, чтобы время между импульсами было достаточно велико, с тем чтобы новый световой импульс начался после того, как закончится релаксационный процесс, связанный с предыдущим импульсом, и система придет в невозбужденное состояние

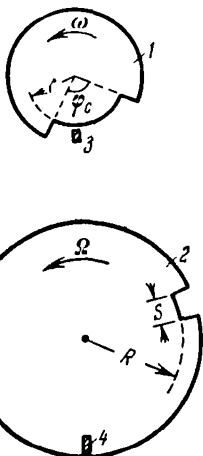
приводятся во вращение мотором M . Диск D_1 укреплен непосредственно на оси мотора, а диск D_2 — на оси O , соединенной с осью мотора червячной передачей с передаточным числом $n = \frac{\omega}{\Omega}$ (ω и Ω — угловые скорости дисков D_1 и D_2 соответственно). Очевидно, что свет падает на исследуемый объект лишь в том случае, когда на его пути имеются от-

верстия (секторные вырезы) одновременно в обоих дисках. Из числа импульсов, вырабатываемых быстро вращающимся формирующим диском D_1 , на Φ попадают только те импульсы, которые пропускаются медленно вращающимся регулирующим диском D_2 . Следовательно, формирование импульса и его характеристики t' и t'_0 определяются диском D_1 , а частота их появления, т. е. скважность, регулируется диском D_2 .

Нормальная работа модулятора возможна при определенных количественных соотношениях между параметрами формирующего и регулирующего дисков. На рис. 42 изображены оба диска модулятора, а на рис. 43 — четыре характерных последовательных положения выреза в регулирующем диске относительно светового пучка. Размеры вырезов и передаточное число подбираются с таким расчетом, чтобы в течение

Рис. 42. 1 — формирующий диск, 2 — регулирующий диск, 3, 4 — сечения светового пучка в плоскости дисков.

времени перехода регулирующего диска из положения 1 в положение 2, а также из положения 3 в 4 формирующий диск прерывал световой пучок, а в течение времени перехода регулирующего диска из положения 2 в положение 3, напротив, вырез формирующего диска должен открывать световой пучок, и при этом свет падает на объект. Отношение полного периода к длительности импульса (скважность) возрастает в данном устройстве в n раз по сравнению с однодисковым модулятором. В осуществленном экспериментально модуляторе с отношением угловых скоростей формирующего



и регулирующего дисков $n = 160$ при фронте импульса $t' \approx \approx 10^{-5}$ сек и его длительности от $2 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ сек длительность темнового промежутка достигала 2,13 сек, т. е. скважность менялась от 87 до $1,6 \cdot 10^5$.

Более простым по устройству методом получения одиночных прямоугольных импульсов является комбинированное использование вращающегося диска и механического затвора по схеме, изображенной на рис. 44 [31]. Свет на исследуемый объект Φ от источника I попадает только в том случае, когда вырез диска D проходит мимо пучка света и затвор ZT открыт. Подбирая экспозицию затвора t_{ZT} равной длительности темнового промежутка между двумя последовательными импульсами, можно достигнуть весьма высокой вероятности того, что за время срабатывания затвора на объект будет подан один прямоугольный импульс, сформированный диском D (см. рис. 45). Действительно, указанная

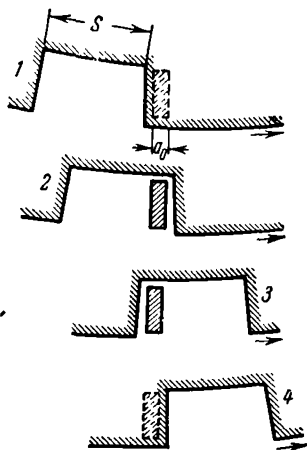


Рис. 43. Последовательные положения сечения светового пучка и секторного выреза в регулирующем диске.

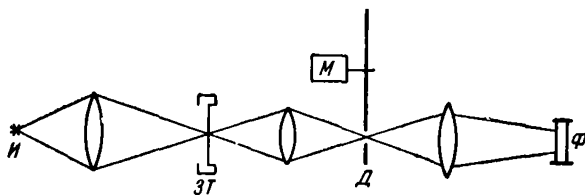


Рис. 44. Модулятор в виде комбинации диска с затвором.

вероятность определяется соотношением $w = \frac{t_{ZT}}{t_0^r + t_0^c}$ и в обычных условиях, например при $t_{ZT} = 7,3$ мсек, $t_0^r = 7,3$ мсек,

$t_0^c = 200$ мксек, составляет 97%, что является практически вполне достаточным¹⁾).

Из механических устройств следует отметить также нашедшие значительное распространение зеркальные модуляторы света. В основу их устройства положен принцип опти-

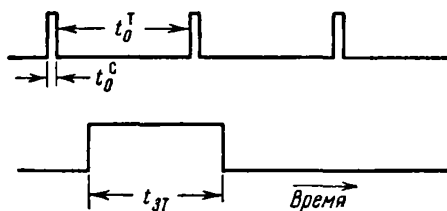


Рис. 45. Относительное положение во времени пропускания света диском и затвором.

ческого рычага. Схема одного из типов зеркального модулятора с вращающимся зеркалом приведена на рис. 46. Свет

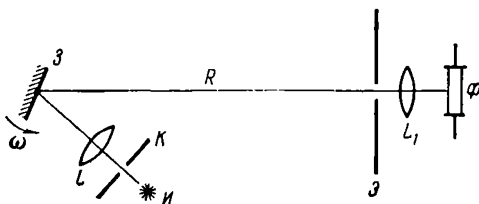


Рис. 46. Схема простейшего зеркального модулятора.

от источника $И$ с помощью оптической системы L подается на вращающееся зеркало $З$ и на значительном расстоянии от последнего R создает четкое изображение щели $К$ в виде равномерно освещенного прямоугольника. При вращении зеркала это изображение пересекает имеющуюся в экране $Э$ щель шириной d , создавая на исследуемом объекте прямоугольный импульс, длительность фронта которого опреде-

¹⁾ Следует отметить, что появление некачественного светового импульса, т. е. импульса, который проходит на объект Φ , когда затвор $ЗТ$ полностью еще не открылся или не закрылся, будет сразу же замечено, так как в этом случае он окажется не одиночным, а двойным.

ляется линейной скоростью v движения изображения в плоскости экрана:

$$t' = \frac{d}{v} = \frac{d}{2\omega R}.$$

При скорости вращения зеркала ~ 25 тыс. об/мин, $R = 1,5$ м, $d = 1,5$ см модулятор дает возможность получать периодические прямоугольные импульсы с временем фронта до 10^{-7} сек.

На рис. 47 представлена принципиальная схема более сложного зеркального модулятора с вращающейся зеркальной призмой [17], использующего умножение угловой скорости светового луча при отражении от вращающегося зеркала. Световой пучок, отражаясь последовательно от граней шестигранной призмы, за каждое отражение удваивает свою угловую скорость. Такого типа модулятор позволяет вырабатывать световые импульсы наносекундной длительности (см. также [29]).

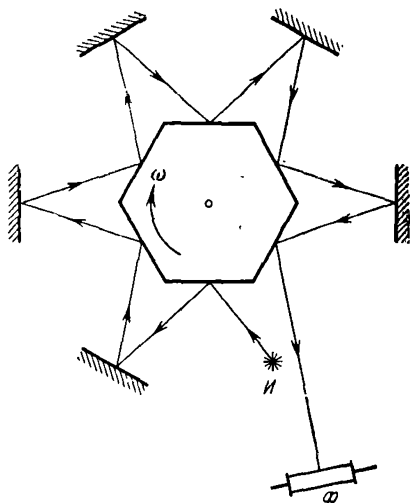


Рис. 47. Схема модулятора с зеркальной призмой.

И — источник света, Ф — исследуемый объект.

Для получения одиночных световых импульсов сравнительно большой длительности и произвольно большой скважности, а также создания прямоугольной «ступеньки» возбуждения с малой длительностью фронта применяются электродинамические затворы [16]. Схема устройства одного из затворов такого типа приведена на рис. 48. Световой пучок перекрывается легкой заслонкой А, которая укреплена с помощью стального полого стержня В на торце «звуковой» катушки В от электродинамического громкоговорителя, помещенной в узком воздушном зазоре постоянного магнита М. При переводе ключа К, например, в положение 1, через

катушку проходит мощный импульс тока разряда конденсатора C_1 , в результате чего подвижная часть модулятора с флажком резко движется вверх и далее удерживается в этом положении небольшим током батареи E через ограничивающее сопротивление R . При переводе ключа K в положение 2 катушка с флажком столь же резко движется вниз под действием токового импульса обратного направления, вызываемого разрядом конденсатора C_2 . Время фронта открывания (закрывания) светового потока в модуляторе этого типа составляет $10^{-4} - 10^{-5}$ сек.

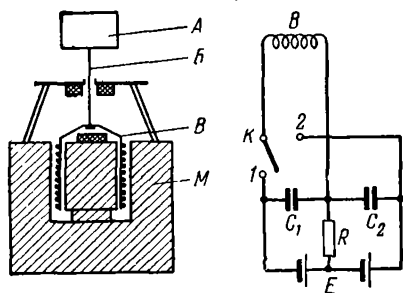


Рис. 48. Слева — электродинамический затвор (разрез), справа — схема включения катушки B в электрическую цепь.

Из модуляторов, использующих магнитооптический эффект Фарадея (вращение плоскости поляризации света в некоторых веществах под действием магнитного поля) и электрооптические эффекты, мы остановимся на устройстве, получившем

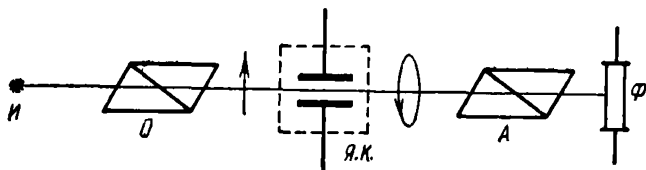


Рис. 49. Схема модулятора с использованием ячейки Керра. $П$ — поляризатор, $Я. К.$ — ячейка Керра, $А$ — анализатор.

широкое распространение в виде так называемой ячейки Керра [2, 19, 22, 30]. Схема модулятора приведена на рис. 49. Свет от источника $И$ проходит вначале через поляризатор (например, призму Николя), после чего он становится линейно поляризованным, и затем попадает в ячейку Керра, представляющую собой плоский электрический конденсатор, наполненный жидкостью, обладающей большой электрооптической постоянной (чаще всего нитробензолом). После этого свет, проходя через поляризующее устройство (анализатор $А$),

попадает на освещаемый объект Φ . Без электрического напряжения нитробензол представляет оптически изотропную среду, и если поляризационные призмы скрещены под углом 90° , то свет через систему не проходит. При создании в ячейке электрического поля, направленного обычно под углом 45° к плоскости поляризации света, нитробензол становится анизотропным, приобретает свойства одноосного кристалла; вследствие двойного лучепреломления свет оказывается эллиптически поляризованным и проходит через анализатор на объект с интенсивностью, примерно пропорциональной напряженности электрического поля. Постоянная времени эффекта Керра не превосходит 10^{-9} сек, что позволяет производить весьма высокочастотную модуляцию светового потока. Конструктивно ячейки выполняются в виде кюветы призматической или цилиндрической формы с параллельными входным и выходным окнами. Электроды применяются либо параллельные, либо скошенные. В некоторых случаях употребляются многоэлектродные ячейки. Наиболее эффективна работа ячейки при напряжении E_m , соответствующем первому максимуму (рис. 50), что в обычных конструкциях ячеек требует переменного напряжения порядка 3 кВ. Часто для уменьшения необходимой величины переменного напряжения используется подача на ячейку постоянного смещения в ~ 2 кВ

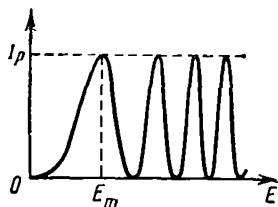


Рис. 50. Зависимость величины эффекта Керра I_p в нитробензоле от электрического поля E .

и переменного модулирующего электрического сигнала (~ 1 кВ). Однако при этом следует иметь в виду, что в отсутствие переменного напряжения поляризаторы не могут быть скрещены полностью «на темноту» и переменный световой сигнал подается на объект в присутствии постоянной подсветки, что в некоторых случаях нежелательно. В описанных в литературе установках для фотоэлектрических исследований на основе ячеек Керра получены модуляторы с частотой переменного синусоидального светового потока в несколько десятков мегагерц, а при импульсной модуляции — с прямоугольным световым импульсом, имеющим фронт от 10^{-7} до $2 \cdot 10^{-8}$ сек.

Для периодической синусоидальной модуляции светового потока используются дифракционные модуляторы света [14, 20], обладающие относительно большой светосилой и выгодно отличающиеся от ячейки Керра низковольтным высокочастотным питанием. Работа модулятора основана на дифракции света при прохождении его через жидкость, в которой имеется поле ультразвуковых стоячих волн. Схематически устройство модулятора представлено на рис. 51. На дне закрытой кюветы, имеющей два окна и заполненной жидкостью (обычно ксилолом), установлен пьезоэлектрический вибратор, например в виде пластины из титаната бария, настроенный на определенную частоту механических колебаний.

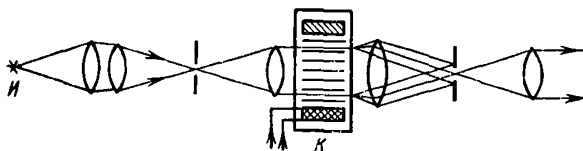


Рис. 51. Схема дифракционного модулятора на ультразвуковых колебаниях.

И — источник света, *К* — кювета с вибратором и ксилолом.

Точно такая же пластина укрепляется сверху. Колебания пластин возбуждаются от источника электрического высокочастотного напряжения. Тогда в жидкости возникают стоячие продольные волны, причем сжатия и разрежения в пучностях колебаний настолько велики, что вызывают существенное изменение плотности жидкости и ее коэффициента преломления. Образуется правильная объемная решетка для света, периодически возникающая и исчезающая с частотой, равной удвоенной частоте колебаний пластины. Поскольку длина волны ультразвука оказывается сравнимой с длиной световой волны, на решетке происходит дифракция света, при этом в главном нулевом максимуме свет не модулирован, и для освещения объекта используется обычно свет, отклоненный в направлении дифракционного максимума первого порядка. В модуляторах этого типа частота колебаний составляет от 5 до 20 Мгц.

В последнее время особенно широкое распространение в качестве модуляторов получили источники света, дающие переменный во времени световой поток. Из этого типа модуляторов мы остановимся на трех. 1) использование свечения

люминесцентного экрана под действием пучка электронов, 2) искровой разряд в воздухе, 3) импульсные лампы.

Применение в качестве источника света люминесцентного свечения экранов под действием падающего на него потока электронов является удобным методом скоростной модуляции [13, 25]. Обычно с этой целью используются проекционные телевизионные трубки. Модуляция тока осуществляется подачей отпирающего импульса напряжения на сетку трубки. В результате получается световой импульс весьма большой яркости и совершенной прямоугольной формы с временем фронта примерно 10^{-7} сек. Модуляция смещением тока электронов в определенную точку экрана (что приводит к появлению свечения в этой точке) может быть осуществлена при помощи отклоняющих пластин.

Искровой разряд представляет собой наиболее распространенную форму электрического разряда в газах. В воздухе при нормальных условиях (атмосферном давлении, нормальной влажности и комнатной температуре) разряд происходит при напряженности электрического поля не менее 31 кв. Искровой разряд начинается с образования разрядного канала (за время порядка 10^{-8} сек), затем некоторое время канал увеличивается, разрядный ток возрастает, — при этом напряжение, составлявшее после образования канала сотни вольт, падает и разряд прекращается. Так как в главном канале разряда основная часть энергии выделяется за весьма короткое время ($\sim 10^{-9}$ сек), температура в плазме разряда достигает, согласно спектрометрическим измерениям, $10\,000^\circ\text{K}$. При этом степень ионизации газа близка к 100%. Разряд сопровождается ярким свечением. Для фотоэлектрических исследований в большинстве случаев к искровому разряду как источнику света предъявляются следующие требования: возможно меньшая общая длительность светового импульса, возможно большая крутизна нарастания света в импульсе, большая яркость, постоянство интенсивности света в импульсе, возможно меньший разброс положения канала искры в разрядном промежутке, возможность управления частотой разрядов. Этим требованиям в значительной мере удовлетворяет устройство, принципиальная схема которого изображена на рис. 52 [23]. Источник представляет собой электрический конденсатор емкостью 0,2 мкф на напряжение 3 кв

с диэлектриком из пленки полистирола. Один из электродов выполнен в виде диска с отверстием диаметром в 1 мм; второй электрод подходит к отверстию острием, — таким образом, разряд происходит между плоскостью и острием, благодаря чему канал искры имеет приблизительно постоянное положение. На освещаемый объект при разряде идет свет, излучаемый вдоль канала искры, благодаря этому зависимость интенсивности от положения пробоя сведена к минимуму. Непосредственно светящееся тело весьма мало ($d \sim 1$ мм). Это дает большие преимущества для хорошей фокусировки.

Особое внимание уделено уменьшению индуктивности конденсатора и снижению сопротивления последовательного

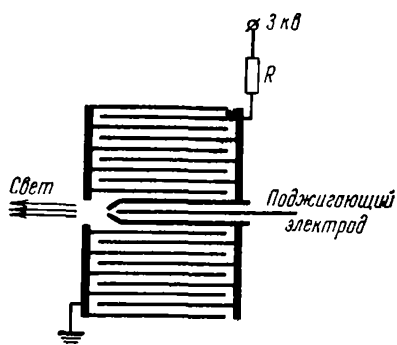


Рис. 52. Искровой источник света.

с частотой, определяемой постоянной времени цепи питания, так и в условиях, когда частотой разрядов можно управлять, пользуясь ионизацией газа в разрядном промежутке, с помощью маломощного высоковольтного разряда между пластиной и специальным поджигающим электродом. Отметим, что в некоторых бесконденсаторных схемах с искрой, а также в устройствах, использующих длинные линии, получена длительность искрового разряда до 10^{-8} сек (например [26]).

В импульсных лампах используется свечение разряда в атмосфере, как правило, инертного газа. Разряд в импульсной лампе характеризуется в большинстве случаев равномерным свечением сравнительно большого объема газа. Свечение достигает весьма большой интенсивности и имеет сплошной спектр от ультрафиолета до инфракрасной области (для

с разрядным промежутком. С этой целью конденсатор имеет так называемую «безындукционную» намотку и сокращенные до минимума расстояния между электродами, выполненными с большими сечениями, что обеспечивает большую интенсивность света и малое полное время разряда (0,2 мксек). Источник может работать как в режиме саморазряда,

использования крайних значений длин волн в спектре баллон изготавливается из кварца или снабжается окошками из прозрачного материала). Конструктивно лампы выполняются либо с шаровым баллоном и близко расположенными электродами — тогда они приближаются к удобному для фокусировки точечному источнику света со светящимся телом размерами в несколько миллиметров, — либо в виде трубки прямой, изогнутой либо спиральной формы, — в этом случае они дают весьма большой интегральный световой поток (см. [24, 21]). В большинстве типов ламп предусмотрено управление возникновением разряда с помощью поджигающих электродов.

Длительность светового импульса в зависимости от электронной схемы (в общем аналогичной схеме питания искры в воздухе) и конструкции лампы может быть от долей микро-секунды до нескольких миллисекунд. Время фронта нарастания светового импульса составляет от 10^{-8} сек до нескольких микросекунд для различных типов ламп. Допустимая частота повторения импульсов — от одиночных ($\sim 0,1$ гц) до 10 кгц (в стробоскопических импульсных лампах).

В применении к фотоэлектрическим исследованиям [18] достоинством импульсных ламп является большая интенсивность света, что позволяет проводить измерения (в частности, спектральные) при малом усилении электрических сигналов, а также создавать, даже в низкоомных полупроводниках, условия высокого уровня возбуждения. Используя малую длительность светового импульса или малое время фронта нарастания, с помощью импульсных ламп можно проводить исследования различных релаксационных процессов и, в частности, измерение малых постоянных времени релаксации. При этом можно использовать метод компенсации сдвига фаз.

Из приведенного выше краткого обзора следует, что выбор модулятора, удовлетворяющего требованиям фотоэлектрических исследований по спектральной области, интенсивности света и временным характеристикам сигнала, должен производиться исходя из конкретных условий эксперимента.

Отметим, что использование последних достижений полупроводниковой электроники (оптические мазеры, рекомбинационное излучение инжектированных носителей тока и др.), по-видимому, уже в ближайшее время может обеспечить существенный прогресс в области скоростной модуляции света.

ГЛАВА 4

ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Образование неравновесных носителей тока может быть результатом как внутренней ионизации в полупроводнике при поглощении радиации, так и нарушения равновесного распределения в сильном поле или за счет явлений инъекации, экстракции и т. п. (при прохождении тока через неоднородную систему, например $n - p$ -переход).

Ниже мы кратко остановимся на особенностях некоторых из этих процессов.

§ 17. Внутренний фотоэффект (возбуждение, связанное с поглощением света)

В § 1 гл. 1 отмечалось, что если в единицу времени через единицу площади поперечного сечения, перпендикулярного к направлению распространения света в веществе, проходит I квантов, то в единице объема поглощается kI квантов (где k — коэффициент поглощения), что приводит к генерации за то же время в единичном объеме $\Delta n'$ электронов и $\Delta p'$ дырок, причем

$$\Delta n' = \beta_n kI, \quad (17.1)$$

$$\Delta p' = \beta_p kI. \quad (17.2)$$

Здесь коэффициенты β_n и β_p имеют смысл соответственно электронного и дырочного квантового выхода, т. е. определяют число электронов (дырок), возникающих в расчете на один поглощенный квант.

При этом следует подчеркнуть, что, поскольку при рассмотрении электронных переходов каждый поглощенный

квант неминуемо возбуждает один электрон, квантовый выход любого единичного микропроцесса поглощения тождественно равен единице и введение в рассмотрение коэффициентов β_n и β_p имеет смысл лишь в связи с возможностью существования наряду с процессами поглощения, приводящими к появлению свободных электронов и дырок, «конкурирующих» механизмов поглощения, не связанных с электронными переходами, либо связанных с такими электронными переходами, которые не приводят к появлению свободных носителей тока ¹⁾.

Следует также подчеркнуть, что конкурирующие механизмы поглощения не обязательно связаны с какими-либо посторонними включениями в материале (примесями, дефектами, межкристаллическими границами в поликристаллах и т. п.). В принципе даже в абсолютно свободном от примесей совершенном монокристалле такое поглощение имеет место. Так, например, при поглощении в собственной полосе наряду с переводом электронов из v -зоны в c -зону (рис. 53, переход 1) часть поглощаемых квантов расходуется на переходы внутри разрешенных зон (переходы 2, 3). При наличии локальных примесных центров возможны также переходы 4 и 5, каждый из которых приводит к образованию носителей только одного знака. Конкурирующие с переходом 1 переходы 2, 3, 4 и 5 могут, очевидно, приводить

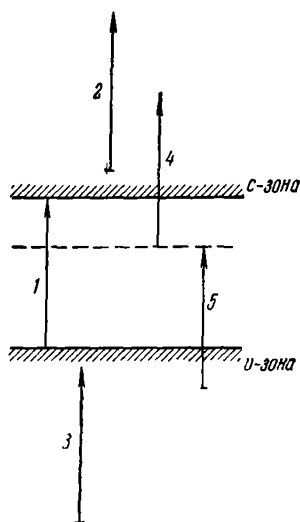


Рис. 53. Возможные переходы в области собственного поглощения.

¹⁾ Кроме того, под β_n и β_p иногда подразумевают так называемый эффективный или «феноменологический» квантовый выход, который может быть связан не только с непосредственными фотопереходами под действием фотонов, но и с последующими быстрыми (и ускользающими от наблюдения) процессами перераспределения зарядов между уровнями полупроводника (см. об этом гл. 6).

к тому, что квантовые выходы образования свободных электронов и дырок β_n и β_p будут меньше единицы.

Мы рассмотрим ниже собственный внутренний фотоэффект, предполагая, что «конкурирующие» механизмы поглощения не играют сколько-нибудь существенной роли. Тогда при поглощении каждого кванта, соответствующего собственной полосе, возникает пара свободных носителей: электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне. Следовательно, $\beta_n = \beta_p = 1$ и Δn , Δp определяются только параметром $h\nu$, так что теория внутреннего фотоэффекта сводится, по существу, к теории поглощения света¹⁾.

Необходимое очевидное условие поглощения фотона и образования пары электрон-дырка есть условие $h\nu \geq \Delta\mathcal{E}$ ²⁾, где $\Delta\mathcal{E}$ — ширина запрещенной зоны полупроводника. Однако когда речь идет об оптических переходах, понятие о ширине запрещенной зоны существенно усложняется. Прежде всего, в принципе эта ширина для оптических переходов может оказаться большей, чем для термических. Это следует из принципа Франка — Кондона и в общем виде объясняется следующим образом.

Переходу электрона при поглощении фотона из одного состояния в другое, с более высокой энергией, соответствует, вообще говоря, и изменение волновой функции электрона. При этом может измениться сила или характер взаимодействия электрона (или центра, которому он принадлежит) с ближайшим окружением в кристаллической решетке, что в свою очередь должно привести к некоторой перестройке этого окружения (связанной, например, со смещением ионов, образующих ионную кристаллическую решетку).

Если такая перестройка происходит медленно по сравнению с электронными переходами, то очевидно, что в результате быстрого фотоперехода электрона кристалл в области вблизи места поглощения фотона оказывается в возбужденном состоянии, из которого он затем медленно за «время

¹⁾ Под «внутренним фотоэффектом» мы здесь понимаем только процесс внутренней ионизации. Протекающие в дальнейшем процессы диффузии, дрейфа и рекомбинации определяют явление «фотопроводимости».

²⁾ Строго говоря, это условие справедливо только, если не учитывать в процессах поглощения роли фононов (см. об. этом ниже).

перестройки» переходит в нормальное конечное состояние. При этом часть энергии, затраченной на фотопереход, выделяется в тепло.

Итак, энергия, необходимая для фотоперехода, оказывается большей, чем энергетический зазор между начальным и конечным состояниями, а следовательно, и больше термической энергии ионизации. Указанное обстоятельство оказывается существенным для ионных кристаллов, где оптическая диэлектрическая постоянная (определяемая только быстро происходящей электронной поляризацией) существенно меньше статической диэлектрической постоянной (определяемой из полной поляризации, включающей и смещения атомов или ионов). Для гомеоплярных веществ оба значения диэлектрической постоянной практически совпадают и, следовательно, значения термической и оптической энергии ионизации близки друг другу.

Однако имеется еще одна причина расхождения в значениях термической и оптической энергий ионизации, которая в принципе может быть существенна и для гомеоплярных веществ. Выше, рассматривая фотопереходы, мы интересовались только вопросом о соотношении величины $h\nu$ и ширины запретной зоны $\Delta\mathcal{E}$, т. е. исходили из необходимости выполнения закона сохранения энергии. Рассмотрим, какие ограничения на фотопереходы налагает закон сохранения импульса. При переходе электрона из v -зоны в c -зону разность между его импульсом в конечном и начальном состояниях $p - p'$ должна быть равна импульсу поглощенного фотона $\frac{h\nu}{c} s$

$$p - p' = \frac{h\nu}{c} s. \quad (17.3)$$

Здесь s — единичный вектор в направлении движения фотона¹⁾.

Однако, поскольку импульс светового фотона ничтожно мал²⁾, выражение (17.3) с большой точностью может быть

¹⁾ В кристаллической решетке величина, соответствующая импульсу свободного электрона, именуется квазиимпульсом. В дальнейшем будет использоваться это наименование.

²⁾ Так, для фотона, соответствующего $\lambda = 2 \text{ мк}$, импульс составляет $1,87 \cdot 10^{-29} \text{ гсм/сек}$. При изменении импульса электрона на указанную величину его энергия изменилась бы всего на $3,5 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$.

заменено на

$$p - p' = 0, \quad (17.4)$$

т. е. разрешенными являются только те переходы, для которых величина и направление квазиимпульса электрона, совершающего переход, остаются неизменными.

На рис. 54 изображена известная диаграмма зависимости энергии от квазиимпульса в v - и c -зонах в наиболее простом случае, когда нижнему краю c -зоны и верхнему краю v -зоны соответствует квазиимпульс, равный нулю, причем энергия зонных электронов и дырок квадратично зависит от квазиимпульса.

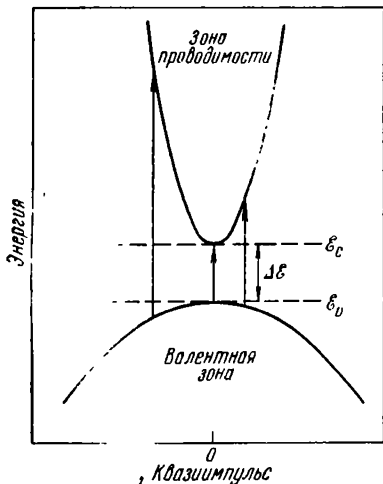


Рис. 54. Кривые зависимости энергии от квазиимпульса для валентной зоны и зоны проводимости в модели полупроводника с «простой энергетической зоной».

Разрешенным переходам (т. е. переходам без изменения квазиимпульса) соответствуют «вертикальные» (или «прямые») переходы. Примеры таких переходов изображены на рисунке вертикальными стрелками. Из рисунка видно, что минимальная энергия фотона $h\nu_{\text{мин}}$ еще способного перевести электрон из v -зоны в c -зону (переход электрона с квазиимпульсом, равным нулю), точно равна ширине запрещенной зоны $\Delta\epsilon$ и, следовательно, энергии термической и оптической ионизации в рассмотренном случае совпадают¹⁾.

Однако, строго говоря, в кристаллической решетке имеет место не закон сохранения импульса, а закон сохранения полного волнового числа k . Лишь в простейшем случае зонной схемы, представленной на рис. 54, волновое число k может быть сопоставлено импульсу (или, точнее, квазиим-

¹⁾ Если изложенные ранее соображения о принципе Франка — Кондона оказываются несущественными.

пульсу) $p = \hbar k$. В веществах с известной зависимостью энергии от волнового числа (число таких веществ пока невелико) [6] эта зависимость не оказалась столь простой, как это изображено на рис. 54.

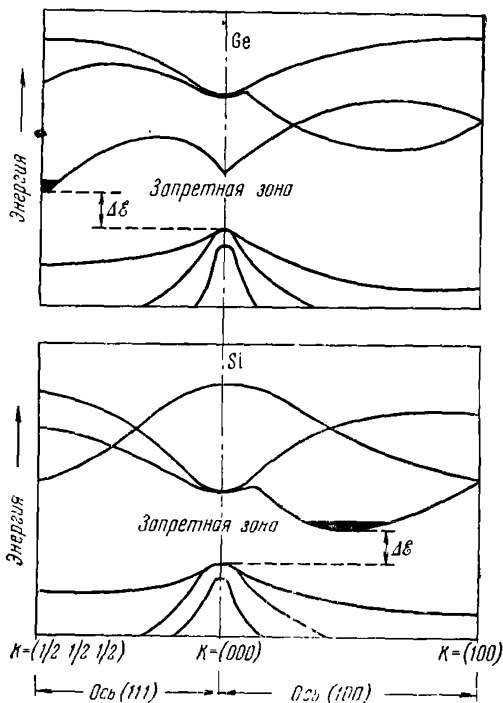


Рис. 55. Схематические диаграммы энергетических зон в германии и кремнии вдоль осей (100) и (111).

Состояния, нормально занятые электронами при обычных температурах, зачернены.

На рис. 55 приведены диаграммы энергетических зон для германия и кремния, полученные из опытов по циклотронному резонансу и оптических измерений [14]. Из рисунков видно, что структура зон весьма сложна и существенно отличается от изображенной на рис. 54. Так, из рис. 55 следует, что, например, валентная зона германия и кремния

состоит из трех зон (две из которых вырождены при $k = 0$), кроме того (что особенно существенно), дну зоны проводимости и потолку валентной зоны соответствуют разные волновые числа k . (В простом случае на рис. 54 дно и потолок находятся при одинаковом значении квазиимпульса $\hbar k = 0$.)

Очевидно, что если рассматривать разрешенные (т. е. «вертикальные») оптические переходы, то минимальная энергия фотона $\hbar\nu_{\text{мин}}$, еще способного перевести электрон из v -зоны в c -зону, теперь уже, вообще говоря, больше, чем минимальное расстояние между зонами $\Delta\mathcal{E}$ (т. е. чем ширина запретной зоны, определяющая термическую энергию ионизации, см. рис. 55). Следовательно, оптическая энергия ионизации как будто бы должна превышать термическую.

Однако для ряда веществ (и в том числе для германия и кремния) на опыте получено близкое совпадение термической и оптической энергий ионизации. Соответствующие данные для некоторых из них при комнатной температуре приведены в таблице.

Т а б л и ц а 1

	Ge	Si	AlSb	GaSb	InAs	InSb
$\Delta\mathcal{E}$, эв	0,65	1,09	1,65	0,69	0,35	0,18
$\hbar\nu_{\text{мин}}$, эв	0,62	1,05	1,5	0,7	0,35	0,18

Для объяснения этого факта приходится предположить, что наряду с рассмотренными выше вертикальными оптическими переходами реализуются (и имеют достаточно большую вероятность) «невертикальные» (или «непрямые») переходы, когда, кроме энергий, меняется и волновой вектор k (рис. 56).

Поскольку, как было показано выше, такие переходы при взаимодействии «двух тел»: фотона с электроном — невозможны (ибо они противоречили бы закону сохранения волнового числа), приходится принять, что при поглощении достаточно большой вероятностью обладают и процессы взаимодействия «трех тел»: фотона, электрона и кванта колебаний решетки — фонона. В результате такого взаимо-

действия электрон приобретает энергию фотона (в основном) и изменяет свое волновое число за счет фонона, т. е. в результате взаимодействия с решеткой.

На рис. 56 показаны примеры прямых и непрямых фотопереходов. Переход между потолком v -зоны и дном c -зоны, для которого достаточен квант с энергией $h\nu = \varepsilon_c - \varepsilon_v$, есть непрямой переход.

Поскольку вероятность непрямых переходов (для которых требуется взаимодействие «трех тел») должна быть, вообще говоря, меньше вероятности прямых переходов (для которых достаточно взаимодействия «двух тел»), то в спектральных кривых поглощения при переходе к фотонам больших энергий, способным вызывать прямые переходы, должно наблюдаться более или менее резкое возрастание поглощения.

Тщательное изучение структуры собственной полосы поглощения для германия, кремния и некоторых других материалов (см. обзор [6]) подтвердило это ожидание. На рис. 57 приведена спектральная зависимость поглощения в собственной полосе в германии. Заметное поглощение начинается с энергий фотонов $h\nu \sim 0,65$ эв. Эта энергия хорошо совпадает с шириной запрещенной зоны в германии при комнатной температуре, и, следовательно, поглощение связано с непрямыми переходами. С ростом $h\nu$ поглощение растет, однако особенно резкое возрастание (кривая на рис. 57 изображена в логарифмическом масштабе) начинается с $h\nu \approx 0,81$ эв. Это возрастание связывается с появлением при $h\nu > 0,81$ эв прямых переходов.

На рис. 58 приведена аналогичная кривая для сернистого свинца. Поглощение в интервале длин волн от 3 до ~ 1 мик

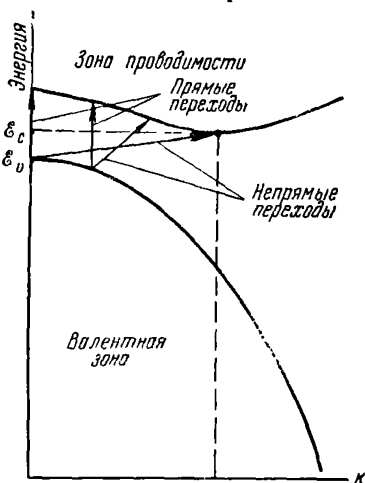


Рис. 56. Схематическая диаграмма вертикальных (прямых) и не-вертикальных (непрямых) межзонных переходов.

соответствует непрямым переходам¹⁾. Резкое возрастание поглощения при $\lambda \sim 0,9$ мк ($h\nu \sim 1,3$ эв) связано с появлением прямых переходов.

(В более поздних исследованиях приводятся другие значения для границы прямых переходов).

Итак, для большой группы важных фотопроводников наблюдается хорошее совпадение термической и оптической энергий ионизации, объясняемое совпадением оптической и статической диэлектрической постоянной и достаточно большой вероятностью не прямых фотопереходов.

В заключение необходимо заметить, что в некоторых случаях поглощение (и, в частности, поглощение вблизи длинноволнового края) может определяться не только видом энергетического спектра (т. е., например, шириной запрещенной зоны), но и характером заполнения энергетических состояний равновесными электронами и дырками. Действительно, если, например, в случае вырождения электронного полупроводника равновесные электроны в s -зоне

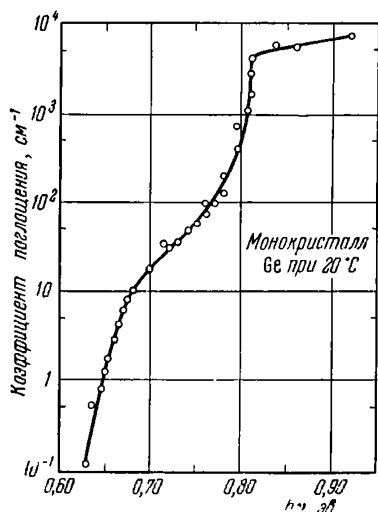


Рис. 57. Зависимость коэффициента поглощения в германии от энергии квантов.

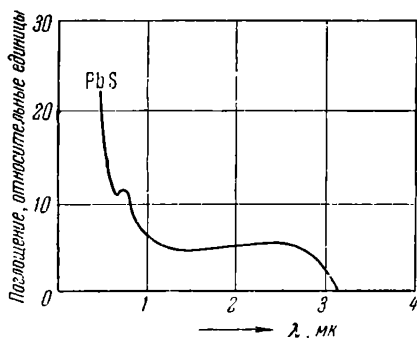


Рис. 58. Спектр собственного поглощения в PbS

¹⁾ При этом ширина запрещенной зоны, вычисленная из длинноволновой границы, как и следовало ожидать, близка к гермической энергии ионизации.

занимают все состояния в некоторой области, примыкающей ко дну зоны, то очевидно, что энергия кванта $h\nu_{\text{мин}}$, необходимая для перевода электрона из ν -зоны в c -зону, должна превышать ширину запретной зоны $\Delta\mathcal{E}$ на эффективную ширину \mathcal{E}_m участка в c -зоне, занятого электронами, т. е. в этом случае $h\nu_{\text{мин}} = \Delta\mathcal{E} + \mathcal{E}_m$. Меняя концентрацию равновесных электронов в c -зоне, можно в этом случае изменять длинноволновую границу собственного поглощения и фотоэффекта.

Указанное явление было обнаружено в антимониде индия [10]. В этом веществе эффективные массы электрона m_n и дырки m_p (а следовательно, и плотности состояний в c - и ν -зонах N_c и P_ν) резко различны: $m_n \approx 0,03m_0$, $m_p \approx 0,2m_0$.

Так как плотность состояний в c -зоне аномально мала, то в случае вырождения электроны, занимая состояния у дна зоны, заполняют значительный интервал энергий \mathcal{E}_m , что приводит к смещению длинноволновой границы в сторону коротких длин волн.

Так, например, при комнатной температуре длинноволновая граница в чистом InSb находится \sim у 7,1 мк, в то время как при концентрации электронов $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ она смещается до 3,5 мк.

На рис. 59 показана диаграмма зависимости энергии от импульса для InSb и показан прямой переход, соответствующий $h\nu_{\text{мин}}$. Показано наинизшее незаполненное состояние в зоне проводимости для образца n -типа с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (\mathcal{E}_m). Пунктиром показаны кривые, соответствующие полупроводнику, у которого $m_n = m_p = m_0$.

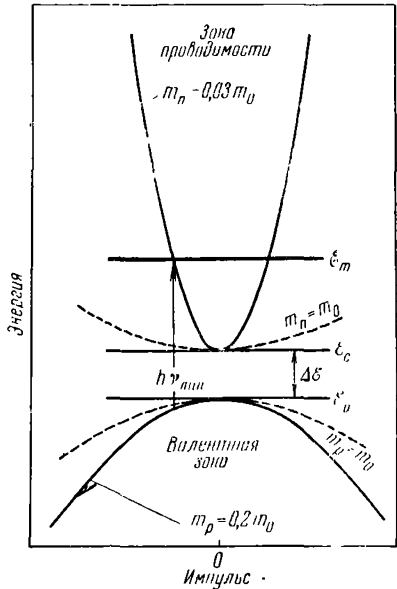


Рис. 59. Зависимость энергии от квазиимпульса в InSb.

На рис. 60 представлена расчетная кривая зависимости $h\nu_{\text{min}}$ от концентрации электронов, хорошо совпадающая с экспериментальными данными. В дырочном InSb при тех же условиях смещение оказывается незначительным из-за много большей плотности состояний в v -зоне.

До сих пор нами рассматривался только вопрос о длинноволновой границе, который изучен значительно лучше, нежели вопрос о полной форме спектральной кривой собственного поглощения.

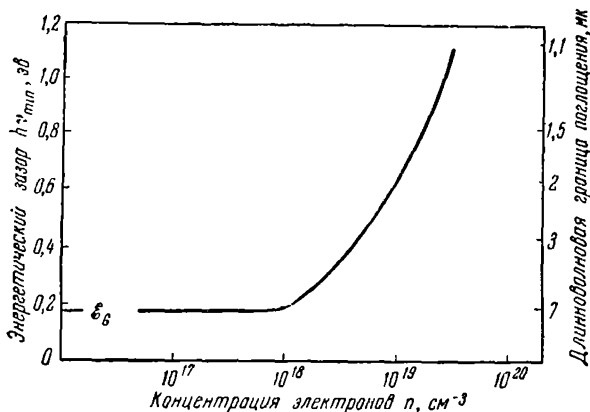


Рис. 60. Зависимость оптического энергетического зазора $h\nu_{\text{min}}$ от концентрации носителей заряда в InSb n -типа.

Казалось бы, структура экспериментально полученной кривой поглощения может дать важные сведения об энергетической плотности состояний в зонах (ибо интенсивность фотопереходов, наблюдаемая по поглощению при некоторой заданной длине волны, связана с плотностью состояний участков v - и s -зон, между которыми имеет место переход). Однако анализ формы спектра поглощения с целью получения сведений об энергетической структуре спектра в зонах оказывается весьма затрудненным по ряду причин, среди которых можно упомянуть следующие: 1) вероятность фотоперехода связана с энергетической плотностью состояний не в одной, а в двух зонах. Кроме того, она может определяться не только плотностью состояний. 2) На поглощение при прямых переходах между определенными состояниями

в зонах с одинаковым волновым числом может налагаться поглощение при не прямых переходах и искажать картину. 3) Прямые исследования поглощения в собственной полосе затруднены из-за большой величины поглощения и необходимости экспериментировать с очень тонкими образцами. Получаемые результаты не могут претендовать на большую точность.

Лишь в случае очень резких изменений энергетической плотности состояний в зонах, связанных с «наложением» зон, в спектральных кривых поглощения можно ожидать появления отчетливых особенностей, по которым можно было бы сделать выводы о структуре зон.

Однако третья из названных выше причин затрудняла до последнего времени исследования в этом направлении¹⁾.

§ 18. Ионизация квантами и частицами больших энергий

Собственная полоса поглощения, всегда имеющая отчетливо выраженную длинноволновую границу, в принципе может иметь и коротковолновую, определяемую наибольшей энергией фотона, возможной при переходах между двумя зонами — валентной и проводимости.

Однако есть основания предполагать, что во многих случаях зона проводимости смыкается (или перекрывается) с вышележащими разрешенными зонами, образуя сплошной спектр, простирающийся безгранично. В этом случае и кривая поглощения простирается далеко в коротковолновую область, причем на поглощение, определяемое переходами между v - и c -зоной, при достаточно малой длине волны начинает накладываться поглощение, связанное с переходами в c -зону из нижележащих глубоких зон или уровней. Это усложняет явление. Однако весьма существенное усложнение при смещении в коротковолновую область возникает еще раньше по другой причине. Дело в том, что сделанное нами выше предположение о том, что теория внутреннего фотоэффекта

¹⁾ В последние годы значительные успехи в изучении структуры зон по спектрам поглощения получены при изучении внутризонных фотопереходов, связанных с поглощением света свободными носителями тока (это поглощение изучается вне собственной полосы; затруднения, сформулированные в п. 3, в этом случае не возникают).

(при отсутствии конкурирующих механизмов) есть теория поглощения, верно лишь в некоторой области, примыкающей к длинноволновому краю, ибо для фотонов достаточно большой энергии явление фотоперехода может сопровождаться эффектом ударной ионизации, увеличивающим «эффективный» квантовый выход¹⁾. Действительно, если, например, при поглощении кванта $h\nu$ (рис. 61, а) переведенный в верхнюю

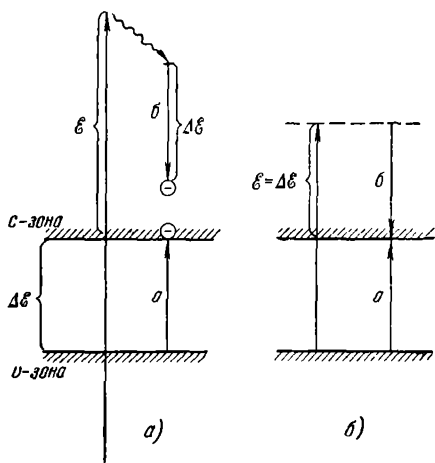


Рис. 61. Схема электронных переходов при поглощении фотона с энергией, в несколько раз превосходящей ширину запрещенной зоны.

зону электрон обладает энергией ϵ , большей чем ширина запрещенной зоны $\Delta\epsilon$, то такой электрон может, передав часть своей энергии электрону v -зоны, перевести его в c -зону (переход a). При этом и первый электрон, уменьшив свою энергию (переход b), остается в c -зоне. В результате поглощение одного фотона приводит из-за вторичного процесса ударной ионизации к освобождению двух электронов и двух дырок (вместо одной пары электрон-дырка в обычном случае), т. е. возникает процесс «размножения».

¹⁾ Очевидно, что если квантовый выход $\beta \neq 1$, то теория внутреннего фотоэффекта уже не сводится к теории поглощения.

Если, далее, увеличивать энергию фотонов, то становятся возможными множественные процессы ударной ионизации, когда созданные при первичном акте поглощения электрон и дырка образуют при ударной ионизации добавочные пары электрон-дырка, причем энергия этих электронов и дырок достаточна для того, чтобы в свою очередь при ударной ионизации образовывать новые пары, и т. д.

При поглощении рентгеновских и гамма-квантов такие процессы размножения при множественной ударной ионизации могут содержать десятки и сотни тысяч каскадов, приводя к тому, что в конечном счете почти вся энергия квантов затрачивается на ионизацию, т. е. на образование свободных электронов и дырок в s - и v -зонах¹⁾.

Отметим, что приблизительно аналогичным образом протекает процесс ионизации, если вместо фотонов использовать заряженные частицы большой энергии (β -частицы, α -частицы, протоны и т. п.). Эти частицы в результате первичного акта ионизации образуют, так же как и гамма-кванты, быстрые электроны, которые в дальнейшем в результате многокаскадного размножения освобождают большое число электронов и дырок в зонах.

Экспериментальные данные полностью соответствуют соображениям, приведенным выше. Эффективный квантовый выход при ионизации гамма-квантами достигает многих сотен тысяч, в то время как для квантов $h\nu$, не сильно превышающих ширину запретной зоны, он обычно близок к единице [3, 4].

Из рис. 62 видно, что в германии переход от $\beta = 1$ к $\beta > 1$ происходит в области, где $h\nu$ превышает ширину

¹⁾ В случае квантов большой энергии (например, гамма-квантов) явление протекает сложнее, чем это описано выше. Поглощение квантов большой энергии происходит в основном не в виде единичного акта внутреннего фотоэффекта, а в результате комpton-эффекта, когда энергия кванта передается частями при нескольких столкновениях электронам отдачи. Кроме того, обмен энергии определяется не только процессами ударной ионизации. Так, если при ионизации освобождаются электроны глубоких оболочек атома, то могут возникать характеристические рентгеновы лучи, поглощение которых в свою очередь ведет к ионизации.

Для нас существенно, однако, что все эти сложные процессы проходят весьма быстро и завершаются, в конечном счете, образованием неравновесных электронов и дырок в зонах.

запретной зоны в несколько раз [9, 13]. Из рис. 63 видно, что для кремния β становится больше единицы и, следовательно, ударная ионизация становится существенной при $h\nu > 3$ эв [13, 15].

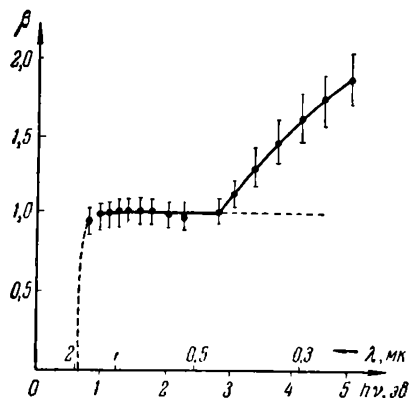


Рис. 62. Зависимость квантового выхода от энергии квантов для германия [13].

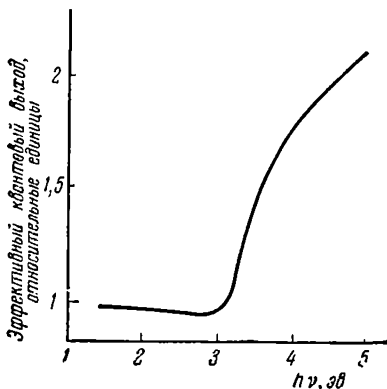


Рис. 63. Зависимость квантового выхода от энергии квантов для кремния.

Из закона сохранения энергии следует, что электрон или дырка, для того чтобы вызвать ударную ионизацию, должны обладать кинетической энергией не меньшей, чем ширина запретной зоны. Образование таких электронов и дырок, казалось бы, возможно уже при поглощении квантов $h\nu = 2\Delta\mathcal{E}$ (такой процесс изображен на рис. 61, б). Однако из экспериментальных данных видно, что на самом деле ударная ионизация становится существенной при значительно больших значениях $h\nu$. Это, по-видимому, объясняется правилами отбора, налагающимися как на процесс фотоионизации, так и на процесс ударной ионизации.

Действительно, прямой фотопереход, изображенный на рис. 61, б, удовлетворяющий закону сохранения энергии, может оказаться противоречащим закону сохранения импульса, и, следовательно, интенсивное образование свободных электронов и дырок с энергией, достаточной для ударной иони-

зации, будет происходить лишь при поглощении квантов с энергией, значительно превышающей $2\Delta\mathcal{E}$ (рис. 61, а) [11, 19]. Существенное значение могут иметь и запреты, связанные с необходимостью сохранения импульса при ударной ионизации. Роль этого обстоятельства иллюстрируется рис. 64. На рисунке густо заштрихованы примыкающие к краям участки разрешенных зон, в которых энергия носителей тока недостаточна для ударной ионизации. Ударная ионизация, показанная прямыми стрелками, осуществляется лишь носителями, вначале находящимися вне этих участков. В силу закона сохранения импульса ширина густо заштрихованных участков может несколько превосходить ширину запретной зоны.

Для частиц и квантов больших энергий на образование пары электрон-дырка затрачивается энергия, значительно превышающая ширину запретной зоны. Это объясняется тем, что многокаскадный процесс ударной ионизации достаточно часто завершается тем, что образуются носители, отстоящие довольно далеко от краев зон, но все же внутри заштрихованных участков (рис. 64).

Такие носители уже не производят ударной ионизации и раздают свою (довольно большую) энергию при столкновениях с фонами кристаллической решетки (волнистые стрелки). Кроме того, даже носители тока, еще обладающие достаточно большой энергией для ударной ионизации, тоже могут при взаимодействии с решеткой (фонами) терять часть своей энергии. Наличие указанных процессов перехода энергии в тепло приводит к тому, что средняя энергия образования пары электрон-дырка при ионизации частицами и квантами больших энергий оказывается значительно больше ширины запретной зоны,

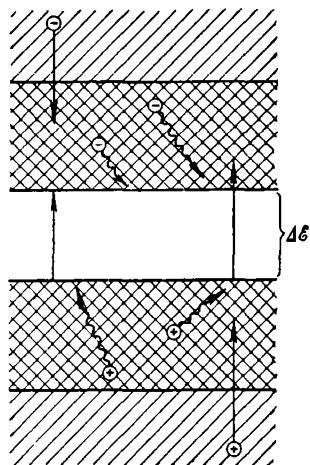


Рис. 64. Схема, объясняющая тот факт, что при ионизации частицами и квантами больших энергий затрата энергии на образование пары электрон-дырка существенно превышает ширину запретной зоны.

§ 19. Другие методы «генерации» неравновесных носителей тока

А Использование «анейтральных» контактов

Отклонение концентрации носителей тока в полупроводнике от равновесной может быть достигнуто не только в результате ионизации светом или иными излучениями, но и (в определенных условиях) за счет приложения напряжения к контакту этого полупроводника с другим материалом. Появление отклонения концентрации от равновесной возможно при этом, если контакт не является нейтральным¹⁾.

«Обеднение» или «обогащение» носителями тока полупроводника с «анейтральным» контактом при приложении поля связано с тем, что соотношение между электронной и дырочной компонентами тока в глубине полупроводника и в районе контакта может быть неодинаковым. Тогда очевидно, что протекание тока должно приводить к изменению концентрации носителей в объеме полупроводника. Введем

коэффициент $\gamma_0 = \frac{\mu_p p_0}{\mu_p p_0 + \mu_n n_0}$, характеризующий «состав»

тока в объеме полупроводника и коэффициент γ_k , аналогичным образом характеризующий его на контакте [7, 8].

Очевидно, что если $\gamma_k = \gamma_0$, т. е. соотношения между дырочной и электронной составляющими тока в объеме полупроводника и на контакте одинаковы, то прохождение тока не может изменить концентрации электронов и дырок.

Действительно, количество носителей данного сорта, входящих из контакта в примыкающую к нему область полупроводника, равно количеству уходящих из этой области.

Иное положение имеет место при $\gamma_k \neq \gamma_0$. В этом случае состав тока у контакта и в объеме — разный (хотя полный ток в любом сечении одинаков). Следовательно, пропускание тока должно приводить к изменению концентрации носителей против равновесной, имевшей место в отсутствие тока.

¹⁾ То есть если имеет место искривление зон полупроводника у контакта, появляющееся при контакте материалов с разной работой выхода.

В соответствии с двумя возможными типами «анейтральных» контактов, дающих запиорный и антизапиорный слои, а также с двумя возможными полярностями напряжения, приложенного к системе, содержащей контакт, можно различать четыре возможных случая изменения концентрации.

Рассмотрим их, например, для электронного полупроводника:

1. *Запиорный слой (например, $n - p$ -переход).*

а) На контакте — плюс по отношению к объему (прямое направление), $\gamma_k > \gamma_0$, объем, примыкающий к контакту, обогащается носителями тока. Это явление называется «инъекцией».

б) На контакте — минус (обратное направление), $\gamma_k < \gamma_0$, объем, примыкающий к контакту, обедняется носителями. Явление именуется «экстракцией».

2. *Антизапиорный слой (например, $n - n'$ -переход).*

а) На контакте — плюс, $\gamma_k < \gamma_0$, обеднение объема, примыкающего к контакту, именуемое «эксклюзией».

б) На контакте — минус, $\gamma_k > \gamma_0$, обогащение объема у контакта, именуемое «аккумуляцией».

Распределения неосновных носителей в указанных случаях иллюстрируются кривыми на рис. 65.

На двух верхних графиках «анейтральный» контакт расположен слева, а на двух нижних — справа.

Из четырех возможных вариантов изменения концентрации в полупроводнике, контактирующем с «анейтральным» контактом, наибольшее значение имеет инъекция, широко используемая в полупроводниковых приборах, а также при исследованиях в качестве метода генерации неравновесных носителей.

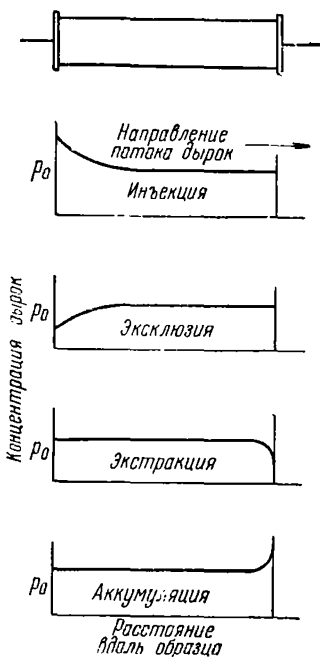


Рис. 65. Изменение концентрации дырок вдоль образца для разных типов отклонения от равновесной концентрации.

Б. Образование неравновесных носителей при ударной ионизации

В § 18 уже подчеркивалось, что носители тока, обладающие кинетической энергией, превосходящей ширину запретной зоны, в принципе могут, в результате ударной ионизации, вызывать появление новых носителей.

Кинетическая энергия носителей может быть повышена за счет внешнего электрического поля. Если это поле настолько велико, что за время порядка времени релаксации (энергии) носители успевают приобрести от внешнего поля энергию, достаточную для ударной ионизации, то в результате такой ионизации концентрация носителей возрастет, т. е. появятся неравновесные носители тока.

Для появления заметного эффекта «собственной» ударной ионизации (связанной с межзонными переходами) требуются весьма сильные поля $\sim 10^5$ в/см (такие поля легко достигаются в $n-p$ -переходах) [16]. Однако, кроме «собственной», возможна также «примесная» ударная ионизация, требующая меньших полей. Так, например, ударная ионизация примесей элементов третьей и пятой групп в германии происходит при полях $\sim 5-10$ в/см [12, 18]. В ряде исследований (проделанных при температуре жидкого гелия) примесная ударная ионизация в германии использовалась как метод генерации неравновесных носителей.

Следует учитывать, что в условиях сильных полей становится существенным эффект увеличения средней кинетической энергии носителей, т. е. их «разогревание».

Таким образом, в противоположность случаю фотоионизации здесь часто реализуются условия, когда температура носителей тока заметно отличается от температуры решетки.

Г Л А В А 5
**РЕКОМБИНАЦИЯ ЧЕРЕЗ ПРОСТЫЕ
ЛОКАЛЬНЫЕ ЦЕНТРЫ**

**§ 20. Введение. Ограничения, налагаемые
законами сохранения энергии и импульса**

Основной вопрос, возникающий при рассмотрении процесса рекомбинации зонных электрона и дырки, — это вопрос о том, в каком виде выделяется освобождающаяся при рекомбинации энергия.

Если при этом акт рекомбинации сопровождается появлением светового кванта, т. е. энергия, освобождающаяся при рекомбинации, выделяется в виде люминесцентного свечения, то интерпретация механизма рекомбинации не вызывает затруднений.

Действительно, одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса обеспечивается здесь либо тем, что рекомбинируют электрон и дырка с равными (и противоположно направленными) импульсами и при этом выделяется световой квант с импульсом, приблизительно равным нулю, но уносящий всю энергию, выделяющуюся при рекомбинации, либо акт рекомбинации происходит в виде соударения трех «тел»: электрона, дырки и фонона. В этом случае фонон, получая (или отдавая) небольшую долю выделяющейся энергии, может приобрести (или передать) практически весь импульс и тем самым обеспечить возможность рекомбинации (с излучением фотона) электронов и дырок с разными импульсами.

Два указанных выше варианта рекомбинации с излучением, как легко видеть, обратны процессам поглощения света, приводящим к так называемым «прямым» и «непрямым»

фотопереходам электрона из валентной зоны в зону проводимости. Теория рекомбинации зонных электрона и дырки с излучением была предложена Ван Русбреком и В. Шокли (см. об этом подробнее в гл. 8). Приравняв (в условиях теплового равновесия) интенсивность генерации пар электрон-дырка тепловым излучением к интенсивности их излучательной рекомбинации, авторы вычислили вначале равновесный коэффициент излучательной рекомбинации (поскольку интенсивность генерации определяется количеством энергии теплового излучения, поглощаемой полупроводником, то оказалось, что при вычислении равновесного коэффициента излучательной рекомбинации для конкретного полупроводника требуется знание оптических постоянных и, в частности, коэффициента поглощения в собственной полосе.) Учитывая, что распределение неравновесных электронов и дырок в зонах не отличается от распределения равновесных, Ван Русбрек и Шокли использовали полученный коэффициент и для описания излучательной рекомбинации *неравновесных* носителей. Не углубляясь здесь в подробности их расчетов (см. § 37), укажем лишь, что для чистых полупроводников с обычными значениями ширины запретной зоны (1—2 эв) интенсивность излучательной рекомбинации оказалась ничтожной. Так, например, в чистом германии ($\Delta E \approx 0,7$ эв) при комнатной температуре время жизни по отношению к излучательной рекомбинации оказалось равным 0,75 сек. Для веществ с более широкой запретной зоной оно еще больше. Поскольку обычно значения τ , измеряемые на опыте, существенно меньше, чем приведенные выше, очевидно, что излучательная рекомбинация играет относительно малую роль в реальных условиях¹⁾ и, следовательно, существуют иные механизмы, играющие основную роль. Ясно, что эти механизмы безызлучательной рекомбинации должны предусматривать превращение выделяющейся энергии в тепло. На опыте безызлучательная рекомбинация, как уже подчеркивалось, наблюдается в подавляющем большинстве случаев, однако интерпретация такой рекомбинации вызывает значительные трудности.

¹⁾ Исключение составляют полупроводники с узкой запретной зоной, где интенсивность излучательной рекомбинации велика и она может играть определяющую роль. Так, например, в InSb (при комнатной температуре $\Delta E = 0,18$ эв) время жизни по отношению к излучательной рекомбинации составляет всего $\sim 10^{-6}$ сек

Основная трудность связана с тем, что выделяющаяся в каждом акте рекомбинации энергия порядка ширины запрещенной зоны полупроводника (т. е. $\sim 1-2 \text{ эв}$) не может быть поглощена *одним* фононом. С другой стороны, процесс, сопровождающийся передачей энергии сразу большому числу фононов, должен быть чрезвычайно маловероятным.

До настоящего времени полной теории, описывающей количественно механизмы безызлучательной рекомбинации и дающей возможность вычислить ее сечение, не существует. Однако имеются некоторые соображения, показывающие принципиальную возможность рекомбинации с переходом энергии в энергию тепловых колебаний решетки [24].

Наряду с этим рассмотрены механизмы, в которых трудность объяснения передачи энергии непосредственно колебаниям решетки устраняется учетом возможного взаимодействия носителей тока друг с другом. Так, например, энергия, выделяющаяся при рекомбинации электрона и дырки, может быть передана свободному носителю тока, который лишь в дальнейшем постепенно передает ее решетке при столкновениях. Такой механизм рекомбинации именуется «ударным», так как для рекомбинации требуется столкновение рекомбинирующих электрона и дырки с еще одним носителем, которому передается выделяющаяся энергия (см. § 40). Рассмотрен механизм рекомбинации, когда энергия вначале передается коллективным движениям свободных носителей тока (так называемым колебаниям плазменного типа) [15], а также механизм рекомбинации с образованием экситонов [16].

Приведенные выше соображения о безызлучательной рекомбинации относятся не только к случаю рекомбинации зонных электрона и дырки, но и к случаю захвата свободного носителя локальным центром (ловушкой). В этом случае рекомбинационный акт совершается в две ступени: например, вначале электрон захватывается на уровень примесного центра (ловушки), а затем на тот же уровень захватывается дырка (что эквивалентно переходу захваченного электрона в валентную зону).

Мы уже подчеркивали выше, что, как сейчас твердо установлено, примеси и дефекты играют определяющую роль в рекомбинационных процессах. Механизм рекомбинации через примесные центры использовался уже довольно давно, во

многих исследованиях, для объяснения результатов изучения фотопроводимости (см., например, [1, 2]). Однако лишь экспериментальные исследования последних лет, проведенные главным образом на веществах группы германия (Ge, Si) и группы CdS (CdS, CdSe, CdTe), однозначно установили, что в этих веществах и, вероятно, во многих других рекомбинация в основном определяется количеством и сортом примесей. Таким образом, рекомбинация через центры является одним из наиболее важных, реально осуществляющихся механизмов.

§ 21. Рекомбинация через локальные центры (ловушки). Захват локальными центрами носителей тока

Эффективность рекомбинации через примесный центр в первую очередь определяется вероятностью захвата электрона или дырки этим центром. Однако эта вероятность еще не определяет однозначно вероятности рекомбинации. Действительно, захваченный центром электрон (дырка) имеет две возможности: либо рекомбинировать со свободной дыркой (электроном), либо быть выброшенным тепловым движением из центра обратно в зону (последний процесс не рассматривался нами в гл. 1).

Таким образом, теория рекомбинации через центры должна решать два круга проблем: с одной стороны, на основе рассмотрения процесса взаимодействия носителя тока с центром рекомбинации описать процесс захвата и вычислить сечение захвата, с другой стороны, дать описание статистики рекомбинации, т. е. вычислить интенсивность рекомбинации (число актов рекомбинации в единицу времени в единице объема) при данном числе центров с заданными сечениями захватов и с заданным расположением уровней центров в запрещенной зоне (т. е. с заданным заполнением электронами и с заданной вероятностью обратных тепловых забросов).

Итак, теория, занимающаяся рассмотрением второго круга проблем, т. е. теория статистики рекомбинации, в основном должна содержать в себе учет заполнения электронами локальных центров (которое определяет интенсивность захватов), а также учет конкуренции двух возможных процессов освобождения захваченного носителя тока из центра рекомбинации: обратного теплового заброса в зону или захвата

носителя из другой зоны, завершающего процесс рекомбинации.

Что касается вопроса о механизме единичного акта захвата, то мы ограничимся теми краткими замечаниями, которые были высказаны по этому вопросу в § 20.

В статистической теории механизм захвата специально может не рассматриваться. В этой теории вероятность захвата считается заданной величиной и характеризуется сечением захвата. При этом следует, однако, принимать во внимание некоторые качественные соображения, рассматриваемые ниже, о соотношении сечений захвата электрона и дырки данным типом центров.

Обычно простые примесные центры могут находиться в решетке полупроводника в двух состояниях: нейтральном и однократно заряженном. В зависимости от возможного знака заряда однократно заряженного центра различают доноры — центры, которые могут быть однократно *положительно* заряжены, и акцепторы — центры, которые могут быть однократно *отрицательно* заряжены.

Некоторые примеси, однако, создают центры, которые, кроме нейтрального состояния, способны находиться в нескольких заряженных состояниях (однократно, двукратно и т. п. положительно или отрицательно заряженных). Так, например, атомы примеси золота в германии могут, кроме нейтрального состояния, быть однократно положительно заряженными и однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами; атомы меди, кроме нейтрального, могут быть однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами и т. п. Таким примесным центрам соответствуют в запрещенной зоне несколько энергетических уровней (см. § 35 гл. 7).

Мы в настоящей главе рассмотрим простейший случай примесей, которые могут быть лишь однократно заряжены и которые создают в запрещенной зоне полупроводника один уровень ¹⁾. Для этого случая каждый примесный центр может быть охарактеризован лишь двумя сечениями захвата: сечением захвата электрона (когда уровень центра свободен) q_n и сечением захвата дырки (когда уровень центра занят элек-

¹⁾ Рекомбинация через многозарядные центры рассматривается в § 36 гл. 7.

троном) q_p . (Такие примеси в отличие от многозарядных будем называть «простыми».)

Можно ожидать, что эти сечения будут неодинаковы. Действительно, если рассматривается донорный центр, то, находясь в нейтральном состоянии, он может захватить дырку, а будучи заряженным положительно, — электрон. Ясно, что в последнем случае явлению захвата содействует электростатическое притяжение заряженного положительно центра и электрона. Следовательно, следует ожидать, что сечение захвата при этом будет больше. Для акцепторного центра, напротив, можно ожидать, что сечение захвата дырки будет больше сечения захвата электрона.

В реальных случаях во многих полупроводниках кинетика неравновесных процессов, определяемая в первую очередь процессами рекомбинационного характера, отличается большой сложностью. Для качественного объяснения ее закономерностей приходится привлекать представления об определенном участии в рекомбинационных процессах нескольких типов центров захвата (ловушек) с разными сечениями, концентрациями, создающими уровни различной энергии в запрещенной зоне.

Расчет таких сложных моделей с несколькими типами ловушек возможен лишь в приближенном виде и для отдельных частных случаев. В тех случаях, когда расчет невозможен, приходится использовать качественные соображения, основанные на некоторой разумной классификации ловушек, позволяющей в разных условиях оценить роль каждого их типа в рекомбинации.

Мы вначале рассмотрим подробно процессы при наличии ловушек одного сорта. Полученные при этом сведения представляют самостоятельный интерес и должны также облегчить качественную интерпретацию более сложных случаев.

§ 22. Полупроводник с одним типом ловушек

Рассмотрим кинетические процессы (рис. 66), которые могут происходить в полупроводнике с одним сортом центров (ловушек).

Полную концентрацию ловушек обозначим через M , а концентрацию электронов на них — через m (рис. 66). Эффективную плотность состояний в зонах обозначим, как

обычно, через N_c и P_v , а концентрацию свободных электронов и дырок — через n и p . В принципе в рассматриваемой схеме, содержащей три типа состояний (верхняя зона, нижняя зона, ловушки), возможны шесть переходов (1—6), которые изображены на рис. 66. Эти шесть переходов можно разбить на две группы:

1) переходы 1, 2, 3 под действием света или теплового движения, требующие *затраты* энергии;

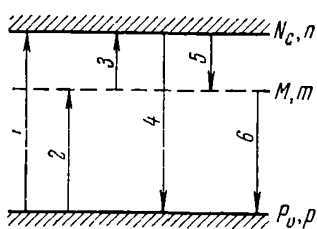


Рис. 66. Возможные переходы электронов в полупроводнике с одним типом ловушек.

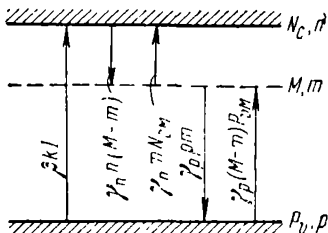


Рис. 67. Схема наиболее важных переходов в полупроводнике с широкой запретной зоной при наличии ловушек одного сорта.

2) переходы 4, 5, 6, приводящие к захвату или рекомбинации и идущие с *выделением* тепловой или световой энергии.

Следует отметить, что, поскольку механизмы переходов под действием света и тепла различны и возможно несколько механизмов рекомбинационных переходов с выделением тепла и света, каждый из обозначенных одной стрелкой переходов на рис. 66 может на самом деле состоять из нескольких, и тогда полная детальная схема возможных переходов должна быть весьма сложна. Для истолкования конкретных результатов обычно анализируются схемы, где учитывается лишь ограниченное число переходов, обладающих в условиях опыта наибольшей интенсивностью и способных объяснить наблюдаемые явления.

Ниже мы перейдем к рассмотрению схемы, изображенной на рис. 67, где учтено несколько наиболее важных и типичных переходов. (Результаты, полученные при рассмотрении этой схемы, можно использовать при качественном анализе

более сложных схем.) На схеме рис. 67 свет переводит электроны из валентной зоны в зону проводимости. Электрон из зоны проводимости может захватываться ловушками M . Захваченный электрон либо вновь выбрасывается в зону проводимости тепловым движением, либо рекомбинирует с дыркой в валентной зоне (что эквивалентно захвату дырки уровнем M). Наконец, возможен тепловой заброс дырки с уровня M в v -зону (т. е., иными словами, тепловой заброс электрона из v -зоны на уровне M). Таким образом, в схеме на рис. 67 учитывается только один фотопереход из зоны в зону (фотопереходы с участием ловушек маловероятны, если мала их концентрация) и не рассматриваются рекомбинационные переходы из зоны проводимости в валентную.

Интенсивность фотоперехода из зоны в зону может быть, как всегда, записана в виде $\beta k I$ (см. § 1, гл. 1). Выясним, каким образом могут быть записаны интенсивности рекомбинационных переходов (захватов) и тепловых забросов. Ловушки, свободные от электронов (их концентрация равна $M - m$), способны захватывать электроны верхней зоны; ловушки, занятые электронами, могут захватывать дырки из валентной зоны. Очевидно, что интенсивность захватов (число актов захвата в единицу времени в единице объема), например, электронов зоны проводимости пропорциональна как концентрации электронов n , так и концентрации пустых ловушек $M - m$, т. е. процесс носит «бимолекулярный» характер.

Введя в рассмотрение коэффициенты захвата электронов свободными ловушками γ_n и дырок занятыми ловушками γ_p [см. (4.10) и (4.11)], можно записать интенсивность захвата ловушками электронов и дырок соответственно в виде

$$\gamma_n n (M - m), \quad (22.1)$$

$$\gamma_p p m. \quad (22.2)$$

В соответствии с соображениями, изложенными в § 4 гл. 1, время жизни электронов и дырок *по отношению к захвату* центрами M может быть записано в виде

$$\tau_{cM} = \frac{1}{\gamma_n (M - m)} = \frac{1}{v_n q_n (M - m)}, \quad (22.3)$$

$$\tau_{vM} = \frac{1}{\gamma_p m} = \frac{1}{v_p q_p m}. \quad (22.4)$$

Индексы cM и vM обозначают тип перехода. Очевидно, что величины τ_{cM} и τ_{vM} , зависящие от переменной m , являются переменными величинами и могут зависеть от интенсивности света, от времени (в нестационарных условиях) и т. п. Следовательно, записанные в виде (22.3) и (22.4) τ_{cM} и τ_{vM} имеют смысл мгновенного времени жизни.

Итак, интенсивность рекомбинационных переходов может быть записана либо в виде (22.1), (22.2), либо в виде $\frac{n}{\tau_{cM}}$ и $\frac{p}{\tau_{vM}}$.

Рассмотрим вопрос о вычислении интенсивности тепловых забросов. Для этого необходимо прежде всего учесть, что поскольку распределение по энергиям в c - и v -зонах неравновесных носителей не отличается от распределения равновесных и они, по существу, *неразличимы*¹⁾, то характер, например, рекомбинационных процессов для тех и других одинаков. Действительно, очевидно, что как средние скорости, так и средние сечения захвата (т. е. характер взаимодействия между носителями тока и ловушкой), определяющие величины коэффициентов рекомбинации γ_n и γ_p в (22.1), (22.2), одинаковы для равновесных и неравновесных носителей в зоне. Средняя вероятность теплового заброса электрона из ловушки в c -зону (или дырки в v -зону) также одинакова для равновесных и неравновесных электронов (дырок), ибо микроскопическая картина взаимодействия тепловых флуктуаций с *одним* электроном (дыркой), разумеется, не зависит от того, с каким зарядом (равновесным или неравновесным) происходит это взаимодействие. Эти соображения позволяют при рассмотрении статистики переходов *неравновесных* носителей использовать коэффициенты (характеризующие средние вероятности единичных микропроцессов, например γ_n и γ_p), полученные из рассмотрения *равновесных* переходов.

В связи со сказанным вычислим вначале соотношение между коэффициентами рекомбинации (γ_n и γ_p) и вероятностью тепловых переходов из ловушек в зоны в *равновесных* условиях. В дальнейшем полученное соотношение мы распространим на случай неравновесных процессов.

¹⁾ Мы рассматриваем случай, когда вырождение в зонах отсутствует как в темноте, так и при освещении.

Рассмотрим, например, кинетику переходов между ловушками и c -зоной в отсутствие освещения. Изменение концентрации носителей в зоне $\left(\frac{dn}{dt}\right)$ происходит за счет тепловых забросов электронов из ловушек, а также за счет рекомбинации электронов и пустых ловушек. Интенсивность второго процесса может быть записана в виде (22.1). Что же касается теплового заброса, то единственное, что можно пока утверждать, — это то, что его интенсивность пропорциональна концентрации электронов на ловушках m .

Итак,

$$\frac{dn_0}{dt} = \alpha_n m_0 - \gamma_n n_0 (M - m_0), \quad (22.5)$$

где α_n — неизвестный коэффициент теплового заброса в c -зону.

В стационарном состоянии $\frac{dn_0}{dt} = 0$ и из (22.5) получаем

$$m_0 = \frac{M}{\frac{\alpha_n}{\gamma_n n_0} + 1}. \quad (22.6)$$

С другой стороны, в тепловом равновесии $m_0 = Mf$, где f — распределение Ферми,

$$m_0 = \frac{M}{e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_M - F}{kT}} + 1}. \quad (22.7)$$

Из сравнения (22.6) и (22.7) получаем

$$\alpha_n = \gamma_n n_0 e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_M - F}{kT}}. \quad (22.8)$$

Учитывая, что в отсутствие вырождения в зоне $n_0 = N_c e^{\frac{F}{kT}}$, получаем

$$\alpha_n = \gamma_n N_c e^{-\frac{\Delta\mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (22.9)$$

Таким образом, интенсивность теплового заброса при тепловом равновесии

$$\alpha_n m_0 = \gamma_n m_0 N_c e^{-\frac{\Delta\mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (22.10)$$

В соответствии со сказанным выше в том же виде может быть записана интенсивность теплового заброса и в неравно-

весных условиях, когда m_0 должно быть заменено на m , соответствующее полной (равновесная плюс неравновесная) концентрации зарядов на ловушках. Коэффициент $\alpha_n \gamma_n N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ сохраняет свой вид при любых условиях. Аналогичным образом и учитывая принцип детального равновесия, легко показать, что интенсивность тепловых забросов дырок из ловушек в v -зону может быть записана в виде

$$\alpha_p (M - m) = \gamma_p (M - m) P_v e^{-\frac{-\Delta \mathcal{E} + \Delta \mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (22.11)$$

Если сравнить форму записи (например, для переходов между c -зоной и ловушками) интенсивности рекомбинации

$\gamma_n n (M - m)$ и интенсивности тепловых забросов $\gamma_n m N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$, то отчетливо видно сходство между ними: в обоих случаях перемножаются коэффициент рекомбинации γ_n и две концен-

трации: n и $(M - m)$ в первом случае и m и $N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ — во втором. Это позволяет трактовать тепловой заброс в терминах рекомбинации как «рекомбинацию» m электронов ловушек с дырками зоны проводимости. Однако в качестве концентрации свободных состояний в зоне проводимости

(дырок) выступает не N_c , а $N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ раз, так как такая «рекомбинация» в отличие от обычной требует предварительного преодоления электронами энергетического

барьера $\Delta \mathcal{E}_M$. Величину $N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ можно именовать эффективной плотностью состояний в c -зоне, «приведенной» к уровню ловушек M .

Аналогично величина $P_v e^{-\frac{\Delta \mathcal{E} - \Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ соответствует эффективной плотности свободных дырочных состояний (электронов) в v -зоне, «приведенной» к уровню ловушек M .

Для этих концентраций введем обозначения:

$$N_{cM} = N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}, \quad (22.12)$$

$$P_{vM} = P_v e^{-\frac{-\Delta \mathcal{E} + \Delta \mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (22.13)$$

Очевидно, что для каждого типа ловушек (если их несколько) имеются свои значения «приведенных плотностей состояний в зоне».

Отметим, что по величине N_{cM} и P_{vM} равны тем концентрациям равновесных электронов и дырок в зонах, которые имели бы место при совпадении уровня Ферми с уровнем ловушек. Величины N_{cM} и P_{vM} будут постоянно встречаться в дальнейшем при рассмотрении рекомбинационных процессов, связанных с ловушками.

Для характеристики тепловых переходов, так же как и рекомбинационных, можно ввести понятия о времени жизни. Аналогично (4.12) время жизни по отношению к тепловым переходам из ловушек в c -зону и v -зону может быть записано в виде:

$$\tau_{Mc} = \frac{1}{\gamma_n N_{cM}}, \quad (22.14)$$

$$\tau_{Mv} = \frac{1}{\gamma_p P_{vM}}. \quad (22.15)$$

Используя (22.1), (22.2), (22.10) и (22.11), можно написать систему кинетических уравнений, описывающих переходы в схеме на рис. 67 в следующем виде:

$$\frac{dn}{dt} = k\beta I - \gamma_n n (M - m) + \gamma_n m N_{cM}, \quad (22.16)$$

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_n n (M - m) - \gamma_n m N_{cM} - \gamma_p m p + \gamma_p P_{vM} (M - m), \quad (22.17)$$

$$\frac{dp}{dt} = k\beta I - \gamma_p m p + \gamma_p (M - m) P_{vM}. \quad (22.18)$$

Решение этой системы трех уравнений с тремя неизвестными оказывается, однако, невозможным, так как одно из уравнений является следствием двух других. Недостающее уравнение может быть получено из условия сохранения при любых переходах числа электронов (или, иначе говоря, из условия сохранения нейтральности):

$$\Delta n + \Delta m = \Delta p. \quad (22.19)$$

Решение системы (22.16) — (22.19) (при некоторых заданных начальных условиях и заданной зависимости интенсивности света I от времени) позволило бы полностью описать кинетику процессов в рассматриваемой схеме. Однако такое

решение в общем случае сталкивается с большими математическими трудностями (с необходимостью решать нелинейные дифференциальные уравнения). Поэтому количественное описание процессов даже в относительно простой схеме с одним типом ловушек может быть получено лишь для некоторых простых предельных случаев.

§ 23. Схема с одним типом ловушек. Стационарный случай

В первую очередь мы рассмотрим «стационарный случай» и вычислим, в частности, «время жизни неравновесных носителей в стационарном состоянии» (см. § 5 гл. 1) в схеме с одним типом ловушек. Это рассмотрение, проделанное Холлом, Шокли и Ридом [3], имеет большое значение для интерпретации неравновесных процессов в полупроводниках.

Из (22.17) при $\frac{dm}{dt} = 0$ имеем

$$\gamma_n [n(M - m) - mN_{cM}] = \gamma_p [mp - (M - m)P_{vM}]. \quad (23.1)$$

Левая часть этого выражения определяет «абсолютный темп захвата» ловушками (т. е. разность между числом захватов и обратных забросов) электронов c -зоны, а правая часть — дырок v -зоны. Очевидно, что в стационарном состоянии эти величины не только равны друг другу, но и каждая из них равна скорости генерации пар электрон-дырка, т. е. βkI :

$$\gamma_n [n(M - m) - mN_{cM}] = \beta kI, \quad (23.2)$$

$$\gamma_p [mp - (M - m)P_{vM}] = \beta kI. \quad (23.3)$$

Исключим m из (23.2) (или (23.3)). С этой целью можно воспользоваться (23.1). Решая (23.1), получаем, что число электронов на ловушках в стационарном состоянии равно

$$m = M \frac{\gamma_p P_{vM} + \gamma_n n}{\gamma_p (P_{vM} + P) + \gamma_n (N_{cM} + n)}. \quad (23.4)$$

Отсюда для числа дырок на ловушках имеем

$$M - m = M \frac{\gamma_n N_{cM} + \gamma_p P}{\gamma_p (P_{vM} + P) + \gamma_n (N_{cM} + n)}. \quad (23.5)$$

Подставляя значения m и $(M - m)$ из (23.4) и (23.5) в (23.2) или (23.3), получаем

$$M \frac{\gamma_n \gamma_p (np - N_{cM} P_{vM})}{\gamma_p (p + P_{vM}) + \gamma_n (n + N_{cM})} = k\beta I. \quad (23.6)$$

Нашей основной целью должно явиться вычисление стационарного времени жизни τ . Однако в общем виде из полученного выражения (23.6) это сделать затруднительно. Поэтому в дальнейшем будут рассмотрены предельные случаи «малой» и «большой» концентраций ловушек.

А. Случай малой концентрации ловушек

Будем считать, что число ловушек M столь невелико, что можно не учитывать изменения концентрации носителей в зонах при любом изменении концентрации зарядов на ловушках. Кроме того, будем рассматривать концентрацию носителей в зонах n и p как состоящую из равновесной и неравновесной частей. При этом отметим, что равновесные концентрации электронов и дырок в зонах (так же как и положение уровня Ферми) могут определяться не только явно учитываемыми в нашем рассмотрении центрами (т. е. ловушками), но и другими примесными центрами, влияя на равновесную концентрацию зарядов в зонах и на ловушках, непосредственно в рекомбинационных процессах не участвуют (причины, приводящие к тому, что некоторые центры могут непосредственно не участвовать в рекомбинации, будут выяснены позднее).

Обозначив равновесные концентрации электронов и дырок в зонах, как обычно, через n_0 и p_0 , а концентрации неравновесных носителей через Δn и Δp и учитывая, что при малом числе центров захвата условие сохранения нейтральности (22.19) переписывается в виде

$$\Delta n = \Delta p, \quad (23.7)$$

можно написать

$$\left. \begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ p &= p_0 + \Delta p. \end{aligned} \right\} \quad (23.8)$$

На основании (5.17) величина времени жизни носителей в *стационарном состоянии* τ может быть записана в виде ¹⁾

$$\tau = \frac{\Delta n}{k\beta I}. \quad (23.9)$$

Подставив в (23.9) выражение для $k\beta I$ из (23.6), получаем выражение для τ :

$$\tau = \frac{n_0 + N_{cM} + \Delta n}{\gamma_p M (n_0 + p_0 + \Delta n)} + \frac{p_0 + P_{vM} + \Delta n}{\gamma_n M (n_0 + p_0 + \Delta n)}. \quad (23.10)$$

Очевидно, что величины $\frac{1}{\gamma_p M}$ и $\frac{1}{\gamma_n M}$, входящие в (23.10), имеют смысл соответственно времени жизни дырок по отношению к захватам центрами M , которые полностью заполнены электронами, и времени жизни электронов по отношению к захвату теми же центрами, но полностью свободными от электронов. Обозначив эти величины через τ_{p0} и τ_{n0} , получаем

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + N_{cM} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + P_{vM} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}. \quad (23.11)$$

Рассмотрим это общее выражение для времени жизни в некоторых предельных случаях.

а) *Случай малых интенсивностей освещения (или низкого уровня инжекции)*. В этом случае, пренебрегая Δn в числителе и знаменателе выражения (23.11), получаем

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + N_{cM}}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + P_{vM}}{n_0 + p_0}. \quad (23.12)$$

Из (23.12) видно, что величина τ не зависит от концентрации неравновесных носителей, но существенным образом связана с равновесными концентрациями носителей тока в зонах n_0 и p_0 и определяется также энергетическим поло-

жением ловушек $\left(N_{cM} = N_c e^{\frac{-\Delta \xi_M}{kT}} \right)$.

На рис. 68 представлена зависимость логарифма времени жизни, вычисляемого по формуле (23.12), от положения равновесного уровня Ферми (которое однозначно определяет

¹⁾ Имеется в виду «релаксационное» время жизни. См. об этом подробнее в гл. 11.

n_0 и p_0) при некотором заданном положении ловушек (для определенности рассмотрен случай, когда ловушки расположены в верхней части зоны и, следовательно,

$$N_{cM} \gg n_i \gg P_{vM}; \quad (23.13)$$

случай, когда ловушки размещены в нижней части зоны, в принципе не отличается от рассматриваемого и может быть получен из него, если поменять ролями электроны и дырки. Учитывая (23.13), можно вместо (23.12) написать два отдельных выражения соответственно для

электронного ($n_0 \gg p_0$) и дырочного ($p_0 \gg n_0$) полупроводника в виде

$$\begin{aligned} \tau &\approx \tau_{p0} + \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{n_0} = \\ &= \tau_{p0} + \tau_{p0} e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_M - F}{kT}}, \quad (23.14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau &\approx \tau_{n0} + \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{p_0} = \\ &= \tau_{n0} + \tau_{p0} \frac{N_c}{P_v} e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_M + F + \Delta\mathcal{E}}{kT}}. \quad (23.15) \end{aligned}$$

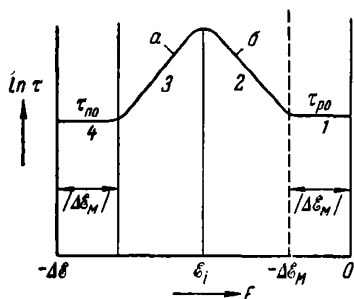


Рис. 68. Зависимость времени жизни от положения уровня Ферми.

Участок a соответствует второму слагаемому формулы (23.15), участок b — второму слагаемому (23.14).

На кривой рис. 68 можно выделить четыре прямолинейных участка (два для электронной и два для дырочной области), характер изменения τ для которых может быть легко объяснен на основе наглядных физических представлений¹⁾.

1-й участок. Пока уровень Ферми находится ближе к зоне проводимости, чем уровень ловушек M (рис. 68), и,

следовательно, $n_0 \begin{cases} \gg N_{cM} \\ \gg p_0 \\ \gg P_{vM} \end{cases}$, из (23.12) имеем $\tau \approx \tau_{p0}$, т. е. τ

¹⁾ Ниже всюду (если нет специальной оговорки) предполагается, что τ_{p0} и τ_{n0} являются величинами одного порядка, слабо зависящими от температуры.

есть постоянная величина, определяемая только числом и свойствами ловушек, когда они полностью заполнены электронами.

Действительно, в этом случае в равновесии все ловушки заполнены электронами и весьма велика концентрация электронов в верхней зоне. Появление неравновесных электронов и дырок в зонах приводит к тому, что дырки начинают захватываться заполненными ловушками. Однако такой захват дырок не может повлиять существенно на заполнение ловушек, так как из-за большой концентрации электронов в зоне любая дырка, захваченная ловушкой, практически мгновенно «забывается» электроном из верхней зоны. Таким образом, очевидно, что время жизни дырки (и пары электрон-дырка) определяется полной концентрацией ловушек (которые в описываемых условиях всегда бывают заполнены), т. е. равно τ_{p0} .

Это состояние сохраняется при всех положениях уровня Ферми, пока он лежит хотя бы на несколько kT выше уровня ловушек. В рассматриваемой области кривая для τ на рис. 68 имеет горизонтальный участок.

2-й участок. Пусть уровень Ферми находится дальше от зоны проводимости, чем уровень ловушек, но ближе, чем уровень \mathcal{E}_i (т. е. концентрация электронов n_0 все еще больше концентрации дырок p_0).

В этом случае, учитывая, что $N_{cM} \gg n_0 \begin{cases} \gg p_0 \\ \gg P_{vM} \end{cases}$, из (23.12) получаем

$$\tau = \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{n_0} = \tau_{p0} e^{\frac{-\Delta\mathcal{E}_M - F}{kT}}. \quad (23.16)$$

Время жизни экспоненциально возрастает при смещении уровня Ферми вниз. На этом участке по-прежнему число электронов в зоне проводимости велико и каждая дырка, захваченная ловушкой, быстро «забывается» электроном из зоны. Однако теперь, в равновесии, уже не все ловушки заняты электронами. Уровень Ферми расположен ниже ловушек, следовательно их заполнение невелико, и концентрация

электронов на них равна $Me^{\frac{\Delta\mathcal{E}_M + F}{kT}}$.

Отсюда можно сразу написать для τ

$$\tau = \frac{1}{\gamma_p Me \frac{\Delta \mathcal{E}_{CM} + F}{kT}} = \tau_{p0} e^{\frac{-\Delta \mathcal{E}_M - F}{kT}}, \quad (23.17)$$

что совпадает с (23.16).

Итак, увеличение времени жизни дырок (и пар) при снижении уровня Ферми определяется на этом участке уменьшением заполнения ловушек электронами и соответствующим уменьшением вероятности захвата дырок. Последующий захват электронов происходит «мгновенно» и поэтому не влияет на величину τ .

3-й участок. При положении уровня Ферми на 3-м участке полупроводник становится дырочным, т. е. $p_0 \gg n_0$. Поскольку при этом $N_{cM} \gg n_0$, для τ из (23.12) получаем

$$\tau = \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{p_0} = \frac{N_c}{P_v} \tau_{p0} e^{\frac{F + \Delta \mathcal{E} - \Delta \mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (23.18)$$

Время жизни уменьшается при снижении уровня Ферми. В этом случае, в равновесии, ловушки почти полностью пусты и охотно захватывают неравновесные электроны из зоны. Однако в дальнейшем захваченный электрон не всегда рекомбинирует с дыркой. Поскольку число дырок не очень велико, с процессом рекомбинации конкурирует процесс теплового заброса электрона из ловушки обратно в зону проводимости. При снижении уровня Ферми концентрация дырок растет, относительная роль теплового заброса электронов из ловушек в зону уменьшается и время жизни падает.

4-й участок. Если уровень Ферми оказывается ближе к валентной зоне, чем уровень ловушек к зоне проводимости, то $p_0 \gg N_{cM}$. Учитывая также, что полупроводник — дырочный ($p_0 \gg n_0$), имеем из (23.12) для 4-го участка

$$\tau = \tau_{n0}. \quad (23.18a)$$

Время жизни не зависит от положения уровня Ферми. В этом случае ловушки пусты и время жизни неравновесных электронов равно τ_{n0} . Электрон, захваченный ловушкой, немедленно рекомбинирует с дырками, которых много. Обратный

тепловой заброс электронов из ловушек в зону проводимости не играет существенной роли.

Между четырьмя рассмотренными прямолинейными участками зависимости $\ln \tau$ от положения уровня Ферми имеются переходные области шириной порядка нескольких kT , для которых должно использоваться общее выражение (23.12).

б) *Температурная зависимость времени жизни.* Выше рассматривалась зависимость τ от положения уровня Ферми при постоянной температуре, т. е., по существу, зависимость τ от количества и сорта примесей (не играющих роли центров рекомбинации). Представляет большой интерес проследить за изменением τ при изменении температуры в образце заданного состава [8, 17, 20]. Рассмотрим с этой целью случай примесного полупроводника, например n -типа, для которого при повышении температуры от абсолютного нуля наблюдаются все три области изменения концентрации

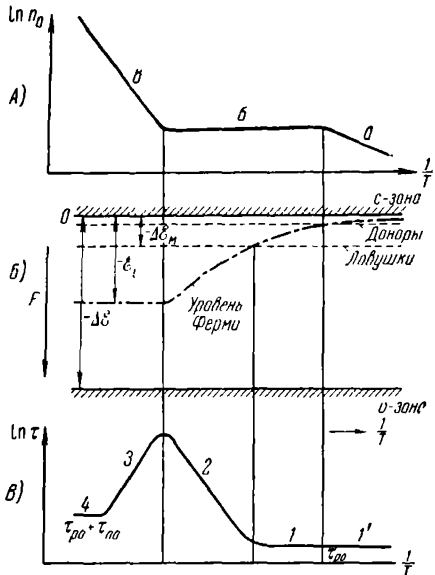


Рис. 69. Температурные зависимости: А) равновесной концентрации, Б) уровня Ферми, В) времени жизни.

в примесной области (а); область полной ионизации примесей и постоянства концентрации (б); область быстрого роста концентрации при достижении собственной проводимости (в).

При изменении температуры в области а уровень Ферми лежит между донорными примесными центрами и зоной проводимости, т. е. выше уровня ловушек. Следовательно, в этой области $N_{сМ} \ll n_0$ и из (23.14) имеем $\tau = \tau_{po}$ (рис. 69, В, область 1').

При переходе с ростом температуры в область δ n_0 становится постоянным (полная ионизация примесей), а $N_{cM} = N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}$ растет с температурой экспоненциально. Однако, пока растущее N_{cM} остается меньшим, чем n_0 (т. е., как нетрудно видеть, пока уровень Ферми не снизится до уровня ловушек), в (23.14), по-прежнему, можно пренебречь отношением $\frac{N_{cM}}{n_0}$ по сравнению с единицей и $\tau = \tau_{p0}$ (рис. 69, В, область 1).

При дальнейшем возрастании температуры n_0 сохраняется постоянным, а уже превосходящее его N_{cM} растет, и, следовательно, пренебрегая единицей в (23.14), можно написать

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{n_0} N_{cM} = \frac{\tau_{p0}}{n_0} \cdot \frac{2}{h^3} (2\pi m_n k)^{3/2} T^{1/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}} = \text{const } T^{3/2} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (23.19)$$

Из (23.19) следует, что, изображая эту зависимость в масштабе $\ln \tau = f\left(\frac{1}{T}\right)$ [или, точнее, $\ln \frac{\tau}{T^{3/2}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$], можно из наклона получающейся прямой (рис. 69, В, участок 2) получать энергию активации ловушек. В настоящее время этот метод определения $\Delta \mathcal{E}_M$ широко распространен.

Отметим, что если известна равновесная концентрация основных носителей тока n_0 в области полной ионизации примесей, то глубина ловушек может быть оценена и по температуре перехода от области 1 к области 2. Действительно, этому переходу соответствует совпадение уровня Ферми с уровнем ловушек, и, следовательно, можно написать

$$n_0 = N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT_n}}, \quad (23.20)$$

где T_n — температура перехода от области 1 к области 2. Отсюда имеем

$$\Delta \mathcal{E}_M = kT_n \ln \frac{N_c}{n_0}. \quad (23.21)$$

Величина $\ln \frac{N_c}{n_0}$, входящая в (23.21), может быть оценена непосредственно из самой температурной зависимости τ .

Действительно, из (23.19) следует, что, экстраполируя прямую участка 2 до пересечения с осью ординат, можно найти значение $\ln\left(\tau_{p0} \frac{N_c}{n_0}\right)$, откуда, зная τ_{p0} по участку 1, определить $\ln \frac{N_c}{n_0}$.

Рост τ на участке 2 объясняется уменьшением с температурой заполнения ловушек. На этом участке (ср. с участком 2 на рис. 68) число электронов достаточно велико, чтобы быстро забить каждую неравновесную дырку, захваченную ловушкой, однако, заполнение ловушек невелико и экспоненциально уменьшается с температурой. При этом увеличивается время жизни неравновесных дырок, которое и определяет измеряемое время τ . Рост τ с температурой продолжается вплоть до перехода к собственной проводимости. В области собственной проводимости τ вначале экспоненциально уменьшается (рис. 69, В, участок 3), а затем стремится к некоторому предельному значению (участок 4).

Действительно, в этой области

$$n_0 \simeq p_0 = n_i = \sqrt{N_c P_v} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT}}, \quad (23.22)$$

и тогда (23.12) запишется в виде

$$\begin{aligned} \tau = \frac{\tau_{p0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{N_c}{P_v} e^{\frac{\Delta \mathcal{E}}{2} - \Delta \mathcal{E}_M}} \right) + \\ + \frac{\tau_{n0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{P_v}{N_c} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{2} + \Delta \mathcal{E}_M}} \right). \end{aligned} \quad (23.23)$$

Если уровень ловушек отстоит от середины зоны настолько далеко, что и в области собственной проводимости существует участок, где $\left| \frac{\Delta \mathcal{E}}{2} - \Delta \mathcal{E}_M \right| \gg kT$, то для этого участка (23.23) превращается в

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{2} \sqrt{\frac{N_c}{P_v} e^{\frac{\Delta \mathcal{E}}{2} - \Delta \mathcal{E}_M}}. \quad (23.24)$$

Итак, время жизни на рассматриваемом участке (участок 3 на рис. 69, В) уменьшается с температурой в основном за счет резкого увеличения концентрации носителей в зонах,

причем из (23.24) следует, что наклон участка 3 определяется энергией $\left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{2} - \Delta\mathcal{E}_M\right)$. Следовательно, сумма наклонов участков 2 и 3 должна определять половину ширины запретной зоны $\frac{\Delta\mathcal{E}}{2}$. С ростом температуры, когда достигается

$$kT \gg \left| \frac{\Delta\mathcal{E}}{2} - \Delta\mathcal{E}_M \right|,$$

τ стремится к приблизительно постоянной величине (участок 4):

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{N_c}{P_v}} \right) + \frac{\tau_{n0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{P_v}{N_c}} \right). \quad (23.25)$$

При $N_c \simeq P_v$ (23.25) превращается в

$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{1}{M} \left(\frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p} \right). \quad (23.26)$$

Таким образом, при достаточно высоких температурах τ определяется только числом и свойствами ловушек.

На рис. 69, В игнорируются некоторые детали переходных областей между участками. Более точные расчетные кривые зависимости $\lg \frac{\tau}{\tau_{p0}}$ от $\frac{1}{T}$ для трех разных уровней ловушек в германии приведены в качестве примера на рис. 70. При расчете принято для эффективных масс: $m_s^* = 0,25m_0$, $m_d^* = 0,4m_0$; для концентрации доноров: $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $10\tau_{p0} = \tau_{n0}$. Для упрощения расчетов было принято некоторое среднее значение ширины запрещенной зоны, равное 0,70 эв. Кривые в области участка 4 имеют небольшой минимум (который, как можно показать, исчезает при $m_s^* = m_d^*$ и $\tau_{p0} = \tau_{n0}$).

Отметим, что, чем ближе ловушки к середине зоны, тем раньше участок 3 переходит в участок 4. При $\Delta\mathcal{E}_M = \Delta\mathcal{E}_i$ участок 3 отсутствует (так же как и участок 2) и участок 1 непосредственно переходит в участок 4¹⁾. Из рисунка видно,

¹⁾ Следует подчеркнуть, что участок 4 может реально осуществляться лишь для ловушек, расположенных вблизи середины запретной зоны. Для мелких ловушек (см., например, кривую для $\Delta\mathcal{E}_M = 0,11 \text{ эв}$ на рис. 70) этот участок соответствует температурам, превышающим температуру плавления германия.

что в области «средних» температур (участки 2 и 3), чем ближе расположены ловушки к краю зоны, тем, при прочих равных условиях, больше время жизни. Следовательно, при наличии нескольких типов ловушек существенно сказываются на рекомбинации (в области средних температур) лишь глубокие ловушки. При этом и сама область «средних» температур (где рекомбинация ослабляется и τ велико) простирается, как видно из рис. 70, на тем больший температурный

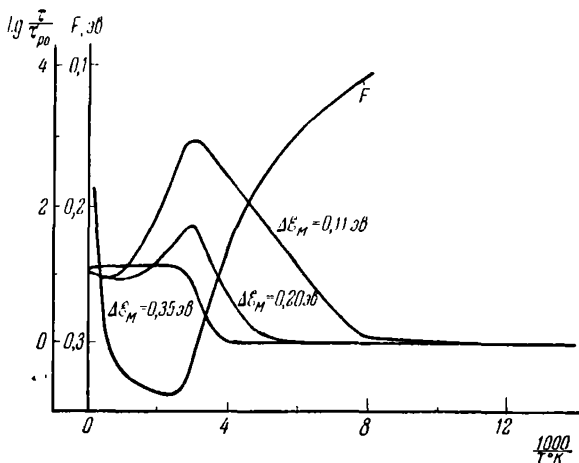


Рис. 70. Расчетные кривые температурной зависимости времени жизни τ и уровня Ферми F для германия.

интервал, чем «мельче» расположены ловушки. Поэтому в некоторых случаях (при наличии в полупроводнике глубоких ловушек) можно игнорировать влияние на рекомбинационные процессы «мелких» уровней, играющих важнейшую роль в определении равновесной проводимости¹⁾.

Выше мы рассмотрели случай, когда ловушки расположены в той же части зоны, что и уровень Ферми (в примесной

¹⁾ В частности, все рассмотрение вопроса, приводимое в настоящем параграфе, основывается на предположении о том, что равновесная проводимость в примесной области и, следовательно, значения n_0 и p_0 определяются примесями, создающими очень мелкие уровни (для германия и кремния — примесями элементов третьей и пятой групп таблицы Менделеева).

области). Оказывается, и в противоположном случае температурная зависимость времени жизни в логарифмическом масштабе имеет тот же вид четырех прямолинейных участков, причем по второму участку по-прежнему может быть определено энергетическое расстояние от уровня ловушек до края ближайшей зоны.

Действительно, пусть, например, в электронном полупроводнике уровень ловушек располагается в нижней половине запрещенной зоны на расстоянии $\Delta\mathcal{E}_M$ от зоны проводимости (и, следовательно, на расстоянии $\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M$ от валентной зоны); тогда, рассуждая аналогично предыдущему, можно выделить четыре температурных интервала.

Область 1. Область очень низких температур, для которой $|F| \ll |\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M|$ и, следовательно, $n_0 \begin{cases} \gg p_0 \\ \gg N_{cM} \\ \gg P_{vM} \end{cases}$.

Для этой области из (23.12) получаем

$$\tau = \tau_{p0}. \quad (23.27)$$

Область 2. Область низких температур, для которой

$|\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M| \ll |F| \ll \mathcal{E}_i$ и, следовательно, $n_0 \begin{cases} \gg p_0 \\ \gg N_{cM} \\ \ll P_{vM} \end{cases}$.

Здесь из (23.12) получаем, что

$$\tau = \tau_{n0} \frac{P_{vM}}{n_0} = \frac{\tau_{n0}}{n_0} \cdot \frac{2}{h^3} (2\pi mkT)^{3/2} e^{-\frac{\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M}{kT}}. \quad (23.28)$$

Полученное выражение отличается от соответствующего выражения (23.19) для случая ловушек, расположенных в верхней части зоны, лишь заменой τ_p на τ_{n0} , а также тем, что в показателе экспоненты стоит $(\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M)$ — расстояние от края валентной (т. е. ближайшей) зоны. Из экспериментальной температурной зависимости τ на рассматриваемом участке может быть определена величина $\Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M$.

Следует подчеркнуть, что причина роста τ на рассматриваемом участке отличается от той, которая указывалась ранее для случая расположения ловушек в верхней части запретной зоны. Действительно, в противоположность ранее рассмотрен-

ному случаю теперь ловушки целиком заполнены электронами и охотно захватывают неравновесные дырки. Однако электронов в c -зоне недостаточно, чтобы немедленно рекомбинировать с каждой захваченной дыркой, и поэтому с процессом рекомбинации захваченной дырки конкурирует (и тем успешнее, чем выше температура) ее тепловой заброс обратно в v -зону.

Итак, по температурной зависимости τ на участке 2 может быть определено энергетическое расстояние ловушек до края *ближайшей* разрешенной зоны. Однако сами по себе температурные измерения не позволяют определить, к которой из зон ближе расположены ловушки.

Область собственной проводимости. Эта область, подобно тому как и в случае расположения ловушек в верхней половине запрещенной зоны, может быть разбита на две: область 3, где $|\Delta\mathcal{E}_M - \frac{\Delta\mathcal{E}^0}{2}| \gg kT$ и из (23.23)

$$\tau \simeq \frac{\tau_{n0}}{2} \sqrt{\frac{P_v}{N_c}} e^{\frac{\Delta\mathcal{E}_M - \frac{\Delta\mathcal{E}^0}{2}}{kT}}, \quad (23.29)$$

т. е. τ уменьшается с температурой, и область 4, где $kT \gg |\Delta\mathcal{E}_M - \frac{\Delta\mathcal{E}^0}{2}|$ и из (23.23)

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{N_c}{P_v}}\right) + \frac{\tau_{n0}}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{P_v}{N_c}}\right). \quad (23.30)$$

Выражение (23.30) совпадает с (23.25); τ на этом участке не зависит от температуры (если τ_{p0} и τ_{n0} от нее не зависят). Весь ход температурной зависимости τ качественно передается кривыми рис. 69, В.

Из проведенного рассмотрения вопроса о температурной зависимости времени жизни следует, что существует ряд количественных соотношений, которые могут быть проверены на опыте. Среди них отметим следующие:

1) сумма энергий активации, определяемая по участкам 2 и 3 температурной зависимости τ $\left[\ln \tau = f\left(\frac{1}{T}\right)\right]$, должна равняться половине ширины запрещенной зоны при абсолютном нуле $\frac{\Delta\mathcal{E}^0}{2}$;

2) максимум в зависимости $\ln \tau = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (переход между областями 2 и 3) должен соответствовать переходу к собственной проводимости;

3) температура перехода от области 1 к области 2 (T_n) связана с уровнем ловушек ($\Delta \mathcal{E}_M$) соотношением [см. (23.21)]

$$T_n = \frac{\Delta \mathcal{E}_M}{k \ln \frac{N_c}{n_0}}. \quad (23.31)$$

Приведем для примера экспериментальную кривую температурной зависимости τ в образце германия (рис. 71) [20]. На кривой *Б* отчетливо видны участки 1, 2 и 3, соответствующие теоретической кривой. Сумма наклонов участков 2

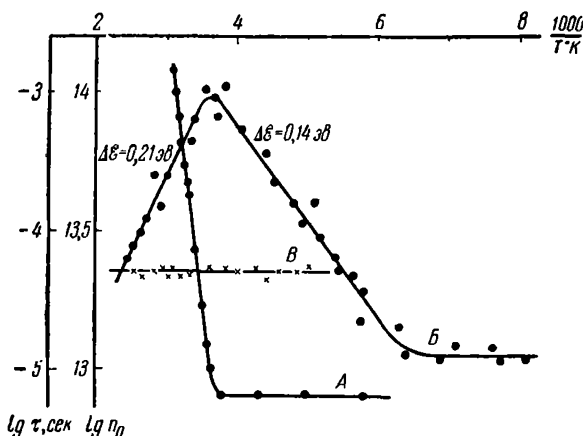


Рис. 71. Температурная зависимость концентрации равновесных носителей (*A*) и времени жизни при низком (*B*) и высоком (*B*) уровне инжекции для германия.

и 3 равна 0,35 эв, что близко к полуширине запретной зоны германия. Переход от участка 2 к участку 3 кривой для τ совпадает с переходом от примесной к собственной проводимости.

в) *Случай больших интенсивностей освещения (или высокого уровня инжекции)*. Если интенсивность освещения

столь велика, что концентрация неравновесных электронов Δn (или равная ей концентрация неравновесных дырок Δp) больше всех других концентраций (n_0 , p_0 , N_{CM} , P_{vM}), входящих в (23.11), то получаем¹⁾

$$\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{1}{M} \left(\frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p} \right). \quad (23.32)$$

Следовательно, в противоположность случаю малых интенсивностей освещения, когда τ определялось в первую очередь равновесными концентрациями (n_0 , p_0 , N_{CM} , P_{vM}) и, следовательно, сильно зависело от температуры и состава образца²⁾, при больших интенсивностях τ определяется только числом и свойствами ловушек. Выражение (23.32) может быть получено сразу из весьма простых соображений. В условиях большой концентрации свободных электронов и дырок интенсивность захвата столь велика, что можно в общем балансе пренебречь тепловыми забросами. В результате схема переходов (рис. 67) значительно упрощается. Электрон, забрасываемый светом в верхнюю зону, захватывается пустой ловушкой, а затем всегда (тепловые забросы, по существу, отсутствуют) рекомбинирует со свободной дыркой.

В стационарном состоянии время жизни электрона определяется стационарной концентрацией свободных ловушек ($M - m$) и коэффициентом рекомбинации γ_n :

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n (M - m)}. \quad (23.33)$$

Равное ему время жизни дырки запишется в виде

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_p m}. \quad (23.34)$$

Приравнивая (23.33) и (23.34), получаем

$$m = M \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p}. \quad (23.35)$$

¹⁾ Для значения τ при высоком уровне возбуждения примем обозначение τ_{∞} .

²⁾ Имеются в виду примеси, определяющие равновесные концентрации, но не участвующие активно в рекомбинации.

Выражение (23.35) определяет стационарное заполнение ловушек при сильном освещении. Подставив (23.35) в (23.33) или (23.34), получаем

$$\tau_{\infty} = \tau_n = \tau_p = \frac{1}{M} \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p}, \quad (23.36)$$

что совпадает с (23.32).

Отметим, что аналогичные условия (слабое влияние тепловых забросов) осуществляются и при малой интенсивности освещения, но высокой температуре [см. (23.26)], когда интенсивность захватов также сильно превосходит интенсивность тепловых забросов из-за очень сильного возрастания с температурой концентрации свободных (но уже равновесных) носителей в зонах.

Следует подчеркнуть, что в противоположность случаю непосредственной рекомбинации зонных электрона и дырки, когда интенсивность рекомбинации (при больших интенсивностях освещения) пропорциональна квадрату концентрации носителей (см. § 5 гл. 1), при рекомбинации через ловушки интенсивность рекомбинации пропорциональна первой степени концентрации, причем сама величина τ не зависит от концентрации носителей.

Рассматриваемый случай особенно часто и легко может реализоваться в достаточно чистых плохо проводящих полупроводниках и изоляторах с глубокими ловушками, где равновесные концентрации свободных носителей (n_0 , p_0), а также эффективные приведенные плотности состояний (N_{cm} , P_{vm}) невелики и даже при умеренных интенсивностях освещения Δn может сильно превысить эти величины.

В заключение отметим, что в рассмотренном выше случае температурная зависимость τ , определяемая [см. (4.2), (4.6)] температурной зависимостью тепловых скоростей (v_n и v_p) и сечений захвата (q_n и q_p), может быть относительно слабой. Это приводит к тому, что температурная зависимость τ_{∞} слаба (см. кривую B на рис. 71).

г) *Случай любых интенсивностей освещения (или любого уровня инжекции)*. Мы рассмотрели подробно два крайних случая: малой и большой интенсивности освещения. В общем случае следует пользоваться выражением (23.11), которое можно переписать в несколько иной форме [3]:

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a \Delta n}{1 + c \Delta n}. \quad (23.37)$$

Здесь τ_0 — время жизни при малых интенсивностях освещения, определяемое уравнением (23.12), а a и c — некоторые коэффициенты, не зависящие от интенсивности освещения и определяемые выражениями

$$a = \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{\tau_{p0}(n_0 + N_{сМ}) + \tau_{n0}(p_0 + p_{вМ})}, \quad (23.38)$$

$$c = \frac{1}{n_0 + p_0}. \quad (23.39)$$

Из (23.27) следует, что с ростом Δn «стационарное» время жизни изменяется монотонно. Пределы этого изменения нами уже получены ранее: это τ_0 при малых интенсивностях и $\tau_\infty = \tau_{n0} + \tau_{p0}$ — при больших.

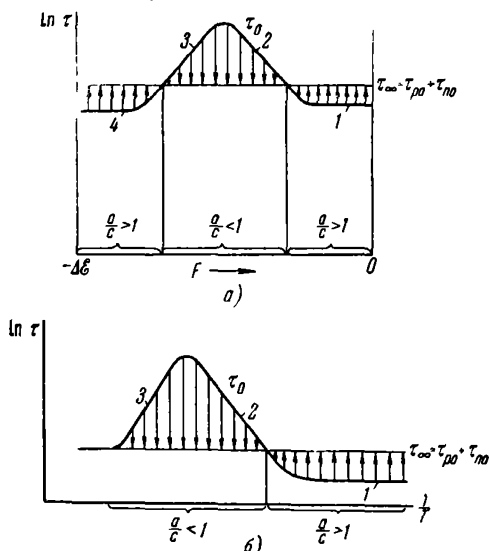


Рис. 72. Зависимость времени жизни при малых и больших интенсивностях освещения от положения равновесного уровня Ферми (а) и температуры (б).

На рис. 72 изображены полученные ранее зависимости τ_0 от положения уровня Ферми (а) и температуры (б). Кроме того, в виде прямой $\tau_\infty = \tau_{p0} + \tau_{n0}$ приведена зависимость

для τ при больших интенсивностях. Заштрихованная стрелками площадь соответствует всем возможным значениям τ при любых интенсивностях освещения. Вертикальные стрелки на графиках показывают направление изменения τ с ростом интенсивности освещения при заданных положениях уровня Ферми (рис. 72, а) или температуры (рис. 72, б).

Оказывается, τ не всегда падает с ростом интенсивности освещения, но может и возрасти, что должно иметь место, например, в области «низких» температур (рис. 72, б).

В области средних температур (участки 2 и 3) τ падает с ростом интенсивности. В области высоких температур (участок 4) τ может меняться в ту или иную сторону в зависимости от соотношения N_c и P_v [см. (23.25)]. При $N_c = P_v$ τ в этой области не зависит от интенсивности освещения (именно этот случай изображен на рис. 72, б).

Тот или иной характер зависимости τ от интенсивности в аналитическом виде определяется соотношением между a и c в (23.37). При $\frac{a}{c} > 1$ τ растет с интенсивностью, в обратном случае — уменьшается. При увеличении температуры изменение этого соотношения, как это следует из рис. 72, б, приблизительно соответствует переходу от области 1 к области 2 (при $\tau_{p0} \simeq \tau_{n0}$ и не очень глубоких ловушках).

Отметим, что одновременное измерение $\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$ и τ_0 в области низких температур (область 1), где оно равно τ_{p0} либо τ_{n0} , позволяет определить соотношение между τ_{p0} и τ_{n0} и тем самым установить характер ловушки (донор или акцептор) [10].

д) *Зависимость стационарной неравновесной проводимости от интенсивности возбуждения.* В предыдущем разделе была выяснена зависимость $\tau_{ст}$ от $\Delta n_{ст}$. Это позволяет легко установить зависимость $\Delta n_{ст}$ от интенсивности возбуждения [17]. Действительно, [см. (5.19)],

$$\Delta n_{ст} = \beta k I \tau_{ст}. \quad (23.40)$$

Следовательно, в области малых интенсивностей, где $\tau_{ст} = \tau_0$, т. е. не зависит от интенсивности,

$$\Delta n_{ст} = \beta k \tau_0 I = \text{const } I. \quad (23.41)$$

В области больших интенсивностей, где [см. (23.32)] $\tau_{ст} = \tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$ вновь не зависит от интенсивности,

$$\Delta n_{ст} = \beta k (\tau_{p0} + \tau_{n0}) I = \text{const } I. \quad (23.42)$$

В этой области зависимость $\Delta n_{ст}$ от интенсивности вновь линейна, однако наклон зависимости, как видно из сравнения (23.41) и (23.42), отличается от случая малых интенсивностей. Поскольку определяющие эти наклоны величины τ_0 и τ_{∞} могут находиться в различных соотношениях [например, $\tau_0 < \tau_{\infty}$ при низких температурах и $\tau_0 > \tau_{\infty}$ в области «средних» температур (см. рис. 72)], на рис. 73 указаны два варианта хода кривой $\Delta n_{ст} = f(I)$.

Интересно отметить, что в случае $\tau_{\infty} > \tau_0$ (низкие температуры) зависимость от интенсивности имеет «суперлинейный» участок. Характер зависимости на переходном участке между двумя прямыми может быть выяснен из анализа общего выражения для $\Delta n_{ст} = f(I)$. Это выражение получается, если в (23.40) вместо $\tau_{ст}$ подставить его значение из (23.37) и решить полученное уравнение относительно $\Delta n_{ст}$. Тогда имеем [17]

$$\Delta n_{ст} = \frac{1}{2c} [a\beta k \tau_0 I - 1 + \sqrt{(a\beta k \tau_0 I - 1)^2 + 4c\beta k \tau_0 I}]. \quad (23.43)$$

Нетрудно убедиться, что из общего выражения (23.43) в крайних случаях малых и больших интенсивностей следуют выражения (23.41) и (23.42).

Полученная выше теоретическая зависимость неравновесной проводимости от интенсивности возбуждения, содержащая два линейных участка, соединенных переходной областью, хорошо согласуется с опытом, например для германия [23].

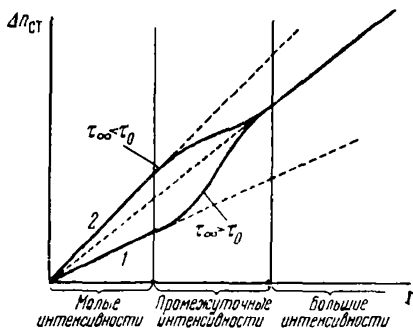


Рис. 73. Зависимость стационарной концентрации от интенсивности возбуждения при $a > c$ (кривая 1) и $a < c$ (кривая 2).

На рис. 74 в двойном логарифмическом масштабе представлена зависимость $\Delta n_{ст}$ от интенсивности освещения.

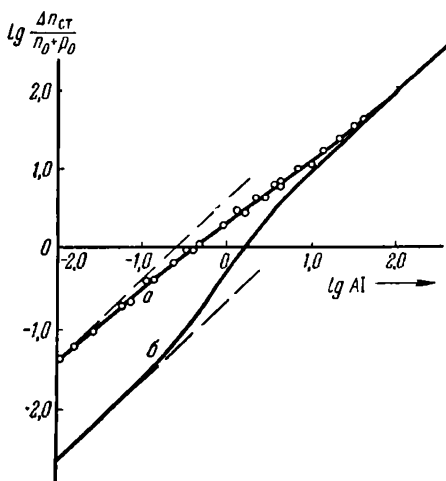


Рис. 74. Зависимость $\Delta n_{ст}$ от величины I для германия.

Сплошные кривые — теоретические: *a* — при $\tau_0/\tau_\infty = 4$, *б* — при $\tau_0/\tau_\infty = 1/4$. Кружки — экспериментальные значения для германиевого образца с $\tau_0/\tau_\infty = 4$.

Б. Случай любой концентрации ловушек

До сих пор мы всюду предполагали, что концентрация ловушек M столь мала, что в условии нейтральности (22.19) можно не учитывать связанного с ними заряда.

Важное значение имеет, однако, и случай больших концентраций ловушек, когда в уравнении нейтральности должны учитываться все члены. Этот случай часто осуществляется в не очень хорошо проводящих полупроводниках с достаточно большим числом глубоких ловушек, на которых может сосредоточиваться заметный заряд.

В противоположность случаю малой концентрации ловушек, когда из уравнения нейтральности (22.19) вытекало,

что $\Delta n = \Delta p$ и, следовательно, равняются друг другу и стационарные времена жизни электрона и дырки:

$$\tau = \frac{\Delta n}{k\beta I} = \frac{\Delta p}{k\beta I}. \quad (23.44)$$

В общем случае $\Delta n \neq \Delta p$ и, следовательно, не равны друг другу и времена жизни электронов и дырок:

$$\left. \begin{aligned} \tau_n &= \frac{\Delta n}{k\beta I}, \\ \tau_p &= \frac{\Delta p}{k\beta I}. \end{aligned} \right\} \quad (23.45)$$

Наша задача заключается в вычислении этих времен.

а) *Низкий уровень возбуждения.* Пусть

$$\left. \begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ p &= p_0 + \Delta p, \\ m &= m_0 + \Delta m, \end{aligned} \right\} \quad (23.46)$$

причем

$$\left. \begin{aligned} \Delta n &\ll n_0, \\ \Delta p &\ll p_0, \\ \Delta m &\ll m_0, \\ \Delta m &\ll (M - m_0). \end{aligned} \right\} \quad (23.47)$$

Тогда, подставив (23.46) в условие стационарности концентрации носителей в c -зоне (23.2) и v -зоне (23.3), после пренебрежения малыми высокими порядков получим

$$\gamma_n [\Delta n (M - m_0) - \Delta m (N_{cM} + n_0)] = \beta k I, \quad (23.48)$$

$$\gamma_p [\Delta p m_0 + (p_0 + P_{vM}) \Delta m] = \beta k I. \quad (23.49)$$

Учитывая условие нейтральности

$$\Delta p - \Delta n = \Delta m, \quad (23.50)$$

а также записав m_0 в виде

$$m_0 = \frac{M}{e \frac{-\Delta \varphi_M - F}{kT} + 1} = \frac{M}{\frac{N_{cM}}{n_0} + 1} = M - \frac{M}{\frac{P_{vM}}{p_0} + 1}, \quad (23.51)$$

получим (при совместном решении (23.48) — (23.51)) следующие выражения для τ_p и τ_n :

$$\tau_p = \frac{\tau_{n0}(P_0 + P_{vM}) + \tau_{p0} \left[n_0 + N_{cM} + M \left(1 + \frac{n_0}{N_{cM}} \right)^{-1} \right]}{p_0 + n_0 + M \left(1 + \frac{n_0}{N_{cM}} \right)^{-1} \left(1 + \frac{N_{cM}}{n_0} \right)^{-1}}, \quad (23.52)$$

$$\tau_n = \frac{\tau_{p0}(n_0 + N_{cM}) + \tau_{n0} \left[p_0 + P_{vM} + M \left(1 + \frac{p_0}{P_{vM}} \right)^{-1} \right]}{p_0 + n_0 + M \left(1 + \frac{p_0}{P_{vM}} \right)^{-1} \left(1 + \frac{P_{vM}}{p_0} \right)^{-1}}. \quad (23.52a)$$

Легко видеть, что полученные общие выражения при малых M превращаются в (23.12). В противоположном случае, очень больших M , имеем

$$\tau_p = \tau_{p0} \left(1 + \frac{N_{cM}}{n_0} \right) = \frac{1}{\gamma_p m_0}, \quad (23.53)$$

$$\tau_n = \tau_{n0} \left(1 + \frac{P_{vM}}{p_0} \right) = \frac{1}{\gamma_n (M - m_0)}. \quad (23.54)$$

Времена жизни в рассматриваемом случае просто определяются временем жизни по отношению к захвату электронов пустыми ловушками и дырок ловушками, занятыми электронами. Тепловые забросы, интенсивность которых мала по сравнению с интенсивностью захватов, роли не играют.

Зависимости τ_p и τ_n от уровня Ферми представлены на рис. 75, а и б.

При построении кривой на рис. 75, а принималось, что ловушки лежат в верхней половине зоны ($|\Delta \mathcal{E}_M| < \mathcal{E}_i$). Рис. 75, б соответствует противоположному случаю. Из рисунков видно, что характер зависимостей τ_p и τ_n от положения уровня Ферми резко меняется в точке, соответствующей совпадению уровня Ферми с уровнем ловушек $F = -\Delta \mathcal{E}_M$.

Значения τ_p и τ_n , вообще не равные друг другу, могут, однако, становиться равными при некотором положении уровня Ферми [точки пересечения кривых τ_n и τ_p , для кото-

рых $\gamma_p m_0 = \gamma_n (M - m_0)$. Если времена жизни неравновесных электронов и дырок сильно различаются, то при исследовании неравновесной проводимости главную роль играют те носители, время жизни которых больше. Из графиков на рис. 75 следует, что если τ_{p0} и τ_{n0} различаются не слишком сильно, то неравновесная проводимость определяется в основном временем жизни электронов — при уровне Ферми, лежащем выше ловушек, и временем жизни дырок — при уровне Ферми, лежащем под ловушками. Тот же вывод следует и из качественных соображений: в первом случае ловушки в основном заполнены, захват дырок идет интенсивнее, чем захват электронов, и $\tau_n > \tau_p$. В противоположном случае ловушки в основном пусты, захват ими электронов превалирует над захватом дырок и $\tau_p > \tau_n$.

В некоторых случаях при исследовании неравновесных процессов используются методы, позволяющие определять время жизни *неосновных* носителей, причем пове-

дение неравновесных носителей благодаря «избирательности» метода на результаты измерений не влияет (см. § 58). При этом измеряемая величина (время жизни неравновесных неосновных носителей) зависит от уровня Ферми так, как это показано пунктирными линиями на рис. 75.

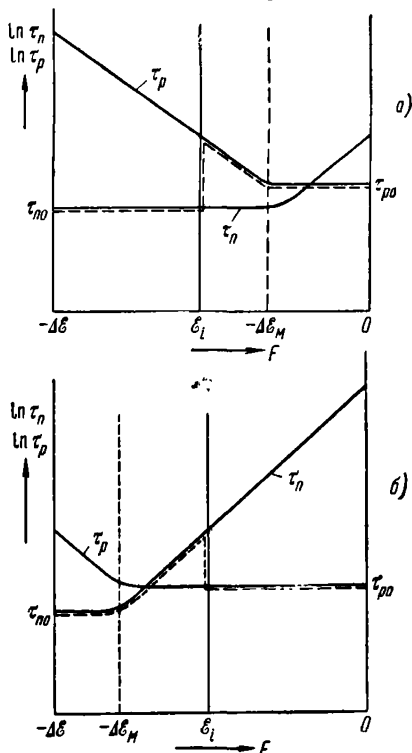


Рис. 75. Зависимость времени жизни электронов и дырок от положения уровня Ферми.

а) ловушки расположены в верхней части запрещенной зоны, б) то же в нижней части зоны.

б) *Любой уровень возбуждения.* В плохо проводящих полупроводниках часто реализуются условия, когда концентрация ловушек очень велика сравнительно с концентрацией носителей тока $n = n_0 + \Delta n$ и $p = p_0 + \Delta p$ и в то же время в противоположность случаю, проанализированному выше [см. (23.53) и (23.54)], уровень возбуждения может быть любым и, в частности, высоким (т. е. $\Delta n \gg n_0$; $\Delta p \gg p_0$).

Рассмотрим этот случай, предполагая, что не только полная концентрация ловушек M , но и порознь концентрации свободных и занятых электронами ловушек много больше n и p , т. е.

$$\left. \begin{aligned} M - m_0 &\gg \left\{ \begin{array}{l} n_0 + \Delta n, \\ p_0 + \Delta p, \end{array} \right\} \\ m_0 &\gg \left\{ \begin{array}{l} n_0 + \Delta n, \\ p_0 + \Delta p \end{array} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (23.55)$$

Тогда, учитывая, что из условия нейтральности $\Delta m = \Delta p - \Delta n$, к неравенствам (23.55) можно добавить

$$\left. \begin{aligned} M - m_0 &\gg \Delta m, \\ m_0 &\gg \Delta m \end{aligned} \right\}. \quad (23.56)$$

Иными словами, и в этих условиях освещение заметно не изменяет существующую в равновесии концентрацию электронов и дырок на ловушках.

При этом условия стационарности (23.2), (23.3) переписутся в виде

$$\gamma_n [(n_0 + \Delta n)(M - m_0) - m_0 N_{cM}] = k\beta I, \quad (23.57)$$

$$\gamma_p [(p_0 + \Delta p)m_0 - (M - m_0)P_{vM}] = k\beta I. \quad (23.58)$$

Из (23.57) и (23.58), учитывая, что $n_0(M - m_0) = m_0 N_{cM}$ и $p_0 m_0 = (M - m_0)P_{vM}$, сразу получаем

$$\Delta n = \frac{\beta k I}{\gamma_n (M - m_0)}, \quad (23.59)$$

$$\tau_n = \frac{\Delta n}{\beta k I} = \frac{1}{\gamma_n (M - m_0)}. \quad (23.60)$$

$$\Delta p = \frac{\beta k I}{\gamma_p m_0}, \quad (23.61)$$

$$\tau_p = \frac{\Delta p}{\beta k I} = \frac{1}{\gamma_p m_0}; \quad (23.62)$$

(23.60) и (23.62) совпадают с (23.53) и (23.54).

Таким образом, при очень большой концентрации ловушек и любом уровне возбуждения¹⁾ времена жизни электронов и дырок независимы, неодинаковы и, как следует из вида выражений (23.60) и (23.62), определяются только темпом захвата соответствующих носителей ловушками.

В. Заключение

Мы рассмотрели большое число предельных случаев, относящихся к рекомбинации через ловушки одного сорта, для которых в той или иной мере удастся провести количественное описание. Хотелось бы подчеркнуть, что все различие большого числа рассмотренных частных случаев заключается, по существу, в перестановке членов, определяющих концентрации ловушек M , равновесные концентрации носителей $n_0(p_0)$ и концентрации неравновесных носителей $\Delta n(\Delta p)$ в неравенствах, определяющих соотношение между ними.

Напишем эти неравенства (см. таблицу 2). Нетрудно видеть, что возможны следующие шесть предельных случаев (для которых в таблице справа указаны номера формул для вычисления времени жизни):

Таблица 2

Малая концентрация ловушек	$\left\{ \begin{array}{l} M \ll \Delta n(\Delta p) \ll n_0(p_0) \\ \Delta n(\Delta p) \ll M \ll n_0(p_0) \end{array} \right\}$	низкий уровень возбуждения	(23.12)	
				$\left\{ \begin{array}{l} M \ll n_0(p_0) \ll \Delta n(\Delta p) \\ n_0(p_0) \ll M \ll \Delta n(\Delta p) \end{array} \right\}$
	Большая концентрация ловушек	$\left\{ \begin{array}{l} \Delta n(\Delta p) \ll n_0(p_0) \ll M \\ n_0(p_0) \ll \Delta n(\Delta p) \ll M \end{array} \right\}$	низкий уровень возбуждения	
				высокий уровень возбуждения

Примечание к таблице. Терминология, принятая в таблице, построена таким образом, что концентрация ловушек сравнивается с *полной* (равновесной плюс неравновесной) концентрацией носителей тока. Следовательно, например, случай большой концентрации ловушек при высоком уровне возбуждения означает, что именно концентрация ловушек превосходит концентрацию носителей, а не наоборот.

¹⁾ См. примечание к таблице в п. В (заключение).

Выше были рассмотрены эти предельные случаи, а также получены общие соотношения, описывающие переходные области между некоторыми из них.

§ 24. Случай нескольких типов ловушек

Если в полупроводнике имеется несколько типов ловушек, отличающихся энергетическим положением в запрещенной зоне и сечениями захвата, то, поскольку эти ловушки могут обмениваться электронами только с c - и v -зонами (переходы между ловушками исключены, так как пространственно ловушки разделены), казалось бы, влияния ловушек разного типа на рекомбинационные процессы должны просто складываться. Это означало бы, что эффективное стационарное время жизни τ могло бы быть определено из выражения

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k}, \quad (24.1)$$

где k — номер типа ловушек.

Однако, как показал С. Г. Калашников [5], рассмотревший случай слабого возбуждения, если концентрация хотя бы одного типа ловушек не мала по сравнению с равновесными концентрациями n_0 или p_0 , взаимное влияние ловушек может быть существенным. Это влияние вызывается тем, что в указанном случае уравнение нейтральности имеет вид

$$\Delta n - \Delta p = \sum_k \Delta m_k, \quad (24.2)$$

и, следовательно, соотношение между Δn и Δp может существенно зависеть от наличия ловушек разного типа. Таким образом, например, наличие большого числа ловушек, не участвующих непосредственно в рекомбинации, может, однако, повлиять на рекомбинацию, идущую через ловушки другого типа за счет изменения соотношения между Δn и Δp . (Подробнее об этом см. в § 30.) Лишь в том случае, когда число ловушек всех типов столь мало, что в качестве условия нейтральности может быть использовано соотношение $\Delta n = \Delta p$, действие разных типов ловушек аддитивно складывается и время жизни может быть вычислено по формуле (24.1).

§ 25. Релаксация неравновесной проводимости

До настоящего времени мы рассматривали стационарные условия и вычисляли стационарное время жизни неравновесных носителей.

При переходе к рассмотрению релаксационных кривых неравновесной проводимости знания стационарного времени жизни, вообще говоря, не достаточно. Действительно, характерная, например, для случая малой концентрации ловушек нелинейная зависимость $\Delta n_{\text{ст}} = f(I)$, указывает на неэкспоненциальный характер кривых релаксации неравновесной проводимости (при возбуждении П-импульсами). Отсюда очевидно, что для полного описания неравновесной проводимости необходимо наряду со стационарными характеристиками, например $\tau_{\text{ст}}$, привлекать дополнительные характеристики, для получения которых нужно решать нестационарную задачу. В качестве таких характеристик целесообразно использовать мгновенные значения времени жизни $\tau_{\text{мгн}}$, знание которых позволяет определить не только стационарные значения, но и кривые релаксации неравновесной проводимости.

Выясним характер релаксации для некоторых важных случаев.

А. Малая концентрация ловушек

Найдем зависимость от времени неравновесной концентрации носителей для полупроводника с малой концентрацией ловушек [9,23]. Для этого нужно решить кинетические уравнения (22.16) — (22.18).

Как и раньше, запишем условие нейтральности в виде

$$\Delta p = \Delta n + \Delta m \simeq \Delta n.$$

Если, как мы приняли, полное изменение концентрации электронов на ловушках Δm пренебрежимо мало сравнительно с Δn и Δp и, следовательно, $\Delta n \simeq \Delta p$, то качественно очевидно, что в течение основной части монотонного процесса релаксации (которым мы интересуемся) практически должны быть равны и производные dn/dt и dp/dt ¹⁾. Тогда, приравнявая

¹⁾ Возможность предположения $\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt}$ следует и из строгой количественной оценки, на которой мы не будем останавливаться.

правые части (22.16) и (22.18), находим m и, подставляя его в уравнение (22.16), имеем

$$\frac{dn}{dt} = k\beta I + M \frac{\gamma_n \gamma_p (N_{cM} P_{vM} - np)}{\gamma_n (N_{cM} + n) + \gamma_p (P_{vM} + p)}, \quad (25.1)$$

или, учитывая, что $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$, $N_{cM} P_{vM} = n_0 p_0$, получаем

$$\frac{d\Delta n}{dt} + M \frac{\gamma_n \gamma_p (\Delta n + n_0 + p_0) \Delta n}{\gamma_p (\Delta n + p_0 + P_{vM}) + \gamma_n (\Delta n + n_0 + N_{cM})} = k\beta I. \quad (25.2)$$

В уравнении (25.2) переменные разделяются, и, например, для кривой спада фотопроводимости ($k\beta I = 0$), с учетом начального условия $\Delta n = \Delta n_{ct}$ при $t = 0$, имеем

$$\frac{t}{t_\infty} = \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau_\infty}\right) \ln \frac{\Delta n_{ct} + n_0 + p_0}{\Delta n + n_0 + p_0} - \frac{\tau_0}{\tau_\infty} \ln \frac{\Delta n}{\Delta n_{ct}}. \quad (25.3)$$

Образуя $\tau_{mгн} = -\frac{\Delta n}{d\Delta n/dt}$, можно получить

$$\begin{aligned} \tau_{mгн} &= \frac{\gamma_p (\Delta n + p_0 + P_{vM}) + \gamma_n (\Delta n + n_0 + N_{cM})}{M \gamma_n \gamma_p (\Delta n + n_0 + p_0)} = \\ &= \tau_{n0} \frac{\Delta n + p_0 + P_{vM}}{\Delta n + n_0 + p_0} + \tau_{p0} \frac{\Delta n + n_0 + N_{cM}}{\Delta n + n_0 + p_0}. \end{aligned} \quad (25.4)$$

Нетрудно видеть, что, аналогично стационарному случаю, (25.4) может быть переписано в виде [см. (23.27)]

$$\tau_{mгн} = \tau_0 \frac{1 + a \Delta n}{1 + c \Delta n}. \quad (25.5)$$

Поскольку Δn — переменная концентрация неравновесных носителей — меняется в процессе релаксации, $\tau_{mгн}$ также переменна. Приведенное в § 23 выражение для τ_{ct} (23.37) является предельным случаем (25.5).

Итак, в рассматриваемом случае малого числа ловушек время жизни определяется только концентрацией неравновесных носителей, и мгновенное значение времени жизни при некотором $\Delta n_{mгн}$ равно стационарному времени жизни

при той же стационарной концентрации $\Delta n_{ст} = \Delta n_{мгн}$. Так как спадание концентрации происходит при $\Delta n \gg n_0 + p_0$ с постоянной времени τ_∞ , а при $\Delta n \ll n_0 + p_0$ с τ_0 , то кривая релаксации заключена между экспонентами e^{-t/τ_∞} и e^{-t/τ_0} .

На рис. 76, А приведена построенная на основании (25.3) релаксационная кривая для уровня инжекции $\Delta n_{ст}/(n_0 + p_0) = 4$

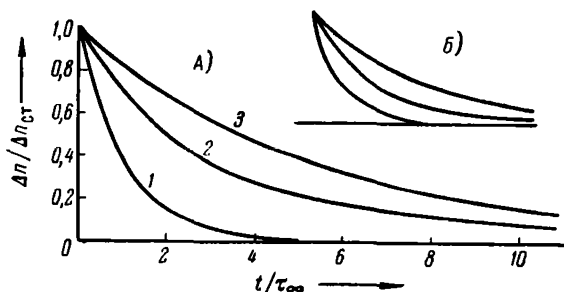


рис. 76.

А) теоретические кривые: 1 — e^{-t/τ_0} ; 2 — кривая релаксации, построенная в соответствии с (25.3); 3 — e^{-t/τ_∞} ; Б) соответствующие экспериментальные кривые (осциллограмма).

при соотношении $\tau_0/\tau_\infty = 5$. Там же для сравнения показаны две экспоненты: e^{-t/τ_0} и e^{-t/τ_∞} . В начале релаксации (при достаточном уровне инжекции) кривая близка к первой экспоненте, затем, по мере рекомбинации, отдаляется от нее, приближаясь ко второй. Отметим, что этот переход совершается плавно, без точек перегиба, так как из (25.3) видно, что $d^2t/d(\Delta n)^2$ знака не меняет при любых τ_0/τ_∞ и $\Delta n/(n_0 + p_0)$.

Экспериментально наблюдаемые кривые спада фотопроводимости в германии (при освещении П-импульсами) [23] качественно соответствуют решению (25.3). Они имеют при достаточном уровне инжекции неэкспоненциальный характер и лежат между экспонентами, соответствующими

предельным значениям времени жизни (см. осциллограмму рис. 76, Б).

На рис. 77 представлены результаты количественной проверки формулы (25.5). Сплошная кривая изображает теоре-

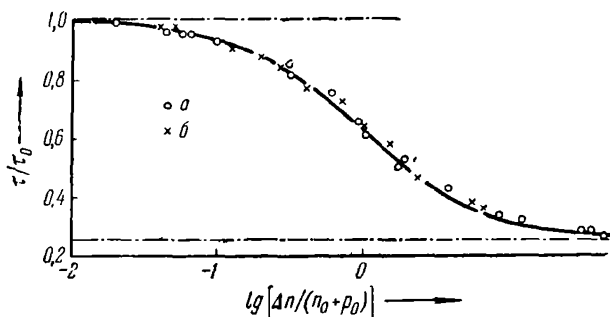


Рис. 77. Сплошная линия — теоретическая зависимость $\tau_{\text{МГН}} = f(\Delta n)$:

a — экспериментальные значения $\tau_{\text{СТ}} = f(\Delta n_{\text{СТ}})$, *б* — экспериментальные значения $\tau_{\text{МГН}} = f(\Delta n)$.

тическую зависимость $\tau_{\text{МГН}} = f(\Delta n)$, построенную в соответствии с (25.5). Точки, хорошо укладывающиеся на кривую, получены экспериментально на германии.

Б. Большая концентрация ловушек

Рассмотрение этого случая в стационарных условиях уже проделано в п. Б § 23. Очевидно, что возбуждение не может существенно повлиять на концентрацию электронов и дырок на уровнях *M* (а следовательно, и на интенсивность захватов этими уровнями, которая и определяет, как было показано в п. Б § 23, время жизни). Следовательно, времена жизни электронов и дырок остаются постоянными вдоль процесса релаксации, равными стационарным значениям (23.53) и (23.54). Однако поскольку $\tau_n \neq \tau_p$, кривые релаксации при возбуждении, например, прямоугольными импульсами имеют сложный характер. Действительно, если, например, $\tau_n \ll \tau_p$, то, с одной стороны, дырочная составляющая фотопроводимости $\Delta\sigma_p = e\mu_p \Delta p = e\mu_p \beta k l \tau_p$ больше электронной

$\Delta\sigma_n = e\mu_n \Delta n = e\mu_n (\beta k / \tau_n^{-1})$, с другой, — релаксация электронной составляющей определяется меньшим временем τ_n и происходит скорее, чем дырочной. В результате кривые релаксации имеют вид кривых с изломом (рис. 78). «Скачки»



Рис. 78. Кривые релаксации при большой концентрации ловушек.

в начале кривых нарастания и спада соответствуют изменению «быстрой» электронной составляющей фотопроводимости, последующие более медленные участки — дырочной.

¹⁾ Предполагается, что подвижности μ_n и μ_p не различаются слишком сильно.

Г Л А В А 6

ПРОЦЕССЫ ПРИЛИПАНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

§ 26. Центры рекомбинации и центры прилипания

При наличии в полупроводнике нескольких типов ловушек количественное описание рекомбинационных процессов, особенно в нестационарных условиях (кривые релаксации), становится весьма затруднительным. Однако в отдельных случаях здесь могут помочь полуколичественные соображения, основанные на разумной классификации ловушек по той роли, которую они могут играть в рекомбинационных процессах.

Выше, рассматривая статистику рекомбинации через ловушки, мы учитывали два типа переходов: «захваты» электронов и дырок ловушками и «тепловой заброс» захваченных зарядов обратно в зоны. Если в полупроводнике имеется несколько типов ловушек, то очевидно, что относительно большую роль в рекомбинации будут играть те из них, для которых интенсивность обратных тепловых забросов меньше. Действительно, захват ловушкой, например, электрона из s -зоны лишь в том случае завершается рекомбинацией пары, если в дальнейшем электрон перейдет в v -зону (захват ловушкой дырки). Обратный тепловой заброс ликвидирует такую возможность и, следовательно, приводит к уменьшению интенсивности рекомбинации.

Ловушки, для которых вероятность обратного теплового заброса очень велика, практически находятся в обмене зарядами только с одной из зон¹⁾. Такие ловушки (и соответ-

¹⁾ В стационарных условиях это соответствует тому, что интенсивность захватов на уровень и обратных тепловых забросов с него в зону равны друг другу («квазидетальное равновесие»). В этих условиях зоне и уровню соответствует единый квазиуровень Ферми.

ствающие им уровни) именуются *центрами (уровнями) прилипания*.

В противоположность этому ловушки, для которых тепловые забросы маловероятны, именуются *центрами (уровнями) рекомбинации*. Такие ловушки осуществляют только захват электронов и дырок (и тем самым их рекомбинацию) без обратных тепловых забросов.

Разумеется, не всегда возможно выделение этих крайних типов ловушек. Однако в тех случаях, когда это удается, появляется возможность значительно упростить качественный и количественный анализы рекомбинационных явлений при наличии нескольких типов ловушек.

Для ловушки, захватившей заряд, можно легко определить отношение k вероятности захвата заряда противоположного знака (т. е. рекомбинации) к вероятности теплового заброса. Действительно, если, например, электрон захвачен уровнем M , то вероятность его возвращения в s -зону согласно (22.14) равна $\gamma_n N_{cM}$, а вероятность рекомбинации с дыркой — $\gamma_p p$, следовательно,

$$k_n = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n N_{cM}} = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n N_c e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}}. \quad (26.1)$$

Рассуждая аналогично для ловушки, захватившей дырку, имеем

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p P_{vM}} = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p P_v e^{-\frac{\Delta \mathcal{E} - \Delta \mathcal{E}_M}{kT}}}. \quad (26.2)$$

В соответствии со сказанным выше ловушки, для которых вероятность теплового заброса больше, чем вероятность захвата носителя противоположного знака (т. е. $k < 1$), именуются центрами прилипания. Ловушки, для которых $k > 1$, называются центрами рекомбинации. Из (26.1) и (26.2) видно, что отнесение ловушек данного сорта к тому или иному типу центров определяется не только характеристиками самих ловушек (γ_n , γ_p , $\Delta \mathcal{E}_M$), но и температурой, а также концентрацией тех носителей, захват которых завершает рекомбинацию. Следовательно, изменение, например, интенсивности освещения [и, следовательно, p или n в (26.1) или (26.2)] или температуры может перевести ловушки из класса центров рекомбинации в класс уровней прилипания либо наоборот.

А. Демаркационные уровни

При заданных интенсивности освещения и температуре величина k определяется расстоянием уровня ловушек от края s - или v -зоны, причем из (26.1) и (26.2) следует, что ловушки, располагающиеся вблизи краев зон, имеют большую вероятность оказаться центрами прилипания, а ловушки, находящиеся в центральной части запрещенной зоны, играют роль центров рекомбинации.

Иногда, при большом числе типов ловушек, вводятся в рассмотрение так называемые «демаркационные уровни» [2], показанные на рис. 79 сплошными линиями. Положение этих уровней должно выбираться так, что для совпадающих с ними

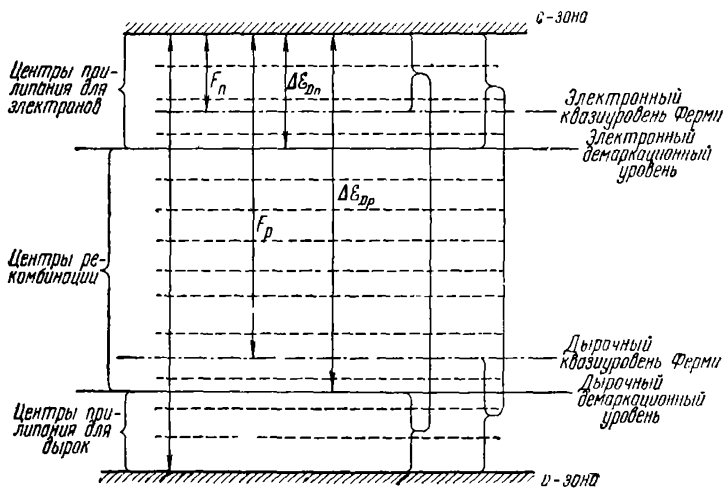


Рис. 79. Расположение демаркационных уровней и квазиуровней Ферми в запрещенной зоне полупроводника.

уровней ловушек $k = 1$, т. е. вероятности теплового заброса и рекомбинации одинаковы. В этих условиях ловушки, расположенные между верхним демаркационным уровнем и s -зоной, являются центрами прилипания для электронов. Захватываемые ими электроны s -зоны практически всегда вновь выбрасываются теплом в ту же зону. Между нижним демаркационным уровнем и v -зоной расположены центры прили-

пания дырок. Между демаркационными уровнями лежат ловушки — «центры рекомбинации». Захват носителей (как электронов, так и дырок) этими центрами оканчивается рекомбинацией.

Положение электронного и дырочного демаркационных уровней ($-\Delta\mathcal{E}_{Dn}$ и $-\Delta\mathcal{E}_{Dp}$) может быть определено из условий

$$k_n = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n N_c e \frac{\Delta\mathcal{E}_{Dn}}{kT}} = 1, \quad (26.3)$$

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p P_v e \frac{-\Delta\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}_{Dp}}{kT}} = 1. \quad (26.4)$$

Заменяя p и n их выражениями (3.1) и (3.2) через квазиуровни Ферми, получаем

$$-\Delta\mathcal{E}_{Dn} = -\Delta\mathcal{E} - F_p - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p P_v}, \quad (26.5)$$

$$-\Delta\mathcal{E}_{Dp} = -\Delta\mathcal{E} - F_n + kT \ln \frac{\gamma_p P_v}{\gamma_n N_c}. \quad (26.6)$$

Если в первом приближении пренебречь логарифмическими членами в (26.5) и (26.6), то видно, что демаркационный уровень для дырок отстоит от v -зоны на расстоянии, равном расстоянию электронного квазиуровня Ферми от c -зоны. Аналогично этому демаркационный уровень для электронов располагается вблизи c -зоны на расстоянии, равном расстоянию дырочного квазиуровня Ферми от v -зоны.

Такой «перекрестный» характер связи между демаркационными уровнями и уровнями Ферми вполне понятен: чем больше, например, дырок в v -зоне (и, следовательно, чем ближе квазиуровень Ферми для дырок в этой зоне), тем вероятнее конкурирующий с тепловыми забросами электронов захват ими этих дырок. Следовательно, с ростом p лишь все более мелкие ловушки, расположенные близко к c -зоне, будут оставаться уровнями прилипания для электронов. Таким образом, смещение дырочного квазиуровня Ферми к v -зоне должно приводить к смещению электронного демаркационного уровня к c -зоне.

Итак, демаркационные уровни делят запрещенную зону на три области: область уровней прилипания для электронов

(вблизи s -зоны), область уровней прилипания для дырок (вблизи v -зоны) и центральную область, в которой ловушки являются центрами рекомбинации как для электронов, так и дырок.

Следует, однако, подчеркнуть, что поскольку положение демаркационных уровней зависит от *отношения сечений захвата* [см. (26.5) и (26.6)], то, очевидно, что демаркационные уровни имеет смысл проводить лишь для тех уровней ловушек, для которых это отношение варьирует не очень сильно [слабая вариация не существенна, так как отношение сечений входит в (26.5) и (26.6) под знаком логарифма]. Далее, уровни прилипания, заполненные в равновесии, например уровни прилипания электронов, расположенные выше соответствующего демаркационного уровня, но ниже квазиуровня Ферми, должны, очевидно, проявляться как центры рекомбинации, ибо захват ими электронов невозможен, а захват дырок, (для которых эти уровни — рекомбинационные) приводит к рекомбинации (см. об этом подробнее в § 30).

Из сказанного выше ясно, что разделение уровней на классы с помощью демаркационных уровней является весьма приближенным качественным способом анализа ситуации в некоторых частных случаях. Необходимо, наконец, подчеркнуть, что принадлежность ловушек к центрам рекомбинации или прилипания не определяет однозначно их роли в процессе рекомбинации. Действительно, если, например, в полупроводнике есть *только* мелкие ловушки, играющие роль уровней прилипания, а центры рекомбинации отсутствуют (либо их мало), то очевидно, что рекомбинация зонных электронов и дырок будет происходить (за неимением центров рекомбинации) через уровни прилипания. Такая рекомбинация будет замедленной, так как «прилипающий» заряд будет многократно выбрасываться обратно в зону, прежде чем он окончательно рекомбинирует с зарядом противоположного знака, однако все же именно уровни прилипания будут определять рекомбинацию¹⁾.

Таким образом, характер рекомбинационных процессов и роль в этих процессах отдельных типов ловушек опреде-

¹⁾ По существу, такая рекомбинация через уровни прилипания имеет место в некотором интервале температур (участки 2 и 3 на рис. 69) в рассмотренном нами случае одного типа ловушек [см. (23.28)].

ляются всей совокупностью условий в кристалле. Однако несмотря на все эти оговорки, как будет видно из дальнейшего, использование классификации, включающей понятия об уровнях прилипания и рекомбинации, во многих случаях оказывается весьма полезным.

Какова же роль уровней прилипания в рекомбинационных процессах? Оказывается, уровни прилипания весьма сильно сказываются в нестационарных условиях, изменяя характер релаксации неравновесной проводимости. Однако и в стационарных условиях наличие уровней прилипания существенно влияет на фотопроводимость. Вопрос о влиянии прилипания на стационарные характеристики и релаксацию неравновесной проводимости рассматривается ниже для монополярной (раздел I) и биполярной (раздел II) собственной фотопроводимости. Такое рассмотрение требует принятия определенных конкретных моделей. В качестве таких конкретных моделей используются: в разделе I — модель «большой концентрации центров рекомбинации» (см. § 23, Б), естественно объясняющая монополярный характер фотопроводимости при собственном возбуждении, а в разделе II — модель «малой концентрации центров рекомбинации» (§ 23, А), наиболее подходящая для биполярной фотопроводимости.

Раздел I

МОНОПОЛЯРНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

§ 27. Влияние уровней прилипания на стационарные характеристики и релаксацию неравновесной проводимости (слабое заполнение уровней — линейный случай)

Вопрос о влиянии прилипания мы рассмотрим на простом (но важном) примере случая высокого уровня возбуждения ($n_0 \ll \Delta n \approx n$, $p_0 \ll \Delta p \approx p$).

Для этого рассмотрим схему, изображенную на рис. 80.

Пусть возникающие в результате освещения электроны и дырки рекомбинируют через центры рекомбинации S . Будем считать, что концентрация этих центров весьма велика, так что освещение практически не меняет их заполнения, т. е.

концентрации заполненных s и пустых ($S - s$) центров неизменны ¹⁾.

В этих условиях времена жизни электронов и дырок различны, но постоянны:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_{nS}(S - s)} = \text{const}, \quad (27.1)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{pS}s} = \text{const}. \quad (27.2)$$

Допустим, что $\tau_n \gg \tau_p$. Это значит, что дырки очень быстро захватываются центрами S и неравновесная проводимость определяется носителями одного знака (в нашем случае электронами), т. е. является «монополярной».

В связи с этим мы ниже рассмотрим влияние прилипания на релаксацию концентрации неравновесных электронов.

Пусть, кроме уровней S , играющих роль центров рекомбинации (тепловыми забросами с этих центров пренебрегаем, рис. 80), в полупроводнике имеются расположенные близко

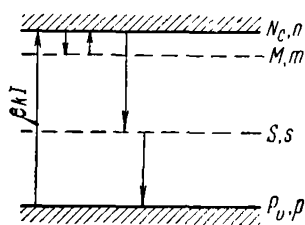


Рис. 80. Схема переходов при наличии одного сорта центров рекомбинации (S) и одного сорта центров прилипания для электронов (M).

к зоне проводимости, в равновесии не заполненные, уровни M . Для рассматриваемой модели (весьма часто реализующейся в плохо проводящих полупроводниках, например в CdS и т. п.) эти уровни выступают именно как уровни прилипания.

Действительно, прямой захват ими дырок невозможен, так как дырки локализованы на *многочисленных* уровнях S , пространственно отделенных от уровней M . Следовательно, электроны, захватываемые такими уровнями из s -зоны, могут только (в результате теплового заброса) возвратиться обратно, в s -зону. Таким образом, уровни M выступают, в этих условиях, как абсолютные ($k \approx 0$) уровни прилипания.

Ограничимся пока предположением, что при всех условиях заполнение уровней прилипания электронами мало ²⁾.

¹⁾ Этот случай соответствует случаю весьма большой концентрации ловушек (§ 23, Б).

²⁾ $M \gg m$, линейный случай. Рассмотрение без этого ограничения проводится в разделе III.

Тогда изменение в единицу времени концентрации электронов в c -зоне может быть записано в виде

$$\frac{dn}{dt} = \beta kI - \frac{n}{\tau_n} - \gamma_n nM + \gamma_n mN_{cM}; \quad (27.3)$$

здесь τ_n соответствует (27.1), т. е. постоянно.

Кроме (27.3), учитывая, что полное число электронов в c -зоне и на уровнях M убывает только из-за захвата электронов c -зоны центрами рекомбинации, можно написать

$$\frac{d(n+m)}{dt} = \beta kI - \frac{n}{\tau_n}. \quad (27.4)$$

Из (27.4) видно, что в стационарном случае

$$n_{ст} = \beta k I \tau_n, \quad (27.5)$$

т. е. не отличается от концентрации, которая имела бы место в отсутствие уровней прилипания. Таким образом, в рассматриваемом случае уровни прилипания в стационарных условиях не проявляются.

Задачу для нестационарных условий рассмотрим в двух следующих крайних случаях:

1) установление равновесия между уровнями прилипания и c -зоной происходит за эффективное время θ , много меньшее времени жизни τ_n : $\tau_n \gg \theta$; ловушки, соответствующие этим условиям, мы будем именовать уровнями или центрами многократного прилипания или уровнями α -типа;

2) противоположный случай: $\tau_n \ll \theta$; соответствующие ловушки назовем уровнями однократного прилипания или уровнями β -типа.

А. Релаксация при наличии α -центров прилипания

Найдем зависимость концентрации электронов n в c -зоне от времени, если до освещения $n = m = 0$ и при $t = 0$ начинается освещение ¹⁾.

¹⁾ То есть анализируется релаксация при возбуждении прямоугольными импульсами света.

Весь период релаксации можно разбить на два:

а) «малые» времена $t \ll \tau_n$, когда в (27.3) и (27.4) членом $\frac{n}{\tau_n}$ можно пренебречь по сравнению с $\gamma_n n M$ и $\beta k I$;

б) «большие» времена $t \gg \theta$, когда установится термическое равновесие между c -зоной и M -уровнями и дальнейшая релаксация происходит в условиях существования этого равновесия¹⁾.

Для первого периода имеем вместо (27.3) и (27.4)

$$\frac{dn}{dt} = \beta k I - \gamma_n n M + \gamma_n m N_{cM}. \quad (27.6)$$

$$\frac{d(m+n)}{dt} = \beta k I. \quad (27.7)$$

Учитывая начальные условия ($n = m = 0$ при $t = 0$), из (27.7) получаем

$$m + n = \beta k I t. \quad (27.8)$$

Подставляя m из (27.8) в (27.6), получим

$$\frac{dn}{dt} = k\beta I - \gamma_n n (M + N_{cM}) + \beta k I \gamma_n N_{cM} t. \quad (27.9)$$

Решение этого уравнения имеет вид [10, 14]

$$n = \beta k I \left[\gamma_n M \theta^2 \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}} \right) + \gamma_n N_{cM} \theta t \right], \quad (27.10)$$

где

$$\theta = \frac{1}{\gamma_n (M + N_{cM})}. \quad (27.10a)$$

Рис. 81. Начальная стадия релаксации при наличии уровней прилипания α -типа, $M_1 < M_2 < M_3 < M_4$.

Это решение представляет собой сумму экспоненты и прямой. На рис. 81 представлена серия полученных зависимостей для разных M . При $t \ll \theta$, разлагая (27.10) в ряд, имеем в первом приближении

$$n = \beta k I t. \quad (27.11)$$

¹⁾ Оба периода «перекрываются» в области $\theta < t < \tau_n$.

Следовательно, на самый начальный участок кривых рис. 81 не влияет ни рекомбинация, ни прилипание. По этому участку может быть определен истинный квантовый выход β .

При $t \cong \theta$ на кривых появляется излом. Это объясняется тем, что за время θ успевает установиться равновесие между c -зоной и M -ловушками и дальнейшая релаксация n происходит в условиях такого равновесия (приблизительного). Из (27.10) при $t \gg \theta$ имеем [1, 10, 14]

$$n = \beta k I t \frac{N_{cM}}{N_{cM} + M}. \quad (27.12)$$

Следовательно, наклон прямой на этом участке уменьшен по сравнению с наклоном (27.11) в отношении $\frac{N_{cM}}{N_{cM} + M}$. Это связано с тем, что из числа электронов, заброшенных в верхнюю зону, лишь доля, определяемая этим отношением, находится в c -зоне, остальные электроны находятся на уровнях M . Чем меньше M , тем ближе наклон на рассматриваемом участке к начальному наклону (по которому может быть определен истинный квантовый выход β).

Начальный малый скачок может не обнаруживаться в опытах. В этом случае по наклону второго участка кривой релаксации можно определить значение так называемого «феноменологического квантового выхода» β' , отличающегося от истинного в $\frac{N_{cM}}{N_{cM} + M}$ раз:

$$\beta' = \frac{\beta}{1 + M/N_{cM}}. \quad (27.13)$$

Рассмотрим, далее, решение (27.3) и (27.4) при временах $t > \theta$. При этом можно считать, что соотношение между n и m соответствует термическому равновесию, т. е. (в отсутствие вырождения)

$$\frac{n}{m} = \frac{N_c}{M} e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}} = \frac{N_{cM}}{M}, \quad (27.14)$$

тогда вместо (27.4) можно написать

$$\frac{d}{dt} \left(n + n \frac{M}{N_{cM}} \right) = \beta k I - \frac{n}{\tau_n}, \quad (27.15)$$

или

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N_{cM}}{N_{cM} + M} \beta k l - \frac{n}{\tau_n} \frac{N_{cM}}{M + N_{cM}}. \quad (27.16)$$

Принимая, что при $t = 0$ $n = 0$, получаем [10]

$$n = \beta k l \tau_n \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}}\right), \quad (27.17)$$

где

$$\tau' = \tau_n \frac{M + N_{cM}}{N_{cM}} = \tau_n \left(1 + \frac{M}{N_{cM}}\right) = \tau_n \left(1 + \frac{M}{N_c} e^{\frac{\Delta \mathcal{E}_M}{kT}}\right). \quad (27.18)$$

Выражение (27.17), описывающее релаксацию n при $t > 0$, имеет вид нарастающей экспоненты. Однако при наличии α -центров прилипания постоянная времени этой экспоненты τ' может весьма значительно превышать время жизни τ_n

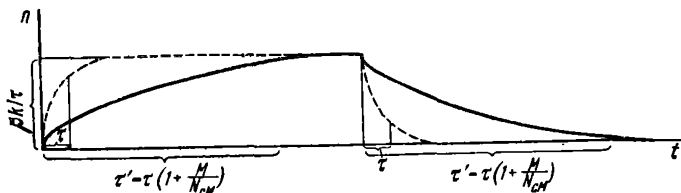


Рис. 82. Кривые релаксации при наличии уровней прилипания α -типа.

Пунктирной линией показаны релаксационные кривые в тех же условиях, но при отсутствии уровней прилипания.

[см. (27.18)] и тем значительней, чем «глубже» расположены α -центры, чем больше их концентрация и ниже температура.

Легко показать, что спадающая кривая релаксации при выключении света, так же как и нарастающая, имеет начальный быстрый участок, длящийся время θ , за которым следует инерционная часть, определяемая выражением

$$n = \beta k l \tau_n e^{-\frac{t}{\tau'}}. \quad (27.19)$$

На рис. 82 схематично изображены кривые нарастания и спада неравновесной проводимости при наличии α -центров прилипания.

На рис. 83 представлена осциллограмма релаксации фотопроводимости в CdS, соответствующая рис. 81.

Б. Релаксация при наличии β -центров прилипания

Рассмотрим другой крайний случай, когда установление равновесия между уровнями прилипания и c -зоной требует значительно большего времени, чем время жизни, т. е. [см. (27.10a)]

$$0 = \frac{1}{\gamma_n M + \gamma_n N_{cM}} \gg \tau_n. \quad (27.20)^1$$

Используем те же уравнения (27.3) и (27.4) и те же начальные условия ($n = m = 0$ при $t = 0$). Имеет смысл также аналогично предыдущему разделить весь период релаксации на две части.

Действительно, поскольку τ_n мало, можно считать, что сразу за освещением за малое время τ_n в c -зоне устанавливается почти стационарное значение концентрации n , а затем в условиях существования этой почти стационарной концентрации протекает второй (медленный) процесс — захват электронов β -центрами прилипания.

При этом влияние процесса прилипания на концентрацию n больше всего сказывается в начале процесса (пока m мало и обратные тепловые забросы практически отсутствуют), затем уменьшается со временем и стремится к нулю, когда интенсивность тепловых забросов сравнивается с интенсивностью захватов.

Итак, на начальном участке релаксации пренебрежем в (27.3) членом $\gamma_n m N_{cM}$, тогда имеем

$$\frac{dn}{dt} = \beta k I - n \left(\frac{1}{\tau_n} - \gamma_n M \right), \quad (27.22)$$

¹⁾ Очевидно, что условие (27.20) требует, чтобы одновременно

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\gamma_n M} &\gg \tau, \\ \frac{1}{\gamma_n N_{cM}} &\gg \tau. \end{aligned} \right\} \quad (27.21)$$



Рис. 83. Осциллограмма кривой релаксации фотопроводимости в CdS. Отчетливо виден скачок в начале кривой нарастания [10, 14].

откуда для n получаем

$$n = \beta k l \tau'' \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau''}} \right), \quad (27.23)$$

где

$$\tau'' = \frac{\tau_n}{1 + \gamma_n M \tau_n} \simeq \tau_n. \quad (27.24)$$

Через время $\tau'' \simeq \tau_n$ концентрация n принимает значение

$$n = \beta k l \tau'' \simeq \beta k l \tau_n, \quad (27.25)$$

т. е. почти достигает стационарного значения.

В дальнейшем (вторая часть периода релаксации), в условиях почти постоянного $n \simeq n_{ст} = \beta k l \tau_n$, начинается процесс прилипания. В этих условиях для электронов на β -центрах можно написать

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_n M n_{ст} - \gamma_n m N_{сМ}, \quad (27.26)$$

откуда

$$m = \frac{M}{N_{сМ}} n_{ст} (1 - e^{-\gamma_n N_{сМ} t}). \quad (27.27)$$

Подставив это выражение для m в (27.4), после преобразований получаем, что на втором участке

$$n = \beta k l \tau (1 - \gamma_n M \tau e^{-\gamma_n N_{сМ} t}). \quad (27.28)$$

Расчет показывает, что спадающие кривые «симметричны» нарастающим.

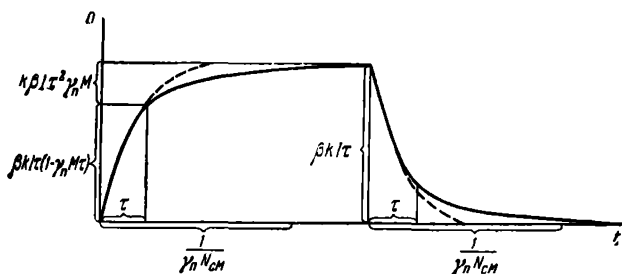


Рис. 84. Кривые релаксации при наличии уровней прилипания β -типа.

Пунктирной линией показаны кривые в тех же условиях, но при отсутствии уровней прилипания.

На рис. 84 представлены релаксационные кривые нарастания и спада концентрации электронов при наличии β -уровней прилипания.

Сравнивая эти кривые с кривыми для α -центров (рис. 82), можно отметить их внешнее сходство: в обоих случаях начальные быстрые участки релаксации сменяются более медленными.

Однако если для α -центров быстрая начальная релаксация определяется временем установления равновесия с уровнями прилипания θ , то для β -центров она соответствует времени жизни τ .

В. О критерии для разделения α - и β -прилипания

В монополярном случае экспериментальное разделение α - и β -прилипания возможно, например, по величине отношения амплитуды инерционной составляющей Δn_n к полной (стационарной) величине неравновесной концентрации $\Delta n_{ст}$.

Для α -прилипания

$$\Delta n_{ст} = \beta k I \tau_n,$$

$$\Delta n_n = \Delta n_{ст} - \Delta n_{ми}.$$

Здесь $\Delta n_{ми}$ — малоинерционная составляющая неравновесной концентрации («начальный скачок»). Из (27.10) имеем

$$\Delta n_{ми} = \beta k I \theta^2 \gamma_n M = \beta k I \theta \frac{\theta}{1/\gamma_n M}, \quad (27.29)$$

откуда

$$\Delta n_n = \beta k I \left(\tau_n - \theta \frac{\theta}{1/\gamma_n M} \right) \approx \beta k I \tau_n. \quad (27.30)$$

(Действительно, второй член в скобках много меньше первого, ибо по условию для α -прилипания $\tau_n \gg \theta$.)

Кроме того,

$$\theta = \frac{1}{\gamma_n M + \gamma_n N_{см}} \ll \frac{1}{\gamma_n M}.$$

Таким образом, для α -прилипания $\frac{\Delta n_n}{\Delta n_{ст}} \sim 1$, т. е. начальный быстрый скачок составляет малую долю от полного изменения концентрации (см. рис. 82).

Для β -прилипания

$$\Delta n_n = \beta k I \tau_n \frac{\tau_n}{1/\gamma_n M}, \quad (27.31)$$

$$\Delta n_{ст} = \beta k I \tau_n, \quad (27.32)$$

$$\frac{\Delta n_n}{\Delta n_{ст}} = \frac{\tau_n}{1/\gamma_n M}. \quad (27.33)$$

Но для β -прилипания

$$\tau_n \ll 0 = \frac{1}{\gamma_n N_{сМ} + \gamma_n M}. \quad (27.34)$$

Следовательно, тем более $\tau_n \ll \frac{1}{\gamma_n M}$. Таким образом, получаем $\frac{\Delta n_n}{\Delta n_{ст}} \ll 1$, т. е. при β -прилипании инерционная часть составляет малую долю от полного изменения концентрации ¹⁾ (см. рис. 84).

§ 28. Влияние α -прилипания на феноменологический выход и время жизни в общем случае любой степени заполнения уровней прилипания

Из качественных соображений очевидно, что если часть уровней M занята электронами, то это как бы равносильно некоторому уменьшению концентрации уровней прилипания M , способных захватывать электроны s -зоны.

Выше рассматривался случай малого заполнения уровней M ($m \ll M$) и для α -прилипания были получены соотношения между истинными τ и β и измеряемыми на опыте величинами τ' и β' (по второму наклону)

$$\beta' = \beta \frac{1}{1 + M/N_{сМ}}, \quad (28.1)$$

$$\tau' = \tau \left(1 + \frac{M}{N_{сМ}} \right). \quad (28.2)$$

Аналогичные соотношения, имеющие важное значение для дальнейшего, легко могут быть получены в общем случае любого заполнения уровней M .

¹⁾ Важным дополнительным признаком β -прилипания является постоянство во времени и независимость от подсветки мгновенного времени жизни на спадающем «хвосте» кривой релаксации (рис. 84).

Пусть имеет место α -прилипание и, следовательно, в любой момент времени (за исключением коротких начальных промежутков времени θ) между уровнями M и c -зоной существует квазиравновесие, т. е. интенсивность переходов из зоны на уровни и обратно приблизительно одинакова:

$$\gamma n (M - m) \cong \gamma m N_{cM}. \quad (28.3)$$

Отсюда

$$m \cong \frac{nM}{n + N_{cM}}. \quad (28.4)$$

Для нарастающей кривой можно написать

$$\frac{d}{dt} (n + m) = \beta k I - \frac{n}{\tau} \quad (28.5)$$

или, заменяя m его выражением из (28.4),

$$\frac{d}{dt} \left(n + \frac{nM}{n + N_{cM}} \right) = \beta k I - \frac{n}{\tau}. \quad (28.6)$$

После преобразования левой части получаем:

$$\left[1 + \frac{MN_{cM}}{(n + N_{cM})^2} \right] \frac{dn}{dt} = \beta k I - \frac{n}{\tau}. \quad (28.7)$$

Выражение (28.7) можно представить в виде

$$\frac{dn}{dt} = \beta' k I - \frac{n}{\tau'}, \quad (28.8)$$

где

$$\beta' = \frac{\beta}{1 + \frac{MN_{cM}}{(n + N_{cM})^2}} = \frac{\beta}{1 + \alpha}, \quad (28.9)$$

$$\tau' = \tau \left[1 + \frac{MN_{cM}}{(n + N_{cM})^2} \right] = \tau (1 + \alpha). \quad (28.10)$$

Учитывая, что из (28.4)

$$\frac{MN_{cM}}{N_{cM} + n} = M - m, \quad (28.11)$$

величину α , которую мы будем именовать коэффициентом прилипания, можно записать в виде

$$\alpha = \frac{MN_{cM}}{(n + N_{cM})^2} = \frac{M - m}{N_{cM} + n}; \quad (28.12)$$

Прилипание играет существенную роль при $\alpha > 1$, т. е. при больших M и малых N_{cM} . Наряду с этим заполнение уровней, т. е. увеличение m [и, следовательно, n , так как n и m связаны соотношением (28.4)], уменьшает коэффициент α и роль прилипания.

При $m \ll M$ (и, следовательно, как можно показать, при $n \ll N_{cM}$) $\alpha = \frac{M}{N_{cM}}$ и (28.9) и (28.10) превращаются в (28.1) и (28.2).

Выражения (28.8) — (28.12) получены для случая $n_0 = m_0 = 0$ («изолятор»). Можно показать, что в общем случае, когда равновесное (или полученное в результате постоянной подсветки) заполнение c -зоны и уровней M электронами отлично от нуля, получаются аналогичные соотношения.

Так, кинетическое уравнение, аналогично (28.6), может быть представлено в простейшем виде:

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \beta' k l - \frac{\Delta n}{\tau'}, \quad (28.13)$$

где $\beta' = \beta \frac{1}{1 + \alpha}$, $\tau' = \tau(1 + \alpha)$, а величина α по-прежнему определяется (28.12).

Уравнения (28.7), (28.8) и (28.13) являются нелинейными (к их решению мы обратимся в разделе III), ибо величины β' и τ' сами зависят от n или Δn и, следовательно, не остаются постоянными вдоль процесса релаксации. Таким образом, величины β' и τ' имеют смысл «мгновенного выхода» и «мгновенного времени жизни».

Полученное в настоящем параграфе общее выражение (28.12) для коэффициента прилипания будет неоднократно использоваться в дальнейшем. Главным предположением при его вычислении было предположение о наличии динамического равновесия (или квазиравновесия) между уровнями прилипания и зоной [см. (28.3)]. Но в стационарном состоянии это предположение реализуется для любых уровней прилипания (в том числе и для β -уровней). Следовательно, наряду с α -процессами, где коэффициент α характеризует весь процесс релаксации, в стационарных условиях он должен выступать как важная характеристика прилипания вообще (см. об этом подробнее в § 30).

§ 29. Влияние постоянной подсветки на релаксацию фотопроводимости при наличии α -прилипания

Из (28.12) видно, что увеличение концентрации носителей n уменьшает α и, следовательно, роль прилипания. На более удобно изменять концентрацию n с помощью постоянной подсветки. Этот метод широко используется, в частности, для того, чтобы уменьшить или полностью исключить влияние прилипания на фотопроводимость.

Использование большой подсветки и малого импульсного возбуждения приводит к постоянству (вдоль процесса релаксации) величин β' и τ' , определяемых уровнем подсветки.

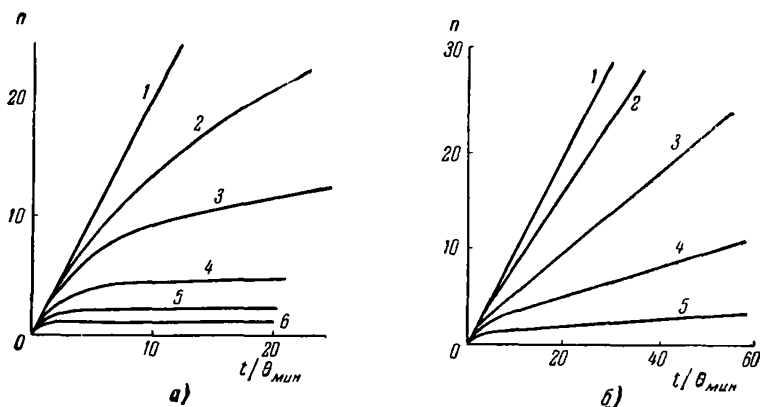


Рис. 85. Расчетные начальные стадии кривых релаксации [14]:

- а) $M \gg N_{cM}$; $(M - m_0)$ равно: 1—0; 2— $0,5N_{cM}$; 3— N_{cM} ; 4— $2,5N_{cM}$; 5— $5N_{cM}$; 6— $10N_{cM}$.
- б) $M > N_{cM}$; $(M - m_0)$ равно: 1—0; 2— N_{cM} ; 3— $2,5N_{cM}$; 4— $5N_{cM}$; 5— $10N_{cM}$.

Кривые релаксации (без учета начальных скачков) становятся экспонентами, из которых легко определить τ' и β' .

Из рис. 85 хорошо видно, как при неизменном M с ростом интенсивности подсветки (и, следовательно, уменьшением $M - m_0$) начальные стадии кривых релаксации при возбуждении приближаются к прямой 1, соответствующей отсутствию прилипания.

Указанный характер влияния подсветки весьма часто проявляется в опытах [19]. Как следует из кривых рис. 86,

подсветка не изменяет существенно наклона самого начального «первого» участка нарастания, тогда как наклон «второго», более пологого участка, определяющий $\beta' = \frac{\beta}{1+\alpha}$,

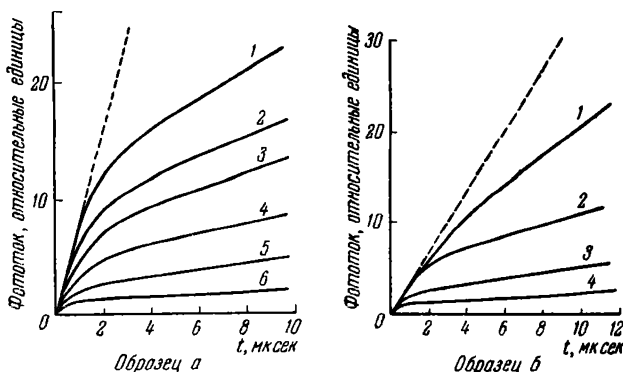


Рис. 86. Начальные стадии (за время 10^{-5} сек) релаксации фотопроводимости для двух типичных образцов CdS при разных уровнях подсветки [14].

Уровень подсветки характеризуется концентрацией электронов n_p , образованных подсветкой.

Образец а — n_p равно (см^{-3}): 1 — $2,59 \cdot 10^{11}$; 2 — $8,2 \cdot 10^{10}$; 3 — $5,97 \cdot 10^{10}$;
4 — $2,49 \cdot 10^{10}$; 5 — $8,7 \cdot 10^9$; 6 — $5 \cdot 10^9$.

Образец б — n_p равно (см^{-3}): 1 — $2,5 \cdot 10^{12}$; 2 — $7,8 \cdot 10^{11}$; 3 — $3,25 \cdot 10^{11}$;
4 — $1,3 \cdot 10^{11}$.

увеличивается при увеличении подсветки (так как α уменьшается), стремясь к пределу — наклону на «первом» участке, — определяющему истинный выход β . Экспериментальные кривые на рис. 86 подобны расчетным на рис. 85.

Раздел II

БИПОЛЯРНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

§ 30. Влияние уровней прилипания на стационарную фотопроводимость и стационарные времена жизни электронов и дырок

В случае высокой концентрации центров рекомбинации S , рассмотренном в § 27, уровни прилипания в стационарных условиях не проявлялись [см., например, (27.5)], влияя только на процессы релаксации. На первый взгляд может показаться,

что и в общем случае наличие уровней прилипания не влияет на стационарные времена жизни электронов и дырок (а следовательно, и стационарную фотопроводимость).

Действительно, поскольку (см. рис. 80) с уровнями прилипания связаны только два кинетических перехода (захват носителей из c -зоны и обратный тепловой заброс) и в стационарном состоянии они взаимно уравниваются: $\gamma m N_{cM} = \gamma (M - m) n^1$, то это как будто свидетельствует о том, что процесс прилипания «исключается из игры» и все происходит так, как если бы уровни прилипания отсутствовали. Между тем в общем случае это не так. Уровни прилипания, не проявляясь в стационарных условиях непосредственно, косвенно могут сильно влиять на стационарные времена жизни и фотопроводимость. Это связано с тем, что при «введении» уровней прилипания в результате того, что на них накапливается некоторый заряд, и в силу условия сохранения нейтральности изменится заряд (т. е. концентрация электронов и дырок) на уровнях рекомбинации, изменятся и стационарные τ_n , τ_p и $\Delta\sigma^2$.

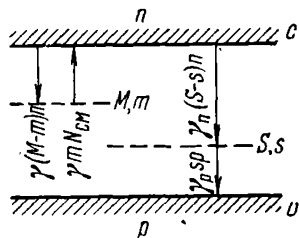


Рис. 87. Схема переходов.

Выясним вначале качественно, в каком направлении изменяются τ_n и τ_p при введении уровней прилипания, и с этой целью рассмотрим простой случай высокого уровня возбуждения и малой концентрации рекомбинационных центров (рис. 87).

В стационарном состоянии интенсивность захвата электронов $\gamma_n p_S n$ рекомбинационными центрами S равна интенсивности захвата дырок $\gamma_p n_S p$ из v -зоны:

$$\gamma_n p_S n = \gamma_p n_S p. \tag{30.1}$$

¹⁾ Следовательно, в стационарном состоянии из кинетических уравнений могут быть вычеркнуты оба члена, определяющие переходы, связанные с уровнями M .

²⁾ Такое изменение отсутствовало в схеме на рис. 80, так как там предполагалось, что освещение не может существенно изменить характер заполнения электронами (дырками) уровней S , ибо концентрация занятых и свободных уровней очень велика.

Здесь n_S и p_S — соответственно концентрации электронов и дырок на центрах S ; n , p — концентрации электронов и дырок в зонах; γ_n и γ_p — коэффициенты захвата.

В соответствии с этим время жизни электронов в зоне проводимости выразится следующим образом¹⁾:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p_S}, \quad (30.2)$$

а время жизни дырок в v -зоне

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_p n_S}. \quad (30.3)$$

Кроме того, n_S и p_S связаны соотношением

$$n_S + p_S = S, \quad (30.4)$$

где S — концентрация рекомбинационных центров. Из последнего выражения следует, что любое уменьшение концентрации электронов на уровнях S вызывает увеличение концентрации дырок на этих уровнях, или, как это следует из (30.2) и (30.3), уменьшение n_S вызывает уменьшение τ_n и увеличение τ_p . (Уменьшение p_S , очевидно, приведет к обратному результату.) Но в стационарном состоянии концентрация электронов и дырок на центрах S однозначно определяется концентрациями электронов и дырок в зонах. Действительно, если каким-либо способом уменьшить концентрацию, например, электронов в c -зоне, то уменьшится и поток этих электронов $\gamma_n p_S n$ на уровне S , следовательно, возрастет концентрация дырок p_S и уменьшится концентрация электронов n_S на этих уровнях и соответственно уменьшится

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p_S} \text{ и возрастет } \tau_p = \frac{1}{\gamma_p n_S}.$$

В связи со сказанным легко представить себе характер влияния уровней прилипания на τ_n и τ_p , рассмотрев, например, следующий мысленный эксперимент. Пусть в освещенном полупроводнике, имеющем только центры рекомбинации и находящемся в стационарном состоянии, в определенный момент времени мгновенно образуется некоторая концентрация

¹⁾ При высоком уровне возбуждения тепловыми забросами с уровней S в зоны можно пренебречь.

уровней прилипания¹⁾. В этот момент стационарное состояние будет нарушено и далее произойдет следующий переходной процесс: уровни прилипания начнут захватывать электроны, концентрация электронов в *c*-зоне понизится, уменьшится их поток на рекомбинационные центры и в соответствии со сказанным выше τ_n уменьшится, а τ_p возрастет. Рассуждения, аналогичные рассмотренным в настоящем параграфе, могут быть проведены и для случая захвата дырок из *v*-зоны уровнями прилипания для дырок.

На основании изложенного можно сделать следующее общее заключение о характере влияния уровней прилипания на время жизни неравновесных электронов и дырок в стационарном состоянии: захват носителей уровнями прилипания приводит к уменьшению времени жизни носителей того знака, которые захватываются этими уровнями. Напротив, время жизни «неприлипающих» носителей возрастает.

Перейдем к количественному рассмотрению [16].

При высоком уровне возбуждения в полупроводнике равновесные концентрации носителей n_0 , p_0 и (как мы предположим) m_0 пренебрежимо малы по сравнению с соответствующими неравновесными концентрациями Δn , Δp и Δm и, следовательно, $\Delta n \approx n$, $\Delta p \approx p$ и $\Delta m \approx m$. Тогда система дифференциальных уравнений, описывающая кинетику электронных переходов в схеме, содержащей в запрещенной зоне один тип рекомбинационных уровней *S* и один тип уровней прилипания для электронов *M*, может быть записана следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \beta k I - \gamma n (M - m) + \gamma m N_{cm} - \gamma_n n (S - s), & (a) \\ \frac{dm}{dt} &= \gamma n (M - m) - \gamma m N_{cm}, & (б) \\ \frac{ds}{dt} &= \gamma_n n (S - s) - \gamma_p p s, & (в) \\ \frac{dp}{dt} &= \beta k I - \gamma_p p s. & (г) \end{aligned} \right\} (30.5)$$

¹⁾ Имеется в виду, что образуются уровни, не занятые электронами (акцепторные). В противном случае мог бы сказаться тривиальный эффект — «компенсации» примесей.

Будем считать, что концентрация рекомбинационных центров S мала. При отсутствии уровней прилипания ($M=0$) из условия нейтральности следует, что

$$n = p, \text{ т. е. } \tau_n = \tau_p = \tau_0, \quad (30.6)$$

Рассмотрим, как будут изменяться величины τ_n и τ_p при введении в полупроводник уровней прилипания M . В этом случае условие нейтральности выразится в виде $n + m = p$, следовательно, $n < p$ или

$$\tau_n < \tau_p \quad (30.7)$$

[см. (30.2) и (30.3)].

В стационарном состоянии из (30.5, б) получаем

$$\frac{m}{n} = \frac{M}{N_{cM} + n}. \quad (30.8)$$

Ограничиваясь случаем малого заполнения уровней прилипания ($M \gg m$), имеем

$$\frac{m}{n} = \frac{M}{N_{cM}}. \quad (30.9)$$

Подставляя в (30.7) вместо m его значение из (30.9), получим

$$\frac{n}{p} = \frac{\tau_n}{\tau_p} = \frac{N_{cM}}{M + N_{cM}}. \quad (30.10)$$

Значения τ_n и τ_p при наличии уровней M могут быть записаны следующим образом:

$$\tau_n = \tau_0 \frac{1 + \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p} \frac{M}{N_{cM}}}{1 + \frac{M}{N_{cM}}} = \tau_0 \frac{1 + \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha}{1 + \alpha}, \quad (30.11)$$

$$\tau_p = \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p} \frac{M}{N_{cM}} \right) = \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha \right), \quad (30.12)$$

где $\alpha = \frac{M}{N_{cM}}$ — коэффициент прилипания, в общем случае выражаемый (28.12).

Рассмотрение этих соотношений показывает, что непосредственным результатом введения уровней прилипания M

является уменьшение времени жизни электронов ($\tau_n < \tau_0$) и увеличение времени жизни дырок ($\tau_p > \tau_0$). На рис. 88, а приведены значения τ_n и τ_p в зависимости от отношения $\frac{M}{N_{сМ}}$, построенные в соответствии с (30.11) и (30.12) при разных соотношениях между γ_n и γ_p .

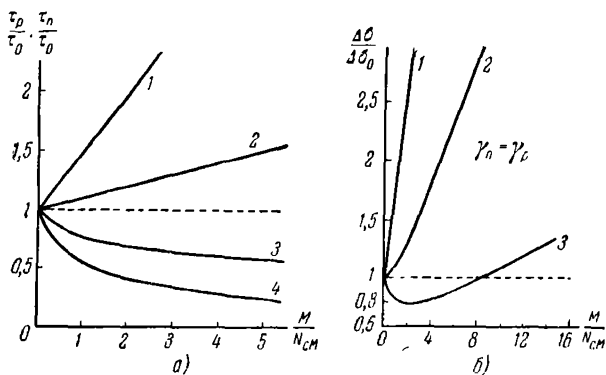


Рис. 88. а) 1 — τ_p при $\gamma_n = \gamma_p$; 2 — τ_p при $\gamma'_p = 0,1$; 3 — τ_n при $\gamma_n = \gamma_p$; 4 — τ_n при $\gamma'_p = 0,1$; б) 1 — $\mu'_p = 0,9$; 2 — $\mu'_p = \mu'_n = 0,5$; 3 — $\mu'_p = 0,1$; [значения γ' и μ' определены в (30.15)].

Найдем теперь выражение для стационарной фотопроводимости. $\Delta\sigma$ может быть записана в виде

$$\Delta\sigma = e\beta kI (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p). \tag{30.13}$$

Подставляя в (30.13) значения τ_n и τ_p из (30.12) и (30.11), имеем

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \left(1 + \gamma'_p \frac{M}{N_{сМ}}\right) \left(\frac{\mu'_n}{1 + \frac{M}{N_{сМ}}} + \mu'_p\right)^{1)} \tag{30.14}$$

¹⁾ Следует отметить, что при низких температурах выражения (30.11), (30.12), (30.14) уже не выполняются ($\tau_p \rightarrow \infty$). Для получения верных результатов в этой области температур при выводе формул для τ_n и τ_p необходимо учитывать «нелинейность» заполнения уровней прилипания.

(здесь $\Delta\sigma_0$ — стационарная фотопроводимость при отсутствии уровней прилипания),

$$\gamma'_p = \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p}; \quad \mu'_n = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p}; \quad \mu'_p = \frac{\mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (30.15)$$

Из рис. 88, *a* и *б* видно, что наличие уровней прилипания может весьма существенно сказываться на стационарных τ_n , τ_p и $\Delta\sigma$.

Следует, однако, подчеркнуть, что в то время, как центры рекомбинации сказываются на неравновесных процессах при весьма малых концентрациях¹⁾, уровни прилипания ощутимы в стационарных условиях лишь тогда, когда их концентрация M или, точнее, скапливающийся на них заряд

$m = n \frac{M/N_{cM}}{1 + n/N_{cM}}$ [см. (30.8)] достаточно велик, чтобы возникла необходимость его учета в условии нейтральности (30.7). (В рассмотренном частном случае слабого заполнения уровней M это соответствует условию $\frac{M}{N_{cM}} \geq 1$.)

Приведем далее некоторые соображения о влиянии уровней прилипания *при низком уровне возбуждения* и малой концентрации уровней рекомбинации. Прежде, однако, следует уточнить вопрос о разделении ловушек на уровни прилипания и рекомбинации при низком уровне возбуждения. Для простоты рассмотрим случай весьма низкого уровня

возбуждения, когда $\Delta n = \Delta p \left\{ \begin{array}{l} \ll n_0 \\ \ll p_0 \end{array} \right.$ и все концентрации

определяются равновесными условиями и единым уровнем Ферми F . Следовательно, если пренебречь различием в сечениях захвата электронов и дырок (γ_n , γ_p) и эффективных плотностей состояний в зонах (N_c , P_v), то из (26.5) и (26.6) следует, что $\Delta\mathcal{E}_{D_n} = \Delta\mathcal{E}_{D_p}$, т. е. в запретной зоне полупроводника имеется и единый демаркационный уровень (рис. 89)

$$-\Delta\mathcal{E}_D = -\Delta\mathcal{E} - F.$$

¹⁾ Таких, чтобы интенсивность рекомбинации через ловушки превосходила интенсивность прямой рекомбинации из c - в v -зону. В полупроводниках с широкой запретной зоной это соответствует исчезающе малым концентрациям ловушек, таким, которые можно не учитывать в условии нейтральности.

Все уровни, расположенные выше него, являются одновременно уровнями прилипания для электронов c -зоны и уровнями рекомбинации для дырок v -зоны. (Для уровней, расположенных ниже $\Delta\mathcal{E}_D$, имеет место обратное.) Это означает, что электрон, захваченный таким уровнем, имеет большую вероятность быть выброшенным теплом в c -зону (процесс прилипания), чем опуститься в v -зону, в то время как, напротив, захваченная дырка с большей вероятностью перейдет

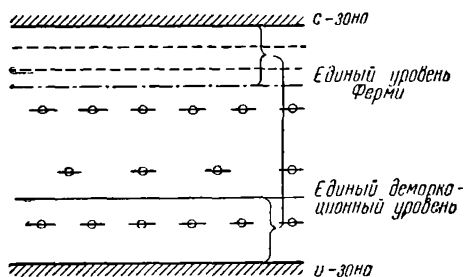


Рис. 89. Расположение демаркационного уровня и уровня Ферми при низком уровне возбуждения.

в c -зону (процесс рекомбинации), чем выбросится теплом в v -зону.

Поскольку каждая ловушка одновременно выступает и как уровень прилипания (для носителей одного знака) и как уровень рекомбинации (для носителей другого знака), то ее истинная роль определяется тем, захват каких носителей этой ловушкой в данных условиях (т. е. при данном положении уровня Ферми) преобладает.

Рассмотрим, например, ловушки, расположенные между c -зоной и уровнем Ферми (рис. 89). Эти ловушки почти пусты и, следовательно, охотно захватывают электроны, для которых они — уровни прилипания (так как расположены выше демаркационного уровня). Захват этими ловушками дырок (для которых они — центры рекомбинации) практически не происходит. Следовательно, рассматриваемые ловушки проявляются как уровни прилипания. Ловушки, расположенные между уровнем Ферми и демаркационным, играют роль уровней рекомбинации, ибо они заполнены электронами и, следовательно, захватывают дырки, для которых они

являются уровнями рекомбинации (ибо расположены выше демаркационного уровня). Ловушки между v -зоной и демаркационным уровнем, заполненные электронами, захватывают дырки (для которых они, будучи расположены под демаркационным уровнем, являются уровнями прилипания) и, следовательно, проявляются в качестве уровней прилипания.

В полупроводнике с собственной проводимостью, когда уровень Ферми, а следовательно, и демаркационный уровень лежат в середине запретной зоны, практически все ловушки являются уровнями прилипания. В сильно легированном полупроводнике, напротив, ловушки (за исключением очень близких к зонам) являются центрами рекомбинации.

Приведенные выше соображения еще раз подчеркивают относительность разделения ловушек на две категории. При таком разделении определяющими являются не столько параметры ловушек и даже их расположение в запретной зоне, сколько характеристики материала (положение уровня Ферми и т. д.). Иногда, однако, важную роль может играть и различие в сечениях захвата ловушками электронов и дырок. Это различие может быть весьма большим.

В ряде случаев бывает полезно ввести понятие о так называемых «абсолютных уровнях прилипания» — удобной абстракции при рассмотрении многих вопросов, связанных с явлением прилипания. Для таких уровней сечение захвата носителей одного знака полагается тождественно равным нулю и, следовательно, они могут находиться в тепловом обмене только с одной зоной.

Вычисление стационарных τ_n и τ_p при наличии абсолютных уровней прилипания для случая низкого уровня возбуждения и малой концентрации ловушек S , сделанное для схемы на рис. 87, приводит к следующим выражениям:

$$\tau_n = \tau_0 \frac{p_0 + n_0}{p_0 + n_0 \left[1 + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2} \right]} = \tau_0 \frac{p_0 + n_0}{p_0 + n_0 (1 + \alpha)}, \quad (30.16)$$

$$\tau_p = \tau_0 \frac{(p_0 + n_0) \left[1 + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2} \right]}{p_0 + n_0 \left[1 + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2} \right]} = \tau_0 \frac{(p_0 + n_0) (1 + \alpha)}{p_0 + n_0 (1 + \alpha)}; \quad (30.17)$$

здесь через τ_0 обозначено время жизни пары электрон-дырка, определяемое выражением (23.12). Следует считать, что в (30.16) и (30.17) значения n_0 , p_0 и τ_0 являются функцией концентрации уровней прилипания M , ибо «введение» последних, вообще говоря, меняет положение уровня Ферми. На рис. 90 для иллюстрации приведены зависимости τ_n и τ_p от M для одного частного случая. Здесь τ_p растет, а τ_n падает с ростом M , как и при высоком уровне возбуждения.

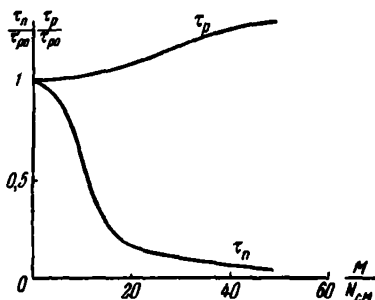


Рис. 90. Уровень Ферми выше уровней прилипания; $n_0 \gg p_0$; $N_d = 10N_{CM} = 100N_{CS}$.

Следует, однако, подчеркнуть, что возможны случаи, когда из-за сильного влияния уровней прилипания на положение уровня Ферми сформулированное ранее правило, согласно которому при «введении» уровней прилипания уменьшается время жизни прилипающих и возрастает время жизни неприлипающих носителей, нарушается.

§ 31. Влияние уровней прилипания на релаксацию неравновесной биполярной проводимости

Для простоты ограничимся рассмотрением случая α -прилипания при высоком уровне возбуждения. Схема переходов (рис. 80) и основные ограничения остаются теми же, что и для монополярного случая. Однако, в то время как монополярному случаю мы сопоставляли большую концентрацию рекомбинационных центров ($S \gg \Delta n, \Delta p$), для биполярного — сделаем обратное предположение ($S \ll \Delta n, \Delta p$). Это различие моделей не является произвольным, а соответствует реальным условиям появления моно- и биполярной проводимости.

Действительно, при большой концентрации ловушек биполярная фотопроводимость маловероятна, так как только, если уровни ловушек расположены в узкой области энергий $\sim kT$ вблизи равновесного уровня Ферми, времена жизни

электронов и дырок (а следовательно, Δn и Δp) близки друг к другу. При расположении уровня S вдали от уровня Ферми его заполнение будет резко «асимметричным» и, следовательно, времена жизни и концентрации электронов и дырок в зонах резко неодинаковы (монополярный случай.)

При малой концентрации ловушек S условие нейтральности должно быть записано в виде $\Delta n = \Delta p$, т. е. осуществляется биполярная фотопроводимость. (Мы пока не касаемся вопроса о роли уровней прилипания.)

Будем интересоваться изменением во времени Δn и Δp , если до освещения $\Delta n \approx n = 0$, $\Delta p \approx p = 0$, $\Delta m \approx m = 0$ и при $t = 0$ начинается освещение.

До $t \approx \theta$ захват электронов уровнями прилипания еще не играет роли, и концентрации электронов и дырок в зонах растут линейно по закону

$$\Delta n = \Delta p = \beta k I t \quad (31.1)$$

(рис. 91).

В дальнейшем при $t > \theta$ релаксация происходит в условиях равновесия между c -зоной и уровнями прилипания M ,

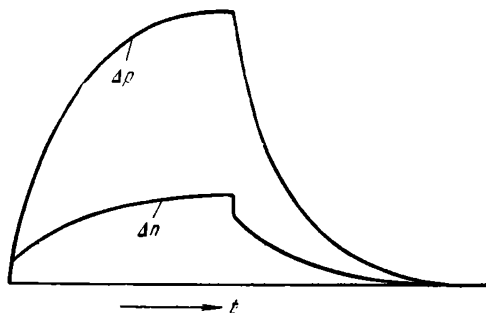


Рис. 91. Кривые релаксации прилипающих (Δn) и неприлипающих (Δp) носителей тока при освещении прямоугольным импульсом света.

т. е. переводимые из v -зоны электроны распределяются между c -зоной и уровнями M в отношении

$$\frac{\Delta n}{\Delta n_i} = \frac{N_{cM}}{M}. \quad (31.2)$$

Итак, для электронов (прилипающих носителей) все происходит подобно тому, как в рассмотренном ранее (§ 27) монополярном случае.

На кривой релаксации для электронов при $t \approx 0$ появляется излом (рис. 91). Релаксация завершается через время

$$\tau' = \tau_n \left(1 + \frac{M}{N_{cM}} \right), \quad (31.3)$$

и закон релаксации определяется уравнением (27.17), т. е.

$$\Delta n = \beta k l \tau_n (1 - e^{-t/\tau'}). \quad (31.4)$$

Однако величина τ_n , как можно показать, соответствует стационарному времени жизни электронов *при наличии уровней прилипания*.

Согласно (30.11)

$$\tau_n = \tau_0 \frac{1 + \frac{\gamma_p}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha}{1 + \alpha}, \quad (31.5)$$

где τ_0 — время жизни при $M = 0$.

Подставляя (31.5) в (31.3) и (31.4), получаем

$$\tau' = \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha \right), \quad (31.6)$$

$$\Delta n = \beta k l \tau_0 \frac{1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha}{1 + \alpha} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}} \right). \quad (31.7)$$

Итак, релаксация прилипающих носителей затягивается в $\left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha \right)$ раз, а стационарная концентрация умень-

шается в $\left(\frac{1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha}{1 + \alpha} \right)$ раз (см. рис. 88, а, кривые 3 и 4).

Для неприлипающих носителей (в нашем случае для дырок) имеется существенное отличие от монополярного случая (где их концентрация равнялась нулю).

Действительно, из условия нейтральности

$$\Delta p = \Delta n + \Delta m \quad (31.8)$$

и учитывая (31.2), получаем

$$\Delta p = \left(1 + \frac{M}{N_{cM}} \right) \Delta n. \quad (31.9)$$

Таким образом, Δp больше, чем Δn , и при $\frac{M}{N_{cM}} \gg 1$ фотопроводимость является, по существу, чисто дырочной¹⁾. Учитывая (31.4) и (31.3), можно переписать (31.9) в виде

$$\Delta p = \beta k I \tau' \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}} \right). \quad (31.10)$$

При $t \ll \tau'$, $\Delta p = \beta k I t$, т. е. (31.10) совпадает с (31.1). Таким образом, в противоположность электронам концентрация дырок без каких-либо изломов (см. рис. 91) возрастает экспоненциально с постоянной времени $\tau' = \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha \right)$ до стационарного значения [см. (30.12)]

$$\Delta p_{ст} = \beta k I \tau' = \beta k I \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \alpha \right). \quad (31.11)$$

Итак, наличие уровней прилипания в биполярном случае приводит к резкому возрастанию концентрации «неприлипающих» носителей (в отношении $\frac{N_{cM} + M}{N_{cM}}$) и величины фотопроводимости. По существу, это связано с тем, что прилипание электронов резко увеличивает время жизни дырок (см. об этом подробнее § 30).

При $\frac{M}{N_{cM}} \gg 1$ фотопроводимость, определяемая в основном дырками, релаксирует по кривой, на которой начальный скачок (связанный с прилипанием электронов) может быть еще менее заметен, чем в монополярном случае.

Интересно отметить, что чем меньше этот скачок, служащий указанием на наличие прилипания, тем «сильнее» эффект прилипания и его влияние на наблюдаемую на опыте фотопроводимость. В связи с этим на опыте указанный скачок может вообще не наблюдаться как раз в тех случаях, когда эффект прилипания особенно существен. В этих условиях «выявление» прилипания должно производиться иными мето-

¹⁾ Таким образом, «биполярная» (без уровней прилипания) модель может, при наличии большой концентрации уровней прилипания, привести к «монополярной» фотопроводимости.

дами (не связанными с обнаружением «скачка»), к которым в первую очередь следует отнести метод, где исследуется влияние постоянной подсветки на характер кривых релаксации фотопроводимости, связанной с импульсным освещением.

Раздел III

«НЕЛИНЕЙНЫЕ» ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ СИЛЬНОМ ЗАПОЛНЕНИИ УРОВНЕЙ ПРИЛИПАНИЯ

Выше было рассмотрено влияние захвата носителей уровнями прилипания на релаксацию фотопроводимости в сравнительно простом «линейном» случае, когда заполнение этих уровней в процессе релаксации меняется мало.

В настоящем параграфе на примере монополярной фотопроводимости рассматривается кинетика при произвольной степени возбуждения, когда может иметь место значительное изменение заполнения уровней прилипания. Как будет показано ниже, анализ релаксационных кривых при значительной вариации заполнения уровней прилипания позволяет получить важную информацию о роли этих уровней на разных стадиях релаксации.

Следует заметить, что явления, связанные с «нелинейным заполнением» локальных уровней в процессах рекомбинации и прилипания неравновесных носителей, играют заметную роль в механизме фотопроводимости многих полупроводников и, в частности, могут представить основу для интерпретации ряда сложных эффектов (например, суперлинейности, инфракрасного гашения фотопроводимости и др.).

§ 32. Влияние сильного заполнения уровней прилипания на начальные стадии нарастания фотопроводимости

Как и ранее, рассмотрим зонную схему фотопроводника (рис. 92), имеющего в запрещенной зоне рекомбинационные центры S , обеспечивающие значительно большее время жизни электронов τ_n в s -зоне по сравнению с временем жизни дырок τ_p в v -зоне, так что фотопроводимость можно считать чисто электронной. Кроме этих центров, в запрещенной зоне имеются уровни прилипания для электронов с концентрацией M . Предположим, что они при определенных условиях являются уровнями многократного прилипания, т. е. время

установления равновесия θ между ними и c -зоной значительно меньше времени жизни электронов τ_n . Предполагается, наконец, что концентрация равновесных носителей в зонах пренебрежимо мала. В § 27 было показано, что в линейном случае, когда концентрация электронов n на уровнях прилипания мала по сравнению с M , нарастание концентрации n электронов в c -зоне при включении освещения на начальных стадиях релаксации (при $t \ll \tau$) может быть описано выражением (27.10).

Рис. 92. Схема переходов. Кривая нарастания складывается из экспоненциального начального участка с постоянной времени θ , соответствующей установлению равновесия между c -зоной и уровнями M , и имеющего начальный наклон $\beta k I$, отвечающий истинному квантовому выходу, и прямолинейного участка

с наклоном $\beta k I \frac{N_{cM}}{M + N_{cM}}$, отвечающим «феноменологическому» квантовому выходу, характеризующему нарастание концентрации n в условиях приближенного наличия такого равновесия (рис. 93, кривая 1).

Рассмотрим, как изменяется характер начальной стадии нарастания в том случае, когда в процессе релаксации уровни M заполняются в значительной степени, оставаясь по-прежнему уровнями многократного прилипания.

Точное решение этой задачи весьма сложно. Однако характерные особенности релаксации могут быть выявлены решением задачи в следующем приближении.

При $t \ll \tau_n$, когда рекомбинацией электронов можно пренебречь, кинетика нарастания n при включении света

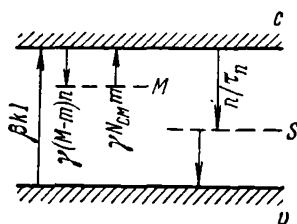


Рис. 92. Схема переходов.

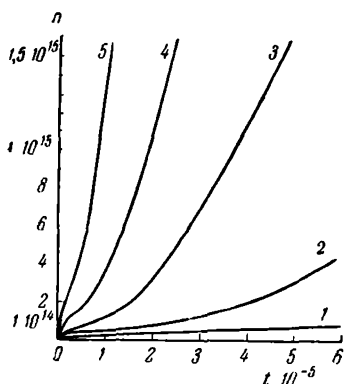


Рис. 93. Теоретические зависимости $n(t)$ (начальная стадия) при разной интенсивности света I (в %): 1—2; 2—10; 3—25; 4—50; 5—100.

может быть описана системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{d(n+m)}{dt} = \beta k I, \quad (32.1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \gamma n(M-m) - \gamma N_{cM} m. \quad (32.2)$$

Если рассматривать период времени $t \gg \theta$, когда установилось квазиравновесие между c -зоной и уровнями M , то, как уже указывалось в § 28, можно считать, что поток электронов, захватываемых на уровне M в каждый момент времени, приблизительно уравнивается потоком электронов с этих уровней в c -зону под действием теплового движения, т. е.

$$\gamma n(M-m) \cong \gamma N_{cM} m, \quad (32.3)$$

откуда

$$m \cong \frac{Mn}{N_{cM} + n}. \quad (32.4)$$

Подставляя m из (32.4) в (32.1), получаем вместо системы (32.1), (32.2) одно дифференциальное уравнение

$$\left[1 + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n)^2} \right] dn = \beta k I dt, \quad (32.5)$$

интегрирование которого при начальном условии $n=0$ при $t=0$ дает следующую зависимость концентрации свободных электронов от времени:

$$n = -\frac{1}{2}(M + N_{cM} - \beta k I t) + \sqrt{\frac{1}{4}(M + N_{cM} - \beta k I t)^2 + \beta k I t N_{cM}}. \quad (32.6)$$

Эта формула при малых временах, когда

$$t \ll \frac{M + N_{cM}}{\beta k I}, \quad (32.7)$$

переходит в выражение

$$n = \beta k I \frac{N_{cM}}{M + N_{cM}} t, \quad (32.8)$$

которое, как легко видеть, с точностью до слагаемого $\beta k I \theta^2 \gamma_n M (1 - e^{-t/\theta})$, не зависящего в данных условиях

($t \gg \theta$) от времени и равного высоте первого скачка нарастания, совпадает с формулой (27.10) для нарастания n при линейном заполнении уровней прилипания.

Из этого можно заключить, что в случае сильного заполнения будет справедливо следующее полное выражение для нарастания концентрации фотоэлектронов [17]:

$$n = \beta k I \theta^2 \gamma_n M \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}} \right) + \frac{1}{2} \beta k I (\tau_n - t) \left[\pm \sqrt{\frac{4N_{cM} t}{\beta k I (\tau_n - t)^2} - 1} \right], \quad (32.9)$$

здесь

$$\tau_n = \frac{M + N_{cM}}{\beta k I} \quad (32.10)$$

— величина, имеющая смысл эффективного времени заполнения уровней прилипания.

На рис. 94 схематически представлена кривая релаксации концентрации фотоэлектронов на начальной стадии нарастания ($t \ll \tau_n$) при нелинейном заполнении уровней прилипания. На участках *I* и *II*, т. е. при $t \ll \tau_n$, имеет место релаксация при линейном заполнении уровней прилипания, описываемая формулой (27.10). На участке *III* (при t близком к τ_n) происходит значительное заполнение уровней прилипания, и, наконец, на участке *IV*, когда уровни прилипания полностью заполнены, релаксация продолжается с наклоном, равным самому начальному наклону нарастания на участке *I*, т. е. определяемому только интенсивностью генерации.

Как следует из (32.10), τ_n уменьшается при увеличении интенсивности света I . Из рис. 93, на котором представлены кривые нарастания при разных значениях I , следует, что характерный для нелинейного заполнения изгиб релаксационной кривой может достаточно четко наблюдаться при таких интенсивностях света, когда

$$\tau_n = \frac{M + N_{cM}}{\beta k I} \gg \theta \quad (32.11)$$

(кривая 3 рис. 93).

При больших интенсивностях освещения заполнение происходит за время τ_n , близкое к θ , и релаксационная кривая оказывается весьма близкой к прямой линии с наклоном $\beta k I$.

В релаксационной кривой нарастания n (рис. 94) можно выделить несколько характерных точек, из которых легко могут быть получены параметры уровней прилипания.

По начальному наклону релаксационной кривой на участке I (прямая AA'), а также по наклону прямой на участке IV (прямая DD') может быть определена величина βkI . Наклон прямой на участке II (прямая AC)

равен $\beta kI \frac{N_{cM}}{M + N_{cM}}$. Абсцисса точки пересечения прямых AA' и AC (точка A) дает значение величины θ , а ордината этой точки равна $\beta kI\theta$.

На участке IV при $t \gg \tau_d$ зависимость $n(t)$ приближенно выражается прямой

$$n = \beta kI t - (M + N_{cM}). \quad (32.12)$$

Следовательно, если перенести начало координат в точку A , то легко можно определить τ_d как значение t' в точке пересечения оси At' с продолжением прямой DD' на участке IV (точка B). Ордината точки пересечения этой прямой с осью An' дает значение $-(M + N_{cM})$ (точка F). Точка пересечения прямых AC и $D'F$ (точка C) имеет абсциссу $t'_a = \tau_d \left(1 + \frac{N_{cM}}{M}\right)$ и ординату

$$n_a = (M + N_{cM}) \frac{N_{cM}}{M}. \quad \text{Характерно,}$$

что величина n_a не зависит от интенсивности освещения и располагается на прямой, параллельной оси времени, в семействе кривых релаксации при разных интенсивностях освещения. Следует отметить, что абсцисса точки C может быть определена по пересечению прямой $n = n_a$ с прямой участка II.

Указанные выше соотношения позволяют определить значения M , N_{cM} и γ несколькими способами.

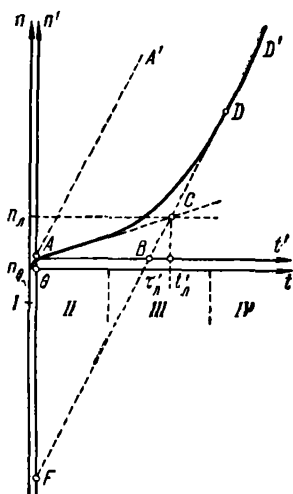


Рис. 94. Начальная стадия зависимости $n(t)$ при «нелинейном» заполнении уровней прилипания.

По координатам точек A , B , C , F и по наклонам прямых AA' , AC и FD определяются параметры уровней прилипания [17].

§ 33. Влияние уровней прилипания на общий характер релаксационных кривых фотопроводимости

Наличие прилипания носителей, разумеется, сказывается не только на начальных стадиях, но и на всем процессе релаксации вплоть до установления стационарного состояния.

Ниже будет рассмотрена форма релаксационной кривой монополярной фотопроводимости при линейной рекомбинации (время жизни электронов $\tau_n = \text{const}$) в случае многократного нелинейного прилипания. Полагая по-прежнему, что равновесные концентрации электронов пренебрежимо малы по сравнению с неравновесными, с учетом линейной рекомбинации электронов можно записать следующие дифференциальные уравнения соответственно для нарастания и спада фотопроводимости:

$$\frac{d}{dt}(n + m) = \beta k l - \frac{n}{\tau_n}. \quad (33.1)$$

$$\frac{d}{dt}(n + m) = - \frac{n}{\tau_n}. \quad (33.2)$$

Используя (32.4), уравнения (33.1) и (33.2) можно выразить в виде [17]

$$\left[\frac{1}{\beta k l - n/\tau_n} + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n)^2 (\beta k l - n/\tau_n)} \right] dn = dt, \quad (33.3)$$

$$\frac{dn}{dt} \left[1 + \frac{MN_{cM}}{(n + N_{cM})^2} \right] = - \frac{n}{\tau_n}. \quad (33.4)$$

Интегрируя (33.3) при начальном условии $n = 0$ при $t = 0$, а (33.2) при условии $n = \beta k l \tau_n = n_{ct}$ при $t = 0$, получим для кривой нарастания

$$\begin{aligned} \frac{t}{\tau_n} = \ln(1 - n') + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + \beta k l \tau_n)^2} \ln \frac{\frac{N_{cM}}{\beta k l \tau_n} + n'}{(1 - n') N_{cM}} + \\ + \frac{Mn'}{(N_{cM} + \beta k l \tau_n) \left(\frac{N_{cM}}{\beta k l \tau_n} + n' \right)}, \end{aligned} \quad (33.5)$$

для кривой спада

$$\frac{t}{\tau_n} = -\ln n' + \frac{M}{N_{cM}} \ln \frac{n' \left(\frac{N_{cM}}{\beta k I \tau_n} + 1 \right)}{\frac{N_{cM}}{\beta k I \tau_n} + n'} + \frac{M(1-n')}{\left(\frac{N_{cM}}{\beta k I \tau_n} + n' \right) (N_{cM} + \beta k I \tau_n)}, \quad (33.6)$$

где $n' = n/\beta k I \tau_n$.

Формулы (33.5) и (33.6) дают форму релаксационных кривых нарастания и спада фотопроводимости при нелинейном многократном прилипании с точностью до самого начального скачка (рис. 94), часто не обнаруживаемого на опыте. Заметим, что условие многократности прилипания будет выполняться при любых интенсивностях возбуждения, если вначале выполняется достаточно сильное неравенство $\theta \ll \tau_n$ и температура не очень низка.

На рис. 95 приведены зависимости n/n_{ct} от времени при разных значениях интенсивности света. Как следует из рисунка,

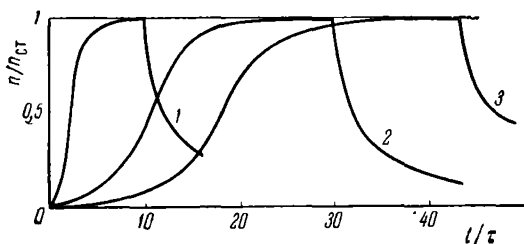


Рис. 95. Теоретические кривые с S-образным нарастанием (связанные с нелинейным заполнением уровней прилипания) при разной интенсивности света.

$$M = 10^{11} \text{ см}^{-2}; N_{cM} = 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

$$1 - \beta k I \tau_n = 10^{11} \text{ см}^{-2}; 2 - 10^{10} \text{ см}^{-2}; 3 - 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}.$$

кривые нарастания имеют отчетливо выраженный S-образный характер¹⁾, а кривые спада представляются функцией,

¹⁾ Отметим, что S-образная форма кривой нарастания имеет место в том случае, когда не проявляется самая начальная стадия релаксации (см. рис. 94). С учетом начального скачка форма релаксации оказывается более сложной и представляет, по существу, «двухступенчатую» кривую.

значительно отличающейся от экспоненциальной (мгновенное значение постоянной времени этой кривой увеличивается со временем).

Рассмотрим условие, при котором достаточно отчетливо проявляется S-образный характер кривой нарастания. Выше было показано, что отклонение от линейности наклона, соответствующего «феноменологическому выходу» (в сторону его увеличения), вызванное нелинейным заполнением уровней прилипания, происходит за время τ_n (32.10). Легко видеть, что для проявления S-образности необходимо выполнение неравенства $\tau_n < \tau_n$. Действительно, если τ_n близко к τ_n или превышает его, то прежде чем начнется нелинейное нарастание, заметную роль будет играть рекомбинация носителей, что приведет к уменьшению наклона и отсутствию S-образности. С другой стороны, необходимо и условие (32.11). Следовательно, S-образность появляется при выполнении неравенства

$$\theta \ll \tau_n \ll \tau_n. \quad (33.7)$$

Рассмотрим кратко особенности релаксационной кривой спада фотопроводимости. Из уравнения (33.4) следует, что мгновенное время релаксации $\tau_{\text{мгн}}$ может быть записано в виде

$$\tau_{\text{мгн}} = -\frac{n}{\frac{dn}{dt}} = \tau_n \left[1 + \frac{M-m}{N_{\text{сМ}} + n} \right] = \tau_n \left[1 + \frac{M}{N_{\text{сМ}}} \frac{1}{1 + n/N_{\text{сМ}}} \right]. \quad (33.8)$$

Из этой формулы видно, что при большом заполнении уровней прилипания второе слагаемое в скобках может быть величиной, меньшей единицы, и $\tau_{\text{мгн}}$ приближается к величине времени жизни. По мере же опустошения уровней прилипания с течением времени многократное прилипание играет все большую роль (второе слагаемое увеличивается при уменьшении n), замедляя процесс спадания. Через значительный промежуток времени после выключения света $\tau_{\text{мгн}}$ стремится к постоянной величине, равной τ'

$$\tau_{\text{мгн}} \rightarrow \tau' = \tau_n \left(1 + \frac{M}{N_{\text{сМ}}} \right).$$

Исследование $\tau_{\text{мгн}}$ дает в ряде случаев возможность определить τ_n и характеристики уровней прилипания.

В заключение отметим, что S-образное нарастание фотопроводимости (наряду с зависимостью «выхода» от уровня возбуждения) используется иногда в качестве указания на двухступенчатый характер возбуждения электронов в CdS.

Однако из сказанного выше следует, что эта особенность может быть объяснена и влиянием уровней прилипания при их сильном заполнении в ходе релаксации. Приведенные на рис. 96 осциллограммы с отчетливой S-образностью

в нарастании подобны теоретическим на рис. 95.

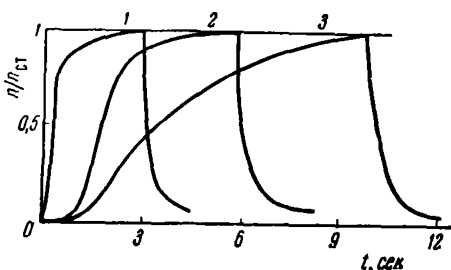


Рис. 96. Релаксационные кривые фототока в CdS при разной интенсивности света I в %: 1—100; 2—5; 3—1 [17].

§ 34. Заключение

Проведенное выше рассмотрение влияния уровней прилипания на релаксационные кривые не является, как это уже подчеркивалось, рассмотрением в общем виде.

Мы лишь проиллюстрировали на важных (но не единственно возможных) частных случаях характер влияния процессов прилипания на кинетику неравновесных процессов и попытались продемонстрировать метод подхода к рассмотрению таких процессов. Кривые релаксации неравновесной проводимости, наблюдаемые на опыте в различных полупроводниковых материалах, зачастую напоминают кривые, изображенные на рис. 82, 84 и 95. Можно рассчитывать, что объяснение многих явлений может быть получено с привлечением соображений о процессах прилипания.

Очевидно в связи с этим, что глубокое изучение неравновесных процессов не должно ограничиваться исследованиями в стационарных условиях; наиболее полные сведения о рекомбинационных процессах могут быть получены при изучении кинетики неравновесной проводимости, где явления прилипания проявляются особенно отчетливо.

ГЛАВА 7

РЕКОМБИНАЦИЯ ЧЕРЕЗ МНОГОЗАРЯДНЫЕ ЦЕНТРЫ

До сих пор нами рассматривалась рекомбинация через так называемые «простые» центры, которым соответствует один энергетический уровень в запрещенной зоне полупроводника. В настоящее время установлено, что в ряде случаев энергетический спектр примесей в полупроводнике оказывается более сложным и характеризуется несколькими уровнями в запрещенной зоне. В частности, сложным спектром обладают многие примеси в германии и кремнии, играющие роль эффективных ловушек.

Ниже кратко рассматривается вопрос о рекомбинации через сложные ловушки. Однако предварительно необходимо остановиться на некоторых общих содержаниях о характере спектра сложных центров.

§ 35. О спектре сложных центров

Простые доноры и акцепторы могут находиться только в двух зарядовых состояниях (рис. 97).

Действительно, донорный центр может быть нейтральным, когда его уровень занят электроном, и однократно положительно заряженным, когда уровень свободен. Соответственно простой акцепторный центр может быть нейтральным или однократно отрицательно заряженным. При этом простой донор или акцептор, независимо от того, нейтрален он или заряжен, характеризуется *одним энергетическим уровнем*, как показано на рисунке.

Переходя к спектру сложных примесей, рассмотрим для определенности случай примеси золота в германии [1].

Примесные центры золота в германии могут находиться в пяти разных зарядовых состояниях: нейтральном, одно-

кратно положительно заряженном, однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженном. Энергетическая схема для этих пяти состояний центра показана на рис. 98. Четыре энергетических уровня, связанных с примесью золота, показаны пунктиром. Жирными черточками показаны те «активные» уровни (свободные или занятые электроном), которые в данном зарядовом состоянии проявляются в опытах. То обстоятельство, что не все четыре уровня, а только два или один в каждом зарядовом состоянии проявляются в опытах, связано с *сильным взаимодействием зарядов* примесного центра и может быть наглядно пояснено следующим образом. Как видно из рис. 98, нейтральному состоянию примесного центра соответствует нижний уровень *I*, занятый

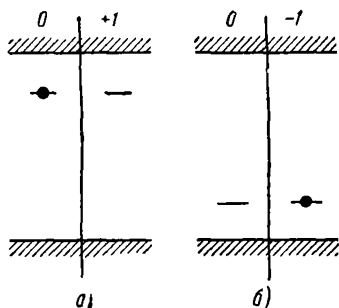


Рис. 97. Возможные зарядовые состояния простых центров: а) донорного, б) акцепторного. Цифры сверху обозначают заряд.

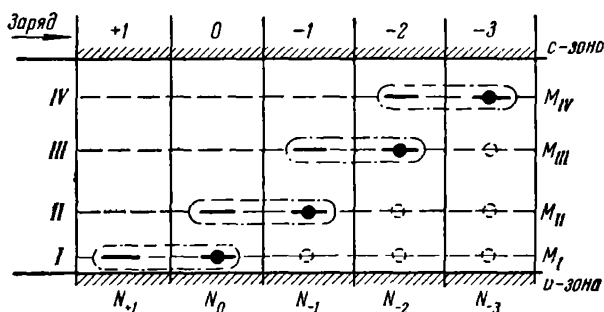


Рис. 98. Схема уровней для примесного центра с пятью возможными зарядовыми состояниями (например, золото в германии).

«Активные» уровни показаны жирными линиями.

электроном, и свободный уровень *II*. Если такой центр захватывает еще один электрон на вышележащий уровень, то следует считать, что энергия уровня *I* уже не может

проявиться в опытах из-за сильного взаимодействия между двумя электронами центра и их неразличимости.

Действительно, если (различая пока электроны) перевести нижний электрон (находящийся на уровне *I*) в *c*-зону, то при этом электрон с уровня *II* перейдет на освободившийся уровень *I*, передавая высвобождающуюся энергию (сильное взаимодействие!) электрону с уровня *I*. В результате на ионизацию израсходуется энергия, соответствующая расстоянию от *c*-зоны до уровня *II*.

Итак, на схеме уже не следует рисовать (в качестве «активного») нижний заполненный уровень. Энергия ионизации *любого из электронов* в однократно отрицательно заряженном центре характеризуется уровнем *II*. Кроме этого, занятого уровня однократно заряженного центра, на схеме такого центра следует изображать еще один активный (третий от *v*-зоны) свободный уровень *III*, характеризующий энергию *присоединения* еще одного (третьего) электрона. При таком присоединении возникает двукратно отрицательно заряженный центр, энергия электронов которого характеризуется уровнем *III*, а энергия присоединения следующего электрона — уровнем *IV*. Итак, само существование данного активного уровня определяется тем, занят или не занят электроном лежащий ниже уровень. Таким образом, энергетический спектр примесного центра с сильно взаимодействующими зарядами не представляется набором *независимых* уровней. Очевидно, что и статистика в применении к таким примесям должна иметь свои особенности [2].

§ 36. Время жизни при рекомбинации через многозарядные центры

Наша задача заключается в рассмотрении вопроса о рекомбинации через многозарядные центры, т. е., точнее говоря, в вычислении времени жизни в стационарном состоянии [5, 9].

Мы ограничимся случаем низкого уровня возбуждения¹⁾ и малой концентрации ловушек. Последнее позволяет (как было указано в § 24) находить обратное время жизни $\frac{1}{\tau}$

¹⁾ То есть рассмотрением рекомбинации в условиях, когда все концентрации электронов и дырок в зонах и на уровнях определяются равновесными условиями.

как простую сумму обратных времен, обусловливаемых каждым из уровней в отдельности, т. е.

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (36.1)$$

Однако в противоположность случаю нескольких разных примесей, рассмотренному в § 24, когда концентрация уровней разного сорта постоянна, для многозарядных центров эти концентрации взаимосвязаны и могут меняться при изменении положения уровня Ферми, температуры и т. п. [2].

Поскольку каждое из τ_i , входящих в (36.1) может быть определено по формуле для простых центров Шокли и Рида:

$$\tau_i = \tau_{p0}^i \frac{n_0 + N_{CM}^i}{n_0 + p_0} + \tau_{n0}^i \frac{p_0 + P_{VM}^i}{n_0 + p_0}, \quad (36.2)$$

где

$$\tau_{p0}^i = \frac{1}{\gamma_{pi} M_i}, \quad \tau_{n0}^i = \frac{1}{\gamma_{ni} M_i},$$

то задача, по существу, сводится к определению величин M_i , т. е. концентраций «активных» энергетических уровней данного сорта, которые, как уже подчеркивалось, зависят от положения уровня Ферми, температуры и т. д. Определив M_i , можно по формулам (36.2) найти τ_i и затем по (36.1) вычислить τ .

Способ определения M_i мы продемонстрируем на примере примеси золота в германии. Полная концентрация примеси золота N может быть представлена в виде суммы концентраций центров, находящихся в разных зарядовых состояниях, т. е.

$$N = N_{+1} + N_0 + N_{-1} + N_{-2} + N_{-3} \quad (36.3)$$

(индексы при N указывают величину заряда центров, см. рис. 98).

Из рис. 98 видно, что искомые концентрации *активных уровней* M_i следующим образом связаны с концентрациями центров разной зарядовости:

$$M_I = N_{+1} + N_0, \quad (36.4)$$

$$M_{II} = N_0 + N_{-1}, \quad (36.5)$$

$$M_{III} = N_{-1} + N_{-2}, \quad (36.6)$$

$$M_{IV} = N_{-2} + N_{-3}. \quad (36.7)$$

Итак, задача сводится к отысканию концентраций

$$N_{+1}, N_0, N_{-1}, N_{-2}, N_{-3}.$$

Это может быть сделано, исходя из следующих соображений: у центров с зарядом -3 заполнен электроном верхний уровень IV . Следовательно, концентрация таких центров может быть записана в виде произведения концентрации уровней IV на вероятность их заполнения электроном:

$$N_{-3} = M_{IV} f_{IV} = (N_{-3} + N_{-2}) f_{IV}. \quad (36.8)$$

Аналогично:

$$N_{-2} = M_{III} f_{III} = (N_{-2} + N_{-1}) f_{III}, \quad (36.9)$$

$$N_{-1} = M_{II} f_{II} = (N_{-1} + N_0) f_{II}, \quad (36.10)$$

$$N_0 = M_I f_I = (N_0 + N_{+1}) f_I. \quad (36.11)$$

Наконец, концентрация центров с зарядом $+1$ равна концентрации дырок на уровнях I , т. е.

$$N_{+1} = M_I (1 - f_I) = (N_0 + N_{+1}) (1 - f_I). \quad (36.12)$$

Решая систему уравнений (36.8) — (36.12), находим следующие значения концентраций центров разной зарядовости:

$$N_{-3} = N \left[1 + \frac{1 - f_{IV}}{f_{IV}} + \frac{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})}{f_{IV} f_{III}} + \frac{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})(1 - f_{II})}{f_{IV} f_{III} f_{II}} + \frac{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})(1 - f_{II})(1 - f_I)}{f_{IV} f_{III} f_{II} f_I} \right]^{-1}. \quad (36.13)$$

$$N_{-2} = N \left[\frac{f_{IV}}{1 - f_{IV}} + 1 + \frac{1 - f_{III}}{f_{III}} + \frac{(1 - f_{III})(1 - f_{II})}{f_{III} f_{II}} + \frac{(1 - f_{III})(1 - f_{II})(1 - f_I)}{f_{III} f_{II} f_I} \right]^{-1}. \quad (36.14)$$

$$N_{-1} = N \left[\frac{f_{III} f_{IV}}{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})} + \frac{f_{III}}{1 - f_{III}} + 1 + \frac{1 - f_{II}}{f_{II}} + \frac{(1 - f_{II})(1 - f_I)}{f_{II} f_I} \right]^{-1}. \quad (36.15)$$

$$N_0 = N \left[\frac{f_{II} f_{III} f_{IV}}{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})(1 - f_{II})} + \frac{f_{III} f_{II}}{(1 - f_{III})(1 - f_{II})} + \frac{f_{II}}{1 - f_{II}} + 1 + \frac{1 - f_I}{f_I} \right]^{-1}. \quad (36.16)$$

$$N_{+1} = N \left[\frac{f_I f_{II} f_{III} f_{IV}}{(1 - f_{IV})(1 - f_{III})(1 - f_{II})(1 - f_I)} + \frac{f_I f_{II} f_{III}}{(1 - f_{III})(1 - f_{II})(1 - f_I)} + \frac{f_I f_{II}}{(1 - f_{II})(1 - f_I)} + \frac{f_I}{(1 - f_I)} + 1 \right]^{-1}. \quad (36.17)$$

Из (36.8) — (36.12) следует, что, поделив (36.13) — (36.17) соответственно на f_{IV} , f_{III} , f_{II} , f_I , получим искомые выражения для M_{IV} , M_{III} , M_{II} , M_I .

Полученные выражения для концентраций центров данной зарядовости и концентрации уровней, на первый взгляд весьма сложные, в конкретных случаях сильно упрощаются, когда уровни *I*, *II*, *III* и *IV* отделены друг от друга большими энергетическими зазорами (много большими kT).

Для иллюстрации этого рассмотрим, например, случай расположения уровня Ферми между вторым и третьим уровнем, но достаточно далеко от обоих. Тогда, очевидно,

$$\left. \begin{aligned} f_I &\approx f_{II} \approx 1, \\ f_{III} &\approx f_{IV} \approx 0 \end{aligned} \right\} \quad (36.18)$$

и из (36.13) — (36.17) получаем

$$N_{-3} \approx 0, \quad N_{-2} \approx 0, \quad N_{-1} \approx N, \quad N_0 \approx 0, \quad N_{+1} \approx 0,$$

т. е. все центры находятся в зарядовом состоянии -1 .

Для концентрации уровней при этом имеем

$$M_I \approx 0, \quad M_{II} \approx N, \quad M_{III} \approx N, \quad M_{IV} \approx 0.$$

Итак, в рассмотренном примере активными оказываются полностью заполненные электронами уровни *II* и пустые уровни *III*. К тому же выводу можно прийти и из непосредственного рассмотрения схемы на рис. 98, когда уровень Ферми расположен между уровнями *II* и *III*.

Если уровень Ферми совпадает, например, с уровнями *III*, то очевидно, что половина этих уровней занята электронами, а вторая половина пуста. Следовательно, заряд одной половины центров равен -2 , а другой -1 . К тому же заключению приводят формулы (36.13) — (36.17).

На рис. 99, *a* представлена зависимость эффективной зарядовости центров от положения уровня Ферми в предположении, что расстояние между уровнями велико сравнительно с kT . Зависимость имеет вид кривой с резкими ступенями, ибо, как уже подчеркивалось, при нахождении уровня Ферми между двумя смежными уровнями практически все центры будут находиться в одном зарядовом состоянии, соответствующем заполненным ниже лежащим и пустым выше лежащим уровням. Когда уровень Ферми, смещаясь, пересекает какой-либо уровень центра, его зарядовость меняется

скачком. При совпадении уровня Ферми с уровнем центра имеется одинаковое количество центров, находящихся в двух смежных зарядовых состояниях.

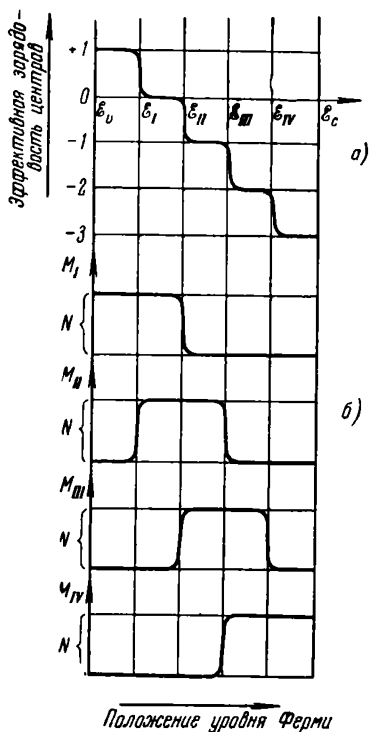


Рис. 99. а) зависимость эффективной зарядовости центров от положения уровня Ферми; б) зависимости концентрации уровней I (M_I), II (M_{II}), III (M_{III}) и IV (M_{IV}) от положения уровня Ферми.

Выше подчеркивалось, что для определения времени жизни [по формулам (36.1) и (36.2)] необходимо знать концентрацию активных уровней разного типа.

Из рис. 99, б видно, что при расположении уровня Ферми вблизи разрешенных зон (т. е. в интервалах $\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_I$ или $\mathcal{E}_{IV} - \mathcal{E}_C$) активными являются лишь уровни одного сорта и время жизни может быть вычислено по простой формуле Шокли и Рида (36.2).

Если уровень Ферми расположен далеко от краев запрещенной зоны (между \mathcal{E}_I и \mathcal{E}_{IV}), то в зависимости от его точного положения в качестве активных выступает та или иная пара уровней. При этом для вычисления τ должны использоваться выражения (36.2) и (36.1), причем сумма в (36.1) практически сводится к двучлену¹⁾

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_{i+1}}. \quad (36.19)$$

¹⁾ Разумеется, все это справедливо лишь для достаточно хорошо разделенных уровней ($\mathcal{E}_{i+1} - \mathcal{E}_i \gg kT$). В противном случае, число уровней, одновременно участвующих в рекомбинации, может быть больше двух.

На рис. 100 для примера показана зависимость τ от положения уровня Ферми для рассматриваемого случая четырех уровней. При построении кривых рис. 100 принято $\Delta\mathcal{E}=0,7 \text{ эв}$, $kT=0,025 \text{ эв}$ (комнатная температура). Уровни расположены

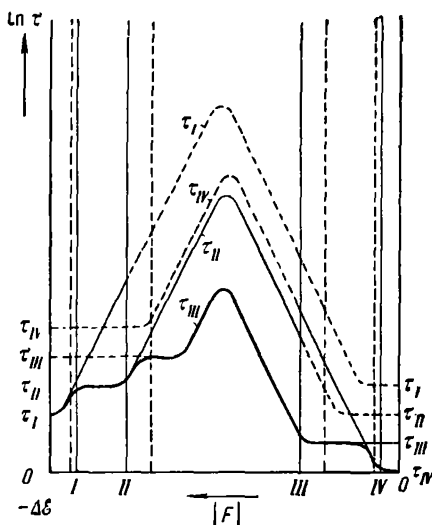


Рис. 100. Зависимость τ от положения уровня Ферми для примесного центра с четырьмя уровнями (золото в германии) — жирная кривая (расчет).

τ_I , τ_{II} , τ_{III} и τ_{IV} — зависимости для каждого из уровней в предположении что число уровней разного сорта одинаково. Пунктиром отмечены участки, где концентрация соответствующих уровней равна нулю (см. рис. 99, б) и, следовательно, $\tau_i = \infty$.

в соответствии с известными данными для золота в германии. Сечения захвата электронов (дырок) при изменении заряда центра на единицу изменяются в $\sqrt{10}$ раз.

На графике вычерчены четыре кривые, иллюстрирующие изменение времени жизни со сдвигом уровня Ферми для четырех отдельно взятых уровней в соответствии с формулой

Шокли — Рида и в предположении, что число уровней разного сорта одинаково¹⁾.

При построении по этим четырем кривым зависимости эффективного времени жизни от уровня Ферми должны быть учтены два обстоятельства:

1) концентрация уровней разного сорта не остается постоянной, а меняется, как показано на рис. 99, б;

2) при вычислении τ по формуле (36.1) существенную роль будут играть члены с наименьшим τ_i .

С учетом этих соображений зависимость τ от уровня Ферми представляется жирной кривой на рис. 100. Как и следовало ожидать, сравнительно простой ход кривой для

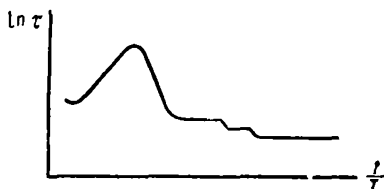


Рис. 101. Пример вычисленной температурной зависимости времени жизни при рекомбинации через многозарядные центры.

одного уровня (рис. 69) заменяется для многозарядных центров сложной зависимостью, составленной из нескольких «кусков» кривых, относящихся к разным уровням центра.

Аналогичное усложнение имеет место и для зависимости τ от температуры [18]. На рис. 101 для примера представлен вариант расчетной кривой температурной

зависимости для центра с тремя акцепторными уровнями. В области низких температур на кривой имеется несколько плато.

Итак, в разных температурных интервалах рекомбинация определяется разными уровнями. Следует, однако, подчеркнуть, что если сечения захвата разными уровнями дефекта сильно различаются и расстояния между уровнями достаточно велики, то часто могут осуществиться условия, когда реком-

¹⁾ Отметим характерную особенность графиков такого типа: в интервалах энергий, примыкающих к краям зон, значения τ для разных уровней монотонно меняются с номером уровня (в соответствии с предположением о зависимости сечения только от заряда центра). Однако при расположении уровня Ферми далеко от краев зон (т. е. тогда, когда, кроме захватов существенную роль начинают играть тепловые забросы) значение τ мало для глубоких уровней (*III* и *II*) и велико для мелких уровней (*IV* и *I*).

бинация в широком интервале температур определяется практически только одним из уровней центра. На рис. 102 изображены две температурные зависимости τ , для n -германия с медью, соответствующие двум верхним уровням меди (в n -германии 3-й нижний полностью заполненный уровень

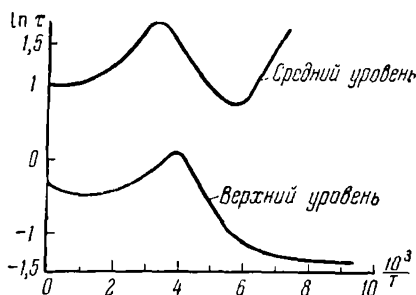


Рис. 102. Зависимость от температуры парциальных времен жизни, связанных с верхним и средним уровнями меди (расчет).

Принято, что при изменении заряда на единицу сечение меняется в 10 раз [18].

не является «активным»), при некотором разумном предположении о соотношении сечений.

Видно, что для рассмотренного примера вся рекомбинация в широком интервале температур определяется только одним (верхним) уровнем меди, для которого кривая τ идет значительно ниже.

ГЛАВА 8

СОБСТВЕННАЯ (МЕЖЗОННАЯ) РЕКОМБИНАЦИЯ

В предыдущих главах подробно рассматривалась статистика рекомбинационных процессов, происходящих с участием примесных центров.

Однако, кроме рекомбинации *через ловушки*, возможны, и в некоторых условиях весьма вероятны, процессы «собственной рекомбинации», т. е. непосредственной рекомбинации свободных электронов и дырок. В отличие от рекомбинации, связанной с примесями, интенсивность которой может существенно варьировать для разных образцов одного и того же материала, собственная рекомбинация из зоны в зону для одинаковых условий (концентрация электронов и дырок в зонах, температура), очевидно, одинакова для разных образцов. Это является одной из характерных ее особенностей.

Из возможных механизмов собственной рекомбинации мы рассмотрим два наиболее важных и получивших экспериментальное подтверждение:

- 1) излучательную рекомбинацию,
- 2) ударную рекомбинацию¹⁾.

§ 37. Излучательная рекомбинация свободных электронов и дырок

Рассмотрим непосредственную рекомбинацию электронов c -зоны и дырок v -зоны, когда каждый акт сопровождается излучением фотона, уносящего освобождающуюся энергию.

Для вычисления интенсивности такой рекомбинации можно воспользоваться сопоставлением процессов излучательной ре-

¹⁾ Оба эти механизма возможны, разумеется, и при захвате электрона (дырки) примесным центром. Мы ниже рассмотрим их в связи с межзонной рекомбинацией.

комбинации неравновесных носителей с аналогичными процессами для равновесных носителей. Равновесные процессы могут быть рассмотрены на основе следующих соображений [2]. Поскольку в условиях термодинамического равновесия (когда справедлив принцип детального равновесия) количество испускаемой лучистой энергии в любом интервале длин волн равно количеству поглощаемой энергии в том же интервале, можно вычисление интенсивности рекомбинации равновесных носителей заменить вычислением интенсивности поглощения. При этом, однако, необходимо знать, какая доля поглощаемых квантов расходуется на образование пар электрон-дырка. Очевидно, что (исходя из принципа детального равновесия) только этой доле будет соответствовать излучение, связанное с рекомбинацией электронов и дырок, т. е. с процессом, обратным образованию пар.

Для полупроводников образование пар электрон-дырка происходит при поглощении квантов из области собственного поглощения, причем можно с достаточным основанием считать, что квантовый выход этого процесса равен единице (для германия в области длин волн от 1 до 2 $\mu\text{к}$ это показано экспериментально).

Следовательно, если бы была известна интенсивность поглощения фотонов (число фотонов, поглощаемых в единицу времени в единице объема) из области «собственного» поглощения в условиях термодинамического равновесия, то тем самым определилась бы и интенсивность излучательной рекомбинации *равновесных* носителей, а следовательно, и коэффициент такой рекомбинации γ_n .

Если предположить, что для характеристики излучательной рекомбинации неравновесных носителей может быть использован тот же коэффициент γ_n (обоснование этого будет приведено ниже), то задача в основном может считаться решенной. Таким образом, если при рекомбинации через ловушки теоретическое вычисление интенсивности рекомбинации требует рассмотрения микроскопического (интимного) механизма захвата электрона или дырки ловушкой, то излучательная рекомбинация может быть полностью рассчитана теоретически из общих термодинамических соображений с привлечением экспериментальных данных о поглощении.

Рассмотрим некоторые количественные соотношения. Пусть в термодинамическом равновесии число фотонов из собственной

полосы, поглощаемых в единицу времени в единице объема, и равное ему число фотонов, испускаемых в результате рекомбинации, равно R . Очевидно, что интенсивность бимолекулярного процесса излучательной рекомбинации электронов и дырок должна быть пропорциональна их произведению. Следовательно, в равновесии R можно записать в виде

$$R = \gamma_n n_0 p_0 = \gamma_n n_i^2, \quad (37.1)$$

где, как обычно, n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, n_i — концентрация носителей в собственном полупроводнике, γ_n — коэффициент излучательной рекомбинации.

Из (37.1) имеем

$$\gamma_n = \frac{R}{n_i^2}. \quad (37.2)$$

Если концентрации электронов и дырок отличны от равновесных, но их распределения по энергиям в зонах точно такие же, как в случае равновесия, то равновесные и неравновесные носители неразличимы и нет никаких оснований считать, что процесс излучательной рекомбинации неравновесных электрона и дырки отличен от процесса рекомбинации равновесной пары. Следовательно, коэффициент рекомбинации в неравновесных условиях не отличается от равновесного, т. е. от γ_n .

Таким образом, если обозначить интенсивность излучательной рекомбинации в отсутствие равновесия через R_c , то

$$R_c = \gamma_n np = \frac{np}{n_i^2} R. \quad (37.3)$$

Найдем теперь время жизни неравновесных электронов и дырок, связанное с излучательной рекомбинацией. По определению

$$\tau_n = \frac{\Delta n}{\Delta R_c} = \frac{\Delta n}{R_c - R}, \quad (37.4)$$

$$\tau_p = \frac{\Delta p}{\Delta R_c} = \frac{\Delta p}{R_c - R}. \quad (37.5)$$

Учитывая (37.3), получаем

$$\Delta R_c = R_c - R = R \frac{np - n_i^2}{n_i^2}. \quad (37.6)$$

Подставляя в (37.6)

$$\left. \begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ p &= p_0 + \Delta p, \\ n_i^2 &= n_0 p_0, \end{aligned} \right\} \quad (37.7)$$

получаем

$$\Delta R_c = R \frac{n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0}. \quad (37.8)$$

Подставляя (37.8) в (37.4) и (37.5), получим τ_n и τ_p в общем виде.

Дальнейший анализ получаемых выражений имеет смысл для конкретных случаев. Мы рассмотрим ниже случай *малой концентрации примесей*, когда условие нейтральности может быть записано в виде $\Delta n = \Delta p$. Тогда

$$\Delta R_c = R \frac{(n_0 + p_0) \Delta n + (\Delta n)^2}{n_i^2}, \quad (37.9)$$

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{R} \frac{n_i^2}{(n_0 + p_0) + \Delta n}. \quad (37.10)$$

При *низком уровне* возбуждения $(n_0 + p_0) \gg \Delta n$ из (37.10) получаем, что скорость рекомбинации линейно связана с Δn (линейная рекомбинация), а $\tau_n = \tau_p$ определяются равновесными параметрами:

$$\Delta R_c = R \frac{n_0 + p_0}{n_i^2} \Delta n, \quad (37.11)$$

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{R} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} = \frac{1}{\gamma_{11} (n_0 + p_0)}. \quad (37.12)$$

Для сильно легированного материала, когда либо $p_0 \gg n_0$, либо $n_0 \gg p_0$, из (37.12) получаем для полупроводника n -типа

$$\tau_n = \frac{p_0}{R}, \quad (37.13)$$

для полупроводника p -типа

$$\tau_p = \frac{n_0}{R}. \quad (37.14)$$

Введя величину τ_i , соответствующую эффективному времени жизни в материале с собственной проводимостью и равную (см. (37.12))

$$\tau_i = \frac{n_i}{2R}, \quad (37.15)$$

получим для n -типа

$$\tau^n = 2 \frac{p_0}{n_i} \tau_i = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_i = \frac{p_0}{R} = \frac{1}{\gamma_n p_0}, \quad (37.16)$$

для p -типа

$$\tau^p = 2 \frac{n_0}{n_i} \tau_i = 2 \frac{n_i}{p_0} \tau_i = \frac{n_0}{R} = \frac{1}{\gamma_n p_0}. \quad (37.17)$$

На рис. 103 представлена зависимость излучательного времени жизни при низком уровне возбуждения от положения уровня Ферми. Время жизни имеет максимальное значение τ_i для собственного полупроводника.

При *высоком уровне* возбуждения $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ скорость рекомбинации оказывается пропорциональной квадрату неравновесной концентрации [квадратичная рекомбинация, см. (37.9)]:

$$\Delta R_c = \frac{R}{n_i^2} (\Delta n)^2, \quad (37.18)$$

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2}{R} \frac{1}{\Delta n}. \quad (37.19)$$

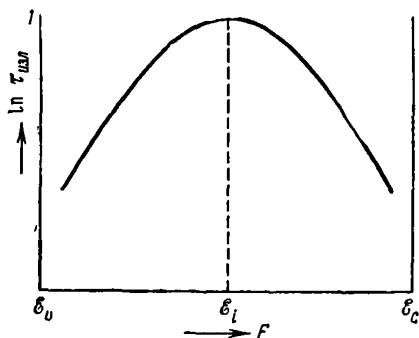


Рис. 103. Зависимость времени жизни относительно излучательной рекомбинации от положения уровня Ферми.

Таким образом, в противоположность случаю рекомбинации через ловушки, когда даже при высоком уровне возбуждения τ не зависит от Δn (имеется в виду случай малой концентрации ловушек), излучательная рекомбинация является типичным бимолекулярным (квадратичным) процессом.

Легко видеть, что кривые релаксации неравновесной проводимости при импульсном возбуждении должны быть экспонентами при низком уровне импульсного возбуждения и переходить в гиперболические тангенсоиды (для нарастания)

Легко видеть, что кривые релаксации неравновесной проводимости при импульсном возбуждении должны быть экспонентами при низком уровне импульсного возбуждения и переходить в гиперболические тангенсоиды (для нарастания)

и гиперболы (для спадаания) при высоком уровне (см. рис. 4 в гл. I). Из выражений (37.4), (37.5), (37.10), (37.12), (37.19) видно, что все основные параметры, характеризующие излучательную рекомбинацию, определяются величиной R , т. е. интенсивностью поглощения теплового излучения в области длин волн, соответствующих собственной полосе.

Величина R может быть записана следующим образом:

$$R = \int P_{(\nu)} \rho_{(\nu)} d\nu, \quad (37.20)$$

где $\rho_{(\nu)} d\nu$ — плотность фотонов в кристалле в интервале частот $d\nu$, а $P_{(\nu)}$ — вероятность поглощения фотона с частотой ν в единицу времени.

Шокли и Русбрек [2] показали, что (37.20) может быть представлено в виде

$$R = 1,785 \cdot 10^{22} \left(\frac{T}{300}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{n^3 \chi u^3}{e^u - 1} du \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}, \quad (37.21)$$

где $u = \frac{h\nu}{kT}$, n — показатель преломления, χ — коэффициент поглощения.

Подынтегральное выражение (37.21) состоит из произведения универсальной функции $\frac{u^3}{e^u - 1}$ на величину $n^3 \chi$, разную для разных материалов. Таким образом, вычисление R возможно для данного материала, если для него известны зависимости оптических постоянных χ и n от длины волны (частоты).

На рис. 104 показаны вычисленные для германия зависимости от частоты величин: $n^3 \chi$ (по известным экспериментальным данным), $\frac{u^3}{e^u - 1}$ и всей подынтегральной функции в (37.21) (последняя зависимость характеризует, очевидно, *спектральное распределение* интенсивности излучательной рекомбинации).

Из рисунка видно, что максимум излучательной рекомбинации расположен в собственной полосе вблизи ее

длинноволнового края¹⁾. При переходе в глубь полосы, несмотря на возрастание поглощения, вероятность рекомбинации падает, так как резко уменьшается плотность фотонов в спектре теплового излучения.

Графическое интегрирование кривой приводит к значению

$R =$

$$= 1,57 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}.$$

Отсюда можно, используя (37.15), определить «излучательное» время жизни $\tau_{\text{изл}}$ для чистого германия при 300° К. Это время оказалось равным 0,75 сек²⁾.

Полученное очень большое значение $\tau_{\text{изл}}$ (обычно измеряемые значения времени жизни неравновесных носителей

Рис. 104. Зависимость n^3x и скорости излучательной рекомбинации на единичный интервал частот $P(\nu) \rho(\nu)$ от $u = \frac{h\nu}{kT}$ (для германия при $T = 300^\circ \text{ К}$) [2].

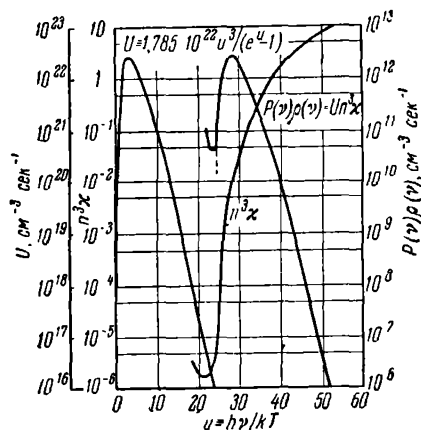
в германии составляют $10^{-3} \div 10^{-4}$ сек) показывает, что собственная излучательная рекомбинация не является в германии основным механизмом³⁾.

Тот же вывод может быть сделан и для германия с обычным уровнем легирования.

¹⁾ Некоторое возрастание в области за краем величин n^3x и всей подынтегральной функции связано с поглощением свободными носителями. Поскольку согласно принципу детального равновесия излучательной рекомбинации сопоставляется только поглощение, приводящее к межзонным переходам, это возрастание не должно учитываться и кривая должна идти так, как показано на рисунке пунктиром. В связи с этим в качестве нижнего предела интегрирования в (37.21), по существу, следует брать не нуль, а $h\nu$, соответствующее границе собственного поглощения.

²⁾ Более точные данные о поглощении приводят к величине $\tau_1 = 0,3 \text{ сек}$

³⁾ Как уже подчеркивалось выше, в качестве такого основного механизма выступает рекомбинация через ловушки.



Так, при $\rho = 10 \text{ ом} \cdot \text{см}$ $\tau_{\text{изл}} = 0,22 \text{ сек}$, т. е. по-прежнему очень велико.

Следует, однако, подчеркнуть, что в очень сильно легированных образцах излучательный механизм рекомбинации в принципе может играть существенную роль. Так, например, при $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ из (37.16) имеем ¹⁾

$$\tau_{\text{изл}} = 2\tau_l \frac{n_l}{n_0} = 2 \cdot 0,75 \frac{2,4 \cdot 10^{13}}{10^{19}} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

По-видимому, в этих условиях в германии излучательная рекомбинация уже может конкурировать с рекомбинацией через ловушки (если концентрация последних не растет со степенью легирования).

Кроме германия, вычисление τ_l было проделано и для ряда других материалов, для которых сравнительно надежно изучены оптические константы вблизи края поглощения ²⁾.

Результаты вычисления τ_l (для комнатной температуры), сведены в таблицу, в которой представлены также данные о наибольших наблюдавшихся временах жизни [5, 10].

Таблица 3

$\Delta \xi_0$ %	Вещество	n_l , см^{-3}	R , $\text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}$	$\tau_l = \frac{n_l}{2R}$, сек	$\tau_{\text{набл}}$ сек (максимальное)
1,1	Si	$1,4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^9$	3,5	10^{-3}
0,7	Ge	$2,4 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{13}$	0,3	10^{-3}
0,37	PbS	$3 \cdot 10^{15}$	$1,4 \cdot 10^{20}$	10^{-5}	$9 \cdot 10^{-6}$
0,22	PbSe	$2 \cdot 10^{17}$	$3,3 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{-6}$	—
0,27	PbTe	$6 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{22}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	—
0,18	InSb	$2,2 \cdot 10^{16}$	$2,6 \cdot 10^{22}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$

Из таблицы следует, что с уменьшением ширины запретной зоны излучательное время жизни падает, т. е. роль

¹⁾ Здесь не вводится поправка «на вырождение», наступающее при таких концентрациях в германии.

²⁾ Отметим, что для полупроводников, имеющих более резкий край поглощения (например, веществ группы $A_{III}B_V$), при одинаковых концентрациях носителей время жизни относительно излучательной рекомбинации будет значительно меньше, чем для германия.

излучательной рекомбинации возрастает. В таких, например, веществах, как InSb, где вычисленное τ_i оказывается близким к τ , измеряемому на опыте, излучательная рекомбинация может быть основным механизмом рекомбинации при уже достигнутой степени чистоты образцов.

Вычисление температурной зависимости τ_i для германия в предположении, что величина $n^3\chi = f(v)$ меняется только за счет изменения с температурой ширины запрещенной зоны

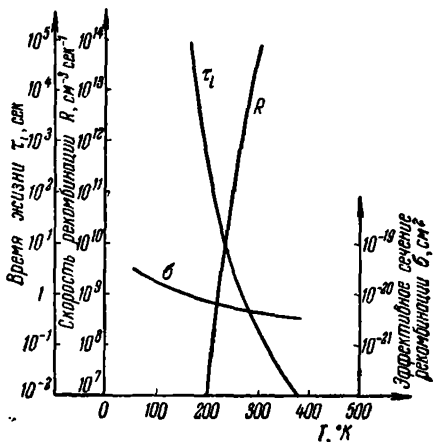


Рис. 105. Температурная зависимость скорости излучательной рекомбинации R , времени жизни τ_i (для германия с собственной проводимостью) и эффективного сечения рекомбинации σ [2, 18].

и соответствующего сдвига края поглощения, приводит к кривой, изображенной на рис. 105. τ_i резко возрастает при понижении температуры, что связано с тем, что в выражении для τ_i (37.15) спадание n_i при уменьшении температуры происходит медленнее, чем спадание R .

Однако это не означает, что в реальных условиях при низких температурах излучательная рекомбинация становится слабой.

При низких температурах даже при малой концентрации примесей весьма трудно реализовать условия собственной

проводимости и τ должно вычисляться по формулам (37.16) или (37.17), т. е. для полупроводника n -типа $\tau^n = \frac{1}{\gamma_n n_0}$, а для полупроводника p -типа $\tau^p = \frac{1}{\gamma_n p_0}$.

Если n_0 или p_0 не меняются с изменением температуры (например, в случае полной ионизации примесей), то зависимость τ^n (τ^p) от температуры определится зависимостью от нее γ_n . Коэффициент γ_n можно представить в виде

$$\gamma_n = v\sigma, \quad (37.22)$$

где v — тепловая скорость, а σ — сечение излучательной рекомбинации. Из (37.1) следует, что

$$\sigma = \frac{R}{n_c p_0 v} = \frac{R}{n_i^2 v}. \quad (37.23)$$

На рис. 105 представлена температурная зависимость σ для германия; видно, что σ (а следовательно, и γ_n) растет с понижением температуры, т. е. излучательное τ^n (τ^p) падает и, следовательно, интенсивность излучательной рекомбинации при понижении температуры несколько возрастает.

Экспериментальное исследование излучательной рекомбинации на ряде полупроводников, в общем, подтверждает основные выводы теории.

На рис. 106 изображена в двойном логарифмическом масштабе полученная для германия зависимость интенсивности рекомбинационного излучения ΔR_c от уровня возбуждения Δp [9]. Эта зависимость [выраженная (37.9)] должна изображаться прямыми с наклоном = 1 при низком уровне возбуждения ($\Delta p \ll n_0 + p_0$) и с наклоном = 2 при высоком ($\Delta p \gg n_0 + p_0$). Из рисунка видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретические кривые, причем для хорошо проводящих образцов эти кривые вырождаются в прямые (A и B) с наклоном = 1, в то время как

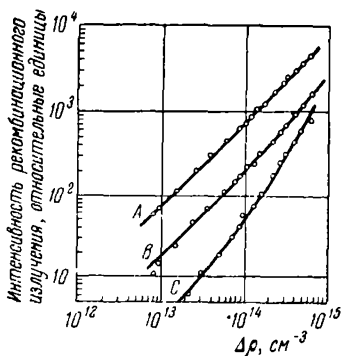


Рис. 106. Зависимость скорости излучательной рекомбинации от концентрации носителей.
○ — экспериментальные точки,
— — теоретические кривые.

кривая S для более высокоомного образца демонстрирует переход от наклона ≈ 1 к наклону ≈ 2 .

В заключение отметим, что не только рекомбинация свободных электронов и дырок, но и захват свободных носителей примесными центрами может сопровождаться излучением. Такой «излучательный захват» обнаружен в ряде случаев на опыте.

§ 38. Исследование спектров излучательной рекомбинации

Спектральное распределение рекомбинационного излучения германия снятое при 300°K , представлено на рис. 107 [1, 10].

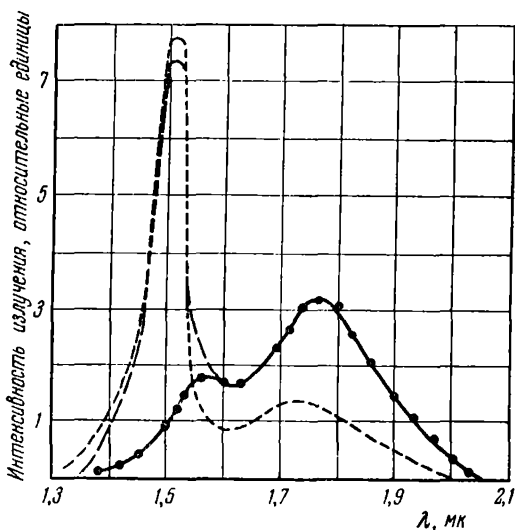


Рис. 107. Спектр собственного рекомбинационного излучения тонкой пластинки германия.

— экспериментальная кривая, — — — экспериментальная кривая, исправленная на самопоглощение, — · — · — кривая, построенная по данным о поглощении и теории Ван-Русбрека — Шоуэли.

Из рис. 104, где представлены теоретические кривые, следует, что максимум излучения должен находиться около $\frac{h\nu}{kT} = 27,5$, т. е. при $\lambda = 1,76$ мк. Действительно, на экспериментальной кривой рис. 107 имеется отчетливый максимум

при этой длине волны. Однако имеется и более коротковолновый максимум около 1,52 мк. Этот максимум расположен в области резкого возрастания поглощения в германии (около 0,81 эв), связанного с прямыми фотопереходами¹⁾ (см. рис. 57). Таким образом, длинноволновый и коротковолновый максимумы определяются соответственно непрямыми (с участием фононов) и прямыми излучательными переходами.

Спектральное распределение излучательной рекомбинации для некоторых других полупроводников изображено на рис. 108 [3]. Во всех случаях максимум излучения расположен близко к краю собственного поглощения. На рис. 109 изобра-

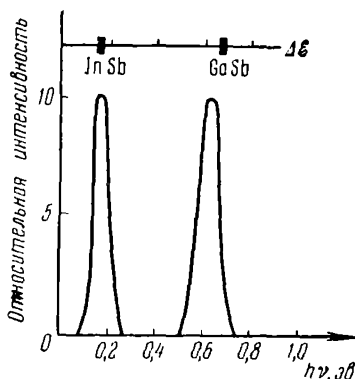


Рис. 108. Спектры рекомбинационного излучения интерметаллических соединений InSb и GaSb (300° K).

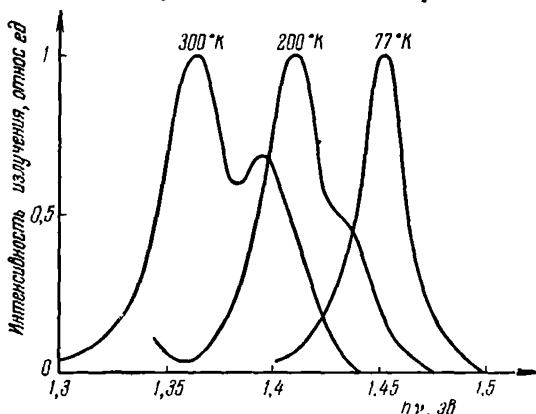


Рис. 109. Спектральное распределение собственного рекомбинационного излучения арсенида галлия при различных температурах.

(Длинноволновые максимумы приведены к единице.)

¹⁾ На расчетном графике рис. 104, построенном по более старым данным о спектре поглощения германия, он отсутствует.

жены спектры рекомбинационного излучения арсенида галлия, полученные при разных температурах [17, 19]. С ростом температуры кривые сдвигаются в область меньших энергий фотонов. Это связано с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны.

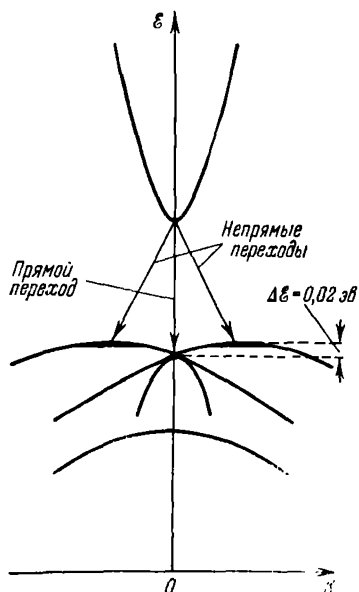


Рис. 110. Схема энергетических зон арсенида галлия.

Однако, кроме сдвига, повышение температуры приводит к появлению дополнительного коротковолнового максимума, отсутствовавшего при $T = 77^\circ \text{К}$. Этот эффект может быть объяснен следующим образом [19]. Теоретические расчеты [7, 16] приводят к выводу, что схема энергетических зон арсенида галлия имеет вид, изображенный на рис. 110. Из рисунка видно, что в противоположность зоне проводимости максимум валентной зоны не располагается при $k = 0$.

Следовательно, при низких температурах, когда практически все дырки валентной зоны сосредоточены в максимумах (на рисунке зачернено), имеют место лишь непрямые излучательные переходы. При повышении температуры энергия дырок и их концентрация вблизи $k = 0$ повышаются, и это приводит к появлению второго максимума, соответствующего прямой излучательной рекомбинации. Из температурной зависимости интенсивности «прямого» излучения следует, что энергетический зазор между максимумом валентной зоны и точкой при $k = 0$ равен $\approx 0,02 \text{ эв}$. В то же время энергетическое расстояние, вычисленное по разнице длинноволновых границ обоих максимумов, оказалось равным $\approx 0,05 \text{ эв}$. Это показывает, что энергия фона, генерируемого при непрямых переходах, составляет $\approx 0,03 \text{ эв}$ ¹⁾.

¹⁾ Существуют и другие возможности истолкования спектра на рис. 109, например, с учетом примесной рекомбинации.

А. Индуцированная излучательная рекомбинация

Выше всюду предполагалось, что излучаемые при рекомбинации фотоны без поглощения уходят из вещества и, следовательно, никак не влияют на протекание неравновесных процессов. Учет поглощения веществом излучаемых фотонов в некоторых условиях может оказаться очень существенным. Кратко рассмотрим этот вопрос. Излученные фотоны могут, поглощаясь, переводить электроны из ψ - в ϵ -зону. Это должно сказаться в кажущемся замедлении рекомбинации и в уменьшении интенсивности (и смещении спектра) свечения, выходящего наружу.

Однако, наряду с этим «обычным» процессом, с определенной вероятностью происходит и обратный ему: фотон, «поглощаясь», переводит электрон из ϵ -зоны в ψ -зону. Такой процесс «индуцированной рекомбинации» приводит на самом деле не к поглощению, а к высвобождению энергии (отрицательное поглощение): в результате акта взаимодействия вместо одного фотона образуются два. Эффективно этот второй процесс приводит к ускорению рекомбинации и увеличению интенсивности свечения, выходящего наружу. Результирующий эффект определится, очевидно, разностью интенсивностей первого и второго процессов. Легко видеть, что знак этой разности зависит от заполнения уровней (зон) электронами и дырками.

Рассмотрим, например, переходы электронов между двумя энергетическими уровнями. Интенсивность первого процесса (положительное поглощение), очевидно, пропорциональна концентрации электронов на нижнем уровне и пустых мест (дырок) на верхнем; интенсивность второго (отрицательное поглощение), напротив, — концентрации дырок на нижнем уровне и электронов на верхнем.

Эйнштейн, исходя из весьма общих соображений, показал, что коэффициенты пропорциональности для обоих этих процессов точно одинаковы. Следовательно, если заполнение электронами нижнего уровня больше, чем верхнего, то будет превалировать процесс положительного поглощения. При обратном соотношении поглощение окажется отрицательным.

В обычных условиях (в равновесии и при не слишком сильном отступлении от него) заселение электронами нижних уровней всегда больше, чем верхних, и поэтому наблюдается «нормальное» положительное поглощение.

Однако, если каким-либо образом резко нарушить равновесие и перейти к «инверсному» заполнению уровней, то должны наблюдаться отрицательное поглощение и усиление излучательной рекомбинации за счет индуцированных переходов. При наличии инверсного заполнения (или, как часто говорят, состояния с «отрицательной температурой») «поглощение» фотона приводит в результате индуцированного перехода к появлению еще одного фотона, оба эти фотона, вновь поглощаясь, превращаются в четыре и т. д. Таким образом возникает лавинообразное нарастание интенсивности излучения. Это излучение оказывается в сильной степени «унифицированным» по своим свойствам, что связано с тем, что фотон, возникающий при индуцированном рекомбинационном переходе, тождествен с фотоном, вызвавшим этот переход. Это позволяет использовать системы с инверсным заполнением уровней в качестве генераторов в высокой степени монохроматического когерентного и весьма узконаправленного излучения, часто называемых «лазерами».

В настоящее время разработано большое количество типов кристаллических и газовых лазеров, в которых используются переходы между дискретными атомными уровнями.

Для создания инверсного заполнения в этих приборах используется так называемая «оптическая накачка», т. е. интенсивное освещение фотонами (энергия которых превосходит энергию излучаемых фотонов).

Значительный интерес представляет построение полупроводниковых лазеров, в частности, с использованием межзонных излучательных переходов. В этом случае создание инверсного заполнения может быть осуществлено за счет инжекции электронов и дырок на $n - p$ -переходе. В приборах такого типа осуществляется непосредственное преобразование электрической энергии в лучистую энергию «высокого качества» [20, 21, 17, 19, 22].

Отметим в заключение, что при переходе к инверсному заполнению зон спектр излучательной межзонной рекомбинации резко сужается. Это связано с тем, что длина «свободного пробега фотона» между актами индуцированной реком-

бинации меньше для фотонов, соответствующих максимуму полосы излучения, чем для фотонов, соответствующих ее краям. В результате лавинообразное размножение фотонов в максимуме резко опережает размножение фотонов для краев.

§ 39. Влияние прилипания на излучательную рекомбинацию

Пусть излучательная рекомбинация из зоны в зону является основным механизмом и определяет концентрацию неравновесных носителей тока.

Излучательное время жизни в стационарном состоянии и постоянная времени, определяющая процессы релаксации, могут и в этом случае существенно зависеть от наличия уровней прилипания.

Покажем это для низкого уровня возбуждения, используя кинетическое уравнение (см. схему на рис. 111)

$$\frac{d}{dt} (\Delta n + \Delta m) = \beta k l - \Delta R_c. \quad (39.1)$$

Из (37.8) имеем

$$\Delta R_c = \frac{R}{n_i^2} (n_0 \Delta p + p_0 \Delta n), \quad (39.2)$$

или, учитывая условие нейтральности: $\Delta p = \Delta n + \Delta m$,

$$\Delta R_c = \frac{R}{n_i^2} [\Delta n (n_0 + p_0) + \Delta m n_0]. \quad (39.3)$$

С учетом (39.3), (39.1) запишется в виде

$$\frac{d}{dt} (\Delta n + \Delta m) = \beta k l - \frac{R}{n_i^2} [\Delta n (n_0 + p_0) + \Delta m n_0]. \quad (39.4)$$

Рассмотрим вначале стационарные условия, когда Δn и Δm связаны соотношением [см. (28.12)]

$$\alpha = \frac{\Delta m_{ст}}{\Delta n_{ст}} = \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2}. \quad (39.5)$$

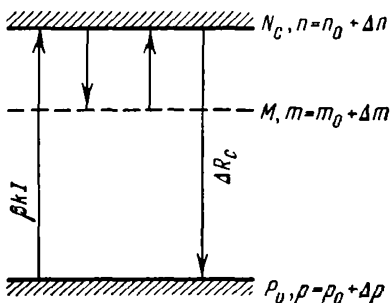


Рис. 111. Схема переходов.

При этом из (39.4) получаем

$$\Delta n_{\text{ст}} = \frac{\beta k l}{\gamma_{\text{и}}} \frac{1}{[(1 + \alpha) n_0 + p_0]}, \quad (39.6)$$

$$\Delta p_{\text{ст}} = \Delta n_{\text{ст}} + \Delta m_{\text{ст}} = \Delta n_{\text{ст}} (1 + \alpha) = \frac{\beta k l}{\gamma_{\text{и}}} \frac{1 + \alpha}{(1 + \alpha) n_0 + p_0}. \quad (39.7)$$

[В (39.6) и (39.7) $\frac{R}{n_i^2}$ заменено на $\gamma_{\text{и}}$.]

Следовательно, стационарные времена жизни электронов и дырок (при наличии прилипания уже не равные друг другу)

$$\tau_n^{\text{ст}} = \frac{\Delta n_{\text{ст}}}{\beta k l} = \frac{1}{\gamma_{\text{и}} [(1 + \alpha) n_0 + p_0]}, \quad (39.8)$$

$$\tau_p^{\text{ст}} = \frac{\Delta p_{\text{ст}}}{\beta k l} = \frac{1 + \alpha}{\gamma_{\text{и}} [(1 + \alpha) n_0 + p_0]}. \quad (39.9)$$

Из сопоставления полученных выражений с (37.12) видно, что прилипание приводит к уменьшению времени жизни (и стационарной концентрации) прилипающих и к увеличению времени жизни неприлипающих носителей тока.

На рис. 112 для иллюстрации изображены зависимости $\tau_n^{\text{ст}}$ и $\tau_p^{\text{ст}}$ (выраженных в единицах τ_0 — времени жизни в отсутствие прилипания) от α , т. е. от концентрации уровней прилипания, выраженной в единицах $N_{\text{сМ}}/(N_{\text{сМ}} + n_0)^2$ [см. (39.5)].

Рассмотрим, далее, нестационарный случай, при наличии α -прилипания, т. е. предположив, что между s -зоной и уровнями M в процессе релаксации сохраняется квазиравновесие и соотношение между Δm и Δn в каждый момент времени приблизительно определяется (39.5).

Тогда (39.4) переписется в виде

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \frac{\beta k l}{1 + \alpha} - \gamma_{\text{и}} \Delta n \left[\frac{n_0 (1 + \alpha) + p_0}{1 + \alpha} \right]. \quad (39.10)$$

Из (39.10) сразу видно, что прилипание уменьшает измеряемый выход фотопроводимости (который вместо $\beta k l$ становится равным $\frac{\beta k l}{1 + \alpha}$) и увеличивает время релаксации:

$$\tau_n = \frac{1 + \alpha}{\gamma_{\text{и}} [n_0 (1 + \alpha) + p_0]} = \tau_n^{\text{ст}} (1 + \alpha). \quad (39.11)$$

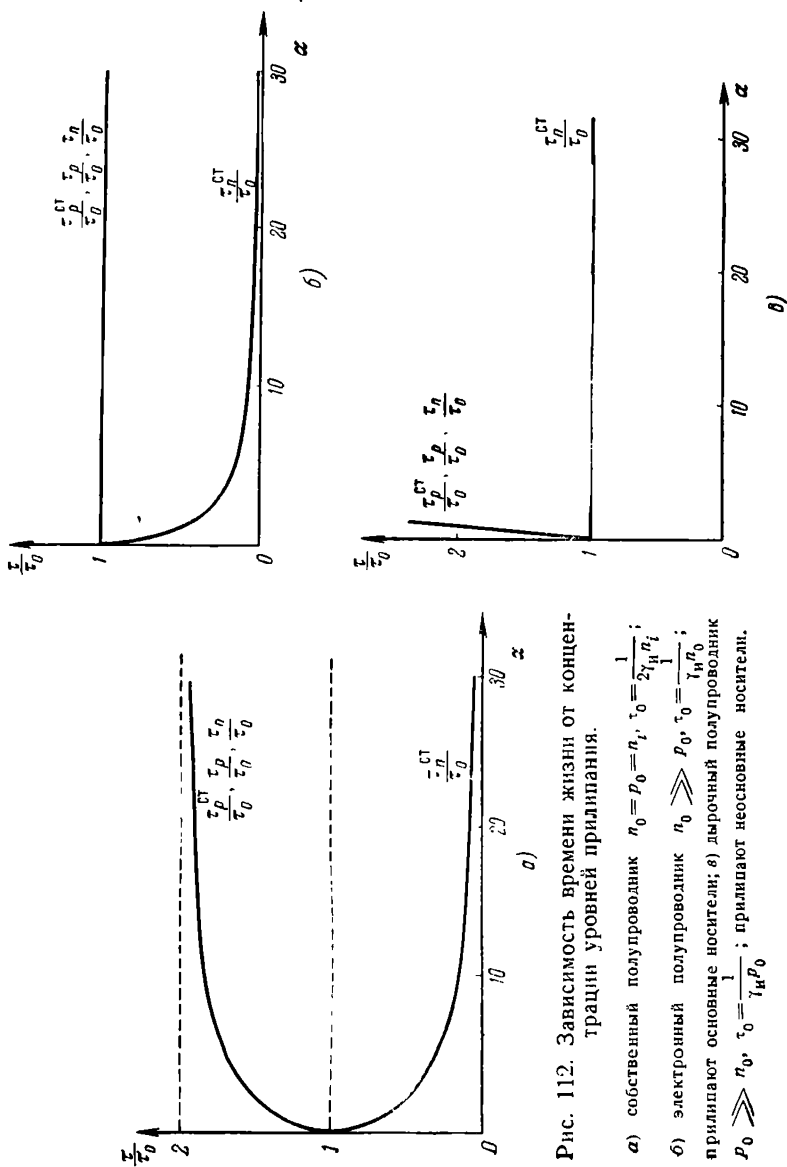


Рис. 112. Зависимость времени жизни от концентрации уровней прилипания.

- а) собственный полупроводник $n_0 = p_0 = n_1, \tau_0 = \frac{1}{2\gamma_H n_1}$;
- б) электронный полупроводник $n_0 \gg p_0, \tau_0 = \frac{1}{\gamma_H n_0}$;
- прилипают основные носители; в) дырочный полупроводник $p_0 \gg n_0, \tau_0 = \frac{1}{\gamma_H p_0}$; прилипают неосновные носители.

С учетом условия $\Delta p = \Delta n(1 + \alpha)$ легко получить

$$\tau_p = \frac{1 + \alpha}{\gamma_n [n_0(1 + \alpha) + p_0]} = \tau_p^{\text{ст}}. \quad (39.12)$$

Таким образом, прилипающие и неприлипающие носители релаксируют с одинаковой постоянной времени (совпадающей для последних со стационарным временем жизни), всегда превосходящей τ_0 (рис. 112).

§ 40. Ударная рекомбинация

Энергия, выделяющаяся при рекомбинации зонных электрона и дырки, может быть передана третьему носителю. Это возможно, если имеет место одновременное столкновение (взаимодействие) трех частиц, например двух электронов и дырки или двух дырок и электрона.

Результатом такого взаимодействия может явиться рекомбинация электрона и дырки и переход третьего носителя на более высокий уровень энергии в зоне.

На рис. 113, а и б изображены два возможных варианта ударной рекомбинации с передачей энергии электрону и дырке соответственно.

Нетрудно видеть, что процесс ударной рекомбинации является обратным процессу ударной ионизации, когда за счет кинетической энергии электрона (рис. 113, в) или дырки (рис. 113, г) возникает пара электрон-дырка. Казалось бы, это дает возможность найти коэффициент ударной рекомбинации, подобно тому как это было сделано для излучательной рекомбинации, т. е. приравнивая в равновесии

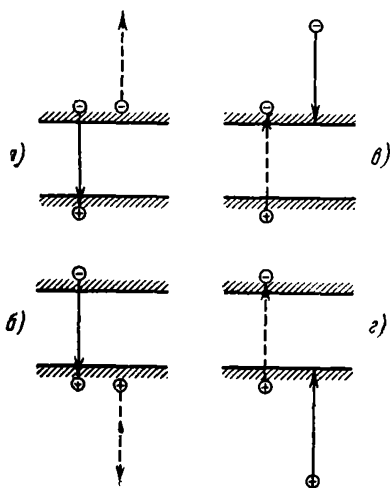


Рис. 113. Два возможных варианта передачи энергии при ударной рекомбинации: а) электрону, б) дырке, в) и г) соответствующие обратные процессы ударной ионизации.

(в соответствии с принципом детального равновесия) интенсивности ударной рекомбинации и ионизации. Однако вероятность ударной ионизации может быть указана со значительно меньшей определенностью, чем вероятность фотоионизации (которая относительно точно вычисляется по экспериментальным данным о поглощении с учетом распределения Планка). Это все же не мешает выяснению основных особенностей процесса, следующих из специфики кинетических уравнений для ударной рекомбинации.

Запишем интенсивность переходов, связанных с ударной рекомбинацией.

Очевидно, что вероятность тройного соударения двух электронов и дырки (рис. 113, а) пропорциональна $n^2 p$, а двух дырок и электрона (рис. 113, б) — $p^2 n$.

Таким образом, убыль концентрации электронов и дырок за счет ударной рекомбинации запишется в виде [14]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = -\eta_n n^2 p - \eta_p p^2 n, \quad (40.1)$$

где η_n и η_p — коэффициенты ударной рекомбинации с передачей энергии электрону и дырке соответственно. Эти коэффициенты по размерности отличаются от коэффициентов рекомбинации во всех других рассмотренных случаях, где мы обозначали их через γ .

Подставив в (40.1)

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ p &= p_0 + \Delta p. \end{aligned} \quad (40.2)$$

получим, располагая члены в порядке возрастания степени Δn (Δp),

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \Delta n &= -\frac{d}{dt} \Delta p = \Delta n (\eta_p p_0^2 + 2\eta_n n_0 p_0) + \\ &+ \Delta p (\eta_n n_0^2 + 2\eta_p n_0 p_0) + 2\Delta n \Delta p (\eta_n n_0 + \eta_p p_0) + \\ &+ (\Delta n)^2 \eta_n p_0 + (\Delta p)^2 \eta_p n_0 + (\Delta n)^2 \Delta p \eta_n + (\Delta p)^2 \Delta n \eta_p. \end{aligned} \quad (40.3)$$

Найдем теперь время жизни по отношению к ударной рекомбинации и определим характер кривых релаксации для крайних случаев высокого и низкого уровня возбуждения.

А. Высокий уровень возбуждения:

$$\Delta n (\Delta p) \gg n_0 + p_0$$

Отбрасывая в (40.3) все члены, кроме двух последних, содержащих $\Delta n (\Delta p)$ в наивысшей степени, получаем

$$-\frac{d}{dt} \Delta n = -\frac{d}{dt} \Delta p = \eta_n (\Delta n)^2 \Delta p + \eta_p (\Delta p)^2 \Delta n. \quad (40.4)$$

В условиях высокого уровня возбуждения и при не слишком большой концентрации ловушек (последнее условие является обязательным для того, чтобы собственная ударная рекомбинация вообще имела существенное значение) можно считать, что $\Delta p \cong \Delta n$. Тогда

$$-\frac{d}{dt} \Delta n = (\Delta n)^3 (\eta_n + \eta_p). \quad (40.5)$$

Мгновенное время жизни при этом равно

$$\tau_{\text{мгн}} = \frac{\Delta n}{-\frac{d}{dt} \Delta n} = \frac{1}{(\eta_n + \eta_p) (\Delta n)^2}, \quad (40.6)$$

откуда видно, что оно очень сильно (квадратично) зависит от концентрации носителей тока.

Найдем закон релаксации при прямоугольной модуляции интенсивности возбуждения. Нарастающая кривая определится из уравнения

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \beta k l - \Delta n^3 (\eta_n + \eta_p), \quad (40.7)$$

решение которого при начальном условии $\Delta n = 0$ при $t = 0$ имеет вид

$$t' = \frac{1}{3} \ln \frac{\sqrt{1 + \Delta n' + (\Delta n')^2}}{1 - \Delta n'} + \frac{1}{\sqrt{3}} \arctg \frac{\sqrt{3} \Delta n'}{2 + \Delta n'}, \quad (40.8)$$

где

$$t' = \frac{t}{(\beta k l)^{1/3} (\eta_n + \eta_p)^{1/3}}, \quad \text{а} \quad \Delta n' = \left(\frac{\eta_n + \eta_p}{\beta k l} \right)^{1/3} \Delta n.$$

Стационарное значение концентрации

$$\Delta n_{\text{ст}} = \left(\frac{\beta k l}{\eta_n + \eta_p} \right)^{1/3} \sim l^{1/3}. \quad (40.9)$$

Спадающая кривая может быть получена из (40.5). Полагая, что при $t=0$

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} = \left(\frac{\beta k I}{\eta_n + \eta_p} \right)^{1/2},$$

имеем

$$\Delta n' = \frac{1}{\sqrt{1+t'}}. \quad (40.10)$$

На рис. 114 представлены кривые релаксации для рассмотренного случая. Здесь в случае «кубичной рекомбинации»

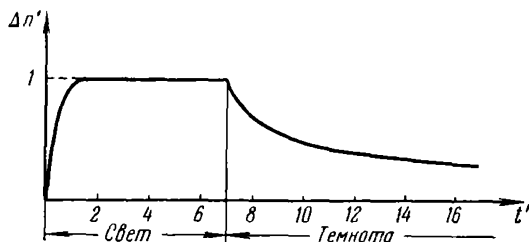


Рис. 114. Релаксации фотопроводимости при ударной рекомбинации.

асимметрия нарастания и спадания еще более резкая, чем для «квадратичной» рекомбинации (см. рис. 4 в гл. I).

Б. Низкий уровень возбуждения:

$$\Delta n (\Delta p) \ll n_0 + p_0$$

Сохраняя в (40.3) два первых члена, получаем для времени жизни электронов

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_n} &= -\frac{1}{\Delta n} \frac{d}{dt} \Delta n = \\ &= \eta_p p_0^2 + 2\eta_n n_0 p_0 + \frac{\Delta p}{\Delta n} (\eta_n n_0^2 + 2\eta_p n_0 p_0). \end{aligned} \quad (40.11)$$

Время жизни дырок, очевидно, равно

$$\tau_p = \frac{\Delta p}{\Delta n} \tau_n. \quad (40.12)$$

Если

$$\Delta n = \Delta p, \quad \text{то} \quad \tau_n = \tau_p.$$

Для случая сильно электронного полупроводника ($n_0 \gg p_0$) при этом получаем из (40.11)

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{\eta_n n_0^2}. \quad (40.13)$$

Для сильно дырочного ($p_0 \gg n_0$)

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{\eta_p p_0^2}. \quad (40.14)$$

Таким образом, рекомбинация сильно зависит от концентрации *основных носителей*, столкновения между которыми увеличивают ее интенсивность и уменьшают τ .

Следует подчеркнуть, что при низком уровне возбуждения τ не зависит от Δn (и интенсивности света) и, следовательно, люкс-амперная характеристика должна быть линейной. (При переходе к высокому уровню возбуждения она переходит [см. (40.9)] в зависимость типа $\Delta n \sim \sqrt{I}$.)

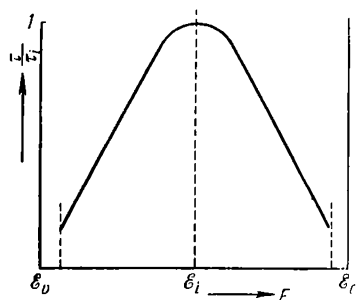


Рис. 115. Зависимость времени жизни относительно ударной рекомбинации от положения уровня Ферми.

положения уровня Ферми в предположении, что η_n и η_p различаются мало. Максимум соответствует собственной проводимости. Максимальное значение τ , получающееся при $p_0 = n_0 = n_i$, равно

$$\tau_i = \frac{1}{3(\eta_n + \eta_p) n_i^2}. \quad (40.15)$$

Подставляя вместо n_i его выражение через температуру,

$$n_i = \sqrt{N_c P_v} e^{-\frac{\Delta \epsilon}{2kT}},$$

получим температурную зависимость τ_i ¹⁾

$$\tau_i = \frac{1}{3(\eta_n + \eta_p) N_c P_v} e^{\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}}. \quad (40.16)$$

Экспериментальных исследований ударной рекомбинации пока немного. Мы остановимся ниже на результатах, полученных в области высоких температур на InSb. На рис. 116 приведен ряд экспериментальных кривых для температурной зависимости времени жизни в InSb. Общий ход зависимости, казалось бы, можно объяснить (в соответствии с теорией Шокли—Рида) рекомбинацией через ловушки (см. рис. 69, в) ²⁾.

Однако в области высоких температур (левее максимума) это объяснение находится в противоречии с тем фактом, что все экспериментальные кривые сливаются в одну. Если бы рекомбинация действительно определялась ловушками, то, поскольку в разных образцах их концентрация неодинакова, кривые слева от максимума не должны были сливаться (как они не сливаются справа от него). Указанное противоречие, естественно, объясняется, если предположить, что слева от максимума имеет место один из механизмов «собственной рекомбинации», не зависящей от содержания ловушек.

На графике пунктиром показаны две теоретические температурные зависимости τ с разным наклоном, соответствующие двум известным собственным механизмам рекомбинации: излучательному и ударному. Видно, что кривая для ударной рекомбинации хорошо соответствует экспериментальным данным.

¹⁾ Учет предсказываемой теорией температурной зависимости η_n и η_p приводит к выражению более сложного вида [8], в котором

$$\tau_i \sim \exp\left(\frac{1 + 2 \frac{m_{\text{э}}}{m_{\text{л}}}}{1 + \frac{m_{\text{э}}}{m_{\text{л}}}} \frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}\right). \quad (40.17)$$

Однако при $m_{\text{э}}/m_{\text{л}} \ll 1$ (например, для InSb) температурная зависимость τ_i практически определяется членом $\exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}\right)$.

²⁾ Возрастание τ с понижением температуры на низкотемпературном участке связано с явлением прилипания.

Ударная рекомбинация резко усиливается с ростом концентрации носителей, поэтому следует ожидать, что она будет

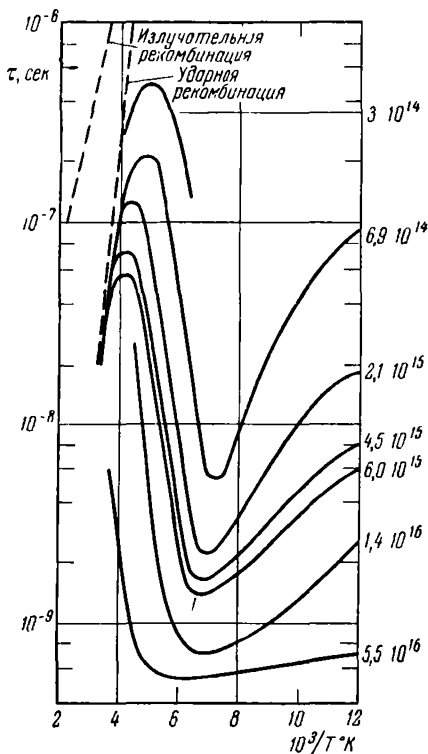


Рис. 116. Температурная зависимость времени жизни в InSb p — типа при различном содержании акцепторов (цифры справа) [12].

иметь существенное значение в полупроводниках с узкой запрещенной зоной и при высоких температурах. В рассмотренном выше примере с InSb реализуются оба эти условия.

«ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ»

§ 41. Особенности примесной фотопроводимости

Свет, так же как и тепловое возбуждение, может, кроме межзонных переходов, вызывать переходы между примесными уровнями и разрешенными зонами. Поглощение света и фотопроводимость, связанные с такими переходами, называются «примесными»¹⁾.

Поскольку для ионизации уровней, расположенных в запрещенной зоне, достаточны фотоны с меньшей энергией, чем для межзонных переходов, длинноволновая граница примесных поглощения и фотопроводимости сдвинута относительно собственной в сторону длинных волн (рис. 117).

С другой стороны, поскольку концентрация примесей обычно на много порядков меньше концентрации атомов основной решетки,

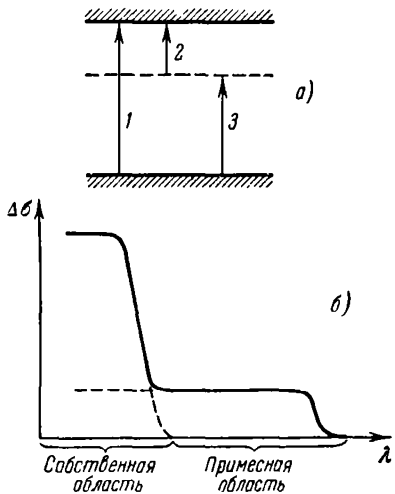


Рис. 117. а) переходы при собственном (1) и примесном (2, 3) возбуждении; б) схематическое изображение спектрального распределения фотопроводимости.

¹⁾ По существу, под примесными поглощением и фотопроводимостью понимаются процессы, связанные с фотоионизацией любых уровней в запрещенной зоне, принадлежащих не только примесным центрам, но и дефектам структуры разных типов.

примесное поглощение и, следовательно, интенсивность фотозвуждения значительно слабее собственного.

Поэтому в спектральной области, где одновременно имеет место как примесное, так и собственное поглощение, первое обычно играет несущественную роль и может не учитываться.

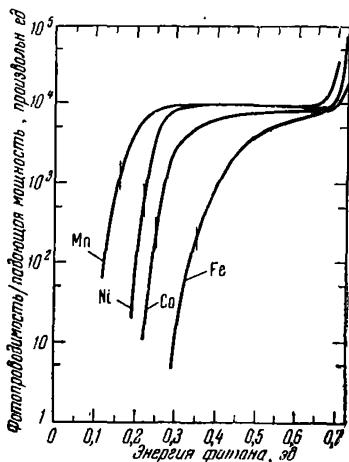


Рис. 118. Спектры фотопроводимости кристаллов германия *p*-типа с примесью Mn, Fe, Co и Ni при температуре жидкого азота [12].

Вертикальными штрихами показаны энергии термической ионизации. Соотношение масштабов для различных кривых произвольно.

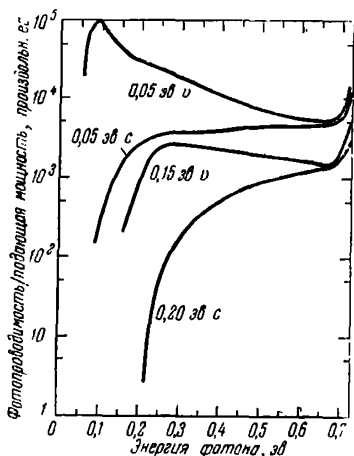


Рис. 119. Спектры фотопроводимости германия, легированного Au [3].

Надписи относятся к примесным уровням, вблизи которых расположен уровень Ферми (значки *v* и *с* определяют зону, от которой производится отсчет энергии). Спектр, возникающий при возбуждении носителей с уровнями 0,15 эВ и 0,20 эВ снят при 77° К, остальные спектры сняты при 20° К. Масштабы шкал для различных кривых произвольны.

Соответствующая область спектра именуется областью собственных поглощения и фотозффекта (рис. 117, б). Присыкающая к ней область, где собственное поглощение отсутствует и имеет место только примесное¹⁾, именуется областью примесных поглощения и фотозффекта.

На рис. 118–121 [12, 19] для примера приведены экспериментальные кривые спектрального распределения фото-

¹⁾ Точнее, примесное плюс поглощение свободными носителями

проводимости для германия с некоторыми примесями. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что определяемая по длинноволновой границе энергия минимального кванта

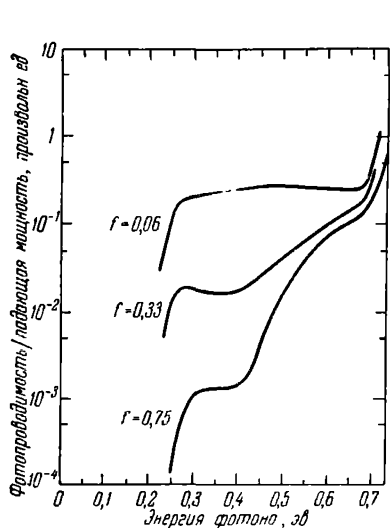


Рис. 120. Спектры фотопроводимости образцов германия *p*-типа, легированных Ni при 77° K [12].

Во всех образцах уровень Ферми расположен около уровня $E_v + 0,23$ эв. Образцы отличались друг от друга только величиной функции заполнения f .

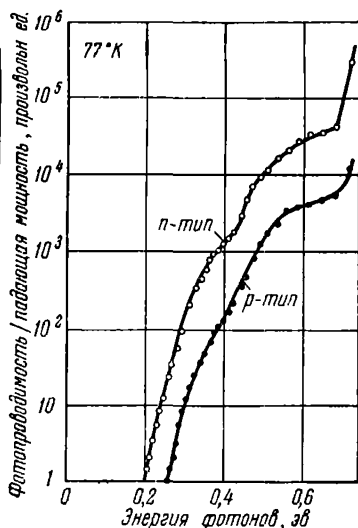


Рис. 121. Спектральное распределение фотопроводимости в германии, облученном электронами с энергией 3 Мэв, связанное с возбуждением различных уровней радиационных дефектов.

Масштабы шкал кривых произвольны.

$h\nu_{\text{мин}}$, необходимого для осуществления примесного фотоперехода, близка к энергии термической ионизации. На рис. 122 представлено положение уровней для ряда примесей в германии.

Рассматривая особенности примесной фотопроводимости, отличающие ее от собственной, следует подчеркнуть две из них, которые определяют специфику этого явления.

В отличие от собственной фотопроводимости, где возбуждение всегда связано с первоначальным появлением равных количеств свободных электронов и дырок, примесное возбуждение образует либо только электроны, либо только

дырки. Это, правда, не значит, что собственная фотопроводимость всегда биполярна, а примесная — монополярна. Большая разница времен жизни электронов и дырок может привести к тому, что и в случае собственного возбуждения фотопроводимость окажется практически монополярной.

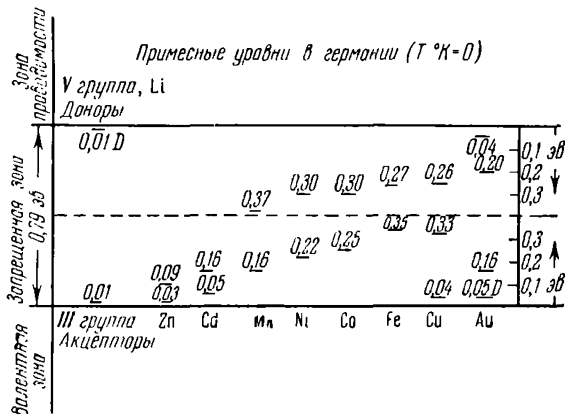


Рис. 122. Сводка положения глубоких уровней в германии [12].

Все указанные уровни акцепторные, за исключением нижнего уровня Au.

С другой стороны, и примесное возбуждение может привести к появлению свободных электронов и дырок. Действительно, если, например, на схеме рис. 117, *a* свет переводит электроны с примесных уровней в *c*-зону, то возникающее уменьшение концентрации электронов на уровнях примеси приводит к нарушению теплового равновесия между этими уровнями и *v*-зоной. Устанавливаемому новому равновесию соответствует более высокая концентрация дырок в *v*-зоне. Таким образом, в принципе и примесное возбуждение может приводить к биполярной фотопроводимости ¹⁾. Однако чаще всего в условиях, реализующихся в опытах, нарушение теплового равновесия, о котором шла речь, не сказывается, и примесная фотопроводимость в отличие от собственной выступает как фотопроводимость существенно монополярная. (О критерии монополярности см. § 43.)

¹⁾ К биполярности может приводить и наличие двойных оптических переходов электронов (например, из *v*-зоны на уровень примеси и с этого уровня в *c*-зону).

Вторая важная особенность примесной фотопроводимости связана с зависимостью коэффициента поглощения в примесной области от интенсивности возбуждающего света. В общем случае вероятность поглощения фотонов и связанного с этим перехода электронов с уровней какого-либо одного типа на уровни другого типа пропорциональны концентрации электронов на уровнях первого типа и дырок на уровнях второго типа.

Если в качестве этих уровней выступают v - и c -зоны, то, как правило, освещение светом с любой самой большой практически осуществимой интенсивностью все же не способно существенно изменить эффективные концентрации электронов в v -зоне и пустых мест (дырок) в c -зоне. Следовательно, в случае собственного возбуждения коэффициент поглощения не зависит от интенсивности освещения.

Иное может иметь место для примесного возбуждения. Если, например, свет переводит электроны с примесных центров в c -зону, то, в некоторых случаях, уже при обычных интенсивностях возбуждения происходит заметное опустошение примесных центров и, следовательно, изменение коэффициента поглощения. Поскольку интенсивность генерации равна βkI и k не остается постоянным (падает с ростом I), то принимаемое при рассмотрении собственной фотопроводимости как само собой разумеющееся предположение о том, что генерация пропорциональна интенсивности света, в случае примесной фотопроводимости оказывается, вообще говоря, неверным. Это приводит к тому, что некоторые зависимости (например, $\Delta\sigma = f(I)$), а также процессы релаксации примесной фотопроводимости обладают важными особенностями.

Ниже, в § 42, рассматривается количественно процесс примесной фотопроводимости на примере с одним типом уровней. Полученные при этом закономерности могут быть использованы и для анализа более сложных случаев.

§ 42. Примесная фотопроводимость, связанная с одним типом уровней [13 – 15]

Рассмотрим полупроводник n -типа, в котором, кроме мелких донорных уровней N_d , имеется один тип акцепторных уровней M (рис. 123). Благодаря эффекту компенсации электроны с доноров перейдут на расположенные ниже акцепторы и при температуре абсолютного нуля в зависимости от

соотношения между N_d и M заполняют их либо полностью (при $N_d \geq M$, рис. 123, а), либо частично (при $N_d < M$, рис. 123, б).

При освещении полупроводника светом с $\Delta\mathcal{E}_M \lesssim h\nu < \Delta\mathcal{E}$ возникнет примесная фотопроводимость за счет перехода электронов с уровней M в c -зону. Мы будем интересоваться

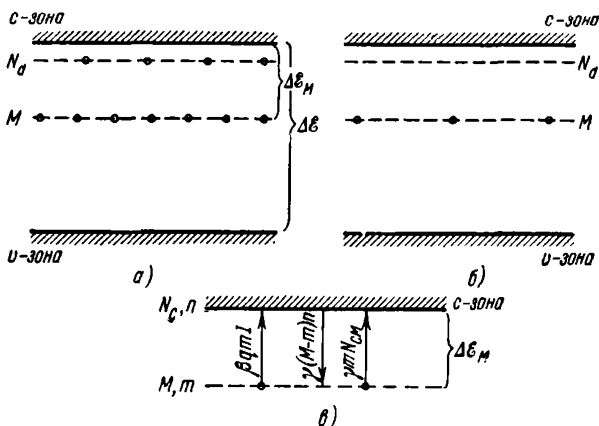


Рис. 123. Схемы равновесного заполнения уровней.

областью температур, в которой мелкие доноры N_d в любом случае полностью ионизованы. Тогда они непосредственно могут не учитываться при рассмотрении кинетики электронных переходов¹⁾, и, следовательно, вместо схем рис. 123, а и б можно ограничиться рассмотрением схемы рис. 123, в (где не показаны уровни N_d , а также и v -зона).

Напишем кинетические уравнения для этой схемы. Интенсивность тепловых забросов можно, как обычно, представить в виде $\gamma m N_{cm}$. Интенсивность фотопереходов запишем в виде $\beta kl = \beta qml$, где β — квантовый выход, а $q = \frac{k}{m}$ — сечение захвата фотона электроном на примесном центре.

¹⁾ Хотя в определении начальных условий их роль была весьма существенна.

Тогда имеем:

$$\frac{dn}{dt} = \gamma m N_{cM} + \beta q m I - \gamma (M - m) n, \quad (42.1)$$

$$\frac{d}{dt} (m + n) = 0 \quad \text{или} \quad m + n = \text{const.} \quad (42.2)$$

Как обычно, представляя n и m в виде

$$\left. \begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ m &= m_0 + \Delta m \end{aligned} \right\} \quad (42.3)$$

и учитывая, что $-\Delta n = \Delta m$ и $m + n = m_0 + n_0$, получаем после преобразований:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta n &= \beta q I (m_0 - \Delta n) - \gamma \Delta n [n_0 + \Delta n + \\ &+ N_{cM} + (M - m_0)]. \end{aligned} \quad (42.4)$$

Таким образом, в общем случае кинетика фотопроводимости описывается нелинейным уравнением.

Наиболее существенным отличием от случая собственной фотопроводимости является, как уже подчеркивалось, непостоянство интенсивности генерации даже при $I = \text{const}$. Действительно, определяющий генерацию первый член в (42.4) сам содержит Δn . Уравнение (42.4) можно переписать иначе, объединив все члены, содержащие Δn :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta n &= \beta q I m_0 - \gamma \Delta n \left[\frac{\beta q I}{\gamma} + n_0 + \Delta n + \right. \\ &+ N_{cM} + (M - m_0) \left. \right]. \end{aligned} \quad (42.5)$$

Это уравнение перепишем в виде

$$\frac{d}{dt} \Delta n = \beta q m_0 I - \frac{\Delta n}{\tau_{\text{мгн}}^c}, \quad (42.6)$$

где

$$\tau_{\text{мгн}}^c = \frac{1}{\gamma \left[\frac{\beta q I}{\gamma} + n_0 + \Delta n + N_{cM} + (M - m_0) \right]}, \quad (42.7)$$

как это следует из (42.6), имеет смысл мгновенного времени релаксации при освещении.

Следует подчеркнуть, что величина $\tau_{\text{мгн}}^c$ не есть мгновенное значение времени жизни в обычном смысле, так как она

определяется не только процессами рекомбинационного характера¹⁾, но и процессом *неравновесного возбуждения* [член $\frac{\beta q I}{\gamma}$ в знаменателе (42.7)].

Легко видеть, что при выключенном освещении выражение для мгновенного времени релаксации будет отличаться лишь отсутствием члена $\frac{\beta q I}{\gamma}$ в знаменателе (ибо $I = 0$), т. е.

$$\tau_{\text{мгн}}^{\tau} = \frac{1}{\gamma [n_0 + \Delta n + N_{cM} + (M - m_0)]}. \quad (42.8)^2$$

Следовательно, всегда $\tau_{\text{мгн}}^c \leq \tau_{\text{мгн}}^{\tau}$, т. е. кинетика примесной фотопроводимости характеризуется своеобразной асимметрией: нарастание фотопроводимости происходит быстрее спада³⁾.

Из сопоставления (42.7) и (42.8) следует

$$\frac{1}{\tau_{\text{мгн}}^c} - \frac{1}{\tau_{\text{мгн}}^{\tau}} = \beta q I, \quad (42.9)$$

т. е. разность обратных величин мгновенных τ для нарастания и спада, взятая для одной и той же концентрации Δn , всегда равна $\beta q I$. Обычно легко реализовать условия, когда конкурирующие процессы поглощения играют несущественную роль и $\beta \cong 1$. Тогда использование выражения (42.9)

¹⁾ Мы имеем здесь в виду процессы захвата и теплового заброса.

²⁾ В выражениях (42.7) и (42.8) величины равновесных концентраций m_0 и n_0 связаны соотношением $m_0 = \frac{M}{\frac{N_{cM}}{n_0} + 1}$, и, следова-

тельно, например (42.7) можно иначе представить в виде:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{мгн}}^c &= \frac{1}{\gamma \left[(n_0 + N_{cM}) \left(1 + \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2} \right) + \Delta n \right] + \beta q I} = \\ &= \frac{1}{\gamma [(1 + \alpha)(n + N_{cM}) - \Delta n] + \beta q I}, \end{aligned} \quad (42.10)$$

где α — коэффициент прилипания (см. § 28).

³⁾ Асимметрия в нелинейном случае наблюдается и в случае собственной фотопроводимости (см., например, § 5, Б). Однако для примесной фотопроводимости она определяется кинетикой возбуждения, а не рекомбинации.

представляет интересную возможность определения важного параметра, характеризующего процесс возбуждения, — сечения захвата фотона, — по изучению разницы кинетики нарастания и спада примесной фотопроводимости. Этот вопрос будет рассмотрен подробнее ниже.

Решения уравнения (42.5) в случае возбуждения полупроводника прямоугольными импульсами света для нарастания Δn_c при включении света и спада Δn_T при выключении света ($I = 0$) будут иметь вид ¹⁾

$$\Delta n_c = A \operatorname{th}(\gamma At + B) - C, \quad (42.11)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{C^2 + m_0 \frac{qI}{\gamma}} \quad ^2), \\ B &= \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{2C}{\Delta n_{ст}} \right), \\ C &= \frac{1}{2} \left(N_{сМ} + M - m_0 + n_0 + \frac{qI}{\gamma} \right), \\ \Delta n_T &= \frac{\Delta n_{ст} \exp \left(-\frac{t}{\tau_0} \right)}{1 + \gamma \Delta n_{ст} \tau_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_0} \right) \right]}, \end{aligned} \quad (42.12)$$

$$\text{здесь } \tau_0 = \frac{1}{\gamma(N_{сМ} + M - m_0 + n_0)}.$$

Стационарная концентрация неравновесных носителей равна

$$\begin{aligned} \Delta n_{ст} &= \frac{N_{сМ} + M - m_0 + n_0 + \frac{qI}{\gamma}}{2} \times \\ &\times \left[\sqrt{1 + \frac{4m_0 qI}{\gamma \left(N_{сМ} + M - m_0 + n_0 + \frac{qI}{\gamma} \right)^2}} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (42.13)$$

¹⁾ Заметим, что в нашем случае величина примесной фотопроводимости $\Delta \sigma$ находится в прямой связи с концентрацией неравновесных носителей одного знака $\Delta \sigma = e \mu_n \Delta n$, где e и μ_n — заряд и подвижность электрона соответственно. Поэтому в дальнейшем будет использоваться величина концентрации неравновесных носителей.

²⁾ Здесь и далее мы будем считать, что $\beta = 1$.

А. Люкс-амперные характеристики

Рассмотрим подробнее зависимость стационарной концентрации от интенсивности света. Учитывая, что в случае малых и больших интенсивностей света

$$\frac{4m_0qI}{\gamma(N_{cM} + M - m_0 + n_0 + \frac{qI}{\gamma})^2} \ll 1,$$

получаем, что в случае малых интенсивностей

$$\Delta n_{ст} = \frac{m_0qI}{\gamma(N_{cM} + M - m_0 + n_0)}, \quad (42.14)$$

а при больших интенсивностях

$$\Delta n_{ст} \cong m_0. \quad (42.15)$$

Таким образом, люкс-амперная характеристика примесной фотопроводимости при малых интенсивностях носит линейный характер, достигая насыщения при больших интенсивностях. Последнее обстоятельство становится понятным, если принять во внимание, что при достаточно больших интенсивностях света практически все электроны с примесных центров могут быть переведены светом в s -зону. Такое насыщение люкс-амперной характеристики, обусловленное «истощением» центров фотоэффекта, является особенностью примесной фотопроводимости в отличие от собственной, где оно при обычно используемых интенсивностях не проявляется¹⁾. В качестве иллюстрации на

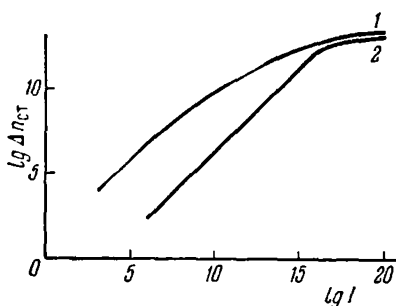


Рис. 124. Зависимость стационарной концентрации от интенсивности света [15].

1 — $T = 77^\circ \text{K}$; 2 — $T = 190^\circ \text{K}$. При построении кривых рис. 124, 125, 126 принято $\Delta \mathcal{E}_M = 0,2 \text{ эв}$; $M = 10^{12} \text{ см}^{-2}$;

$$\frac{q}{\gamma} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-1}; M - m_0 = n_0.$$

¹⁾ В принципе полное насыщение не может быть достигнуто из-за появления индивидуальных рекомбинационных переходов (см. § 38).

Однако при возбуждении с локальных уровней, если $M \ll N_c$, роль индуцированных переходов невелика.

рис. 124 в двойном логарифмическом масштабе приведены рассчитанные люкс-амперные характеристики примесной фотопроводимости, построенные в некотором частном случае для двух температур.

Б. Кривые релаксации

Как видно из приведенных выше формул (42.11)—(42.13), кривые релаксации примесной фотопроводимости в общем случае имеют сложный характер, что затрудняет их непосредственную интерпретацию и использование для определения параметров локальных уровней. Поэтому целесообразно рассмотреть некоторые частные случаи, в которых наиболее просто проявляются особенности кинетики примесной фотопроводимости. Уравнение (42.5) линеаризуется, а его решения будут экспонентами при условии

$$N_{cM} + M - m_0 + n_0 + \frac{qI}{\gamma} \gg \Delta n, \quad (42.16)$$

что соответствует постоянству $\tau_{\text{мгн}}$ [см. (42.7) и (42.8)].

Условие (42.16) выполняется в двух частных случаях:

1) малый уровень возбуждения (т. е. малые интенсивности света I и соответственно малые Δn);

2) малое заполнение локальных центров: $M \gg m_0 \gg \Delta n$. При этом условие (42.16) будет выполняться при любых интенсивностях, ибо даже при сколь угодно большой интенсивности света Δn не может превзойти m_0 [см. (42.15)].

В последнем случае решения уравнения (42.6) будут иметь вид

$$\Delta n_c = \Delta n_{\text{ст}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right], \quad (42.17)$$

$$\Delta n_\tau = \Delta n_{\text{ст}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\tau}\right), \quad (42.18)$$

где

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma(N_{cM} + M + n_0) + qI} \quad (42.19)$$

— постоянная времени релаксации для нарастания;

$$\tau_\tau = \frac{1}{\gamma(M + N_{cM} + n_0)} \quad (42.20)$$

— постоянная времени релаксации для спада и

$$\Delta n_{\text{ст}} = m_0 q I \tau_c \quad (42.21)$$

— стационарная концентрация.

Как видно из формул (42.17) — (42.20), в случае малого заполнения локальных уровней релаксация примесной фотопроводимости описывается простым экспоненциальным законом.

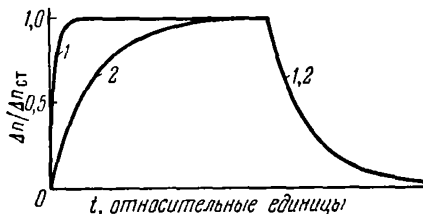


Рис. 125. Расчетные кривые релаксации фотопроводимости при возбуждении прямоугольными импульсами света [15].

1 — большая I_1 , 2 — малая I_2 интенсивность света; $I_1/I_2 = 150$, $T = 77^\circ \text{ К}$.

При этом, как уже подчеркивалось, постоянная времени для нарастания τ_c всегда меньше постоянной времени для спада τ_τ , что приводит к асимметрии кривых релаксации, особенно четко проявляющейся при больших интенсивностях света. В случае малых освещенностей, когда выполняется условие $\gamma(N_{\text{сМ}} + M + n_0) \gg qI$, постоянные времени нарастания и спада отличаются незначи-

тельно. Указанные особенности кинетики примесной фотопроводимости ясно видны на рис. 125.

При малом уровне возбуждения и любой степени заполнения уровней решения уравнения (42.6) имеют вид

$$\Delta n_c = \Delta n_{\text{ст}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right], \quad (42.22)$$

$$\Delta n_\tau = \Delta n_{\text{ст}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\tau}\right), \quad (42.23)$$

где

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma(N_{\text{сМ}} + M - m_0 + n_0) + qI}, \quad (42.24)$$

$$\tau_\tau = \frac{1}{\gamma(N_{\text{сМ}} + M - m_0 + n_0)}, \quad (42.25)$$

$$\Delta n_{\text{ст}} = m_0 q I \tau_c. \quad (42.26)$$

Очевидно, что все сказанное ранее относительно асимметрии кривых релаксации и зависимости постоянных τ_r и τ_c от интенсивности света в принципе справедливо и в случае малого уровня возбуждения.

Полученные выше соотношения (42.19) и (42.20) или (42.24) и (42.25) позволяют определить параметры примесных центров, в частности, величину сечения захвата фотона электроном на примесном центре q и постоянную рекомбинации γ . Действительно, определяя постоянную времени спада и зная величины n_0 , $M - m_0$, N_{cm} , находим γ согласно формуле (42.20) или (42.25). С другой стороны, как уже подчеркивалось выше, разность обратных величин постоянных нарастания и спада связана с интенсивностью света простым соотношением

$$\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_r} = qI. \quad (42.27)$$

Следовательно, снимая зависимость этой разницы от интенсивности света, получаем прямую линию, наклон которой определяет величину q . Следует подчеркнуть, что, как указывалось выше [см. (42.9)], разность обратных величин $\tau_{мгн}$ для нарастания и спада, взятая для одной и той же концентрации Δn , равна qI и в общем (нелинейном) случае. Этот факт иллюстрируется рис. 126, а, на котором для некоторого частного случая представлены расчетные зависимости обратных мгновенных времен релаксации нарастания и спада от интенсивности света, а также зависимость разности этих величин от интенсивности, изображающаяся прямой, из наклона которой определяется q .

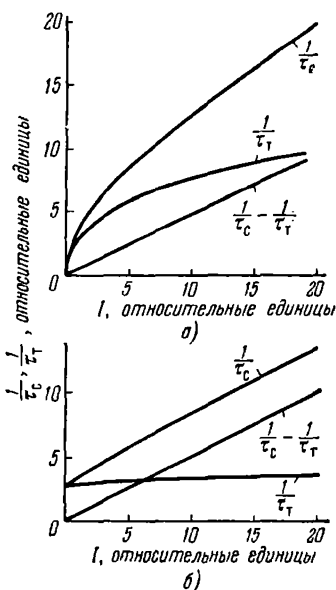


Рис. 126. Зависимость постоянных времени релаксации от интенсивности света ($\Delta n = \Delta n_{ст}$) [17].

а) $T = 77^\circ \text{K}$ — нелинейный случай,
б) $T = 19^\circ \text{K}$ — линейный случай

Практически определение величины сечения захвата фотона электроном на примесном центре в самом общем случае можно произвести по кривым релаксации следующим образом. Используя соотношения

$$\tau_{\text{МГН}}^c = \frac{\Delta n}{m_0 q I - \frac{d \Delta n}{dt}}, \quad (42.28)$$

$$\tau_{\text{МГН}}^r = - \frac{\Delta n}{\frac{d \Delta n}{dt}} \quad (42.29)$$

для равных Δn , имеем

$$\frac{1}{\tau_{\text{МГН}}^c} - \frac{1}{\tau_{\text{МГН}}^r} = \frac{1}{\Delta n} \left[m_0 q I - \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c + \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_r \right].$$

Учитывая, что $m_0 q I = \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\text{нач}}$ представляет собой начальный наклон кривой нарастания, окончательно имеем

$$q = \frac{1}{I \Delta n'} \left[\left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\text{нач}} - \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\Delta n'} + \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_r^{\Delta n'} \right], \quad (42.30)$$

где $\Delta n'$ — концентрация неравновесных носителей в тех точках кривых релаксации, для которых производится определение. Таким образом, задача определения q сводится к нахождению трех наклонов (рис. 127): начального наклона на кривой нарастания и двух наклонов при выбранной концентрации $\Delta n'$

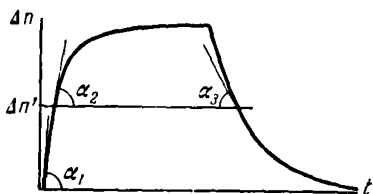


Рис. 127. К определению сечения захвата фотона. $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — углы, по тангенсам которых определяется q .

на кривой нарастания и спада. В качестве концентрации, при которой производится определение q , удобно выбрать $\Delta n' = \Delta n_{\text{ст}}$. В этом случае $\left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\Delta n' = \Delta n_{\text{ст}}} = 0$ и выражение (42.30) упрощается:

$$q = \frac{1}{I \Delta n_{\text{ст}}} \left[\left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\text{нач}} + \left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_r^{\Delta n_{\text{ст}}} \right]. \quad (42.31)$$

Итак, для определения q достаточно найти начальные наклоны кривых нарастания и спада.

Следует подчеркнуть, что методика нахождения величины сечения захвата фотона электронами примесных центров из кривых релаксации примесной фотопроводимости позволяет производить определение q при весьма малых концентрациях примесных уровней порядка 10^{11} — 10^{12} см^{-3} , тогда как обычно применяемый для этой цели метод измерения оптического поглощения требует концентраций на несколько порядков выше.

В заключение отметим, что определение концентрации примесных центров M можно произвести следующим образом: из распределения Ферми имеем

$$M = m_0 \left(\frac{N_{cM}}{n_0} + 1 \right), \quad (42.32)$$

где величина m_0 определяется из соотношения

$$m_0 = \frac{\left(\frac{d \Delta n}{dt} \right)_c^{\text{нач}}}{qI}. \quad (42.33)$$

В. Влияние прилипания

При определении параметров примесных центров из кинетики примесной фотопроводимости иногда наблюдается зависимость этих параметров (например, q) от подсветки (или температуры) [20].

Такие зависимости объясняются влиянием на примесную фотопроводимость процессов прилипания. Следует подчеркнуть, что если, кроме основных уровней M , фотоэффект с которых изучается, имеются расположенные ближе к разрешенной зоне уровни K , то эти уровни неизбежно выступают как *абсолютные* уровни прилипания. Действительно, они могут находиться в обмене только с s -зоной, так как обмен с пространственно разделенными уровнями M для них невозможен.

Кинетическое уравнение для рассматриваемого случая имеет вид

$$\frac{d}{dt} (n + k) = qmI - \gamma_{Mn} (M - m) + \gamma_{Mm} N_{cM}. \quad (42.34)$$

где

$$n = n_0 + \Delta n, \quad k = k_0 + \Delta k, \quad m = m_0 - \Delta n - \Delta k. \quad (42.35)$$

Если K -уровни относятся к α -типу, т. е.

$$\gamma_K k N_{cK} \cong \gamma_K n (K - k), \quad (42.36)$$

то после преобразований из (42.34) — (42.36) имеем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta n = \frac{1}{1+f} q m_0 I - \Delta n \left\{ \frac{1+g}{1+f} q I + \right. \\ \left. + \gamma_M \left[\frac{1}{1+f} (M - m_0) + \frac{1+g}{1+f} (n_0 + \Delta n + N_{cM}) \right] \right\}, \quad (42.37) \end{aligned}$$

где

$$g = \frac{K - k_0}{N_{cK} + n_0 + \Delta n}, \quad (42.38)$$

$$f = \frac{(K - k_0)(N_{cK} + n_0)}{(N_{cK} + n_0 + \Delta n)^2} = g \frac{N_{cK} + n_0}{N_{cK} + n_0 + \Delta n}. \quad (42.39)$$

Анализ (42.37) показывает, что начальная стадия кривой нарастания примесной фотопроводимости имеет S-образный вид, аналогично случаю собственной фотопроводимости при наличии уровней прилипания α -типа (рис. 93 и 95). Только при очень большом уровне возбуждения либо при большой постоянной подсветке влияние уровней прилипания на кривые релаксации примесной фотопроводимости исчезает. В противоположном крайнем случае низкого уровня возбуждения, когда $\Delta n \ll N_{cK} + n_0$, уравнение (42.37) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d \Delta n}{dt} = \frac{q m_0 I}{1 + \frac{K - k_0}{N_{cK} + n_0}} + \\ + \Delta n \left[q I + \gamma_M \left(\frac{M - m_0}{1 + \frac{K - k_0}{N_{cK} + n_0}} + n_0 + \Delta n + N_{cM} \right) \right], \quad (42.40) \end{aligned}$$

т. е. q , определяемое по начальному наклону кривой нарастания фототока без учета уровней прилипания, окажется заниженным в $\left(1 + \frac{K - k_0}{N_{cK} + n_0}\right) = (1 + \alpha_K)$ раз, в то время как q , определяемое по разности $\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_r}$, соответствует истинному значению.

§ 43. Критерий монополярности примесной фотопроводимости

Как уже подчеркивалось выше, примесное возбуждение может приводить к биполярности неравновесной проводимости по двум причинам:

а) за счет термических «подбросов» из зоны на уровень, с которого имеют место оптические переходы в другую зону (термооптические переходы),

б) за счет двойных оптических переходов.

Напишем критерии монополярности для обоих случаев.

А. Термооптические переходы (рис. 128, а)

Пусть свет переводит электроны с уровней M в c -зону, в результате чего в стационарном состоянии в c -зоне появляется Δn электронов, а на уровнях M их концентрация

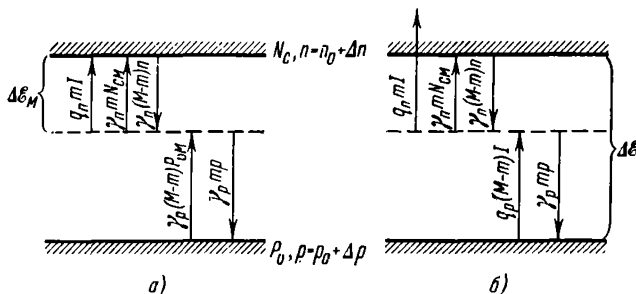


Рис. 128. Схема двухступенчатых переходов:

а) термооптические переходы, б) двойные оптические переходы.

уменьшается на Δm . Новому состоянию соответствует и появление в v -зоне (за счет тепловых забросов электронов на уровни M) добавочной концентрации дырок Δp .

Условие монополярности, очевидно, должно быть записано в виде

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} \gg 1. \quad (43.1)$$

Найдем связь между Δn и Δp (пренебрегая собственной межзонной рекомбинацией).

В стационарном состоянии интенсивности захвата дырок уровнями M и теплового заброса их в v -зону равны, т. е.

$$(p_0 + \Delta p)(m_0 + \Delta m) = (M - m_0 - \Delta m) P_{vM}. \quad (43.2)$$

Учитывая, что до освещения

$$p_0 m_0 = (M - m_0) P_{vM}, \quad (43.3)$$

а также что согласно условию нейтральности

$$\Delta m + \Delta n = \Delta p, \quad (43.4)$$

получаем после преобразований, что для малого уровня возбуждения соотношение между Δn и Δp имеет вид

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = 1 + \frac{m_0^2}{MP_{vM}}. \quad (43.5)$$

Отсюда условие монополярности:

$$\frac{m_0^2}{MP_{vM}} \gg 1. \quad (43.6)$$

Таким образом, для осуществления монополярности необходимо, чтобы:

1) уровни располагались как можно дальше от зоны, тепловой обмен с которой приводит к биполярности (т. е. P_{vM} было мало);

2) уровни были по возможности сильнее заполнены (т. е. $\frac{m_0}{M} \approx 1$).

Если уровни полностью заполнены, т. е. $m_0 = M$, то условие монополярности сводится к $M \gg P_{vM}$.

Оценим при этом требование к M , например, для уровней в германии, отстоящих на 0,2 эв от c -зоны (т. е. на $\sim 0,5$ эв от v -зоны) при температуре $\sim 170^\circ \text{K}$ ($kT \sim 0,018$ эв),

$$P_{vM} \approx 10^{18} \cdot e^{-\frac{0,5}{0,018}} \approx 10^6 \text{ см}^{-3}.$$

Итак, монополярность осуществляется уже начиная с весьма малой концентрации таких примесей: $M \gg 10^6 \text{ см}^{-3}$.

В заключение отметим, что, как нетрудно показать, полученный критерий монополярности можно записать

в нескольких формах:

$$\frac{m_0^2}{MP_{vM}} = \frac{n_0^2}{n_i^2} \frac{MN_{cM}}{(N_{cM} + n_0)^2} = \frac{n_0^2}{n_i^2} \alpha = p_0^2 \alpha \gg 1. \quad (43.7)$$

Б. Двойные оптические переходы (рис. 128, б)

Двойные оптические переходы при примесном возбуждении возможны, очевидно, если

$$\left. \begin{aligned} h\nu &\gg \Delta\mathcal{E}_M, \\ h\nu &\gg \Delta\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}_M. \end{aligned} \right\} \quad (43.8)$$

Можно показать, что при большой концентрации ловушек и высоком уровне возбуждения степень биполярности определится соотношением

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{q_n \gamma_p}{q_p \gamma_n} \frac{1}{\left(\frac{M}{m_0} - 1\right)^2}, \quad (43.9)$$

где q_n и q_p — сечения захвата фотонов для оптических переходов в c - и v -зоны соответственно, γ_n и γ_p — коэффициенты рекомбинации для соответствующих обратных переходов.

Таким образом, условия монополярности запишутся в виде

$$\frac{q_n \gamma_p}{q_p \gamma_n} \frac{m_0^2}{(M - m_0)^2} \gg 1 \quad (43.10)$$

(для $\Delta n \gg \Delta p$), либо

$$\frac{q_n \gamma_p}{q_p \gamma_n} \frac{m_0^2}{(M - m_0)^2} \ll 1 \quad (43.11)$$

(для $\Delta p \gg \Delta n$).

ГЛАВА 10

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Наряду с отдельным исследованием собственной или примесной фотопроводимости, в ряде случаев приходится иметь дело с изучением неравновесных процессов при комбинированном возбуждении (одновременном или последовательном) «собственным» и «примесным» светом, либо светом и теплом. Комбинированное возбуждение, позволяя наблюдать ряд своеобразных явлений, приводит также к новым методическим возможностям определения постоянных вещества.

Ниже кратко рассматриваются некоторые эффекты комбинированного возбуждения.

§ 44. Индуцированная примесная фотопроводимость

В некоторых фотопроводниках наряду с примесной фотопроводимостью обнаруживается своеобразное явление так называемой «индуцированной примесной фотопроводимости». Оно заключается в том, что в полупроводнике, в котором в нормальном состоянии примесная фотопроводимость отсутствует или незначительна, после предварительной подсветки из собственной области примесная фотопроводимость возникает или резко возрастает. Так, из рис. 129, где приведены спектральные кривые фотопроводимости некоторых материалов при температуре жидкого азота, видно, что в нормальном состоянии в них отсутствует fotocувствительность в примесной области. Однако после предварительной «собственной» подсветки появляется «индуцированный» примесный максимум фотопроводимости [2, 8, 9].

Естественное объяснение этого явления сводится к тому, что «собственное» возбуждение в результате последующих

процессов захвата приводит к заполнению до этого пустых примесных центров и, следовательно, к появлению примесной fotocувствительности. Очевидно, что такая fotocувствительность, связанная с «неравновесным» заполнением примесных центров, должна со временем исчезать. Однако оказывается, что при низких температурах она в ряде случаев может сохраняться весьма длительное время, достигающее многих часов.

Рассмотрим вопрос о кинетике индуцированной примесной фотопроводимости, приняв схему переходов, изображенную на рис. 130 [8].

Пусть в запрещенной зоне кристалла имеются в равновесии пустые уровни прилипания для электронов с концентрацией M , которые при возбуждении светом собственной полосы поглощения, переводящим электроны из v -зоны в c -зону, заполняются электронами (концентрацию прилипших электронов обозначим через m). Дырки, образуемые при этом в v -зоне, захватываются в равновесии заполненными центрами рекомбинации S .

На основании этой модели качественно может быть предсказан характер релаксации фототока. Допустим, что в результате предварительного собственного освещения уровни M

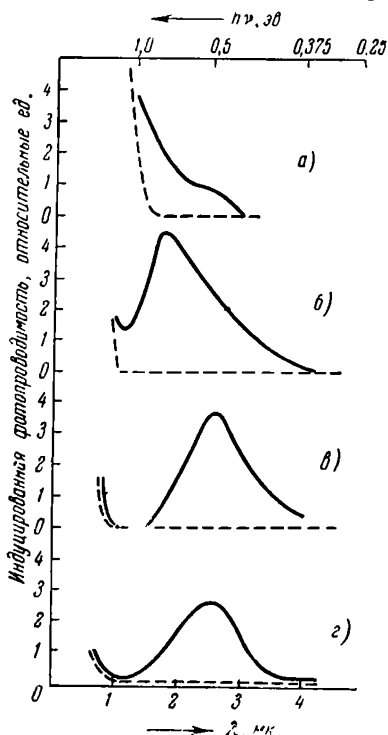


Рис. 129. Спектральное распределение фотопроводимости в CdSe, CdTe, Sb_2Se_3 и CdS без предварительной подсветки (штриховые кривые) и после предварительной «собственной» подсветки (сплошные кривые) [8, 9, 11].

а) Sb_2Se_3 , б) CdTe, в) CdSe, г) CdS.

оказались в основном заполненными электронами, при этом равное им количество дырок оказалось локализовано на уровнях S .

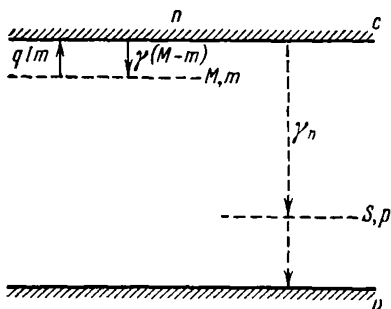


Рис. 130. Схема электронных переходов. Переходы, показанные пунктирными стрелками, отсутствуют в «квазистационарном» возбужденном состоянии.

индуцированная примесная фотопроводимость. Однако величина этой фотопроводимости должна со временем падать (рис. 131) по следующей причине: вначале электроны, попавшие в c -зону, будут с большей вероятностью рекомбинировать с дырками на уровнях S , чем повторно прилипнуть на уровни M , ввиду того, что концентрация дырок на уровнях S велика, а количество незаполненных центров M мало. Следовательно, электроны с уровня M будут постепенно через c -зону «перекачиваться» на уровни S , что восстанавливает нарушенное равновесие. При этом концентрация электронов на уровнях M и, следова-

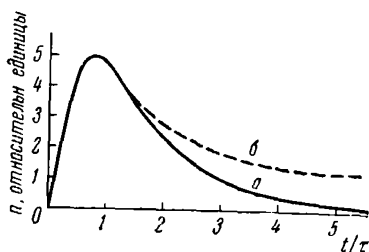


Рис. 131. «Вспышка» фототока (теоретические зависимости).

a — при постоянной рекомбинации и отсутствии повторных захватов, $б$ — при уменьшающейся во времени рекомбинации и возрастающей интенсивности захватов.

¹⁾ Так как тепловые забросы в c -зону отсутствуют, а непосредственный переход электрона уровня M на дырку уровня S невозможен, ибо уровни M и S пространственно разделены.

тельно, интенсивность примесного возбуждения будут падать. Однако по мере опустошения уровней M и заполнения уровней S возрастает вероятность повторного захвата электронов уровнями прилипания M и, напротив, уменьшается вероятность их рекомбинации с дырками на уровнях S . В результате через некоторое время обмен с рекомбинационными уровнями может практически прекратиться и полупроводник перейдет в своеобразное «квазиравновесное» состояние (кривая b), в котором он обладает фоточувствительностью в примесной области, сохраняющейся длительное время даже при освещении¹⁾.

Подтвердим эти рассуждения приближенным количественным рассмотрением.

Кинетические процессы в рассмотренной модели (см. рис. 130) в общем случае могут быть описаны следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dn}{dt} = qml + \gamma_m m N_{cM} - \gamma_m n (M - m) - \gamma_S n (n + m), \quad (44.1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_m n (M - m) - qml - \gamma_m m N_{cM}. \quad (44.2)$$

где γ_S — коэффициент рекомбинации²⁾.

Рассмотрим частный случай, когда температура низка ($\gamma_m m N_{cM} \approx 0$) и уровни M в результате предварительной подсветки заполнены электронами полностью. Тогда, как уже подчеркивалось выше, повторным прилипанием следует пренебречь и система (44.1) — (44.2) может быть записана в виде

$$\frac{dn}{dt} = qml - \gamma_S n (n + m), \quad (44.3)$$

$$\frac{dm}{dt} = -qml. \quad (44.4)$$

¹⁾ Сохранение чувствительности без освещения связано с тем, что при достаточно низких температурах прилипшие носители сохраняются на уровнях прилипания сколь угодно долго. Сохранение чувствительности при освещении возможно лишь, если вероятность повторного прилипания сильно превосходит вероятность рекомбинации.

²⁾ На самом деле γ_S — коэффициент захвата электронов уровнями S . Однако поскольку предполагается, что все дырки валентной зоны быстро захватываются уровнями S , γ_S определяет процесс рекомбинации.

Поскольку величина $m + n$, равная концентрации дырок p , прилипших на уровнях S , вначале меняется незначительно, мы будем приближенно считать, что $\frac{1}{\gamma(n+m)} = \tau = \text{const}$ и, следовательно, (44.3) можно переписать в виде

$$\frac{dn}{dt} = qmI - \frac{n}{\tau}. \quad (44.5)$$

Интегрирование системы (44.4) — (44.5) в случае включения освещения, т. е. при начальных условиях $n = 0$ и $m = m_0 \approx M$ при $t = 0$, дает следующее выражение для концентрации электронов в s -зоне:

$$n = \frac{qIM}{\frac{1}{\tau} - qI} \left(e^{-qIt} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (44.6)$$

На рис. 131 приведена зависимость $n(t)$, построенная в соответствии с (44.6) (кривая a), которая имеет отчетливо выраженный характер «вспышки» и при больших t

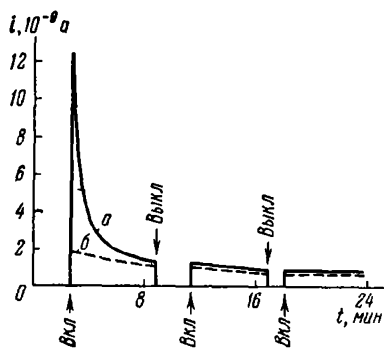


Рис. 132. Зависимость индуцированного фототока от времени в примесной области для CdS.

a — при большой интенсивности предварительной собственной подсветки, b — при малой интенсивности предварительной собственной подсветки.

снижается до нуля. Как показывает численный анализ, общий характер кривой не изменится и при реализующихся обычно условиях, когда в процессе релаксации τ не остается постоянным, а растет по мере уменьшения концентрации дырок и, кроме того, прилипание электронов постепенно становится все более вероятным. В этом случае, однако, кривая при больших t не снижается до нуля, а стремится к практически постоянному значению, соответствующему квазиравновесному возбужденному состоянию кристалла (кривая b рис. 131). Эта кривая качественно согласуется с результатами, полученными на опыте [8].

Из рис. 132 видно, что ход релаксации фототока при включении примесного освещения после предварительной

ливого выраженный характер «вспышки» и при больших t снижается до нуля. Как показывает численный анализ, общий характер кривой не изменится и при реализующихся обычно условиях, когда в процессе релаксации τ не остается постоянным, а растет по мере уменьшения концентрации дырок и, кроме того, прилипание электронов постепенно становится все более вероятным. В этом случае, однако, кривая при больших t не снижается до нуля, а стремится к практически постоянному значению, соответствующему квазиравновесному возбужденному состоянию кристалла (кривая b рис. 131). Эта кривая качественно согласуется с результатами, полученными на опыте [8].

индуцирующей подсветки можно разбить на две стадии: 1) начальное, «вспышечное» нарастание с максимумом фототока и последующим, сравнительно быстрым спадом, 2) очень медленное уменьшение величины фототока, который остается почти неизменным в течение длительного времени (постоянная времени уменьшения величины фототока на этой стадии может составлять часы). Таким образом, если исключить начальный «вспышечный» участок, то можно считать, что в результате предварительной подсветки кристалл приходит в длительно существующее «квазистационарное» возбужденное состояние, в котором он обладает примесной чувствительностью, в первом приближении не меняющейся со временем¹⁾.

Очевидно, что в условиях такого постоянства чувствительности индуцированная примесная фотопроводимость может изучаться теми же методами, что и нормальная примесная фотопроводимость. В частности, изучая кинетику индуцированной фотопроводимости, можно, как это показано в § 42, определить такие параметры примесных центров, как сечения захвата центрами электронов (дырок), фотонов, концентрацию центров и степень их заполнения в результате предварительной собственной подсветки.

Опыт показывает, что, как и следует ожидать, кинетика индуцированной примесной фотопроводимости, изучаемая в условиях, когда образец пришел в «квазиравновесное» состояние, обладает теми же особенностями, что и в случае нормальной примесной фотопроводимости.

Экспериментальные кривые (рис. 133, *a* и *б*) хорошо соответствуют теоретическим зависимостям рис. 126, *a* и *б* для линейной и нелинейной примесной фотопроводимости.

В качестве примера ниже для некоторых уровней в CdTe и CdS приводятся данные о сечениях захвата фотона, полученные при изучении индуцированной примесной фотопроводимости:

$$\text{CdS уровень } \mathcal{E}_c - 0,3 \text{ эв} \quad q = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2,$$

$$\text{CdTe} \quad \gg \quad \mathcal{E}_c - 0,33 \text{ эв} \quad q = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2,$$

$$\text{CdTe} \quad \gg \quad \mathcal{E}_v + 0,3 \text{ эв} \quad q = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2.$$

¹⁾ Следует подчеркнуть, что в этом состоянии нарастание и спад фототока при включении и выключении примесного света происходят за сравнительно малые времена — от нескольких миллисекунд до нескольких секунд (см. рис. 132).

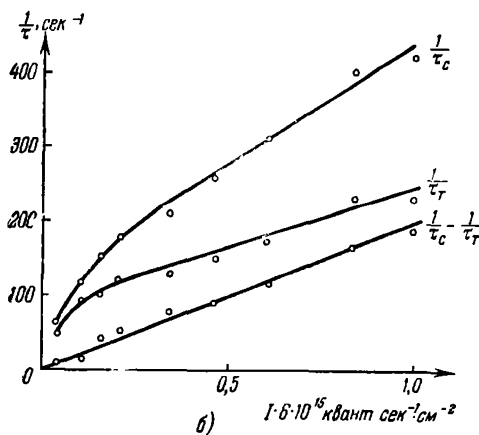
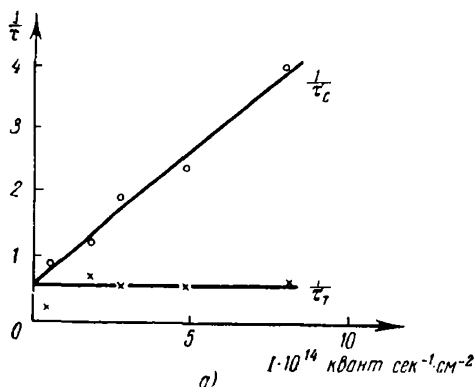


Рис. 133. Зависимость от интенсивности света обратных величин постоянных времени нарастания τ_c и спада τ_T индуцированной примесной фотопроводимости CdTe в квазистационарном состоянии [11].

- а) случай малого заполнения уровней,
б) большое заполнение уровней.

§ 45. Оптическая перезарядка примесных центров и кинетика примесной фотопроводимости

Освещение полупроводника приводит не только к изменению концентрации свободных электронов и дырок в зонах, но и к изменению заполнения ими локальных примесных уровней в запрещенной зоне. Это весьма общее явление, присущее нелинейной фотопроводимости и проявляющееся непосредственно, например, в таких эффектах, как индуцированная примесная фотопроводимость (см. § 44), может быть особенно отчетливо прослежено при изучении оптической перезарядки многозарядных примесных центров в полупроводниках.

Для иллюстрации этого качественно рассмотрим явления, которые должны иметь место при оптическом возбуждении полупроводника с многозарядной примесью.

Пусть, например, этой примеси соответствуют три акцепторных уровня в запрещенной зоне (медь в германии), причем в равновесии, в результате компенсации, два нижних полностью заняты электронами, а верхний пуст (рис. 134, *a*)¹). При освещении такого полупроводника квантами $h\nu \gtrsim \Delta\epsilon_{II}$ электроны с уровня *II* переводятся в *s*-зону и далее могут захватываться либо на уровне *III*, либо на уровне *II* (т. е. возвращаться обратно). Поскольку вначале пустых уровней *III* больше, чем *II*, захват в основном определяется первыми.

Итак, в результате освещения электроны с уровня *III* переселяются на уровень *II*, т. е. осуществляется процесс «перезарядки центров», в результате которого часть двухзарядных центров, отдавая электроны, становится однократно

¹) Здесь, как и в гл. 7, принят один из возможных способов условного изображения энергетического спектра многозарядных центров с сильно взаимодействующими зарядами. Этот способ достаточно прост и «экономичен». Истинные уровни энергии, проявляющиеся при данном зарядовом состоянии центров (так называемые «активные» уровни), обозначены жирными штрихами; электроны на них — черными кружками. Тонкими штрихами обозначены «неактивные» уровни (потенциально возможные в других зарядовых состояниях). Светлые кружки (электроны) на неактивных уровнях позволяют подсчитать полный заряд центров.

заряженной, а другая часть, приобретая электроны, становится трехкратно заряженной (рис. 134, б)¹⁾.

Если температура достаточно низка, то после выключения света неравновесное состояние, изображенное на рис. 134, б, может существовать сколь угодно долго, так как восстановление равновесия возможно только через c -зону и, следовательно, требует преодоления «барьера». Однако

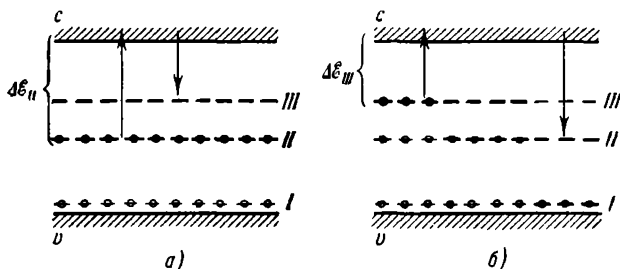


Рис. 134. Схема полупроводника с многозарядной примесью, иллюстрирующая процессы перезарядки.

а) полупроводник в равновесии. В результате освещения светом с $h\nu \gtrsim \Delta\epsilon_{II}$ возможны переходы электронов с уровня II через c -зону на уровень III («прямая перезарядка»); б) равновесие отсутствует. В результате освещения светом с $h\nu \gtrsim \Delta\epsilon_{III}$ возможны переходы электронов с уровня III через c -зону на уровень II («обратная перезарядка», восстанавливающая равновесие).

«обратная перезарядка» легко может быть осуществлена при освещении светом $h\nu \gtrsim \Delta\epsilon_{III}$ (рис. 134, б). Поскольку процессы прямой и обратной перезарядки происходят через c -зону, они сопровождаются фотопроводимостью с весьма своеобразной кинетикой.

Явления оптической перезарядки должны играть важную роль во многих фотопроводниках, проявляясь не только в эффекте индуцированной фотопроводимости, но и в определяющем влиянии на характер кинетики фотоэлектрических процессов.

¹⁾ Тот же эффект перезарядки может быть достигнут при собственном возбуждении ($h\nu > \Delta\epsilon$). Действительно, появляющиеся при таком возбуждении электроны и дырки захватываются на разные уровни (дырки на заполненные уровни II, электроны на пустые уровни III), что, как легко видеть, эквивалентно переходу электронов от одних центров меди к другим (т. е. перезарядке).

Ниже в качестве примера описываются результаты экспериментального исследования кинетики фотопроводимости в германии с примесью меди и их истолкование на основе учета эффектов перезарядки [13]. В результате эффекта компенсации исходных доноров и акцепторных уровней меди, в зависимости от соотношения между концентрацией исходных доноров и меди, можно получить образцы с разной степенью заполнения уровней меди электронами.

Рассмотрим данные для четырех групп образцов, которые охватывают почти все возможные ступени компенсации. Соответствующие зонные схемы для каждой из этих групп представлены на рис. 135 слева. Справа изображены спектральные кривые фотопроводимости в примесной области.

А Влияние перезарядки на кинетику примесной фотопроводимости

Кинетика примесной фотопроводимости для образцов различных групп иллюстрируется кривыми на рис. 136 слева.

Вообще говоря, кривые характеризуются наличием «быстрых» и «медленных» участков релаксации. При этом в кривых для групп *I* и *IV* присутствует только «быстрая» составляющая. В кривых для групп *II* и *III* при освещении наряду с «быстрой» имеется также и «медленная» составляющая. Наличие в релаксации двух компонент с разными временами объясняется следующим образом: кинетика примесной фотопроводимости в образцах *II* и *III* групп определяется двумя параллельно идущими процессами. Освещение, с одной стороны, вызывает переходы электронов (или дырок) в разрешенные зоны и появление неравновесной проводимости, величина которой определяется произведением темпа генерации на время жизни неравновесных носителей. Однако поскольку этот процесс сопровождается одновременным изменением заполнения уровней, то, с другой стороны, вдоль процесса релаксации происходит также изменение самих темпа генерации и времени жизни.

Такое сочетание одновременно идущих процессов, вообще говоря, является очевидной причиной часто наблюдаемой «нелинейной» фотопроводимости. Однако в противоположность обычному случаю, когда постоянные времена релаксации наблюдаемой фотопроводимости и релаксации темпа

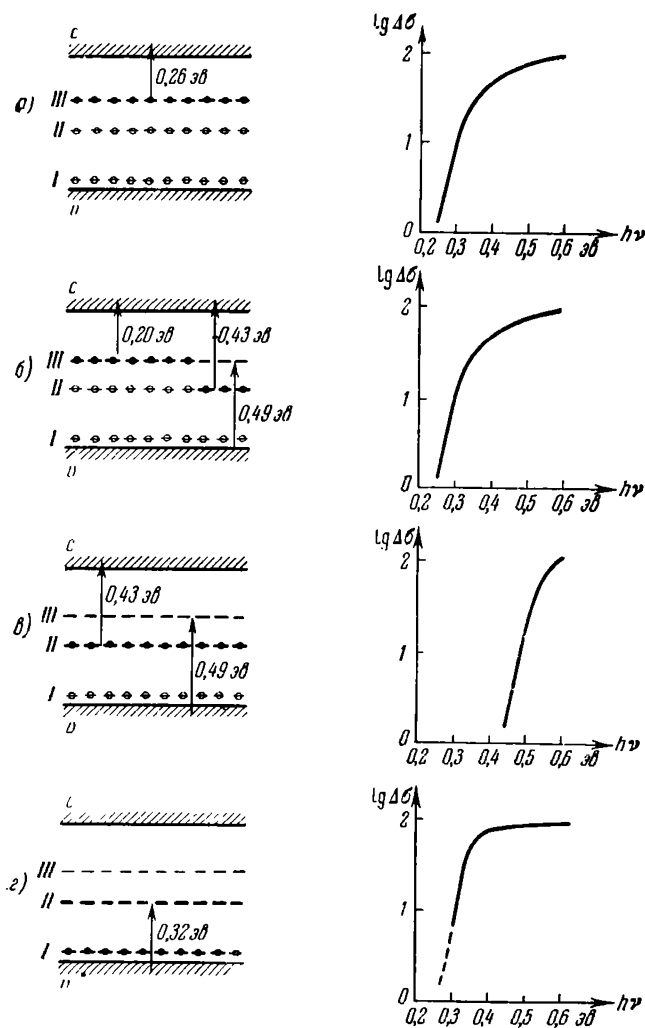


Рис. 135. Энергетические схемы и кривые спектрального распределения фотопроводимости для четырех исследованных групп образцов с разной степенью компенсации.

генерации и времени жизни одного порядка, в рассматриваемых условиях для образцов *II* и *III* групп они оказались резко отличными. Именно в результате этого кинетика

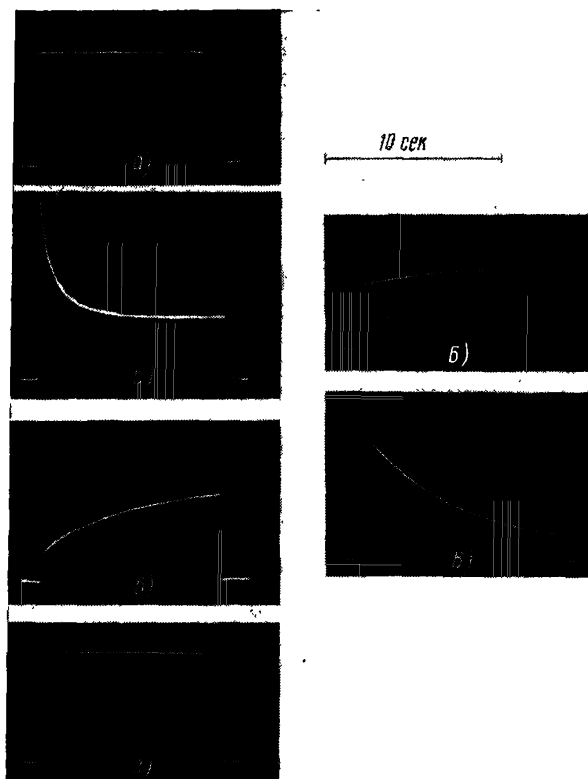


Рис. 136. Осциллограммы кривых релаксации примесной фотопроводимости для четырех исследованных групп образцов $T = 77^\circ \text{K}$.

примесной фотопроводимости характеризуется наличием «быстрой» и «медленной» составляющих.

При освещении быстро (за время жизни, обычно составлявшее в исследованных образцах доли миллисекунд) устанавливается стационарная фотопроводимость. Затем медленно

(за сотни секунд) фотопроводимость меняется в связи с медленным изменением времени жизни и темпа генерации из-за перезарядки центров. Очевидно, что в простейшем случае примесной фотопроводимости с одного типа уровней, когда $\Delta n \equiv \Delta t$, постоянные времени обоих процессов совпадают (этот случай, по существу, реализуется для образцов групп I и IV). Появление различия возможно лишь, если наряду с основным «каналом», по которому осуществляются переходы между уровнем и зоной, имеется возможность «утечки» электронов или дырок по добавочному «каналу» на какие-либо другие уровни. Указанная утечка в рассматриваемом случае определяется медленной перезарядкой центров меди. С этой точки зрения кривые релаксации, изображенные на рис. 136, находят следующее объяснение.

Как уже подчеркивалось, в образцах I и IV групп освещение в примесной области приводит к обмену электронами между одним уровнем (уровень III для группы I и уровень II для группы IV) и соответствующей зоной. Другие уровни меди в процессе не участвуют¹⁾ и в кривых релаксации имеется только одна «быстрая» компонента, определяемая временем установления равновесия между зоной и уровнем.

Для образца II группы при действии света с $0,43 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$ электроны с уровня III переводятся в *c*-зону и могут рекомбинировать только с тем же уровнем III. Естественно, что в этих условиях релаксация также имеет только одну быструю компоненту (подобно кривой на рис. 136, а).

При освещении образцов группы II светом с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$ освобождаемые электроны могут рекомбинировать как с уровнями II, так и III. В начале процесса, когда пустых уровней II мало, рекомбинация идет в основном на уровень III, сечение захвата которого невелико из-за кулоновского отталкивания дважды отрицательно заряженного центра. Однако по мере опустошения уровня II, сечение захвата которого больше, его роль в рекомбинации возра-

¹⁾ На самом деле в образцах IV группы наблюдается эффект прилипания дырок к уровням I, однако он не влияет существенно на характер явлений и мы не будем останавливаться на этом подробнее.

стает и время жизни электронов уменьшается. В соответствии с этим на кривой релаксации (рис. 136, б) имеется медленный спад. Этот спад, как явствует из сказанного выше, связан с перезарядкой центров меди, при которой уменьшается число двухзарядных и возрастает число однозарядных центров¹⁾. В таком перезаряженном состоянии при температуре опыта (77° К) образец может находиться весьма долго (много часов).

Если теперь осветить его светом $0,43 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$, то будет происходить обратная перезарядка, сопровождающаяся увеличением времени жизни. В результате фотопроводимость медленно растет со временем (рис. 136, Б).

Наибольший интерес с точки зрения своеобразия релаксации представляют образцы группы III (рис. 135, в и рис. 136, в). В образцах этой группы переходы в *c*-зону с верхнего уровня отсутствуют. При освещении квантами с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$ осуществляются переходы с уровня II в *c*-зону, причем, так же как и для образцов группы II, вначале, пока свободны уровни III, электроны из *c*-зоны в основном захватываются ими. Следовательно, идет интенсивный процесс перезарядки. В принципе в результате этого процесса, как уже подчеркивалось, могут изменяться как темп генерации, так и время жизни. Прямые опыты по измерению начальных стадий нарастания и спада фотопроводимости показали, что в противоположность образцам II группы здесь перезарядка главным образом изменяет генерацию. Интенсивность генерации возрастает при переходе электронов с уровня II на III. Поскольку каждый такой переход соответствует уменьшению числа поглощающих центров на единицу, очевидно, что рост интенсивности генерации возможен лишь, если при используемой длине волны сечение захвата фотона электроном на уровне III более чем вдвое превосходит сечение для уровня II. В соответствии с увеличением темпа генерации кривая релаксации на рис. 136, в имеет медленно нарастающую компоненту.

¹⁾ Отметим, что поскольку в каждом элементарном акте перезарядки число пустых уровней III уменьшается на два, а уровнем II увеличивается только на один, то уменьшение времени жизни электронов в *c*-зоне возможно лишь, если сечение их захвата на уровень II не менее чем вдвое превышает сечение для уровня III.

Так же как и для образцов *II* группы, при достаточно низких температурах неравновесное состояние перезарядки может существовать весьма долго. Если такой образец осветить светом с $0,43 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$, то электроны с уровня *III* через *c*-зону будут переходить на уровень *II* и система через некоторое время возвратится в равновесное состояние. Такой процесс обратной перезарядки должен проявляться в виде вспышки фотопроводимости. На рис. 136, *B* представлена экспериментально полученная осциллограмма вспышки.

В заключение отметим, что при $h\nu > 0,49 \text{ эв}$ для образцов группы *II* и *III* в принципе возможны переходы из *v*-зоны на уровень *III* и появление дырок. Однако время жизни дырок мало из-за больших сечений их захвата отрицательно заряженными центрами меди, в связи с чем дырочная компонента фототока оказывается при этом весьма малой по сравнению с электронной.

Б. О «предельной» оптической перезарядке примесных центров

Как уже подчеркивалось выше, при освещении образцов *III* группы светом с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$ электроны с уровня *II* через *c*-зону переходят на уровень *III*. После выключения света неравновесное перезаряженное состояние может существовать в темноте при низких температурах весьма долго. Процесс обратной перезарядки, имеющий место при освещении образца с $0,32 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$, регистрируется в виде «вспышки» фотопроводимости (рис. 136, *B*), амплитуда которой характеризует, очевидно, концентрацию неравновесных трехкратно заряженных центров.

Из рис. 137, *a* видно, что при достаточной длительности предварительного освещения амплитуда обратной вспышки и, следовательно, концентрация перезаряженных центров стремятся к пределу. Этот предел достигается тем раньше, чем больше интенсивность предварительного освещения. (При этом хорошо выполняется закон взаимозаместимости, т. е. скорость прямой перезарядки пропорциональна произведению интенсивности света и времени.) Эффект *предельной перезарядки*, имеющий место при достаточно низкой температуре, когда тепловые забросы с уровней практически отсутствуют, может быть объяснен следующим образом.

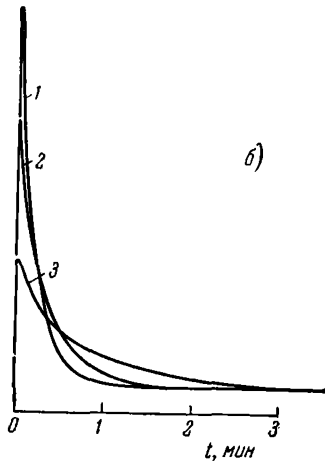
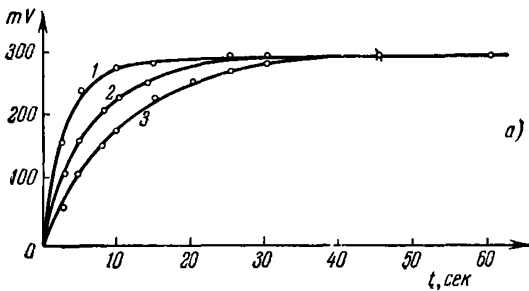


Рис. 137. Характеристики предельной перезарядки.

а) зависимость амплитуды импульса обратной перезарядки от времени действия света, производящего прямую перезарядку.

Интенсивность света с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$, производящего прямую перезарядку, для кривых равна: 1—100%, 2—45%, 3—25%. Интенсивность света с $0,32 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$, производящего обратную перезарядку, постоянна;

б) импульсы вспышки обратной перезарядки при разных интенсивностях света с $0,32 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$.

Интенсивность света для кривых равна 1—100%, 2—60%, 3—20%. Передний фронт импульса искажен вследствие инерционности регистрирующего устройства.

Свет с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$ переводит электроны в c -зону не только с уровня II , но и с уровня III . Интенсивность такого «обратного» процесса должна возрастать по мере заполнения электронами уровня III . Очевидно, что через некоторое время после начала освещения возникает стационарное состояние, при котором для каждого из уровней интенсивность оптических забросов в c -зону и обратных захватов одинакова:

$$q_3 m_3 I = \gamma_3 n (m_2 - m_3), \quad (45.1)$$

$$q_2 (m_2 - m_3) I = \gamma_2 n (N - m_2); \quad (45.2)$$

здесь q_2 , q_3 и γ_2 , γ_3 — сечения захвата соответственно фотонов и электронов уровнями II и III , I — интенсивность света с $0,49 \text{ эв} > h\nu > 0,43 \text{ эв}$, n — концентрация электронов в c -зоне (в отсутствие освещения равная нулю), m_2 и m_3 — концентрации электронов на уровнях II и III соответственно, N — концентрация центров меди (см. гл. 7).

Исключая из (45.1) и (45.2) n , получаем

$$\frac{q_2 (m_2 - m_3)}{\gamma_2 (N - m_2)} = \frac{q_3 m_3}{\gamma_3 (m_2 - m_3)}; \quad (45.3)$$

учитывая, что $m_2 + m_3 + n = N$, из (45.3) получаем

$$m_3 = N \frac{2q_2 \gamma_3 - \sqrt{q_2 q_3 \gamma_2 \gamma_3}}{4q_2 \gamma_3 - q_3 \gamma_2}. \quad (45.4)$$

Это выражение получено в предположении, что интенсивность освещения достаточно мала, так что концентрацией электронов n в c -зоне можно пренебречь по сравнению с их концентрациями на уровнях II и III . Такое условие реализовалось на опыте.

Из (45.4) видно, что концентрация электронов на уровне III не зависит от интенсивности света, т. е. имеет место наблюдаемая на опыте (см. рис. 137, а) предельная перезарядка, определяющаяся только соотношениями сечений захвата фотонов и электронов ¹⁾.

¹⁾ Отметим, что часто на опыте реализуется условие, когда $q_2 \gamma_3 / q_3 \gamma_2 \ll 1$. Легко видеть, что в этом случае выражение (45.4) сильно упрощается, превращаясь в

$$\frac{m_3}{N} = \sqrt{\frac{q_2 \gamma_3}{q_3 \gamma_2}}. \quad (45.5)$$

Таким образом, эффект предельной перезарядки может быть использован наряду с другими методами для определения соотношений сечений. Кривые релаксации при обратной перезарядке должны, очевидно, зависеть от интенсивности света с $0,32 \text{ эв} > h\nu > 0,26 \text{ эв}$. На рис. 137, б представлены экспериментальные кривые. Из них видно, что, как и следовало ожидать, чем больше интенсивность света, тем короче и «ярче» вспышка обратной перезарядки.

В заключение отметим, что «обратимая» и сравнительно просто и быстро экспериментально осуществляемая оптическая перезарядка, несомненно, расширит возможности изучения структуры примесных центров в различных зарядовых состояниях (например, методом парамагнитного резонанса и т. п.).

§ 46. Термостимулированная проводимость

В § 44 рассмотрено явление индуцированной фотопроводимости, связанное с оптическим возбуждением носителей, прилипших (в результате предварительного «собственного» возбуждения) на примесных уровнях. Кроме оптического, возможно также термическое возбуждение прилипших носителей, которое должно приводить к явлению «индуцированной термопроводимости».

Наиболее совершенный метод наблюдения такого явления должен был бы (по аналогии с индуцированной фотопроводимостью) заключаться в следующем: сначала уровни прилипания заполняются носителями в результате освещения собственным светом при весьма низкой температуре, когда тепловые забросы с этих уровней в зону практически отсутствуют. Затем образец быстро («мгновенно») нагревается до некоторой температуры (что при наблюдении индуцированной фотопроводимости аналогично включению длинноволнового освещения) и наблюдается повышение проводимости («индуцированная термопроводимость»), кинетика которой должна полностью соответствовать кинетике индуцированной фотопроводимости, т. е. иметь на начальной стадии характер «вспышки». Действительно, единственная разница связана с тем, что оптическое возбуждение, интенсивность которого пропорциональна t и равна $qmtI$, заменяется термическим, также пропорциональным t и равным $\gamma t N_{cm}$.

Таким образом, при постоянных интенсивностях света и температуре (определяющей $N_{сМ}$) явления индуцированных фото- и термопроводимости проявляются тождественным образом. Кривая релаксации определится выражением типа (44.6), где, однако, qI должно быть заменено на $\gamma_m N_{сМ}$.

К сожалению, достаточно быстрое нагревание образца с целью создания прямоугольной ступени возбуждения экспериментально затруднительно, поэтому явление индуцированной термопроводимости в том виде, в котором оно описано выше, исследуется редко.

Значительно большее распространение получило изучение этого явления в иной форме — в форме измерения так называемых «термостимулированных токов».

В этом методе образец, предварительно при низких температурах освещенный «собственным» светом, начинает затем медленно нагреваться. Прилипшие на некотором уровне носители с ростом температуры все более интенсивно забрасываются в разрешенную зону и проводимость со временем (и температурой) возрастает. Однако поскольку уровни постепенно опустошаются, должен наступить момент, когда термостимулированная проводимость начнет уменьшаться и дойдет до нуля. Таким образом, зависимость термостимулированной проводимости от времени (или температуры) должна иметь вид кривой с максимумом.

По положению и форме максимума могут быть сделаны заключения о параметрах уровней прилипания. Недостатком метода «термостимулированной проводимости» являются относительная сложность процесса, в котором одновременно меняются и время и температура, и как следствие сложная форма связи между характеристиками наблюдаемой кривой и параметрами уровней.

Однако описываемый метод имеет весьма важное достоинство, позволяя сравнительно простым экспериментальным путем исследовать сложные спектры с несколькими типами уровней разной (и в том числе весьма малой) глубины.

Очевидно, что при медленном нагревании от низких температур вначале будет освобождаться самый мелкий уровень, затем более глубокий и т. д. Таким образом, кривая термостимулированного тока должна иметь несколько максимумов, каждый из которых соответствует своему уровню.

Разумеется, разрешение максимумов возможно лишь для уровней, достаточно сильно разделенных по энергиям.

На рис. 138 и 139 для иллюстрации представлены экспериментальные кривые термостимулированного тока в CdS и Sb_2Se_3 .

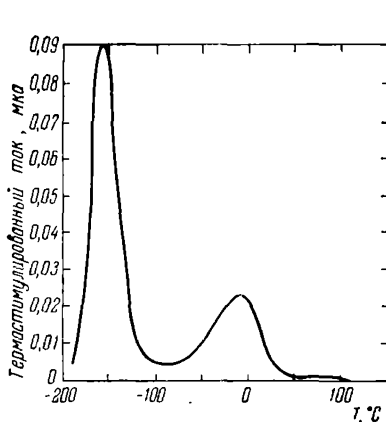


Рис. 138. Зависимость термостимулированного тока от температуры для образцов CdS [5].

Скорость нагрева $0,77$ град/сек.

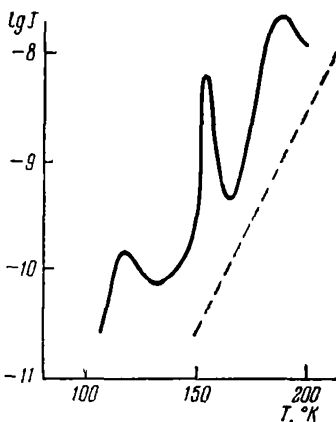


Рис. 139. Кривая термостимулированного тока в Sb_2Se_3 [6]. Скорость нагрева $0,1$ град/сек (пунктирная кривая — изменение темного тока).

Качественные соображения, позволяющие из положения максимума термостимулированной проводимости приблизительно определять глубину соответствующего энергетического уровня, сводятся к следующему:

Если нагревание производится достаточно медленно, то можно считать, что в каждый момент времени между уровнем и зоной имеет место квазиравновесие, т. е. концентрации носителей в зоне и на уровне могут быть охарактеризованы одним квазиуровнем Ферми. В самом начале процесса нагревания уровни заполнены электронами (для определенности рассматриваем прилипание электронов) и, следовательно, квазиуровень Ферми расположен между ними и s -зоной. При повышении температуры по мере опустошения уровней квазиуровень Ферми смещается вниз, приближаясь к уровню прилипания. В момент совпадения этих уровней заполнение

уровня прилипания равно половине. По мере дальнейшего опустошения квазиуровень Ферми спускается ниже.

Очевидно, что основное опустошение уровней прилипания и, следовательно, появление максимума термостимулированной проводимости будут иметь место в той области температур, в которой квазиуровень Ферми близок к уровням прилипания.

Считая приближенно, что максимум соответствует совпадению уровней, и учитывая, что $n = N_c e^{\frac{F}{kT}}$, получаем

$$\Delta \mathcal{E}_M \cong F = kT_{\text{макс}} \ln \frac{N_c}{n_{\text{макс}}} \quad (46.1)$$

Таким образом, зная T и n в максимуме, можно оценить глубину уровней прилипания.

Более точное определение $\Delta \mathcal{E}_M$ на основе существующей теории явления требует учета ряда факторов и в том числе зависимости τ от времени (и температуры), зависимости подвижности от температуры, степени начального заполнения уровней прилипания, скорости нагрева и т. п.

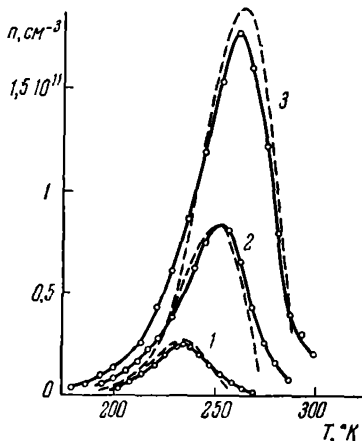
Рис. 140. Сравнение теоретических кривых термостимулированной проводимости (пунктирные линии) с экспериментальными (сплошные линии) для образцов CdS с примесью Au [7].

Скорость нагрева: 1 — 0,19 град/сек, 2 — 0,58 град/сек, 3 — 1,43 град/сек.

Из рис. 140 видно, что наблюдается хорошее соответствие теории и опыта.

§ 47. О знаке фотопроводимости плохо проводящих полупроводников

Среди полупроводников имеется большая группа материалов, которые, не будучи подвергнуты специальным процедурам очистки от примесей (аналогичных, например, тем, которые используются для веществ типа германия и кремния), обладают, однако, весьма малой проводимостью.



Поскольку есть все основания считать, что количество случайных примесей в таких материалах велико¹⁾, очевидно, что малая проводимость этих веществ может быть связана только со слабой степенью ионизации примесей, т. е. с тем, что соответствующие им уровни располагаются достаточно далеко от краев разрешенных зон.

Таким образом, зонная схема плохо проводящего полупроводника может содержать *большое* количество *глубоких* уровней, причем из-за слабой степени ионизации полная концентрация этих уровней (которых может быть несколько сортов *i*) *сильно превосходит* концентрацию свободных носителей

$$\sum_i M_i \gg n + p.$$

Легко видеть, что в этих условиях времена жизни электронов и дырок будут независимы (см. § 23 гл. 5) и, вообще говоря, неодинаковы. Действительно, захват электронов будет осуществляться пустыми, а дырок — занятыми примесными уровнями, причем концентрации тех и других определяются равновесными условиями (положением уровня Ферми), и маловероятно, что эти условия окажутся как раз такими, чтобы времена жизни электронов и дырок были одного порядка.

При этом можно из общих соображений предсказать вероятный преимущественный тип (электронный либо дырочный) фотопроводимости по типу равновесной проводимости.

Действительно, пусть, например, в запрещенной зоне полупроводника имеется набор разных уровней M_i (рис. 141). Для простоты предположим, что один из этих уровней, для которого мы введем специальное обозначение S , представлен в концентрации, значительно превосходящей концентрации всех других²⁾. Тогда, если полупроводник электронный, уровень Ферми расположен ближе к s -зоне, большинство

¹⁾ Например, в так называемых «чистых» химических реактивах, используемых при изготовлении таких веществ, содержание примесей составляет $10^{-1}\%$. Если считать, что значительная часть этих примесей (например, 1/10) входит в виде раствора в основную решетку вещества, то это соответствует огромной концентрации 10^{18} см⁻³.

²⁾ Это предположение позволяет пока не рассматривать некоторых усложнений, проявляющихся в явлении «вспышки».

состояний на уровнях S заполнено электронами (рис. 141, а) и захват ими дырок будет более вероятен, чем захват электронов.

Итак, следует ожидать, что при прочих равных условиях время жизни для электронов будет больше, чем для дырок, и, следовательно, собственная фотопроводимость будет преимущественно электронной. В случае дырочного полупроводника уровень Ферми лежит ближе к v -зоне, ниже

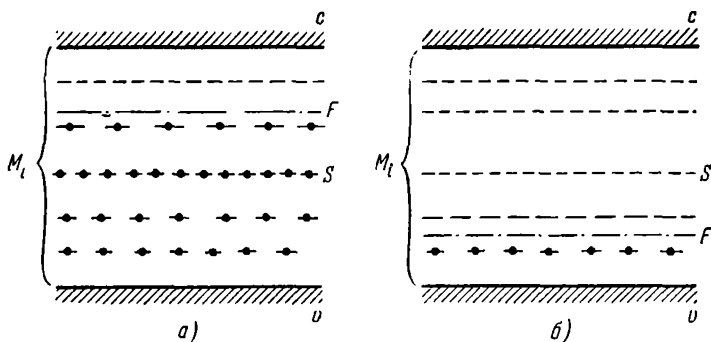


Рис. 141. К объяснению корреляции знака фотопроводимости и равновесной проводимости.

а) заполнение уровней в электронном полупроводнике, б) в дырочном полупроводнике.

уровней S (рис. 141, б), и из соображений, аналогичных приведенным выше, собственная фотопроводимость будет преимущественно дырочной. Таким образом, весьма вероятна ситуация, когда тип фотопроводимости совпадает с типом темновой проводимости.

Аналогичные рассуждения приводят к выводу, что тип *индуцированной* примесной фотопроводимости и термостимулированного тока также должен, как правило, совпадать с типом равновесной проводимости.

Действительно, индуцированная примесная фоточувствительность может появляться за счет того, что образованные «собственным» возбуждением электроны и дырки наряду с рекомбинацией через уровни S частично захватываются уровнями M_l .

При этом знак индуцированной фотопроводимости будет совпадать со знаком темновой проводимости по следующей

причине [мы проиллюстрируем это на примере электронного полупроводника (рис. 141, *a*)].

С захватом неравновесных дырок заполненными уровнями M_i будет эффективно конкурировать их захват заполненными рекомбинационными центрами S . В то же время неравновесные электроны, время жизни которых по отношению к захвату центрами S велико, будут с относительно большей вероятностью скапливаться на расположенных над уровнем Ферми (т. е. свободных) уровнях прилипания. Итак, число прилипших электронов должно быть больше числа прилипших дырок и, следовательно, связанная с возбуждением прилипших носителей индуцированная фотопроводимость должна быть электронной (т. е. совпадать по знаку с равновесной).

Отметим также, что и длительность существования электронной составляющей индуцированной фоточувствительности будет больше, чем дырочной. Действительно, при возбуждении светом примесной области центров M_i , захвативших дырки и электроны, дырки (неосновные носители) быстро захватываются центрами S , в то время как электроны (основные носители), время жизни которых по отношению к захвату рекомбинационными центрами S велико, существуют долго.

Итак, именно основные носители, прилипшие в результате предварительного собственного возбуждения, определяют величину и длительность существования индуцированной примесной фотопроводимости.

По тем же причинам при исследовании термостимулированной проводимости, когда примесное оптическое возбуждение, по существу, заменяется термическим, оказывается, что знак этой проводимости также совпадает со знаком равновесной проводимости.

§ 48. Метод длинноволнового зондирования локальных уровней

Данные, обычно получаемые при исследовании кинетики фотопроводимости, могут быть удовлетворительно интерпретированы лишь в простых случаях. При наличии в запрещенной зоне нескольких типов уровней и в случае «нелинейных» процессов решение необходимых кинетических

уравнений становится практически невозможным, а выбор модели в значительной степени неоднозначным.

Такое положение объясняется в первую очередь недостаточностью информации, которую можно получить на основе экспериментального изучения релаксационных кривых. Действительно, самое большое, что может дать указанное исследование, — это временные зависимости концентрации свободных носителей в зонах (т. е., например, величины $n(t)$ и $\frac{dn}{dt}(t)$), тогда как концентрации носителей в *связанных* состояниях, заполняющих локальные уровни в запрещенной зоне, остаются вне измерений. Ясно, что если бы удалось расширить экспериментальные возможности исследования и включить в число измеряемых величин не только концентрации свободных, но и связанных носителей (т. е. величины $m(t)$ и $\frac{dm}{dt}(t)$), то это позволило бы радикально сократить математические трудности превращением дифференциальных уравнений в алгебраические и сокращением числа неизвестных.

Такую возможность может представить метод *длинноволнового зондирования* [10, 12], сущность которого заключается в следующем. При исследовании процесса релаксации образец одновременно с достаточно длительными прямоугольными импульсами основного возбуждения, вызывающего исследуемый релаксационный процесс, освещается *короткими* «зондирующими» импульсами длинноволнового света из примесной области. Длина волны зондирующих импульсов выбирается такой, чтобы имела место оптическая ионизация исследуемых уровней. Наблюдаемая на экране осциллографа релаксационная кривая, связанная с основным возбуждением, определяет, очевидно, изменение во времени концентрации свободных носителей в зонах (например, $n(t)$ и $\frac{dn}{dt}(t)$).

Одновременно по изменению во времени величины добавочных сигналов (пиков), связанных с зондирующими импульсами, может быть определена релаксация концентрации связанных на зондируемом уровне носителей [т. е. $m(t)$ и $\frac{dm}{dt}(t)$]. Действительно, интенсивность примесного возбу-

ждения прямо пропорциональна концентрации носителей на «зондируемом» уровне

$$n' = mql^1). \quad (48.1)$$

Если использовать достаточно короткий одиночный импульс примесного возбуждения, то получающийся сигнал, связанный с зондирующим возбуждением, должен иметь форму, изображенную на рис. 142. Пиковая величина сигнала равна $mqlt'$, т. е. пропорциональна m .

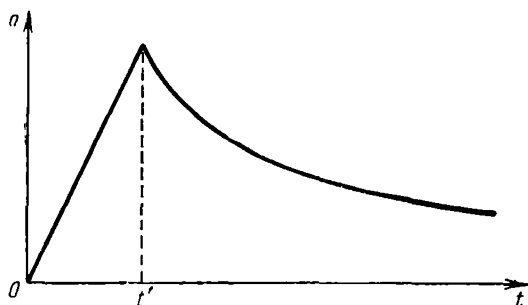


Рис. 142. Форма сигнала фототока, вызванного коротким прямоугольным зондирующим импульсом освещения ($t' \ll \tau$).

Таким образом, при одновременном освещении примесным (зондирующим) и основным светом на осциллографе должна наблюдаться кривая типа изображенной на рис. 143, в. По осциллограмме могут быть одновременно определены значения n и m в момент t_0 . Смещая во времени зондирующий импульс относительно основного, можно получить значения m в разные моменты времени и, следовательно, определить зависимость m от времени вдоль всего исследуемого процесса релаксации (способ «скользящего импульса»).

Очень часто постоянная времени основного процесса релаксации n значительно превосходит постоянную времени сигнала от зондирующего импульса. В этом случае задача значительно упрощается: за период основного импульса вместо одного можно подать целый ряд зондирующих импульсов

¹⁾ Величина ql постоянна и к тому же может быть определена, например, с помощью метода, изложенного в § 42.

(рис. 144, б). При этом на экране осциллографа (рис. 144, в) будет наблюдаться основная кривая, характеризующая релаксацию n , поверх которой имеется «гребенка» пиков. Огибающая этой гребенки характеризует, очевидно, релаксацию m . Таким образом на экране одновременно фиксируются зависимости $n(t)$ и $m(t)$ (способ «непрерывного зондирования»).

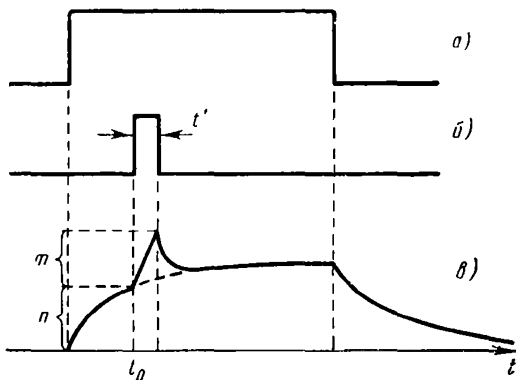


Рис. 143. К пояснению метода зондирования.

а) форма светового импульса, вызывающего изучаемый процесс; б) зондирующий длинноволновый импульс света; в) осциллограмма фотоответа. В момент времени $\approx t_0$ могут быть определены как концентрация носителей в зоне (n), так и концентрация носителей на исследуемом уровне (m).

На рис. 145 представлена принципиальная схема установки, позволяющей, кроме исследования обычных процессов релаксации фотопроводимости, осуществлять зондирование локальных уровней. Свет, вызывающий исследуемый процесс, направляется на образец *Обр.* от источника I_1 . Зондирующий инфракрасный свет от источника I_2 прерывается диском D_2 . Для получения одиночных зондирующих импульсов наряду с диском можно использовать фотозатвор $\Phi З$. Включение и выключение основного освещения производится с помощью электродинамического затвора $\mathcal{E} З$. (Диск D_2 выключен.) Регистрация сигналов фотопроводимости осуществляется фотографированием с экрана двухлучевого осциллографа O . Общий сигнал с нагрузочного сопротивления R_n разделяется

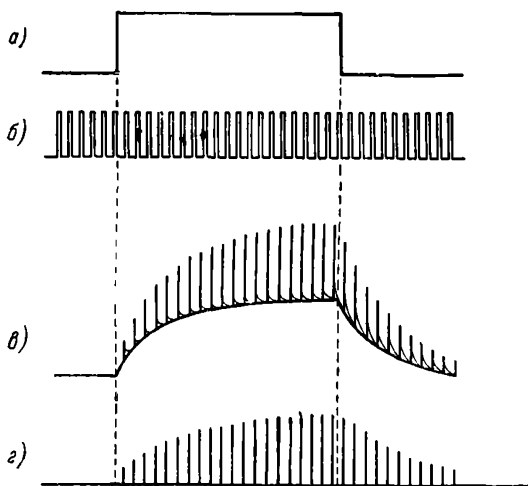


Рис. 144. Непрерывное зондирование релаксационного процесса.

а) световой импульс, вызывающий изучаемый процесс; б) «зондирующие» импульсы длинноволнового освещения; в) осциллограмма полного фотоответа. Сплошная кривая соответствует изменению во времени концентрации свободных носителей, огibaющая амплитуда «гребенки» импульсов от зондирующего освещения представляет релаксацию концентрации носителей на исследуемом локальном уровне (г).

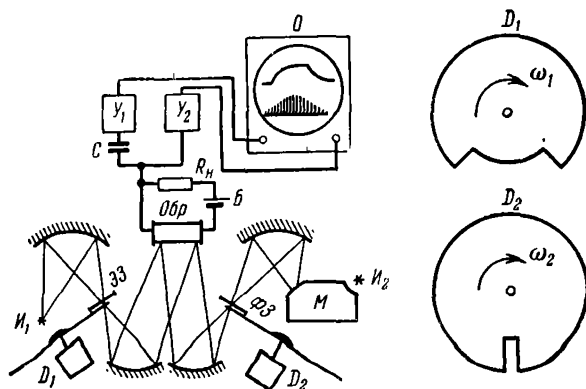


Рис. 145. Схема установки.

по частотам: основной низкочастотный сигнал (определяющий релаксацию $n(t)$) усиливается усилителем U_1 постоянного тока и подается на I канал осциллографа; высокочастотный (вызываемый зондирующими импульсами и характеризующий $m(t)$), усиленный усилителем высокочастотных сигналов U_2 подается на II канал. Этим достигается независимость усиления обоих сигналов.

При зондировании способом «скользящего» импульса свет от источника I_1 прерывается диском D_1 с прямоугольным вырезом. При этом диск D_2 , вырабатывающий зондирующие

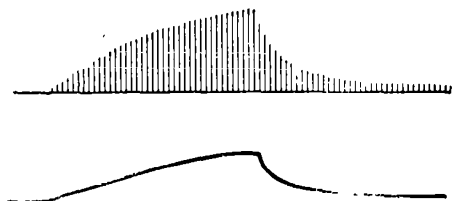


Рис. 146. Осциллограммы зондирования уровня $\xi_c - 0,4 \text{ эв}$ в CdS в процессе нарастания и спадания фотопроводимости, вызванной освещением в области собственного поглощения при температуре 100° К .

импульсы, имеет более короткий прямоугольный вырез. Диски D_1 и D_2 имеют несколько различающиеся скорости вращения. Так, если диск D_1 имеет круговую частоту ω_1 , а диск D_2 — ω_2 , то через каждый оборот зондирующий импульс смещается относительно основного на время

$$\Delta t = 2\pi \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_2} \right).$$

Таким образом, смещение зондирующего импульса вдоль изучаемого процесса происходит автоматически. Соответствующим образом синхронизируя развертку, серию осциллограмм со смещающимся зондирующим импульсом можно сфотографировать на один снимок (см. ниже, рис. 152, б)¹⁾.

¹⁾ В качестве источника зондирующих импульсов может быть использован также искровой разряд в воздухе, обеспечивающий длительность импульса до $1,5 \cdot 10^{-6}$ сек при достаточно стабильной амплитуде.

На рис. 146—150 для примера представлены осциллограммы зондирования некоторых типичных релаксационных процессов. Нижняя кривая на рис. 146 дает зависимость собственной фотопроводимости от времени, т. е. фактически $n(t)$. На верхней кривой осциллограммы представлены пики зондирования в зависимости от времени, т. е. $m(t)$. Уровень $\mathcal{E}_c = 0,4$ эв является, очевидно, достаточно эффективным центром рекомбинации, так как скорость спада $m(t)$ после

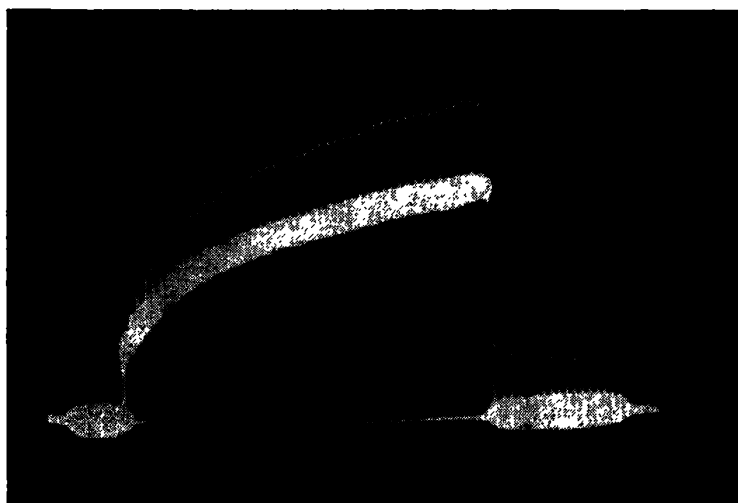


Рис. 147. Осциллограмма зондирования уровня $\mathcal{E}_c = 0,26$ эв в Ge с медью в процессе нарастания и спада примесной фотопроводимости, вызываемой возбуждением электронов с уровня $\mathcal{E}_c = 0,43$ эв ($\lambda = 2,7$ мк) при температуре 77° К.

выключения основного света достаточно велика (обратные тепловые забросы в зону при температуре опыта пренебрежимо малы).

Как видно из осциллограммы на рис. 147, при включении света с $\lambda = 2,7$ мк уровень $\mathcal{E}_c = 0,26$ эв заполняется электронами. При выключении света электроны достаточно долго остаются на нем (зондирующие импульсы практически не уменьшаются). Это объясняется тем, что тепловые забросы

с уровня $\mathcal{E}_c - 0,26 \text{ эв}$ в зону при низкой температуре не-

значительны, а непосредственный переход электронов с уровня $\mathcal{E}_c - 0,26 \text{ эв}$ на уровень $\mathcal{E}_c - 0,43 \text{ эв}$ невозможен. Зондирование высокоомного кремния, компенсированного золотом, показывает (рис. 148), что кривая собственной фотопроводимости монотонна, тогда как изменение концентрации носителей на исследуемом уровне имеет характер «вспышки». Такой ход зависимости $n(t)$ свидетельствует о том, что условия захвата электронов и дырок уровнем меняются в ходе релаксационного

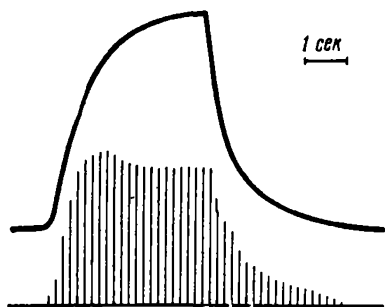


Рис. 148. Оциллограмма зондирования уровня $\mathcal{E}_v + 0,35 \text{ эв}$ в кремнии с примесью золота в ходе релаксации собственной фотопроводимости при температуре 100° K .

процесса изменение концентрации электронов на уровне

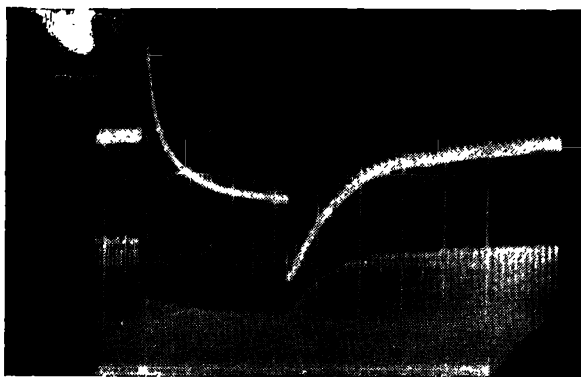


Рис. 149. Оциллограммы зондирования уровня $\mathcal{E}_c - 0,4 \text{ эв}$ в CdS в процессе гашения собственной фотопроводимости инфракрасным светом с длиной волны $0,9 \text{ мк}$.

$\mathcal{E}_c - 0,4 \text{ эв}$ в CdS в процессе инфракрасного гашения собственной фотопроводимости показано на рис. 149. В зависимости $n(t)$

(верхняя кривая) при включении гасящего инфракрасного света наблюдается всплеск фототока, что обычно связывается с частичным срывом электронов с локальных уровней в зону проводимости наряду с образованием дырок в валентной зоне. Концентрация же электронов на уровне сразу уменьшается

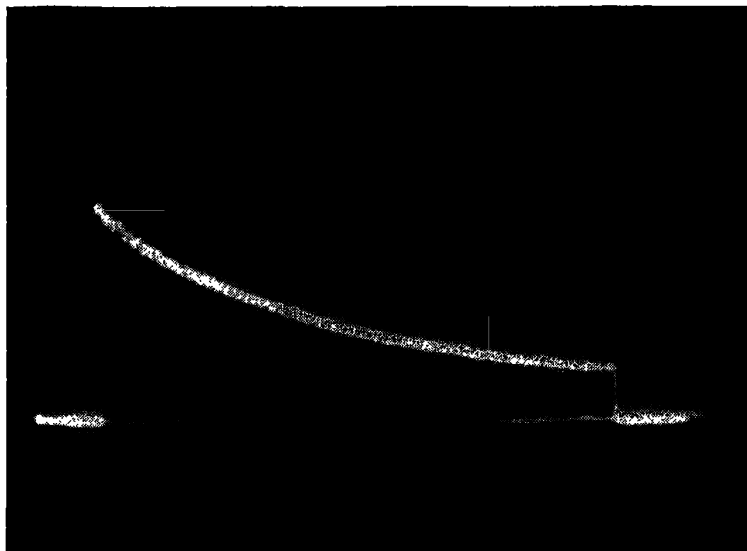


Рис. 150. Зондирование «вспышечной» релаксации индуцированной примесной фотопроводимости с уровня $\mathcal{E}_c = 0,26$ эв меди в германии (длина волны света зондирующих импульсов и света, вызывающего «вспышку», 4 мк).

Образец предварительно засвечен светом $0,43$ эв $> h\nu > 0,26$ эв (см. § 46).

(нижняя кривая). Техника зондирования позволяет также непосредственно следить за изменением концентрации электронов (дырок) на зондируемом уровне при исследовании индуцированной примесной фотопроводимости (рис. 150).

Как видно из рисунка, вспышка фотопроводимости сопровождается спадом величины зондирующих импульсов, т. е. понижением концентрации электронов на уровне $\mathcal{E}_c = 0,26$ эв.

Метод зондирования локальных уровней может быть использован не только для исследования процессов релаксации фотопроводимости, но и при изучении стационарных характеристик. На рис. 151 приведена зависимость стационарной собственной фотопроводимости (точнее, концентрации электронов в c -зоне) и концентрации электронов (m) на уровне $\mathcal{E}_c - 0,4$ эв, полученной зондированием, от интенсивности света ($\lambda = 0,52$ мк) для образца CdS, кинетика процессов

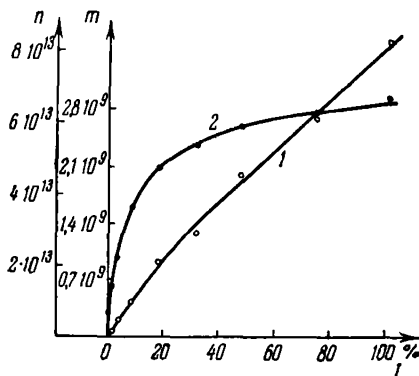


Рис. 151. Зависимость стационарной концентрации электронов в зоне проводимости (кривая 1) и на уровне $\mathcal{E}_c - 0,4$ эв в CdS (кривая 2) от интенсивности света ($\lambda = 0,52$ мк) при температуре 100° К.

в котором рассмотрена выше (рис. 146). В то время как n меняется практически линейно с интенсивностью, m , как следует из кривых, стремится к насыщению.

Заметим, что техника зондирования (с использованием «скользящего импульса») может быть использована не только для длинноволнового зондирования, но также при решении других вопросов, связанных с кинетикой фотопроводимости.

В качестве примера на рис. 152 приведены осциллограммы, иллюстрирующие явление фотоактивации феноменологического квантового выхода собственной фотопроводимости в монокристалле CdSe в ходе релаксации фототока, вызванного освещением также из собственной области.

Из приведенных примеров видно, что метод длинноволнового зондирования приводит к расширению сведений, которые могут быть получены из эксперимента.

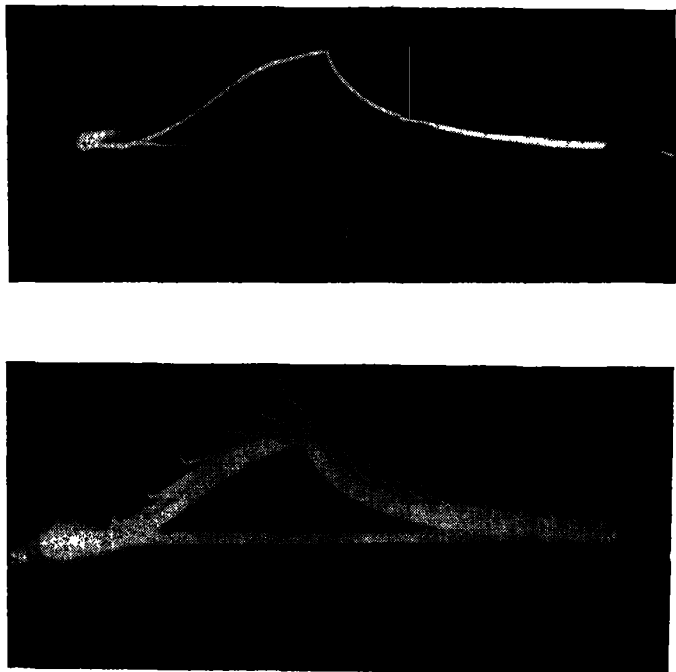


Рис. 152. Иллюстрация явления фотоактивации феноменологического квантового выхода в CdSe.

а) кривая релаксации собственной фотопроводимости в CdSe ($\lambda \approx 0,8 \text{ мк}$),
 б) осциллограмма фототока, вызванного собственным освещением и одиночными короткими импульсами собственного света ($\lambda \approx 0,8 \text{ мк}$), смещающимися вдоль основной релаксационной кривой (метод «скользящего» импульса).
 Величины фототока от одиночных импульсов пропорциональны феноменологическому квантовому выходу.

В заключение отметим, что, в принципе, при некотором усложнении появляется возможность использования метода и для зондирования нескольких типов уровней.

ГЛАВА II

О СМЫСЛЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПОНЯТИЙ О «ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ»

Широкое развитие исследований неравновесных процессов в полупроводниках привело к использованию целого ряда «разновидностей» понятия «время жизни» [1, 3].

Ниже кратко анализируется смысл некоторых из этих понятий.

§ 49. Время жизни носителей тока в зонах

Для непосредственной характеристики неравновесных носителей в c - и v -зонах часто используются следующие величины ¹⁾:

- 1) τ_n — время жизни электронов в c -зоне;
- 2) τ_p — время жизни дырок в v -зоне;
- 3) τ_{np} — время жизни «пары» (электрона и дырки);
- 4) τ_{np} — время жизни состояния неравновесной проводимости;
- 5) τ_{nn} — время жизни неосновных носителей.

Вообще говоря, полная характеристика неравновесных носителей в зонах достигается заданием двух первых величин: τ_n и τ_p . В отдельных случаях, однако, используется понятие о времени жизни пары τ_{np} и целесообразно использовать понятие о времени жизни состояния неравновесной проводимости τ_{np} .

Понятие о времени жизни *пары* естественно использовать лишь в тех случаях, когда $\Delta n = \Delta p$, т. е. существуют только «полные» пары электрон-дырка (это имеет место,

¹⁾ В общем случае указанные величины следует рассматривать как мгновенные значения соответствующих времен.

например, в подробно рассмотренном нами в § 23 случае малой концентрации ловушек); при этом $\tau_n = \tau_p = \tau_{np}$. Если $\Delta n \neq \Delta p$ (например, в случае большого числа ловушек, гл. 5, § 23, Б), то, кроме полных пар свободных электронов и дырок, остается еще некоторое число носителей одного знака, не имеющих пары. В этих условиях введение понятия о времени жизни пары вряд ли оправдано, хотя в некоторых случаях оно используется для обозначения времени жизни полных пар (пара считается исчезнувшей, если захвачена ловушкой хотя бы одна из ее компонент — либо электрон, либо дырка). Очевидно, что при таком рассмотрении τ_{np} , по существу, совпадает с меньшим из времен жизни носителей разных знаков.

Понятие о времени жизни состояния *неравновесной проводимости* может быть определено следующим выражением, аналогично (5.16):

$$\tau_{np} = - \frac{\Delta \sigma}{\frac{d}{dt} \Delta \sigma} = \frac{\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p}{\mu_n \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_p \frac{\Delta p}{\tau_p}}. \quad (49.1)$$

Если подвижности электронов и дырок близки, $\mu_n \approx \mu_p$, то

$$\tau_{np} \approx \frac{\Delta n + \Delta p}{\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{\Delta p}{\tau_p}}. \quad (49.2)$$

Анализ (49.2) показывает, что если концентрации электронов и дырок сильно неодинаковы, то, за исключением небольшого начального участка, мгновенное значение τ_{np} (так же как и общая длительность релаксации) определится временем жизни тех носителей, концентрация которых больше (в этом смысле τ_{np} противоположно τ_n). Однако на начальном участке (и в стационарных условиях) оно будет составлять лишь половину от времени жизни большинства носителей. В стационарных условиях, когда $\Delta n = \Delta n_{ст} = \beta k l \tau_n$; $\Delta p = \Delta p_{ст} = \beta k l \tau_p$, (49.1) преобразуется в

$$\tau_{np}^{ст} = \frac{\tau_n^2 \mu_n + \tau_p^2 \mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (49.3)$$

Что касается времени жизни *неосновных носителей* τ_{np} , то оно имеет смысл, когда концентрации электронов и дырок сильно различны, и по определению совпадает с временем жизни тех носителей, концентрация которых меньше.

Кроме перечисленных понятий, относящихся к зонным электронам и дыркам, можно использовать аналогичные понятия о времени жизни электрона или дырки на локальных состояниях, о времени жизни по отношению к данному переходу и т. п. Однако величины такого рода, по существу, являются вспомогательными и непосредственно не определяют измеряемых в обычных условиях на опыте характеристик носителей тока в зонах.

§ 50. Микроскопическое и релаксационное время жизни

Обычно под временем жизни понимается величина обратного коэффициента при концентрации неравновесных носителей в кинетическом уравнении (например, для электронов):

$$\frac{d}{dt} \Delta n = U - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (50.1)$$

Здесь U — интенсивность неравновесного процесса генерации электронов, т. е. число *нетермических* забросов электронов в зону в единицу времени в единице объема ¹⁾, τ — время жизни электронов.

Из (50.1) следует, что (см. § 5, В)

$$\tau = \frac{\Delta n}{U - \frac{d}{dt} \Delta n}. \quad (50.2)$$

В стационарном состоянии

$$\tau_{ст} = \frac{\Delta n}{U}. \quad (50.3)$$

Именно в такой форме вычислялось время жизни для рекомбинации через ловушки (главы 5, 7) и межзонной рекомбинации (гл. 8) ²⁾.

Обычно подразумевается, что величина τ , определяемая (50.2) или (50.3), имеет смысл средней продолжительности существования электрона в зоне, т. е. соответствует времени между его появлением и уходом из зоны. Между тем легко

¹⁾ Величина U может быть связана с действием света (внутренний фотоэффект) или иных излучений, инъекций и т. п.

²⁾ Перечисленные в предыдущем параграфе «разновидности» понятий времени жизни также вычисляются с использованием выражений типа (50.2) и (50.3).

видеть, что лишь в некоторых частных случаях τ имеет указанный смысл, в то время как в общем случае средняя продолжительность пребывания электрона в зоне ни в коей мере не определяется (50.2) или (50.3). Действительно, рассмотрим динамику процесса, определяемого переходами электронов в зону проводимости и уходом их из зоны (в результате захвата дырками валентной зоны или локальных уровней) [4].

Переходы в зону, вообще говоря, определяются как тепловыми забросами с разных уровней (общую интенсивность которых мы обозначим через Q^1)), так и неравновесным возбуждением, интенсивность которого мы уже обозначили ранее через U . Полная концентрация электронов в зоне n , связанная с обоими типами возбуждения (Q и U), может быть, как обычно, представлена в виде

$$n = n_0 + \Delta n,$$

где n_0 — концентрация электронов в равновесии, т. е. при $U = 0$.

Поскольку из-за сильного взаимодействия с решеткой неравновесные носители практически неотличимы от равновесных, очевидно, что и среднее время жизни этих носителей в зоне одинаково. Это истинное микроскопическое время жизни равновесных и неравновесных носителей мы обозначим $\tau_{\text{микр}}$.

Под $\tau_{\text{микр}}$ подразумевается то время, которое на самом деле в среднем проводит электрон в зоне от момента возбуждения (независимо от того, с каких уровней и за счет какой энергии происходит это возбуждение) до момента его захвата (независимо от того, на какие уровни происходит этот захват). Другими словами, если бы удалось проследить за судьбой одного электрона и определить в среднем продолжительность его однократного пребывания в зоне, то она оказалась бы равной $\tau_{\text{микр}}$.

Время пребывания свободного электрона в зоне проводимости ограничивается захватом дырками локальных уровней или валентной зоны. Очевидно, что среднее время между

¹⁾ $Q = \sum_k Q_k$, где Q_k — интенсивность забросов с уровней типа k .

двумя «столкновениями» с дырками (а каждое такое «столкновение» приводит к захвату электрона и, следовательно, к его уходу из зоны), имеющее смысл истинного микроскопического среднего времени жизни электронов в зоне, может быть записано в виде

$$\tau_{\text{микр}} = \frac{1}{\sum_k v_{nk} q_{nk} p_k} = \frac{1}{\sum_k \gamma_{nk} p_k}, \quad (50.4)$$

где p_k — концентрация дырок k -го сорта, q_{nk} — сечение захвата электронов этими дырками, v_{nk} — относительная скорость движения электронов и дырок k -го сорта, γ_{nk} — коэффициент захвата¹⁾. Формула (50.4) определяет микроскопическое время жизни в общем случае. В частном случае стационарного состояния под p_k следует подразумевать стационарную концентрацию дырок на соответствующем уровне. Сравнивая, например, в стационарном состоянии (50.4) и (50.3), легко убедиться, что они не эквивалентны. Это особенно отчетливо видно, если переписать (50.4) в ином виде.

В стационарном состоянии суммарная интенсивность всех процессов генерации $Q + U$ должна равняться суммарной интенсивности процессов захвата

$$Q + U = n \sum_k \gamma_{nk} p_k. \quad (50.5)$$

Из сопоставления этого выражения с (50.4) следует

$$\tau_{\text{микр}} = \frac{n}{U + Q} = \frac{n_0 + \Delta n_{\text{ст}}}{U + Q}. \quad (50.6)^2$$

Очевидно, что в общем случае (50.3) и (50.6) не эквивалентны, т. е. $\tau \neq \tau_{\text{микр}}$. Лишь при высоком уровне возбуждения, когда $\Delta n \gg n_0$ и соответственно $U \gg Q$, они совпадают. Таким образом, отличие $\tau_{\text{микр}}$ от τ связано с равновесным (термическим) возбуждением и имеет место лишь при достаточно большой его интенсивности.

¹⁾ Подразумевается, что величины $q_{nk} v_{nk} = \gamma_{nk}$ усреднены по всем электронам в зоне проводимости (см. § 4).

²⁾ Ниже для стационарных условий мы будем использовать в качестве определения $\tau_{\text{микр}}$ выражение (50.6), а не (50.4), ибо, как будет видно, (50.6) позволяет более просто осуществлять анализ с переходом к предельным случаям высокого и низкого уровней возбуждения.

В отличие от микроскопического времени жизни $\tau_{\text{микр}}$ величину τ мы в дальнейшем будем называть релаксационным временем жизни и обозначать $\tau_{\text{рел}}$ ¹⁾. Величины $\tau_{\text{рел}}$ и $\tau_{\text{микр}}$ могут отличаться на много порядков. Ниже для иллюстрации приводятся результаты сравнения величин $\tau_{\text{микр}}$ и $\tau_{\text{рел}}$ для двух важных частных случаев: 1) примесная фотопроводимость, 2) собственная фотопроводимость при рекомбинации через ловушки.

А. Примесная фотопроводимость

Пусть переходы в зону проводимости (тепловые и под действием света) осуществляются с примесных уровней M (рис. 153).

Мы ограничимся случаем малой интенсивности освещения, когда Δn и Δm малы по сравнению с соответствующими равновесными концентрациями n_0 и m_0 . Тогда, используя уравнение

$$\frac{dn}{dt} = Q + U - \gamma n (M - m) \quad (50.7)$$

и условие нейтральности

$$\Delta n = \Delta m, \quad (50.8)$$

получаем, что в стационарном

состоянии $\left(\frac{dn}{dt} = 0\right)$

$$n = \frac{Q + U}{\gamma (M - m)}, \quad (50.9)$$

и, следовательно, микроскопическое время жизни в соответствии с (50.6) равно

$$\tau_{\text{микр}} = \frac{n}{Q + U} = \frac{1}{\gamma (M - m)} \approx \frac{1}{\gamma (M - m_0)}. \quad (50.10)$$

Для вычисления $\tau_{\text{рел}}^{\text{ст}}$ согласно (50.3) нужно определить $\Delta n_{\text{ст}}$. Используя (50.7) и (50.8), после несложных

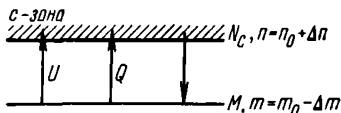


Рис. 153. Схема переходов для примесной фотопроводимости.

¹⁾ Более подробно смысл величины $\tau_{\text{рел}}$ рассматривается в п. В.

преобразований получаем

$$\Delta n_{ст} = \frac{U}{\gamma(M - m_0) \left(1 + \frac{n_0}{M - m_0}\right)}, \quad (50.11)$$

откуда

$$\tau_{рел} = \frac{\Delta n_{ст}}{U} = \frac{1}{\gamma(M - m_0) \left(1 + \frac{n_0}{M - m_0}\right)}. \quad (50.12)$$

Из сопоставления (50.12) и (50.10) следует, что

$$\tau_{рел} = \tau_{микр} \frac{1}{1 + \frac{n_0}{M - m_0}}. \quad (50.13)$$

Таким образом, обычно используемая в качестве «времени жизни неравновесных носителей» величина $\tau_{рел}$ не является истинным (микроскопическим) временем жизни носителей тока в зоне.

В рассмотренном случае оказалось, что $\tau_{рел} \ll \tau_{микр}$, но разница между ними невелика¹⁾. Однако в других случаях и, в частности, в случае, рассматриваемом ниже в п. Б, эти величины могут отличаться на много порядков.

Б. Собственная фотопроводимость. Рекомбинация через ловушки

Рассмотрим, например, электронный полупроводник типа германия (рис. 154). Свет создает пары электрон-дырка, которые рекомбинируют через ловушки. Схема переходов, по существу, совпадает с рассмотренной в § 23, отличаясь лишь тем, что в ней «явно» учитываются тепловые переходы между зоной проводимости и донорными уровнями d , а также между s - и v -зонами, что необходимо для вычисления $\tau_{микр}$ (и не требовалось при вычислении $\tau_{рел}$).

В § 23 было вычислено для указанной схемы $\tau_{рел}$ и получено для случая малой концентрации ловушек и в отсутствие

¹⁾ Так, например, если при абсолютном нуле температуры все уровни M были полностью заполнены электронами и, следовательно, $n_0 = M - m_0$, то $\tau_{рел} = \frac{\tau_{микр}}{2}$.

вырождения в зонах известное выражение (23.11). Вычислим $\tau_{\text{микр}}$ для электронов и дырок и сравним с $\tau_{\text{рел}}$, выражаемым уравнением (23.11). Из рис. 154 видно, что в соответствии с (50.6) для электронов

$$\tau_{\text{микр}}^n = \frac{n_0 + \Delta n}{U + Q_{dc} + Q_{Mc} + Q_{vc}}, \quad (50.14)$$

для дырок

$$\tau_{\text{микр}}^p = \frac{p_0 + \Delta p}{U + Q_{vd} + Q_{vM} + Q_{vc}}. \quad (50.15)$$

Из (50.14) и (50.15) следует, что, как уже подчеркивалось ранее, при высоком уровне инжекции, когда $\Delta n \begin{cases} \gg n_0 \\ \gg p_0 \end{cases}$ и U

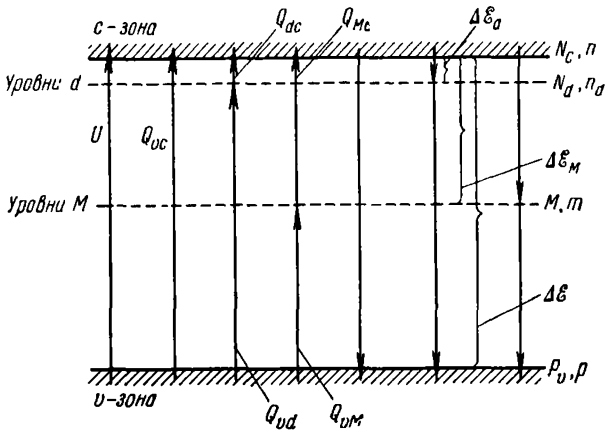


Рис. 154. Схема переходов в случае собственной фотопроводимости и рекомбинации через ловушки.

значительно превосходит сумму тепловых забросов, $\tau_{\text{микр}}$ оказывается равным $\tau_{\text{рел}}$

$$\tau_{\text{микр}}^n = \tau_{\text{микр}}^p = \frac{\Delta n}{U} = \tau_{\text{рел}}. \quad (50.16)$$

Однако в случае «промежуточных» и малых уровней возбуждения это не так.

Мы рассмотрим ниже случай низкого уровня возбуждения, когда микроскопическое время жизни равно времени жизни равновесных носителей $\tau_{\text{равн}}$.

Пренебрегая Δn в числителе и U в знаменателе выражений (50.14) и (50.15), получаем

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{n_0}{Q_{dc} + Q_{Mc} + Q_{vc}} = \tau_{\text{равн}}^n \quad (50.17)$$

$$\tau_{\text{микро}}^p = \frac{p_0}{Q_{vd} + Q_{vM} + Q_{vc}} = \tau_{\text{равн}}^p \quad (50.18)$$

или, учитывая (50.4), в иной форме:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{микро}}^n &= \tau_{\text{равн}}^n = \\ &= \frac{1}{\gamma_{dc} p_d + \gamma_{Mc} p_M + \gamma_{vc} p_0} \end{aligned} \quad (50.19)$$

$$\begin{aligned} \tau_{\text{микро}}^p &= \tau_{\text{равн}}^p = \\ &= \frac{1}{\gamma_{vd} n_d + \gamma_{vM} n_M + \gamma_{vc} n_0} \end{aligned} \quad (50.20)$$

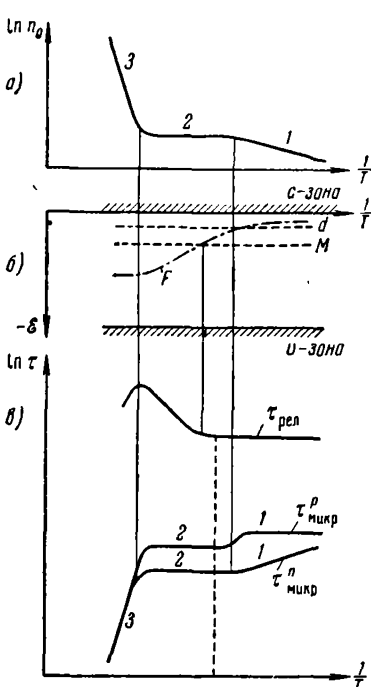


Рис. 155. Температурная зависимость концентрации основных носителей *a*), уровня Ферми *б*), времен жизни $\tau_{\text{микро}}$ и $\tau_{\text{рел}}$ *в*).

температурной зависимости времени жизни неравновесных носителей $\tau_{\text{рел}}$ (см. рис. 69).

Для более полного сравнения $\tau_{\text{микро}}$ и $\tau_{\text{рел}}$ построим температурную зависимость этих величин (рис. 155).

Участок 1 на рис. 155, *a* соответствует росту концентрации с температурой в примесной области, на участке 2 имеет место полная ионизация примесей, участок 3 соответствует собственной проводимости.

На рис. 155, *б* изображена температурная зависимость уровня Ферми (для наглядности на фоне зонной схемы), а на рис. 155, *в* — известная кривая для тем-

Наконец, на том же рис. 155, в построены температурные зависимости истинных (микроскопических) времен жизни электронов и дырок в соответствии с (50.19) и (50.20).

В нашем случае малой концентрации ловушек вторыми членами в знаменателе (50.19) и (50.20) можно пренебречь. Тогда

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{1}{\gamma_{dc} p_d + \gamma_{vc} p_0}, \quad (50.21)$$

$$\tau_{\text{мин.}}^p = \frac{1}{\gamma_{vd} n_d + \gamma_{vc} n_0}. \quad (50.22)$$

Из (50.21) следует, что при низких температурах в области примесной проводимости, когда $p_d = n_0 \gg p_0$.

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{1}{\gamma_{dc} p_d} = \frac{1}{\gamma_{dc} n_0}. \quad (50.23)$$

Температурная зависимость $\tau_{\text{микро}}^n$ (рис. 155, в) обратна температурной зависимости n_0 (рис. 155, а) и, следовательно, имеет три участка: участок 1, где $n_0 = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta \mathcal{E}_d}{2kT}\right)$ и, следовательно,

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{1}{\gamma_{dc} \sqrt{N_c N_d}} \exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}_d}{2kT}\right); \quad (50.24)$$

участок 2, где $n_0 = N_d$ (полная ионизация примесей) и, следовательно,

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{1}{\gamma_{cd} N_d} = \text{const.} \quad (50.25)$$

В области высоких температур, когда наступает собственная проводимость (участок 3),

$$p_0 = n_0 = n_i \gg p_d = N_d$$

и, пренебрегая первым членом в знаменателе (50.21), имеем

$$\tau_{\text{микро}}^n = \frac{1}{\gamma_{vc} p_0} = \frac{1}{\gamma_{vc} n_i} = \frac{1}{\gamma_{vc} \sqrt{N_c p_v}} \exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT}\right). \quad (50.26)$$

На рис. 155, в в масштабе $\ln \tau \div \frac{1}{T}$ указанные три участка представляются прямыми линиями с наклонами, обратными по знаку соответствующим наклонам для концентрации n_0 .

Температурная зависимость $\tau_{\text{микро}}^p$ (рис. 155, в) также может быть разбита на три участка.

При низких температурах, когда концентрация электронов на донорах n_d значительно превосходит их концентрацию в зоне n_0 (участок 1): $n_0 \ll n_d \approx N_d$,

$$\tau_{\text{микро}}^p = \frac{1}{\gamma_{vd} N_d} = \text{const}; \quad (50.27)$$

в области полной ионизации примесей, когда $n_d \approx 0$ и $n_0 \approx N_d$ (участок 2),

$$\tau_{\text{микро}}^p = \frac{1}{\gamma_{vc} n_0} = \frac{1}{\gamma_{vc} N_d} = \text{const}; \quad (50.28)$$

наконец, в собственной области (участок 3), когда $n_0 = n_i$,

$$\tau_{\text{микро}}^p = \frac{1}{\gamma_{vc} n_i} = \frac{1}{\gamma_{vc} \sqrt{N_c N_v}} \exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{2kT}\right) = \tau_{\text{микро}}^n. \quad (50.29)$$

В. Смысл релаксационного времени жизни

Из рассмотренных случаев (число которых легко умножить) следует, что истинное микроскопическое время жизни носителей тока в зонах не совпадает с величиной $\tau_{\text{рел}}$. Причем может быть как больше, так и меньше, чем эта величина. Смысл $\tau_{\text{рел}}$ можно понять из уравнения (50.1), с помощью которого эта величина вводится в рассмотрение.

В процессе релаксации концентрации неравновесных носителей, описываемом этим уравнением, $\tau_{\text{рел}}$ играет роль постоянной времени, т. е. определяет эффективную длительность процесса релаксации избыточной концентрации носителей. Эта длительность, разумеется, не обязательно совпадает с истинным временем жизни носителей в зоне. Итак, строго говоря, $\tau_{\text{рел}}$ имеет смысл не «времени жизни», а эффективного времени, в течение которого система частиц (носителей тока), отклоненная от равновесия, приходит в равновесие с кристаллом, т. е. смысл «полного времени релаксации».

В отличие от времени релаксации τ , входящего в выражение для подвижности $\mu = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle$ и определяющего время рассеяния избыточного импульса, $\tau_{\text{рел}}$ определяет время рас-

сеяния *полной* избыточной энергии. Именно $\tau_{\text{рел}}$ проявляется в большинстве эффектов, наблюдаемых на опыте. Так, $\tau_{\text{рел}}$ эквивалентно постоянной времени неравновесной проводимости и т. п. В то же время $\tau_{\text{микр}}$ не проявляется явно в обычных опытах.

Однако, по-видимому (по крайней мере в принципе), возможны явления, в которых и $\tau_{\text{микр}}$ может выступать в качестве существенного параметра. Так, $\tau_{\text{микр}}$ в ряде случаев (например, при наличии большого числа мелких уровней прилипания) может оказаться меньше того времени, которое требуется носителю тока с большой кинетической энергией (например, освобожденному в результате ионизации жестким излучением), чтобы раздать эту энергию решетке.

Иными словами, в этом случае процесс передачи энергии может происходить не так, как это обычно предполагается, т. е. не в виде ряда последовательных столкновений носителя с фононами, а в результате его однократного захвата уровнем прилипания с последующей быстрой реэмиссией в зону с уже нормальной (или близкой к нормальной) энергией.

По-видимому, мыслимы также ситуации, когда $\tau_{\text{микр}}$ окажется сравнимым с временем релаксации (временем свободного пробега носителей) и, следовательно, станет в какой-то мере определять подвижность. Иными словами, прилипание носителей с последующей термической реэмиссией может выступать как самостоятельный механизм рассеяния (полностью неупругого) носителей тока. При низких температурах, когда рассеяние полностью определяется примесями, относительная роль этого механизма определяется соотношением эффективных сечений захвата (прилипания) носителей примесями и их примесного рассеяния с помощью иных механизмов.

ГЛАВА 12

ДИФФУЗИЯ И ДРЕЙФ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА (МОНОПОЛЯРНЫЙ СЛУЧАЙ)

При экспериментировании с неравновесными носителями весьма часто возникают условия, когда они оказываются неравномерно распределенными в объеме полупроводника. Такое неравномерное распределение может быть следствием как неравномерной генерации, так и неоднородности самого полупроводника (например, в результате усиленной рекомбинации вблизи поверхности, изменения с координатами равновесной проводимости полупроводника и т. п.). Возникающие в этих условиях процессы диффузии играют существенную роль во многих интенсивно изучаемых физических явлениях в полупроводниках, а также в процессах, определяющих работу ряда полупроводниковых приборов.

С другой стороны, изучение некоторых эффектов, связанных с диффузией, позволяет измерять параметры неравновесных носителей (подвижность, время жизни и т. п.) и в связи с этим используется как метод измерения этих параметров.

Нередко явления, о которых идет речь, исследуются при наличии внешних электрических полей, когда на диффузию носителей «накладывается» их дрейф в электрическом поле. Некоторые новые возможности измерения параметров полупроводников появляются при изучении диффузии в магнитном поле.

В настоящей главе рассматривается диффузия и дрейф неравновесных носителей в случае монополярной проводимости. Биполярной диффузии посвящена гл. 13.

§ 51. Общие соображения и основные уравнения

Пусть имеется вполне однородный полупроводник с монополярной равновесной проводимостью, например электронного типа, зонная схема которого изображена на рис. 156. Валентная зона на рисунке не изображена, так как предполагается, что концентрация подвижных дырок равна нулю, а подвижные электроны появляются в c -зоне в результате забросов с уровней M . Если в таком полупроводнике генерировать неравновесные электроны (например, при помощи освещения), причем так, что интенсивность генерации будет зависеть от координат (например, в результате неравномерного вдоль поверхности образца распределения интенсивности света), то концентрация свободных электронов в разных точках образца окажется неодинаковой. Возникающая в результате этого диффузия *заряженных частиц* (электронов) нарушает электрическую нейтральность, существовавшую в однородном полупроводнике до его неравномерного освещения. Возникает объемный заряд ρ , а следовательно, и электрическое поле E .

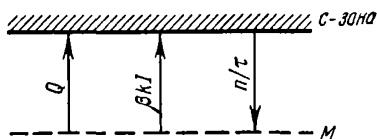


Рис. 156. Схема переходов.

В области, куда в результате диффузии пришли избыточные против нейтральности электроны, возникает отрицательный объемный заряд, а в областях, которые они покинули, — положительный. Эти заряды, очевидно, создают поле, направленное так, что оно препятствует дальнейшему движению электронов в том же направлении, т. е. препятствует диффузии.

В области, куда в результате диффузии пришли избыточные против нейтральности электроны, возникает отрицательный объемный заряд, а в областях, которые они покинули, — положительный. Эти заряды, очевидно, создают поле, направленное так, что оно препятствует дальнейшему движению электронов в том же направлении, т. е. препятствует диффузии.

Приведенные выше соображения могут быть сформулированы количественно в следующем виде:

Возникающий из-за наличия градиента концентрации ($\text{grad } n$) ток диффузии $j_D = eD \text{ grad } n$ (здесь D — коэффициент диффузии) приводит к появлению электрического поля E и, следовательно, тока проводимости $j_E = \sigma E = e\mu n E$ (направленного, вообще говоря, против тока диффузии). Следовательно, полный ток j в любой точке полупроводника

в любой момент времени может быть записан в виде

$$j = j_D + j_E = e(D \operatorname{grad} n + \mu n E). \quad (51.1)$$

В изолированном полупроводнике в стационарном состоянии полный ток должен равняться нулю (иначе говоря, в каждой точке ток проводимости «компенсирует» ток диффузии). Этому стационарному состоянию соответствует определенное распределение в пространстве носителей тока, объемного заряда и электрического поля (а следовательно, и разности потенциалов между любыми двумя точками полупроводника, которая в случае неравномерного освещения именуется «фото-ЭДС»).

Наша задача будет заключаться в вычислении этих распределений для некоторых простейших случаев. С этой целью, кроме уравнения (51.1), должны быть использованы еще два: уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi\rho}{\epsilon}, \quad (51.2)$$

а также уравнение сохранения носителей тока (уравнение непрерывности). Это уравнение может быть написано, исходя из следующих соображений. Изменение концентрации носителей тока в некотором объеме полупроводника может происходить, вообще говоря, в результате трех процессов: 1) генерации носителей (например, при термических и оптических переходах с уровней M в c -зону на рис. 156), 2) их рекомбинации (например, с дырками на уровнях M) и, наконец, 3) в результате того, что при наличии тока число носителей, входящих в рассматриваемый объем, может оказаться не равным числу уходящих из него. Первые два процесса связаны с переходами электронов в «пространстве» энергии, а последний — с их движением в пространстве координат. Этот последний процесс, очевидно, должен зависеть от скорости изменения тока с координатой. Количественно он описывается величиной $\operatorname{div} j$, которая в декартовых координатах записывается в виде

$$\operatorname{div} j = \frac{\partial}{\partial x} j_x + \frac{\partial}{\partial y} j_y + \frac{\partial}{\partial z} j_z.$$

Из сказанного следует, что уравнение непрерывности для электронов s -зоны может быть написано в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q + \beta k l - \frac{n}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} J, \quad (51.3)$$

где Q — интенсивность термической ионизации, $\beta k l$ — интенсивность оптической ионизации, $\frac{n}{\tau}$ — интенсивность рекомбинации.

Система уравнений (51.1) — (51.3) в принципе позволяет найти распределение концентрации, заряда и поля при рассмотрении ряда весьма общих задач.

Мы, однако, ограничимся рассмотрением (хотя и подробным) наиболее простой одномерной задачи о диффузии при наличии резкой границы между освещенной и темной областью полупроводника. Некоторые другие упрощения, о которых будет сказано ниже, позволяют при решении ввести важную характеристическую постоянную, так называемую «длину экранирования», играющую в монополярном случае роль эффективной длины, на которую распространяется диффузия.

§ 52. Распределение концентрации, заряда и поля при диффузии в случае низкого уровня возбуждения. Длина экранирования Дебая

Пусть имеется достаточно длинный образец полупроводника (рис. 157, *a*), в части которого при $x < 0$ равномерно генерируются (например, в результате освещения светом интенсивности l) неравновесные электроны.

При $x > 0$ освещение отсутствует. В точке $x = 0$ проходит резкая граница света и тени. Зонная схема полупроводника соответствует изображенной на рис. 156¹⁾.

В результате освещения в освещенной области возникают неравновесные электроны, диффузия которых в темную часть приводит к повышению концентрации и в этой части.

¹⁾ Предполагается, что в темноте и при абсолютном нуле температуры уровни M полностью заполнены электронами, а s -зона пуста.

Уравнения (51.3), (51.1) и (51.2) могут быть переписаны для нашего случая соответственно в виде

$$a) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \gamma m N_{cM} + \beta kI - \gamma n p + \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}, \quad (52.1) \quad \psi$$

$$j = \mu kT \frac{\partial n}{\partial x} + e \mu n E^1), \quad (52.2) \quad \psi$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{e} (n - p). \quad (52.3) \quad \psi$$

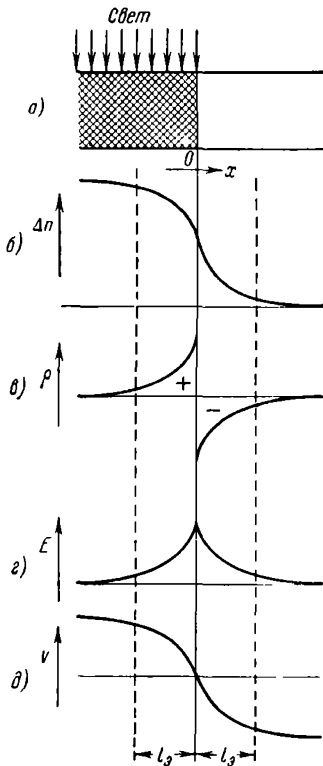


Рис. 157. Распределение концентрации (б), объемного заряда (г), электрического поля (з), потенциала (д) при частичном освещении полупроводника (а).

В (52.1) интенсивность тепловых забросов записана в виде $Q = \gamma m N_{cM}$. Рекомбинационный член записан в общем виде: $\gamma n p$, где p — концентрация дырок на уровнях M ($p = M - m$).

В отсутствие диффузии в каждой точке $n = p$ и объемный заряд отсутствует. В результате диффузии n , вообще говоря, может отличаться от p и, следовательно, появляется связанный с этим объемный заряд $\rho = e(p - n)$, который должен быть учтен в уравнении Пуассона (52.3).

Решим систему (52.1) — (52.3) в стационарном случае. Тогда $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, $j = 0$, $\text{div } j = 0$ и (52.1)

перепишется в виде

$$\gamma m N_{cM} + \beta kI - \gamma p n = 0. \quad (52.4) \quad \psi$$

Будем считать также, что интенсивность освещения достаточно мала, так что в выражениях для полных концентраций

1) В (52.2) учтено, что в соответствии с соотношением Эйнштейна $D = \mu \frac{kT}{e}$.

электронов и дырок

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n, \\ p &= p_0 + \Delta p, \end{aligned} \quad (52.5)$$

неравновесные концентрации Δn и Δp пренебрежимо малы по сравнению с равновесными n_0 и p_0 .

$$\begin{aligned} \Delta n &\ll n_0, \\ \Delta p &\ll p_0, \end{aligned} \quad (52.6)$$

и при этом генерация (член βkI) постоянна. Подставляя (52.5) в (52.4) и учитывая, что из условия для равновесия

$$\gamma m_0 N_{cM} - \gamma n_0 p_0 = 0, \quad (52.7)$$

получаем (пренебрегая малым членом $\gamma \Delta n \Delta p$)

$$\beta kI - \gamma \Delta p (N_{cM} + n_0) - \gamma p_0 \Delta n = 0. \quad (52.8)$$

Отсюда, замечая, что $n_0 = p_0$, будем иметь

$$\Delta p = \frac{\beta kI - n_0 \Delta n}{n_0 + N_{cM}}. \quad (52.9)$$

(Это соотношение потребуется в дальнейшем.) С учетом (52.6), можно переписать (52.2) и (52.3) в виде

$$E = -\frac{kT}{en_0} \frac{d}{dx} \Delta n, \quad (52.10)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (\Delta p - \Delta n). \quad (52.11)$$

Дифференцируя (52.10), получим

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{kT}{en_0} \frac{d^2}{dx^2} \Delta n. \quad (52.12)$$

Приравнивая правые части (52.11) и (52.12) и учитывая (52.9), после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение для распределения концентрации неравновесных носителей Δn :

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n - \frac{4\pi e^2 n_0}{\epsilon kT} \left(\frac{N_{cM} + 2n_0}{N_{cM} + n_0} \right) \Delta n + \frac{4\pi e^2 n_0 \beta kI}{\epsilon kT \gamma (n_0 + N_{cM})} = 0. \quad (52.13)$$

Величина, стоящая в скобках во втором члене, как легко видеть, может изменяться в узких пределах от 1 до 2. Мы будем считать, что $n_0 \gg N_{cM}$ и, следовательно, эта величина равна 2, а также в третьем члене уравнения можно пренебречь N_{cM} сравнительно с n_0 ¹⁾. Тогда, введя обозначение

$$l_3 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{8\pi e^2 n_0}}, \quad (52.14)$$

перепишем (52.13) окончательно в виде

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n - \frac{\Delta n}{l_3^2} = \frac{1}{l_3^2} \frac{\beta k I}{2\gamma n_0}. \quad (52.15)$$

Общее решение этого уравнения без правой части (соответствующее темной области, где $I=0$) имеет вид

$$\Delta n = C_1 e^{k_1 x} + C_2 e^{k_2 x}. \quad (52.16)$$

Здесь C_1 и C_2 — постоянные, определяемые из граничных условий, а k_1 и k_2 — корни характеристического уравнения:

$$k^2 - \frac{1}{l_3^2} = 0, \quad (52.17)$$

т. е.

$$k_1 = \frac{1}{l_3}; \quad k_2 = -\frac{1}{l_3} \quad \text{и} \quad \Delta n = C_1 e^{\frac{x}{l_3}} + C_2 e^{-\frac{x}{l_3}}. \quad (52.18)$$

Для темной области имеет смысл лишь член решения (52.18) с отрицательным показателем степени, так как член с положительным показателем при возрастании x стремится к бесконечности, в то время как очевидно, что при $x \rightarrow \infty$ $\Delta n \rightarrow 0$.

Итак, в темной области

$$\Delta n = C_2 e^{-\frac{x}{l_3}}, \quad (52.19)$$

т. е. концентрация неравновесных носителей спадает экспоненциально по мере удаления от границы света и тени.

¹⁾ Очевидно, что условие $n_0 \gg N_{cM}$ соответствует *слабой* степени ионизации примесей (ибо уровень Ферми лежит выше примесных уровней); случай $n_0 \ll N_{cM}$ соответствует *полной* ионизации примесей. Поскольку при полной ионизации фотоэффект, очевидно, невозможен, этот случай для нас не представляет интереса.

Эффективную длину — l_3 , при которой концентрация спадает в e раз, называют *радиусом экранирования* или *дебаевским радиусом* [2, 3].

Из (52.14) видно, что радиус экранирования существенно зависит от равновесной концентрации носителей n_0 . Следовательно, в зависимости от проводимости полупроводника его величина может меняться в весьма широких пределах. В таблице приведены значения l_3 (столбец 3) при комнатной температуре (300°K) для ряда значений n_0 (столбец 2). Кроме n_0 , в таблице для удобства приведены и соответствующие значения электропроводности (столбец 1) при значении подвижности $\mu = 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$.

Таблица 4

$\sigma_0,$ $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$	$n_0,$ см^{-3}	$l_3,$ см	$l_3, \text{см}$ при $k = 10^{12} \text{см}^{-3}$	$\theta = \frac{a}{4\pi\sigma},$ сек
10^3	$0,63 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-15}
1	$0,63 \cdot 10^{17}$	$1,58 \cdot 10^{-6}$	$1,58 \cdot 10^{-6}$	10^{-12}
10^{-3}	$0,63 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-9}
10^{-5}	$0,63 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}
10^{-6}	$0,63 \cdot 10^{11}$	$1,58 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-6}
10^{-7}	$0,63 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}
10^{-8}	$0,63 \cdot 10^9$	$1,58 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
10^{-9}	$0,63 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}
10^{-12}	$0,63 \cdot 10^5$	1,58	$5 \cdot 10^{-4}$	1
10^{-15}	$0,63 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^3

Из таблицы следует, что при концентрациях n_0 , характерных для таких полупроводников, как германий или кремний, радиус экранирования весьма мал ($10^{-4} - 10^{-6} \text{см}$) и, следовательно, диффузия (в монополярном случае) распространяется в таких полупроводниках на ничтожные расстояния. Для определения Δn в освещенной области нужно найти решение уравнения (52.15) с правой частью.

Легко видеть, что это решение имеет вид

$$\Delta n = C_1 e^{\frac{x}{l_3}} + C_2 e^{-\frac{x}{l_3}} + \frac{\beta k I}{2 \gamma n_0}. \quad (52.20)$$

Для определения C_1 и C_2 используем условие непрерывности Δn и $\frac{dn}{dx}$ в точке $x=0$. В результате получаем окончательно для темной и освещенной областей соответственно

$$(\Delta n)_{x \geq 0} = \frac{\beta k l}{4\gamma n_0} e^{-\frac{x}{l_3}}, \quad (52.21)$$

$$(\Delta n)_{x \leq 0} = \frac{\beta k l}{4\gamma n_0} \left(2 - e^{\frac{x}{l_3}}\right). \quad (52.22)$$

В глубине освещенной области $(\Delta n)_{x=-\infty} = \frac{\beta k l}{2\gamma n_0}$.

В глубине темной области $(\Delta n)_{x=\infty} = 0$.

На границе света и тени Δn равно половине от своего максимального значения

$$(\Delta n)_{x=0} = \frac{\beta k l}{4\gamma n_0}.$$

На рис. 157, б изображено полученное распределение Δn . Далее определим распределение объемного заряда ρ

$$\rho = e(\Delta p - \Delta n). \quad (52.23)$$

Подставляя в (52.23) значение Δp из (52.9) и учитывая, что, как уже отмечалось, $n_0 \gg N_{cm}$, получаем

$$\rho = e \left(\frac{\beta k l}{\gamma n_0} - 2\Delta n \right). \quad (52.24)$$

Подставляя сюда значения Δn для темной и освещенной областей, получаем соответственно

$$(\rho)_{x \geq 0} = -\frac{e\beta k l}{2\gamma n_0} e^{-\frac{x}{l_3}}, \quad (52.25)$$

$$(\rho)_{x \leq 0} = +\frac{e\beta k l}{2\gamma n_0} e^{\frac{x}{l_3}}. \quad (52.26)$$

Распределение заряда изображено на рис. 157, в.

Для получения распределения электрического поля E подставим (52.21) и (52.22) в (52.10). Тогда получим

(см. рис. 157, з)

$$(E)_{x \geq 0} = \frac{kT}{e} \frac{\beta k l}{4\gamma n_0^2 l_3} e^{-\frac{x}{l_3}}, \quad (52.27)$$

$$(E)_{x < 0} = \frac{kT}{e} \frac{\beta k l}{4\gamma n_0^2 l_3} e^{\frac{x}{l_3}}. \quad (52.28)$$

Ход распределения потенциала $V = \int E dx$ изображен на рис. 157, д. Отметим, что полная разность потенциалов между освещенной и темной областями равна

$$V = \frac{kT}{e} \frac{\beta k l}{2\gamma n_0} \frac{1}{n_0} = \frac{kT}{e} \frac{(\Delta n)_{x=-\infty}}{n_0}, \quad (52.29)$$

т. е. определяется отношением концентраций в глубине освещенной и темной областей. Эту разность потенциалов часто называют ЭДС Дембера¹⁾.

Мы рассмотрели выше сравнительно простой случай резкой границы света и тени и низкого уровня возбуждения. Это рассмотрение позволило ввести важную константу, характеризующую диффузию в монополярном случае — длину экранирования, зная которую можно сравнительно легко ориентироваться при качественном рассмотрении более сложных случаев. К таким более сложным случаям следует отнести, в частности, случай высокого уровня возбуждения. Можно показать, что если при слабом возбуждении ($n_0 \gg \Delta n$) длина экранирования определяется равновесной концентрацией n_0 , то в общем случае любого возбуждения в выражение для l_3 следует подставлять вместо n_0 полную концентрацию $n = n_0 + \Delta n$. При этом, однако, если эта концентрация меняется с координатой (что имеет место, например, при диффузии), то и величина $l_3 = f(n)$ будет иметь разное значение в разных точках, увеличиваясь с уменьшением концентрации.

¹⁾ В отличие от рассмотренного случая низкого уровня возбуждения в общем случае ЭДС Дембера равна (см. § 63)

$$V = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \right).$$

Следовательно, зависимость Δn от координаты в случае, когда $\Delta n \gg n_0$, должна иметь следующий характер. Вначале при переходе от освещенной к темной области n уменьшается весьма резко (ибо n здесь велико и, следовательно, l_0 — мало), однако по мере продвижения в темную область и уменьшения n спад все более замедляется (l_0 все более возрастает). Таким образом, при $\Delta n \gg n_0$ определение эффективной области, на которую распространяется диффузия, становится затруднительным. Можно лишь утверждать, что основной спад концентрации происходит на длине l_0 , которая по порядку величины определяется концентрацией в глубине освещенной области, однако к нему примыкает длинный «хвост», определяемый значительно меньшей концентрацией в области тени.

§ 53. Эффективное время установления диффузионного равновесия («постоянная времени Максвелла»)

Из общей теории диффузии следует известное выражение для эффективной длины L , на которую распространяется диффузия за время t : $L = \sqrt{Dt}$, где D — коэффициент диффузии.

Нетрудно видеть, что длина экранирования l_0 также может быть представлена в виде корня из произведения коэффициента диффузии на некоторое время, имеющее смысл эффективного времени установления диффузионного равновесия.

Действительно, умножив числитель и знаменатель под корнем в (52.14) на подвижность μ и учитывая, что $e\mu n_0 = \sigma_0$, а в соответствии с соотношением Эйнштейна $\frac{\mu kT}{e} = D$, получаем

$$l_0 = \sqrt{D \frac{\epsilon}{8\pi\sigma_0}} = \sqrt{D\theta}. \quad (53.1)$$

Величина θ , имеющая размерность времени и в нашем случае равная

$$\theta = \frac{\epsilon}{8\pi\sigma_0} \quad (53.2)$$

соответствует времени диффузии на расстояние l_0 .

¹⁾ Величина численного коэффициента в знаменателе (53.2) может в зависимости от модели полупроводника несколько изменяться, принимая значения 8, 4, 2 и др.

Время

$$\theta = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma_0} \tag{53.3}$$

именуется *постоянной времени Максвелла*.

Смысл этой величины может быть пояснен следующим образом. Пусть имеется однородный полупроводник с проводимостью σ_0 , заключенный между двумя параллельными электродами площади S и с расстоянием между ними d .

Тогда сопротивление R полупроводника между электродами равно

$$R = \frac{1}{\sigma_0} \frac{d}{S},$$

а для емкости C можно написать

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}.$$

Отсюда получаем $RC = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma_0}$, что совпадает с (53.3).

Итак, θ есть не что иное, как « RC » полупроводникового материала, т. е. эффективное время установления диффузионно-дрейфового равновесия. Значения θ для разных σ_0 при $\epsilon \approx 4\pi$ приведены в § 52 в таблице (столбец 5).

§ 54. Распределение концентрации при наличии внешнего электрического поля

При отсутствии поля получающийся диффузионный перепад концентрации расположен, как это видно из рис. 157, б, «симметрично» относительно границы между освещенной и темной областями, распространяясь в каждую из них на эффективную длину l_3 . Иной характер имеет распределение концентрации при наличии электрического поля.

Пусть в образце, изображенном на рис. 157, а, за счет внешнего источника создано поле E_0 , направленное вдоль оси x таким образом, что электроны в этом поле дрейфуют из освещенной области в темную. Тогда очевидно, что электроны «затягиваются» полем в темную часть и, следовательно, эффективная длина распространения избыточных электронов в этой части возрастает. В то же время в освещенной области поле «прижимает» электроны к границе света и тени и их

концентрация приближается к значению в глубине этой области.

Не останавливаясь на подробном количественном рассмотрении этого случая, мы приведем лишь окончательное выражение для распределения концентрации в области тени [4]:

$$\Delta n = \text{const } e^{-\frac{x}{l}}, \quad (54.1)$$

где

$$l = \frac{1}{\frac{eE_0}{2kT} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{2kT}{eE_0 l_3} \right)^2} - 1 \right)}. \quad (54.2)$$

Легко видеть, что при слабом поле ($E_0 \ll 2 \frac{kT}{el_3}$)

$$l = l_3 = \sqrt{D\theta}. \quad (54.3)$$

В случае сильного поля ($E_0 \gg 2 \frac{kT}{el_3}$), разлагая корень в знаменателе (54.2) в ряд, получаем, пренебрегая малыми членами:

$$l = \frac{eE_0}{kT} l_3^2 = \frac{eE_0}{kT} D\theta = \frac{eE_0 D \epsilon}{4\pi k T \sigma_0} = l_E. \quad (54.4)$$

Величину l_E , выражаемую (54.4), мы будем именовать *эффективной длиной дрейфа* для монополярного случая. Из (54.4) видно, что, так же как и длина экранирования, длина дрейфа при прочих равных условиях больше для веществ с малой проводимостью.

Если ввести в рассмотрение величину «диффузионного» поля $E_{\text{дифф}} = \frac{kT}{e} / l_3$, то из (54.4) следует, что

$$\frac{l_E}{l_3} = \frac{E_0}{E_{\text{дифф}}}. \quad (54.5)$$

§ 55. О длине экранирования Дебая в плохо проводящих полупроводниках и диэлектриках

Из выражения (52.14) следует, что длина экранирования растет с уменьшением концентрации носителей n_0 и должна быть очень велика в изолирующих веществах. Так, из таблицы в § 52 видно, что для плохо проводящих полупроводников, например с $\sigma \sim 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, длина экрани-

рования уже должна достигать сантиметров. В этих условиях освещение, например, конца полупроводникового образца обычных размеров светом, вызывающим появление фотопроводимости, должно приводить (за счет диффузии носителей на расстояния $\sim l_3$) к заметному повышению проводимости у другого конца образца. Между тем при экспериментировании с плохо проводящими полупроводниками указанное явление не наблюдается и, следовательно, эффективный радиус экранирования по какой-то причине оказывается значительно меньшим, чем это следует из (52.14).

Можно показать, что эффект резкого уменьшения длины экранирования должен иметь место в плохо проводящих полупроводниках при наличии ничтожнейших концентраций примесей, на которых могут сосредотачиваться в связанном состоянии заряды. Мы рассмотрим этот вопрос на примере «компенсирующей примеси»¹⁾.

Пусть зонная модель полупроводника отличается от рассмотренной в § 52 (рис. 156) наличием, кроме основных донорных уровней с концентрацией M , некоторого количества компенсирующих акцепторных уровней с концентрацией K , причем $K < M$ (рис. 158). Тогда K электронов перейдет с доноров на лежащие ниже компенсирующие акцепторы, и в результате при абсолютном нуле температуры на уровнях M будет находиться $M - K$ электронов и K дырок, т. е. они будут заполнены электронами лишь частично.

Расчет, аналогичный приведенному в § 52, на котором мы не будем останавливаться, приводит к следующему выражению для l_3 в этом случае:

$$l_3 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 n_j} \frac{(n_0 + N_{cM})}{(2n_0 + N_{cM} + K)}}. \quad (55.1)$$

¹⁾ То есть примеси акцепторов в электронном полупроводнике или доноров в дырочном.

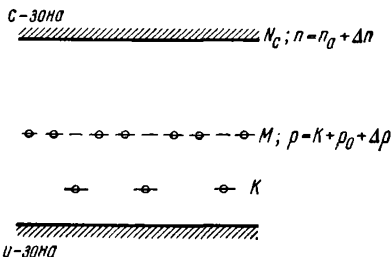


Рис. 158. Схема при наличии компенсирующей примеси.

При отсутствии компенсирующей примеси ($K = 0$)

$$l_0 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 n_0} \frac{n_0 + N_{cM}}{2n_0 + N_{cM}}}, \quad (55.2)$$

т. е., по существу, совпадает с выражением (52.14) (которое получено для случая $n_0 \gg N_{cM}$).

Оценим величину множителя $\frac{n_0 + N_{cM}}{2n_0 + N_{cM} + K}$ под корнем в (55.1) при наличии компенсирующей примеси. Если, например, уровень Ферми расположен выше уровней M , то $N_{cM} \ll n_0$ и рассматриваемый множитель превращается в

$$\frac{n_0}{2n_0 + K}. \quad (55.3)$$

Для хорошо проводящих полупроводников с $n_0 \gg K$ множитель (55.3) превращается в $1/2$ и получаем, что l_0 определяется (52.14), т. е. наличие компенсирующей примеси не влияет на l_0 . Однако для плохо проводящих полупроводников с $n_0 \ll K$ множитель (55.3) превращается в $\frac{n_0}{K}$ и для l_0 имеем

$$l_0 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 K}}. \quad (55.4)$$

т. е. место n_0 в выражении для l_0 заняло K .

Если величину K сопоставлять с концентрацией присутствующих в полупроводнике случайных неконтролируемых примесей и принять, например, что

$$K = 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{)},$$

то видно (см. рис. 159 и таблицу § 52, столбец 4), что с уменьшением σ_0 уже для полупроводников с $\sigma_0 < < 10^{-5} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ($n_0 < 10^{12} \text{ см}^{-3}$) величина l_0 сохраняет постоянное значение, составляющее несколько микрон.

1) 10^{12} см^{-3} или $10^{-8}\%$ соответствует содержанию случайных примесей в полупроводниках, технология очистки которых наиболее разработана (германий, кремний). В других и, в частности, во многих широко исследуемых плохо проводящих полупроводниках (CdS , Sb_2S_3 и т. п.) концентрация неконтролируемых примесей и дефектов, вероятно, намного превосходит величину 10^{12} см^{-3} .

Следовательно, например, для полупроводников с $\sigma \sim 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ наличие компенсирующей примеси с ничтожной концентрацией $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ уменьшает длину экранирования в $\sim 10^3$ раз¹⁾.

Мы рассмотрели влияние компенсирующей примеси на l_D для сравнительно частной модели, когда компенсирующие акцепторные примеси расположены ниже основных донорных

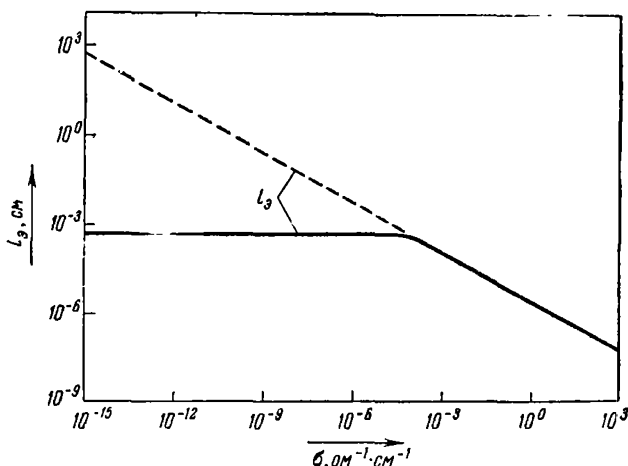


Рис. 159. Зависимость длины экранирования от проводимости (концентрации).

Сплошная кривая при наличии компенсирующей примеси, пунктирная — без нее.

уровней M . Однако нетрудно видеть, что основные результаты не претерпят сколько-нибудь существенного изменения и при казалось бы существенной вариации модели. Действительно, если, например, уровни K будут расположены выше уровней M ²⁾, то это по-прежнему будет соответствовать

1) Физический смысл такого влияния компенсирующей примеси состоит в том, что «уравновешивающий» диффузию объемный заряд при наличии компенсирующей примеси частично локализуется на уровнях этой примеси. Если концентрация таких уровней значительно превышает концентрацию свободных носителей, то длина экранирования резко уменьшается.

2) То есть, по существу, явятся уровнями прилипания.

тому, что часть уровней окажется свободной от электронов. В этих условиях и при слабом заполнении уровней прилипания K , как можно показать, радиус экранирования равен [2]

$$l_0 = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi e^2 n_0 (1 + K/N_{cK})} \cdot \frac{n_0 + N_{cM}}{2n_0 + N_{cM}}}. \quad (55.5)$$

Отметим также, что рассмотренный эффект уменьшения l_0 при наличии компенсирующей примеси характерен не только для случаев примесного возбуждения (примесной фотопроводимости). Действительно, монополярная собственная фотопроводимость объясняется обычно тем, что, хотя свет образует равное число электронов и дырок, носители одного сорта быстро захватываются ловушками. Нетрудно видеть, что этот случай эквивалентен фотоионизации ловушек с переводом носителей другого сорта в зону, т. е. эквивалентен рассмотренному случаю примесного возбуждения.

Учитывая все сказанное, следует, по-видимому, считать, что во многих (если не во всех) исследуемых плохо проводящих полупроводниках и диэлектриках эффект уменьшения длины экранирования из-за наличия компенсирующих примесей играет определяющую роль.

§ 56. О так называемом «вторичном» и сквозном фототоках в полупроводниках

А. Введение

Несомненный ущерб исследованию внутренней ионизации в полупроводниках приносит отсутствие рациональной терминологии и продолжающееся широкое использование (даже в самых последних статьях и монографиях) устаревших понятий о так называемом «первичном» и «вторичном» фототоках.

Исследуя внутренний фотоэффект в изолирующих кристаллах, Гудден и Поль [1] обнаружили, что фототок в этих кристаллах возрастает во времени от некоторого постоянного начального значения.

Начальный фототок был назван ими «первичным». Дальнейшее возрастание фототока Гудден и Поль связывали с побочными процессами, не относящимися прямо к основному

явлению. Возрастающая во времени разность между измеряемым фототоком и его начальным значением была названа ими «вторичным» фототоком.

Обстоятельства сложились так, что эта терминология, предложенная Гудденом и Полем еще в начале 20-х годов на основании чрезвычайно плодотворных и важных исследований фотоэлектрических свойств отдельных изолирующих веществ, была в дальнейшем механически распространена на все фотоэлектрические явления в любых веществах. Понятия о первичном и вторичном фототоках, чисто феноменологическое определение которых дано в работах Гуддена и Поля, приводятся в учебниках в качестве универсальных и широко используются при описании новых фактов, в том числе и обнаруживаемых при исследовании электронных полупроводников, для которых, например, понятие о вторичном фототоке, как будет показано, вообще лишено какого-либо смысла.

В течение многих лет, прошедших после опубликования работы Гуддена и Поля, вопрос о природе вторичного фототока неоднократно обсуждался в печати ¹⁾. Было предложено большое количество возможных механизмов для его истолкования, которые, однако, не нашли общего признания. Положение изменилось лишь в последние годы, когда в ряде работ было высказано мнение о том, что вторичный фототок связан с возможностью поступления носителей тока из электродов в кристалл и, следовательно, является не чем иным, как «сквозным» фототоком ²⁾, обычно наблюдаемым в полупроводниках.

Можно, однако, показать, что такое отождествление вторичного и сквозного фототоков является ошибочным.

В настоящем параграфе на примере полупроводника с монополярной проводимостью анализируются понятия о первичном и вторичном фототоках, показывается нерациональность

¹⁾ Гудден и Поля связывали вторичный фототок с электролитическими процессами. В дальнейшем, однако, произошла трансформация смысла этого термина и он стал использоваться и при описании заведомо электронных процессов.

²⁾ «Сквозной» ток осуществляется в условиях, когда имеется диффузионное равновесие между кристаллом и электродами и носители тока из электродов могут входить в кристалл. Подробное определение термина «сквозной» фототок приводится в п. Б.

их использования для описания фотоэлектрических явлений в полупроводниках и дается краткое описание более рациональной (как нам кажется) терминологии.

Б. О кинетике фототока

Рассмотрим некоторые общие соображения о кинетике фототока [6]. Если полупроводниковый образец, включенный, например, в схему рис. 160, с определенного момента времени начинает освещаться постоянным световым потоком, то возникающий в результате ионизации релаксационный процесс перехода к новому стационарному значению концентрации носителей заряда и величины тока определяется в общем случае двумя процессами:

1) изменением концентрации за счет переходов электронов в «пространстве» энергий, т. е. при ионизации и рекомбинации¹⁾);
2) изменением состояния за счет движения носителей в пространстве координат, т. е. в результате диффузии и дрейфа в электрическом поле²⁾).

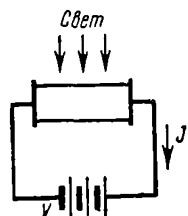


Рис. 160. Схема включения образца.

Оба процесса протекают одновременно и взаимосвязанно. Однако оценка влияния каждого из них на эффективное время релаксации всего процесса все же может быть произведена на основании рассмотрения собственных времен каждого из этих процессов.

Собственное время установления рекомбинационного равновесия (т. е. равновесия в процессе ионизация-рекомбинация) τ , именуемое релаксационным временем жизни носителей заряда, связано с темпом рекомбинации. Время установления диффузионно-дрейфового равновесия определяется проводимостью σ и диэлектрической постоянной ϵ ; в простейшем случае оно выражается через эти величины в виде (см. § 53)

$$\theta = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}. \quad (56.1)$$

¹⁾ Имеются в виду все процессы рекомбинационного характера (в том числе и прилипание).

²⁾ При равномерном освещении всей площади образца между электродами имеется в виду диффузия носителей в электроды.

Если одно из этих времен, θ или τ , значительно больше другого, то оно и определяет полное время релаксации всего процесса ¹⁾. Так, например, в веществах с малой проводимостью время установления диффузионно-дрейфового равновесия θ обычно превосходит время жизни τ и, следовательно, определяет полную длительность релаксационного процесса.

В этом случае ток, устанавливающийся по прошествии эффективного времени θ , одинаков во всех сечениях цепи (в том числе и в образце), изображенной на рис. 160, и поэтому имеет смысл именовать его «сквозным» током. Отметим, что в рассматриваемом случае $\theta \gg \tau$ понятие «сквозной» ток совпадает с понятием «стационарный» ток. Однако такое совпадение отсутствует в других случаях.

Так, если время жизни τ много больше времени установления диффузионно-дрейфового равновесия θ , то общая длительность релаксационного процесса определится временем τ , но на протяжении этого процесса в каждый момент времени ток в любом сечении цепи на рис. 160 будет одинаков.

Действительно, при $\tau \gg \theta$ каждой точке медленно устанавливающегося (τ велико) равновесия в процессе ионизация-рекомбинация соответствует быстро устанавливающийся (θ мало) одинаковый во всех сечениях (т. е. сквозной) ток. Этот одинаковый во всех сечениях сквозной ток изменяется во времени и через время τ достигает стационарного значения. Отсюда ясно, что, в то время как стационарный ток всегда является и сквозным, сквозной ток может быть и не стационарным.

Из сказанного следует также определение сквозного тока как тока, протекающего в таких условиях, когда его величина одинакова во всех сечениях цепи. Время установления диффузионно-дрейфового равновесия θ (которое является и временем установления сквозного тока) в той же мере характеризует процесс установления равновесия в пространстве

¹⁾ Следует подчеркнуть, что речь идет именно о *полном* времени релаксации. При этом возможны ситуации, когда главная часть фототока релаксирует за время, соответствующее *меньшему* из времен релаксации, и затем «остаток» фототока длительно релаксирует в течение времени, определяемого большим из времен релаксации.

координат, в какой время жизни характеризует его в пространстве энергий.

Процесс установления диффузионно-дрейфового равновесия или сквозного тока имеет простой смысл и, например, для случая $\theta \gg \tau$ во многом аналогичен процессам, возникающим в электрических цепях при резком изменении параметров (сопротивлений, емкостей, напряжений) элементов цепи. Такие процессы хорошо изучены в электротехнике и именуются переходными процессами.

В связи с этим представляется целесообразным процессы и фототок, имеющие место до того, как установится диффузионно-дрейфовое равновесие, именовать соответственно «переходными» процессами и «переходным» фототоком¹⁾.

Итак, установление равновесия в пространстве координат сводится к тому, что переходный ток превращается в сквозной.

В. О так называемом «первичном» фототоке

Нетрудно видеть, что переходный ток (точнее, его начальная стадия) соответствует по терминологии, введенной ранее Гудденом и Полем, так называемому «первичному» току.

Действительно, главное предположение, которое делается Гудденом и Полем при описании механизма первичного тока, это предположение о неучастии носителей тока из электродов в его формировании. Первичный ток в замкнутой цепи, показанной на рис. 160, связан только с движением зарядов, непосредственно освобожденных в результате ионизации в образце²⁾.

С другой стороны, переходный ток в цепи на рис. 160 на начальной стадии также формируется только за счет движения носителей в образце, непосредственно освобожденных при ионизации. Это видно из рассмотрения рис. 161.

¹⁾ Токи в различных сечениях образца во время переходного процесса неодинаковы. Под величиной переходного тока мы будем понимать величину тока в металлических проводниках внешней по отношению к образцу цепи на рис. 160.

²⁾ Явление протекает вполне аналогично тому, что происходило бы, если бы кристалл был заменен ионизованным газом, заключенным между *холодными* металлическими электродами.

Допустим, имеется полупроводник между двумя металлическими электродами, и предположим, что в темноте на границах отсутствуют запирающие и антизапирающие слои (нейтральный контакт) (рис. 161, а). Будем считать также, что носителями как темнового тока, так и фототока являются, например, электроны ¹⁾ (поэтому валентная зона на рисунке не изображена). Наконец, предположим, что время жизни τ много меньше времени установления диффузионно-дрейфового равновесия θ .

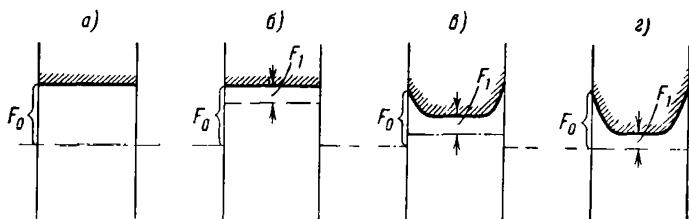


Рис. 161. Изменение энергетической схемы в процессе установления сквозного тока.

а) до освещения; б) сразу после освещения; рекомбинационное равновесие установилось, диффузионное отсутствует; в) диффузионное равновесие установилось частично; г) диффузионное равновесие установилось полностью.

Если в этих условиях с некоторого момента времени начать освещать кристалл, то весьма быстро (τ мало) в верхней зоне установится новая, повышенная концентрация носителей тока, или, иными словами, квазиуровень Ферми для электронов переместится ближе к зоне проводимости (рис. 161, б).

Появление разрыва между уровнем Ферми в металле и квазиуровнем Ферми в полупроводнике, равносильное изменению разности контактных потенциалов между металлом и полупроводником, приводит к диффузии электронов из полупроводника в металлические электроды. Если к тому же кристаллу приложено электрическое поле, то в нем возникает направленное движение (ток) фотоэлектронов от катода

¹⁾ Темновых дырок мало, а дырки, появляющиеся при ионизации, весьма быстро захватываются. Сформулированные условия совпадают с условиями, принятыми Моттом и Герни при рассмотрении ими вопроса о вторичном фототоке [3].

к аноду. Однако легко видеть, что пока не установилось диффузионное равновесие (рис. 161, б), электроны в полупроводнике, уходящие от катода, не замещаются электронами из катода. Это связано с тем, что, в то время как ток в полупроводнике определяется возросшей в результате ос-
вещения концентрацией электронов, ток через границу металл — полупроводник у катода определяется прежними условиями, существовавшими в темноте (число электронов в полупроводнике, уходящих в направлении от катода, больше, чем их число, входящее из катода в полупроводник, так как первое определяется малым энергетическим расстоянием от края зоны до квазиуровня Ферми в полупроводнике F_1 , а второе — большим расстоянием до уровня Ферми в металле F_0). Следовательно, пока не установилось диффузионно-дрейфовое равновесие, носители, входящие из электродов, не играют существенной роли и явление может быть описано с помощью модели, использованной Гудденом и Полем при истолковании первичного тока, в которой отсутствует обмен носителями тока между кристаллом и электродами ¹⁾.

По мере установления диффузионно-дрейфового равновесия квазиуровень Ферми в полупроводнике снижается (рис. 161, в), относительная роль носителей, входящих в кристалл из катода, возрастает и основное условие «первичности» тока все более нарушается ²⁾.

Следовательно, так называемый «первичный» ток — это, по нашей терминологии, не что иное, как начальная стадия переходного тока ³⁾. По прошествии эффективного времени θ

¹⁾ Легко видеть, что в указанных условиях фототок с ростом поля должен стремиться к насыщению, что также типично для первичного фототока.

²⁾ Если к образцу приложено напряжение, то установление диффузионного равновесия между электродами и образцом сопровождается перераспределением приложенного напряжения между средней и приэлектродными областями образца: поле в приэлектродных частях образца возрастает, а в средней части уменьшается. Этот процесс установления дрейфового равновесия и приводит в конечном счете к формированию сквозного тока. Мы здесь не будем останавливаться на этом вопросе более подробно.

³⁾ Более поздние стадии переходного тока характеризуются, как уже указывалось, возрастающей ролью электронов, входящих в кристалл из электрода, и поэтому не могут, строго говоря, отождествляться с первичным током.

устанавливается сквозной ток, равный для всех точек последовательной цепи на рис. 160. После этого число электронов в полупроводнике, уходящих в направлении от катода, точно равно их числу, поступающему в полупроводник из катода (рис. 161, 2). В этом смысле сквозной и первичный токи являются двумя противоположными крайностями.

Итак, из сказанного ясно, что, когда установление равновесия в пространстве энергий происходит достаточно быстро (τ мало), релаксационный процесс, возникающий при освещении, сводится к тому, что переходный ток переходит в сквозной. Этим исчерпывается процесс установления равновесия в пространстве координат.

Г. О так называемом «вторичном» фототоке

Выше подчеркивалась ошибочность отождествления вторичного и сквозного фототоков.

Для того чтобы показать это, остановимся более подробно на определении вторичного фототока по Гуддену и Полю.

В опытах Гуддена и Поля было показано, что зависимость от времени количества электричества, прошедшего через кристалл цинковой обманки ZnS при его освещении, линейна лишь при малых временах освещения. При более продолжительном освещении количество протекшего через кристалл заряда начинает расти со временем быстрее. Отсюда было сделано заключение о том, что в результате накопления каких-то изменений в кристалле, связанных с прохождением фототока, происходит общее возрастание темновой проводимости кристалла. Часть тока, связанная с этой *возрастающей со временем* проводимостью, была названа Гудденом и Полем вторичным фототоком. Кривые для зависимости количества электричества Q от времени Гудден и Поль аппроксимируют параболической функцией

$$Q = at + bt^2, \quad (56.2)$$

где a и b — постоянные.

Продифференцировав (56.2) по t , получаем соотношение для токов

$$J = a + 2bt, \quad (56.3)$$

где J — полный измеряемый ток, $a = J_p$ — первичный фототок, $2bt = J_s$ — вторичный фототок.

Итак, согласно определению Гуддена и Поля, вторичный фототок J_s возрастает со временем. Следовательно, и полный ток, измеряемый на опыте,

$$J = J_p + J_s \quad (56.4)$$

должен расти во времени.

Если отождествлять вторичный фототок ¹⁾ со сквозным, то, поскольку у Гуддена и Поля при переходе от первичного ко вторичному фототоку имеет место возрастание тока, текущего через кристалл, сквозной фототок также должен превышать первичный. Между тем это не так. Легко показать, что если не вводить каких-либо специальных предположений (например, не рассматривать запорных слоев на контактах, изменения F_0 с освещением, очень сильных полей и т. п.), то фототок, возникающий сразу вслед за освещением, может в результате установления диффузионного равновесия с электродами только уменьшаться ²⁾.

Чтобы показать это, рассмотрим процесс изменения во времени тока в цепи, показанной на рис. 160 при освещении всей площади образца между электродами, образующими контакт, нейтральный в темноте (при предположении, что $\tau \ll \theta$). Тогда почти сразу после освещения (через время τ , т. е. практически при $t = 0$) в образце устанавливается некоторое повышенное значение концентрации носителей тока. В результате в этот первый момент в цепи появится добавка тока (фототок), равная

$$\Delta J_n = \frac{eN}{L} \mu E, \quad (56.5)$$

где e — заряд электрона, N — общее число носителей фототока, существующих в образце при действии света, L — длина кристалла, μ — подвижность носителей, E — напряженность

¹⁾ Здесь и далее мы, как это делается часто, по сути дела, под вторичным фототоком будем подразумевать полный фототок, что, строго говоря, справедливо лишь в условиях, когда $J_s \gg J_p$.

²⁾ Имеется в виду случай $\tau \ll \theta$, осуществлявшийся в опытах Гуддена и Поля. Под фототоком, возникающим сразу вслед за освещением, подразумевается фототок после установления рекомбинационного равновесия, т. е. через время τ после включения освещения.

электрического поля ($E = \frac{V}{L}$). Однако освещение нарушает равновесие, существовавшее на границах образец — электрод в темноте.

Повышение концентрации носителей в образце приводит к их диффузии в электроды (см. п. В) и к снижению края зоны проводимости в глубине образца (см. рис. 161). Этот процесс подробно описан Моттом и Герни. Однако, вопреки впечатлению, которое может создаться из рассуждений Мотта и Герни, такой процесс способен приводить лишь к снижению фототока по сравнению с его значением в первый момент [см. (56.5)].

Действительно, «запорные слои», возникающие вблизи электродов из-за диффузии электронов в электрод и опускания края зоны в глубине полупроводника, уменьшают начальный фототок ¹⁾.

После установления диффузионного равновесия (рис. 161, 2) образец состоит из трех последовательно включенных участков: двух запорных слоев с проводимостью, приблизительно равной проводимости до освещения (эффективную толщину запорного слоя мы обозначим через l_3), и среднего участка образца длиной $L - 2l_3$ с проводимостью, соответствующей освещению.

Разумеется, из-за наличия запорных слоев добавка тока в этом случае (т. е. сквозной фототок) меньше, чем добавка в первый момент после освещения, определяемая из (56.5).

Отсюда следует, что отождествление так называемого «вторичного» фототока, наблюдавшегося Гудденом и Полем на ZnS , который (и это важнейшая его особенность!) *превышал* первичный фототок, со сквозным фототоком, величина которого *меньше* первичного, является недоразумением ²⁾.

¹⁾ Толщина этих запорных слоев обычно достаточно велика, чтобы не учитывать туннельный эффект и считать их с точки зрения прохождения тока последовательно включенными по отношению к основной толще образца сопротивлениями.

²⁾ Необходимо подчеркнуть, что этот вывод делается на основании рассмотрения именно той обычной модели (рис. 161), которая используется авторами, отождествляющими сквозной и вторичный токи. Несомненно, возможны модели, которые могут привести к превышению сквозного тока над первичным, однако в силу сказанного это не противоречит сделанному выводу.

Для термина «вторичный» фототок, вообще, не остается места при описании типичных процессов в полупроводниках. Это следует особенно подчеркнуть, ибо часто указывается, что именно в полупроводниках фототок имеет так называемую «вторичную природу».

Д. Некоторые вопросы терминологии

К настоящему времени возникла настоятельная необходимость в отказе от старой терминологии.

При этом можно было бы либо ввести новые понятия, правильно характеризующие фотоэлектрические явления с точки зрения современного уровня знаний, либо пытаться в корне изменить смысл и определение старых терминов: «первичный» и «вторичный» фототок.

Второй путь неприемлем и в первую очередь в связи с тем, что, например, термин «вторичный» фототок использовался для обозначения многих и разнообразных явлений, и его сохранение способно привести лишь к путанице. Если идти по первому пути, то при введении новой терминологии следует предусмотреть возможность отдельного описания кинетики процессов в пространстве координат и энергий, т. е., иными словами, кинетики процессов установления диффузионно-дрейфового и рекомбинационного равновесия.

В п. А уже была приведена терминология для описания кинетики установления диффузионно-дрейфового равновесия. Она включает понятия о переходном фототоке, характерном для отсутствия диффузионно-дрейфового равновесия, и о сквозном фототоке, текущем при наличии такого равновесия.

Для описания кинетики фототока, связанной с установлением рекомбинационного равновесия, предлагается использовать термины «установившийся» фототок и «неустановившийся» фототок. Фототок, текущий в условиях, когда установилось рекомбинационное равновесие, следует именовать установившимся фототоком, а при отсутствии рекомбинационного равновесия — неустановившимся фототоком.

Из сказанного следует, что возможны четыре крайних случая, которые могут быть охарактеризованы с помощью предлагаемой терминологии.

Так, например, если образец в момент $t = 0$ начинает освещаться стационарным световым потоком, то в зависи-

мости от соотношения между временем t и собственными временами установления рекомбинационного и диффузионно-дрейфового равновесия τ и θ будут иметь место:

1) переходной неустановившийся фототок (при $\tau \cong \theta$ и $t < \tau$ и $t < \theta$);

2) переходной установившийся фототок (при $\tau \ll \theta$ и $\tau < t < \theta$);

3) сквозной неустановившийся фототок (при $\tau \gg \theta$ и $\tau > t > \theta$);

4) сквозной установившийся (или, иначе, стационарный) фототок (при $\tau \cong \theta$ и $t > \tau$ и $t > \theta$).

Для полупроводников, для которых проводимость сравнительно велика и, следовательно, θ мало, в течение релаксационного процесса чаще всего имеет место сквозной неустановившийся фототок¹⁾, а для плохо проводящих полупроводников и изоляторов, напротив, переходной установившийся фототок.

¹⁾ Это позволяет на основании изучения кинетики фототока в полупроводниках определять время жизни носителей фототока и другие важные параметры, используя методы комплексного исследования фотопроводимости (см. гл. 3).

ГЛАВА 13

ДИФФУЗИЯ И ДРЕЙФ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА (БИПОЛЯРНЫЙ СЛУЧАЙ)

В тех проводниках, где есть свободные заряды, всякое нарушение нейтральности, т. е. появление нескомпенсированных объемных зарядов и электрических полей, приводит к появлению токов, направленных так, чтобы восстановить нейтральность.

В рассмотренном в гл. 12 случае неравномерного освещения полупроводника с монополярной проводимостью ток диффузии приводил к нарушению нейтральности и появлению объемного заряда и поля. Это поле было направлено так, чтобы препятствовать диффузии и дальнейшему увеличению отклонения от нейтральности. В результате нейтральность нарушалась лишь в небольшой области, определяемой длиной экранирования. На ту же небольшую область распространялась и диффузия. Иными словами, носители тока не могут существенно смещаться при диффузии в случае монополярной проводимости из-за электростатических сил притяжения к неподвижным зарядам противоположного знака.

Иные условия имеют место при наличии носителей тока двух знаков. В этом случае диффузия носителей одного знака приводит из-за «стремления» к нейтральности к движению носителей противоположного знака (которые в монополярном случае были неподвижны) в таких направлениях, чтобы скомпенсировать возникающий объемный заряд.

Таким образом, диффундирующие носители вовлекают в процесс диффузии и носители противоположного знака (которые в монополярном случае «сдерживали» диффузию).

В этих условиях так называемой «биполярной» диффузии она может распространяться на значительные расстояния,

определяемые временами жизни свободных носителей и их подвижностями и не связанными с длиной экранирования. Настоящая глава посвящена рассмотрению диффузии и дрейфа в указанных условиях.

§ 57. Диффузия и дрейф неосновных носителей тока

Особый интерес по причинам, которые будут ясны из дальнейшего, представляет диффузия и дрейф неосновных носителей тока.

Рассмотрим следующий пример. Пусть в некоторую область полупроводника с дырочной проводимостью вводятся каким-либо способом электроны (которые оказываются в этом случае неосновными носителями). Тогда возникающее отступление от нейтральности в этой области может ликвидироваться двумя путями: 1) за счет «выталкивания» из рассматриваемой области носителей того же знака (т. е. электронов), 2) за счет «втягивания» в эту область носителей противоположного знака (дырок). Поскольку дырок в рассматриваемом случае значительно больше, чем электронов, то очевидно, что нейтральность восстанавливается преимущественно вторым путем. Из сказанного следует, что диффузия или дрейф неосновных носителей будет происходить в условиях, когда заряд неосновных носителей (где бы они ни появились) быстро компенсируется таким перераспределением заряда основных носителей, при котором последние входят в область, где есть избыточные неосновные носители. Очевидно, что для полной компенсации число таких добавочных основных носителей должно быть равным числу избыточных неосновных. Оказывается, при достаточно большой концентрации основных носителей их перераспределение и восстановление нейтральности будут происходить очень легко и за весьма малое время¹⁾. При этом, как можно показать, диффузия неосновных носителей практически не затрудняется этим перераспределением и возникновением препятствующих ей электрических полей, т. е. происходит как диффузия незаряженных частиц, подвижность и коэффициент диффузии которых сохраняются неизменными (см. § 62).

¹⁾ Это время определяется величиной $\theta = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ (см. § 53).

В электрическом поле неосновные носители ведут себя весьма своеобразно: они дрейфуют в поле как заряженные частицы, однако не создают объемного заряда в тех областях, где они появляются (из-за быстрого перераспределения основных носителей) и, следовательно, не влияют на характер электрического поля, которое полностью определяется внешними условиями [10].

Генерация неосновных носителей может быть осуществлена не только с помощью внутренней ионизации (например, светом), но и инъекцией их с выпрямляющего контакта, включенного в пропускном направлении. Такая инъекция приводит к появлению в образце, кроме неосновных носителей, равного им количества основных носителей, обеспечивающих нейтральность. Таким образом, в результате инъекции проводимость в образце повышается.

Напротив, при пропускании тока через образец с невыпрямляющими контактами, что связано с поступлением в образец *основных носителей*, их общая концентрация в нем не возрастает. Это связано с тем, что для осуществления нейтральности из образца выходит столько же основных носителей, сколько вошло. Таким образом, в противоположность инъекции неосновных носителей введение в образец основных не может привести к повышению проводимости в нем.

Особенности поведения неосновных носителей, как будет показано ниже, позволяют использовать изучение их диффузии и дрейфа в качестве весьма совершенного и точного метода определения времени жизни и подвижности носителей тока.

Рассмотрим количественно вопрос о диффузии и дрейфе неосновных носителей тока на примере, аналогичном описанному для монополярного случая в § 52.

Допустим, что имеется достаточно длинный образец полупроводника (рис. 162), часть которого от $x = 0$ до $x = -L$ равномерно освещается светом, повышающим концентрацию неосновных носителей тока в этой области¹⁾. В дальнейшем

¹⁾ В противоположность случаю, описанному в § 52, мы считаем здесь, что образец освещается световой «полоской», как это чаще всего имеет место при исследовании диффузии и дрейфа неосновных носителей. Кроме того, предполагается, что свет слабо поглощается, так что интенсивность генерации неосновных носителей практически не меняется с глубиной.

будем предполагать, что концентрация неосновных носителей Δn мала по сравнению с концентрацией основных и что их время жизни τ всюду одинаково.

Неосновные носители могут диффундировать и дрейфовать в области тени I и II вдоль оси x (ограничимся рассмотрением одномерного случая). Концентрация неосновных

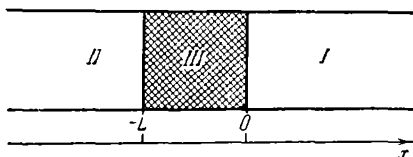


Рис. 162. Схема освещения образца.

Заштрихованная область III освещается, области I и II находятся в темноте.

носителей Δn (аналогично тому, как это сделано в задаче, рассмотренной в § 52) может быть определена в результате решения уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = k\beta I - \frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}, \quad (57.1)$$

$$j = eD \frac{\partial}{\partial x} \Delta n + e\mu_n n E. \quad (57.2)$$

Здесь член $k\beta I$ определяет число неосновных носителей, освобожденных в результате действия света, интенсивность которого равна I (k — коэффициент поглощения, β — «выход» внутреннего фотозффекта), член $\frac{\Delta n}{\tau}$ учитывает рекомбинацию неосновных носителей, а член $\frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}$ — дивергенцию потока неосновных носителей (j — плотность тока неосновных носителей).

Поскольку рассматривается вопрос о диффузии и дрейфе неосновных носителей тока, объемный заряд которых компенсируется соответствующим перераспределением концентрации основных носителей тока, поле E постоянно и равно полю, приложенному к образцу.

Найдем в стационарном случае ($\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$) распределение концентрации неосновных носителей вдоль оси x .

Продифференцировав (57.2) по x и подставив $\frac{\partial J}{\partial x}$ в (57.1), получаем

$$D \frac{d^2}{dx^2} \Delta n + \mu E \frac{d}{dx} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} = -\beta k l. \quad (57.3)$$

Поделив обе части уравнения на D ($D \neq 0$) и введя обозначения

$$\left. \begin{aligned} l_D &= \sqrt{D\tau}, \\ l_E &= \tau \mu E, \end{aligned} \right\} \quad (57.4)$$

получаем окончательно

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n + \frac{l_E}{l_D^2} \cdot \frac{d}{dx} \Delta n - \frac{\Delta n}{l_D^2} = -\frac{\tau \beta k l}{l_D^2}. \quad (57.5)$$

(Для областей I и II имеем $l = 0$.) Это уравнение отличается от (52.15) наличием члена с первой производной, который, однако, пропадает при $E = 0$. Решая это уравнение аналогично тому, как это было сделано для (52.15), и учитывая граничные условия: равенство нулю концентрации неосновных носителей при $x \rightarrow +\infty$ и $x \rightarrow -\infty$, а также условия конечности и непрерывности потока частиц на границах областей при $x = 0$ и $x = -L$, получаем [4, 11]:

для области I ($+\infty \geq x \geq 0$)

$$\Delta n = \tau \beta k l \frac{l_1}{l_1 + l_2} \left(1 - e^{-\frac{x}{l_1}}\right) e^{-\frac{x}{l_1}} = \text{const } e^{-\frac{x}{l_1}}, \quad (57.6)$$

для области II ($-\infty \leq x \leq -L$)

$$\Delta n = \tau \beta k l \frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(e^{\frac{x}{l_2}} - 1\right) e^{\frac{x}{l_2}} = \text{const } e^{\frac{x}{l_2}}, \quad (57.7)$$

для области III ($-L \leq x \leq 0$)

$$\Delta n = \tau \beta k l \frac{1}{l_1 + l_2} \left[l_1 \left(1 - e^{-\frac{L+x}{l_1}}\right) + l_2 \left(1 - e^{\frac{x}{l_2}}\right) \right], \quad (57.8)$$

где

$$l_1 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} - l_E}, \quad (57.9)$$

$$l_2 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} + l_E}. \quad (57.10)$$

Таким образом, в областях тени (I и II) концентрация неосновных носителей спадает по экспоненциальному закону, причем спадание в e раз происходит на длине l_1 и l_2 соответственно. Величины l_1 и l_2 играют роль «постоянных смещения» в условиях, когда диффузия происходит при наличии электрического поля, т. е. в условиях одновременных диффузии и дрейфа.

В отсутствие поля (т. е. при $l_E = \mu\tau E = 0$), когда имеет место только диффузия, из (57.9) и (57.10) получаем

$$l_1 = l_2 = l_D = \sqrt{D\tau}. \quad (57.11)$$

Таким образом, введенная выше величина $l_D = \sqrt{D\tau}$ имеет смысл *эффективной длины диффузионного смещения*, т. е. длины, на которую при диффузии в среднем смещаются носители тока за время жизни.

Длина диффузионного смещения для случая биполярной диффузии в некотором смысле играет ту же роль, что и длина экранирования для монополярной диффузии, определяя эффективную область, на которую распространяется диффузия. Предполагая справедливость соотношения Эйнштейна $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$, можно переписать (57.11) в виде

$$l_D = \sqrt{\frac{kT}{e} \mu\tau}. \quad (57.12)$$

Рассмотрим противоположный крайний случай достаточно сильного поля, когда в движении носителей определяющую роль играет дрейф в поле, а вклад диффузии невелик, т. е.

$$l_E \gg l_D. \quad (57.13)$$

Если переписать (57.9) и (57.10) в виде

$$l_1 = \frac{2l_D^2}{l_E} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{l_D^2}{l_E^2} - 1}}, \quad (57.14)$$

$$l_2 = \frac{2l_D}{l_E} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{l_D^2}{l_E^2} + 1}}, \quad (57.15)$$

то, разложив в ряд корень в знаменателе, учитывая (57.13), получаем

$$l_1 \cong l_E = \tau \mu E, \quad (57.16)$$

$$l_2 \cong \frac{l_D^2}{l_E} = \frac{D}{\mu} \cdot \frac{1}{E} \quad (57.17)$$

или, с учетом соотношения Эйнштейна,

$$l_2 = \frac{kT}{e} \frac{1}{E}. \quad (57.18)$$

Из сопоставления (57.16) и (57.17) видно, что в то время, как в области *I*, куда поле «затягивает» неосновные носители, с ростом поля они распространяются на все больший объем, в области *III*, напротив, с ростом поля этот объем уменьшается. Носители тока «поджимаются» к границе света и тени; занимаемый ими объем всегда меньше, чем в отсутствие поля при наличии только диффузии.

На рис. 163 изображено распределение неосновных носителей в отсутствие поля, а на рис. 164 *a* и *б* — при наличии его. Из рис. 163 видно, что при отсутствии поля лишь

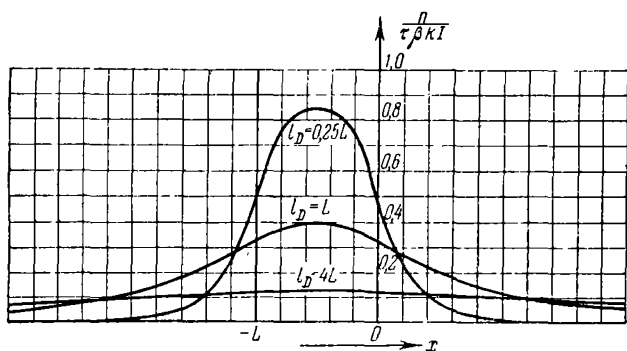


Рис. 163. Распределение концентрации в отсутствие поля.

при достаточно малых значениях l_D/L концентрация в освещенной области приближается к своему максимальному значению: в центре — $\tau \beta k I$, на границах — $\frac{\tau \beta k I}{2}$. Максимум концентрации при отсутствии поля находится в середине освещенной области.

Из рис. 164 следует, что с ростом поля максимум все больше смещается к одной из границ освещенной области, а его величина уменьшается; направление смещения максимума соответствует направлению дрейфа неосновных носителей тока.

Отметим, что в то время, как величина концентрации в области II (область сжимающего поля) с ростом поля падает монотонно, в области I (область тянущего поля) такая монотонная зависимость, как это видно из рисунков, отсутствует: для данного x с ростом тянущего поля концентрация вначале возрастает, а затем уменьшается. Следовательно, при включении поля, вызывающего дрейф неосновных носителей из области освещения в область тени I, несмотря на то, что общее количество носителей в области тени, в результате дрейфа, возрастает, их концентрация (особенно вблизи границы света и тени) может даже уменьшаться по сравнению с концентрацией при наличии только диффузии.

Выше рассматривался вопрос о распределении концентрации неосновных носителей в предположении, что в силу реализации условия нейтральности заряд неосновных носителей всегда компенсируется соответствующим перераспределением основных носителей. Это означает, что всюду, где существуют неравновесные неосновные носители, имеется равная им концентрация избыточных (неравновесных) основных носителей. Таким образом, изображенное на рисунках 163 и 164 распределение концентрации неосновных носителей с полным основанием может рассматриваться и как распределение неравновесных основных носителей.

Своеобразие поведения неосновных носителей, диффузия которых происходит как диффузия нейтральных частиц, а дрейф в электрическом поле — как дрейф заряженных частиц (не приводящий, однако, к появлению объемного заряда), позволяет использовать ряд эффективных методов исследования полупроводников и определения их важных параметров.

Мы ниже проиллюстрируем это, рассмотрим методы измерения времени жизни (длины диффузионного смещения), дрейфовой подвижности, а также результаты, полученные при экспериментальной проверке соотношения Эйнштейна для неравновесных носителей.

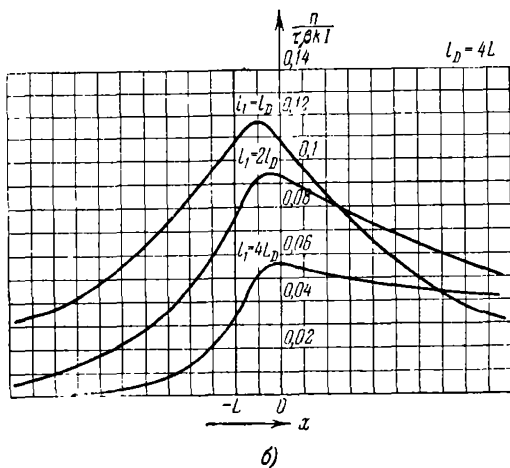
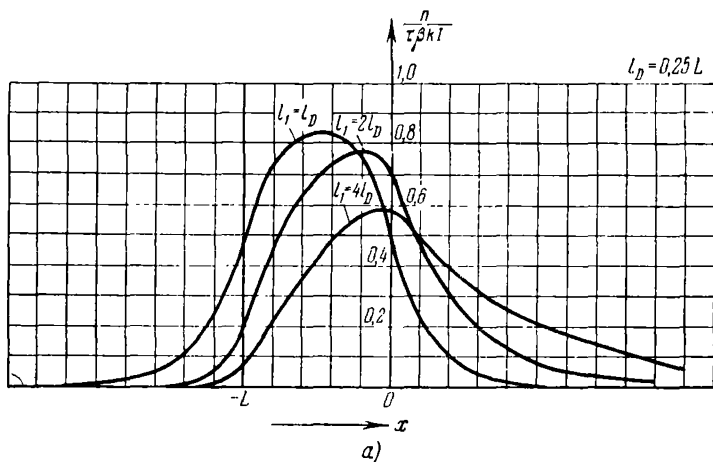


Рис. 164. Распределение концентрации при наличии поля.

§ 58. Метод экспериментального определения длины диффузионного смещения l_D и времени жизни неосновных носителей тока τ

Особенности диффузии неосновных носителей позволяют использовать метод определения их времени жизни, принципиально отличный от методов, рассмотренных нами ранее (по кривым релаксации и частотным зависимостям). Этот метод основан на том, что [как видно из (57.6), (57.7) и (5.11)] стационарное распределение концентрации неосновных неравновесных носителей в области тени является простой функцией (экспонентой) длины диффузионного смещения

$$l_D = \sqrt{\bar{D}\tau} = \sqrt{\frac{kT}{e} \mu \tau}. \text{ Следовательно, если бы каким-либо образом удалось экспериментально определить это распределение, то тем самым определился бы и параметр его } l_D, \text{ а также время жизни } \tau \text{ (если из независимых измерений известна подвижность } \mu).$$

Распределение концентрации можно было бы, казалось, найти, определяя зависимость от координаты проводимости, например, с помощью точечных зондов¹⁾. Однако этот метод сильно уступает другому, позволяющему непосредственно определять концентрацию неосновных неравновесных носителей в данной точке с помощью выпрямляющего контакта, установленного в этой точке. Действительно, известно, что приращение тока через $n-p$ -переход, включенный в запирающем направлении (или ЭДС на $n-p$ -переходе при малой концентрации неосновных неравновесных носителей), пропорционально концентрации этих носителей вблизи перехода (см. об этом подробнее в § 70).

У ряда полупроводниковых материалов $n-p$ -переход образуется на прижимном контакте металлического острия с поверхностью образца. Это позволяет для определения l_D и τ использовать следующий простой прием: поверхность образца освещается световой полоской с резкими краями

¹⁾ Известно, что электропроводность, измеряемая при использовании в качестве электродов проволочек с малой площадью контакта, определяется величиной электропроводности малых объемов образца, примыкающих непосредственно к остриям.

(рис. 165). На поверхности устанавливается острие (точечный зонд-коллектор), на которое подается напряжение в запирающем направлении. Ток через острие пропорционален, как уже указывалось, концентрации неосновных носителей в той точке, где оно установлено. Смещая острие вдоль образца, можно снять зависимость концентрации неосновных носителей от расстояния до границы света и тени — x . Однако проще

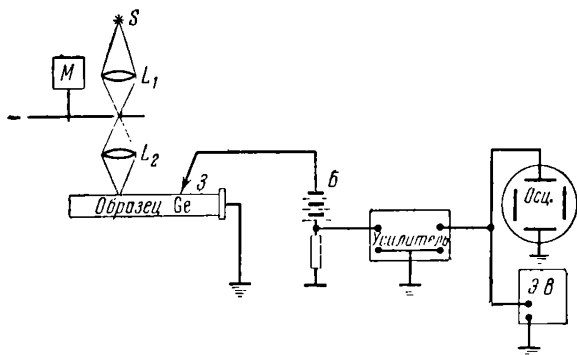


Рис. 165. Схема измерения длины диффузионного смещения.

Z — зонд-коллектор, B — батарея, создающая смещение в запирающем направлении, S — источник света, L_1 и L_2 — линзы, M — мотор модулятора.

смещать световой пучок относительно неподвижно установленного острия. Обычно световой пучок модулируется диском с отверстиями. Сигнал v , получаемый при этом в цепи острия, является переменным и может легко регистрироваться после усиления усилителем переменного тока. Этот сигнал пропорционален концентрации неравновесных неосновных носителей Δn . Но

$$\Delta n = \text{const } e^{-\frac{x}{l_D}}$$

и, следовательно,

$$\ln v \sim \ln \Delta n = \text{const} - \frac{x}{l_D}.$$

Таким образом, если откладывать результаты измерения на графике $\ln v$ от x , то должна получаться прямая, котан-

генс угла наклона которой равен l_D . Зная подвижность и температуру образца, можно также определить и τ :

$$\tau = \frac{e}{kT} \frac{l_D^2}{\mu}. \quad (58.1)$$

Указанный метод определения τ нашел широкое распространение для таких материалов, как германий и кремний, в которых величина диффузионного смещения достаточно велика (порядка 10^{-1} см), а также сравнительно легко образуются запорные слои на прижимном контакте с металлическим острием [3, 5, 7-5].

На рис. 166 приведена типичная кривая 1 для распределения носителей, полученная на германии. Зависимость $\ln \Delta n$ от x (кривая 2) хорошо представляется в виде прямой, что свидетельствует об экспоненциальной связи между Δn и x .

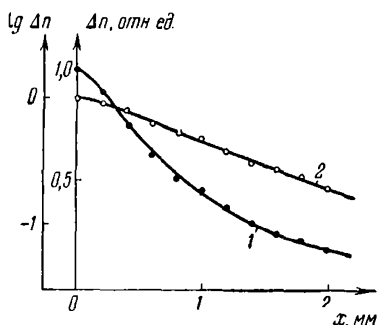


Рис. 166. 1 — зависимость концентрации неосновных носителей от расстояния до световой полоски; 2 — то же в полулогарифмическом масштабе.

§ 59. Прямой метод определения подвижности неосновных носителей тока

Казалось бы, наиболее непосредственный метод измерения подвижности носителей тока должен заключаться в следующем.

В некоторую точку a образца (рис. 167) каким-либо способом «вводятся» добавочные носители тока, которые, двигаясь во внешнем однородном электрическом поле, созданном в образце, через некоторое время достигают точки b и их приход в эту точку каким-то образом фиксируется. Зная расстояние L между точками a и b , величину поля в образце E и время t_0 прохождения носителей от a до b , можно определить подвижность по формуле

$$\mu = \frac{L}{t_0 E} = \frac{L^2}{t_0 V_{ab}}. \quad (59.1)$$

Однако этот наиболее прямой метод не мог быть использован пока не были изучены специфические особенности поведения неосновных носителей.

Действительно, «введение» *основных* носителей на контакте не приводит, как было отмечено выше, к повышению их концентрации в образце и, следовательно, не может быть зафиксировано в описываемом опыте. Если даже повысить концентрацию основных носителей в точке *a* с помощью

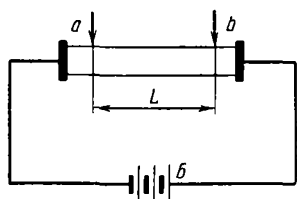


Рис. 167. Принципиальная схема измерения подвижности.

внутренней ионизации, то их дрейф в электрическом поле к точке *b* приведет к возникновению объемного заряда, препятствующего этому дрейфу и искажающего распределение поля в образце. Все это затрудняет измерения и, особенно, их интерпретацию.

В связи с этим единственным методом определения подвижности носителей тока в течение длительного времени являлся косвенный (по существу) метод одновременного измерения проводимости и постоянной Холла.

В последние годы, используя особенности движения неосновных носителей, оказалось возможным применить прямой метод измерения так называемой «дрейфовой» подвижности [2, 8]. При практическом осуществлении этого метода в точках *a* и *b* устанавливаются острия, образующие выпрямляющие контакты. К контакту в точке *a* прикладывается напряжение в пропускном направлении, что приводит к инжекции неосновных носителей в этой точке. Двигаясь в поле к точке *b*, неосновные носители не создают объемных зарядов и, следовательно (если их немного), не искажают распределения поля, создаваемого внешним источником. Контакт *b* включен в запирающем направлении и является индикатором неосновных носителей.

Принципиальная электрическая схема измерений изображена на рис. 168. Генератор прямоугольных импульсов (ГПИ-I) с большой скважностью (импульсное напряжение используется, чтобы исключить нагревание образца) создает в образце «тянущее» поле. Другой генератор весьма коротких импульсов (ГПИ-II), следующих с небольшой задержкой по отно-

шению к началу «тянущего» импульса (рис. 169), используется для инъекции носителей в точке *a*. Пакет «инжектированных» неосновных носителей, двигаясь в образце под

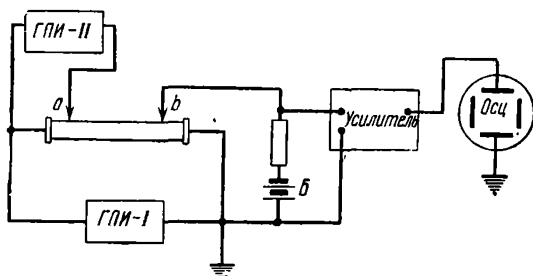


Рис. 168. Схема измерения «дрейфовой» подвижности.

действием тянущего поля, проходит мимо коллекторного эррия. Форма сигнала, наблюдаемого в цепи коллектора, схематически изображена на рис. 169, в.

Расстояние (во времени) между импульсом инъекции и импульсом, соответствующим выходу пакета к коллектору, определяет время t_0 , входящее в (59.1). Интересно отметить, что сигнал на коллекторе, соответствующий распределению носителей в пакете, имеет форму «размытого» колокола, иногда несимметричного. «Размывание» пакета связано с тем, что при дрейфе первоначально компактного пакета от точки *a* к точке *b* одновременно происходит диффузия неосновных носителей, что приводит к симметричному размыванию пакета.

Нарушение симметрии связано с модуляцией проводимости. Проводимость в той области, где находится пакет, больше,

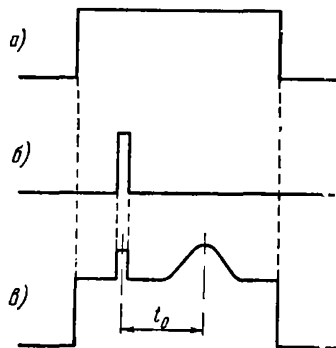


Рис. 169. Характер сигналов в схеме на рис. 168.

а) сигнал генератора ГПИ-1, б) сигнал генератора ГПИ-II, в) сигнал в цепи коллектора, наблюдаемый на экране осциллографа.

чем в других точках образца, за счет сосредоточенных в пакете неравновесных неосновных носителей и равного им числа равновесных носителей, обеспечивающих нейтральность.

Электрическое поле, распределяющееся обратно пропорционально проводимости, в области, где находится пакет, меньше, чем в соседних областях. Более того, оно различно и внутри пакета с «колоколообразным» распределением носителей, имея минимум в центре и возрастая по краям. Следовательно, центр пакета движется медленнее, чем его края, в результате чего передний край пакета при движении все больше растягивается, отдаляясь от центра, а задний край, догоняя центр, все более «поджимается» к нему. Это нарушает симметрию пакета и импульса, наблюдаемого на коллекторе (рис. 170).



Рис. 170. Искажение формы сигнала из-за модуляции проводимости внутри «пакета».

Модуляция проводимости, приводящая к искажению формы импульса, затрудняет так же измерение подвижности по той

причине, что среднее поле внутри пакета не равно измеряемому среднему полю в образце и трудно определимо. В связи с этим для получения точных значений подвижности снимают зависимость t_0 от напряжения в инжектирующем импульсе (а следовательно, и от концентрации носителей в пакете) и экстраполируют ее на нулевое напряжение, принимают для t_0 полученное значение.

В результате измерения дрейфовой подвижности существенные искажения могут вносить уровни прилипания. При наличии этих уровней неосновные носители по пути к коллектору захватываются ими и затем тепловым движением выбрасываются обратно в зону. Очевидно, что определяемое в этих условиях время t_0 будет завышено на время пребывания носителей на уровнях прилипания. Наличие прилипания приводит также и к нарушению симметрии пакета (это нарушение противоположно тому, которое связано с модуляцией проводимости). Влияние прилипания иллюстрируется кривой на рис. 171.

Кроме описанной, существуют и другие разновидности метода определения дрейфовой подвижности, в которых вместо импульсных тянущего и инжектирующего полей используются

импульсное тянущее и постоянное инжектирующее поля. В качестве варианта в последнем случае инжекция с острия может быть заменена инжекцией с помощью тонкого светового зонда [6, 13]. Эффективные размеры возникающей при этом области с неравновесными носителями в стационарных условиях определяются суммой ширины светового зонда и двух длин диффузионного смещения.

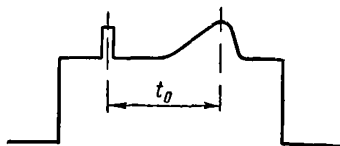


Рис. 171. Искажение формы сигнала из-за прилипания.

При включении импульсного тянущего поля весь пакет указанного размера смещается по направлению к коллектору и достигает его через время t_0 .

§ 60. Определение соотношения между подвижностью и коэффициентом диффузии для неравновесных неосновных носителей

Известно, что для равновесных заряженных частиц, подчиняющихся распределению Больцмана, имеет место определенное соотношение между подвижностью μ и коэффициентом диффузии D , называемое соотношением Эйнштейна:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}, \quad (60.1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e — заряд частиц. Это соотношение должно иметь место и в полупроводниках для носителей тока, освобожденных тепловым движением, так как можно считать, что в подавляющем большинстве реальных случаев для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне статистика Ферми может быть заменена статистикой Больцмана (отсутствие вырождения).

Однако в случае, когда речь идет о неравновесных носителях тока в полупроводниках, например о носителях, освобожденных в результате внутреннего фотоэффекта, соотношение (60.1), вообще говоря, может и не выполняться. Действительно, носители тока, освобожденные квантами, энергия которых существенно превышает ширину запретной зоны, обладают сразу вслед за ионизацией энергией в зоне,

которая значительно превосходит среднюю тепловую энергию носителей (см. рис. 2).

Рассмотрим для примера три мыслимых крайних случая.

1. Освобожденные светом носители тока взаимодействуют главным образом друг с другом, и время релаксации при таком взаимодействии много меньше времени жизни носителей. В этом случае устанавливается свое «квазиравновесное» распределение носителей с температурой, отличной от температуры основной решетки (аналогично электронам в плазме, температура которых может сильно отличаться от температуры ионов); соотношение (60.1) будет выполняться, если под T понимать не температуру решетки, а температуру носителей тока.

2. Носители тока взаимодействуют главным образом с решеткой, и время релаксации при этом взаимодействии много меньше их времени жизни; при этом устанавливается квазиравновесное распределение с температурой, общей для носителей тока и решетки; соотношение (60.1) будет выполняться, причем T соответствует температуре, измеряемой на опыте.

3. Время релаксации для носителей сравнимо или больше времени их жизни. При этом нельзя говорить о температуре носителей и, следовательно, измеряемое на опыте отношение $\frac{D}{\mu}$ теряет свой простой смысл, выражаемый соотношением Эйнштейна.

Из теоретического рассмотрения вопроса о релаксации неравновесных носителей тока, освобожденных светом, в полупроводниках следует: 1) что неравновесные носители взаимодействуют в основном с решеткой, 2) что время релаксации при таком взаимодействии обычно составляет ничтожную долю времени жизни неравновесных носителей.

Таким образом, теоретическое рассмотрение приводит к выводу, что, как правило, неравновесные носители тока в полупроводниках за ничтожно малую долю времени своего существования, обмениваясь энергией с решеткой, становятся квазиравновесными, т. е. приобретают температуру T , общую с решеткой.

Для таких носителей должно быть справедливо соотношение Эйнштейна. Однако этот вывод следовало подтвердить экспериментально. Для этого можно использовать изучение

диффузии и дрейфа неосновных неравновесных носителей. Действительно, для оценки величины отношения $\frac{D}{\mu}$ естественно обратиться к изучению диффузии (для определения коэффициента диффузии D) и дрейфа носителей тока в электрическом поле (для нахождения подвижности μ). Однако, как уже было замечено, определение коэффициента диффузии основных носителей затруднено из-за возникновения объемных зарядов.

Для неосновных носителей отношение $\frac{D}{\mu}$ может быть найдено, если экспериментально определить длину диффузии l_D и длину дрейфа l_E .

Действительно [см. (57.4)],

$$l_D^2 = D\tau, \quad (60.2)$$

$$l_E = \tau\mu E. \quad (60.3)$$

Отсюда

$$\frac{D}{\mu} = \frac{l_D^2}{l_E} E. \quad (60.4)$$

Величины l_D и l_E наиболее просто могут быть определены из исследования стационарного распределения концентрации неосновных носителей в области тени. Метод определения l_D описан в § 58. Для определения l_E следует лишь в том же методе предусмотреть возможность создания в образце однородного электрического поля E . При достаточно больших значениях поля определяемая на опыте длина смещения будет равна l_E .

Однако поскольку применение больших полей не всегда возможно (из-за нагревания образца), для определения l_E можно пойти другим путем, не связанным с использованием больших полей. В общем случае любых полей определяемая эффективная длина l_1 (или l_2) выражается в виде (57.14) [или (57.15)]. Из этого выражения следует

$$l_E = l_1 - \frac{l_D^2}{l_1}. \quad (60.5)$$

Таким образом, определяя на опыте l_D (в отсутствие поля) и l_1 (при наличии некоторого поля), можно в соответствии с (60.5) вычислить l_E .

Опыты, проведенные описанным выше методом, как и ожидалось, привели к заключению о том, что отношение $\frac{D}{\mu}$ равно $\frac{kT}{e}$, т. е. соотношение Эйнштейна справедливо для неравновесных носителей тока [11, 7].

§ 61. Метод определения времени жизни и подвижности неосновных носителей с помощью движущегося светового пятна

Значительный интерес представляет метод одновременного определения подвижности и времени жизни неравновесных неосновных носителей в некоторой фиксированной точке образца в случае равномерного движения области инжекции [12].

В этом методе световой луч, отраженный от вращающегося зеркала, скользит по поверхности образца, на которой установлено коллекторное острие. Форма сигнала, возникающего при этом в цепи коллектора, изображена на рис. 172, б. В одномерном случае сигнал в основном состоит из двух экспоненциальных ветвей с разными постоянными времени¹⁾.

Появление асимметрии приводит к возможности одновременного определения времени жизни τ и подвижности μ (или коэффициента диффузии D) по формулам, вывод которых будет приведен ниже:

$$\tau = \theta_1 - \theta_2, \quad (61.1)$$

$$D = c^2 \frac{\theta_1 \theta_2}{\theta_1 - \theta_2}. \quad (61.2)$$

Здесь c — линейная скорость движения пучка по образцу, θ_1 и θ_2 — эффективные времена, вычисленные из двух экспоненциальных ветвей осциллограммы. Из этих формул следует,

¹⁾ По-видимому, сначала автор [12] имел целью воспроизвести метод определения длины диффузионного смещения неосновных носителей по распределению их концентрации в зависимости от расстояния до точки инжекции (рис. 166), с той разницей, что вместо измерения по точкам благодаря движению светового зонда относительно образца с коллекторным острием на экране осциллографа рисовалась полная кривая

Однако движение области инжекции внесло принципиально новый элемент — асимметрию наблюдаемой кривой, экспоненциальные ветви которой отличаются друг от друга (рис. 172, б), и тем сильнее, чем больше скорость движения области инжекции.

что метод основан на учете асимметрии распределения, появление которой становится ясным из следующих качественных соображений.

Если представить себе весьма длинный образец, вдоль которого с постоянной скоростью движется область инжекции

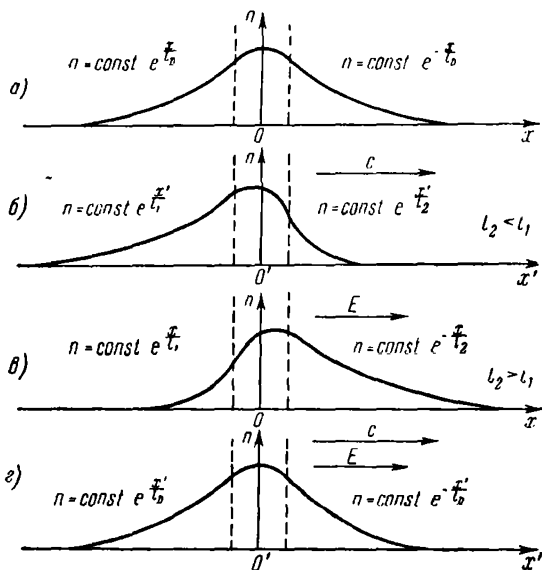


Рис. 172. Распределение концентрации неосновных носителей.

а) область инжекции неподвижна, поле равно нулю, сигнал симметричен, б) область инжекции движется со скоростью c , поле равно нулю, сигнал несимметричен, в) поле не равно нулю, область инжекции неподвижна, сигнал несимметричен, г) область инжекции движется со скоростью c , приложено «компенсирующее» поле, сигнал симметричен.

(световая полоска), то очевидно, что в подвижной системе координат, связанной с областью инжекции, установившееся распределение концентрации неосновных носителей не будет зависеть от времени.

Рассмотрим два крайних случая: очень медленное и очень быстрое движения пучка.

Как было показано в § 57 в случае неподвижного пучка, пакет неосновных носителей имеет форму симметричного

колокола с экспоненциальными ветвями (см. рис. 172, а). Очевидно, что при весьма медленном движении эта симметрия пакета не нарушается и сигнал на острие, повторяющий во времени форму пакета в пространстве, также будет симметричным.

Противоположный случай очень быстрого движения пучка практически сводится к случаю «мгновенной» ионизации, в результате которой весь образец оказывается равномерно заполненным неосновными носителями, концентрация которых в дальнейшем убывает из-за рекомбинации за время τ . Следовательно, передний фронт наблюдаемого сигнала будет очень коротким (в пределе бесконечно коротким), а задний — будет длиться время τ . Получающийся сигнал максимально несимметричен.

При промежуточных значениях скорости светового пучка степень асимметрии сигнала будет также промежуточной.

Появление асимметрии может быть пояснено и иным способом: при движении области инъекции к скорости диффузии неосновных носителей из этой области (определяемой величиной $\approx \frac{l_D}{\tau}$) будет добавляться (для одного направления) или из нее будет вычитаться (для другого направления) скорость движения области инъекции. Это приводит к асимметрии кривой.

На рис. 173 представлена серия осциллограмм, иллюстрирующая увеличение степени асимметрии с ростом скорости движения области инъекции.

Рассмотрим вопрос о форме сигнала количественно. [Это позволит, в частности, получить формулы (61.1) и (61.2).] Будем при этом считать, что в образце создано однородное электрическое поле E^1 .

Мы ограничимся рассмотрением одномерного случая, отличающегося от разобранного в § 57 лишь тем, что область инъекции движется вдоль оси x с постоянной скоростью c . Тогда очевидно, что рассматриваемый процесс описывается теми же уравнениями (57.1) и (57.2) (разница состоит лишь

¹⁾ Как будет видно из дальнейшего, проведение опыта при наличии электрического поля приводит к возможности использования нулевого метода определения подвижности.

в том, что теперь уже нельзя, как это было сделано в § 57, положить $\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = 0$).

Подставляя (57.2) в (57.1), получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta n + \mu E \frac{\partial}{\partial x} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} + \beta k I. \quad (61.3)$$

(Здесь I в отличие от (57.3) зависит от времени.)

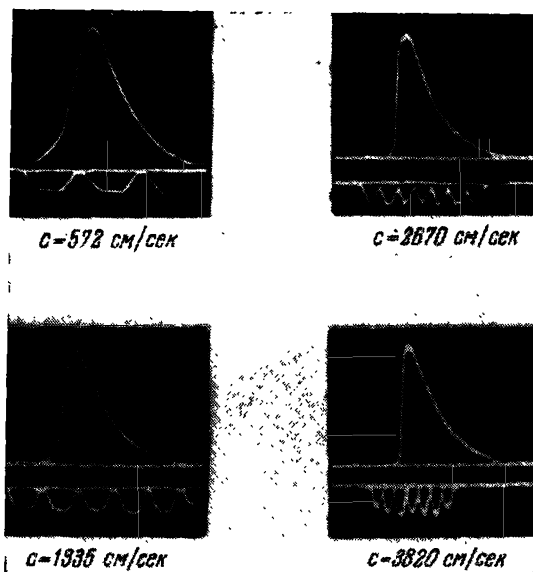


Рис. 173. Зависимость асимметрии сигнала от скорости движения области инжекции (световой полоски), снизу показан градуировочный сигнал, частота которого пропорциональна скорости c [12].

Введем систему координат, движущуюся вместе с областью инжекции со скоростью c . Формулы, связывающие старые переменные x, t и новые x', t' , запишутся в виде

$$x = ct + x' \quad (\text{или } x = ct' + x'), \quad t = t'.$$

Вычисляя производные от Δn по новым переменным, получаем, что при переходе от x, t к x', t' первые и вторые

производные по x перейдут соответственно в первые и вторые производные по x' , а $\frac{\partial}{\partial t} \Delta n$ перейдет в $\frac{\partial}{\partial t'} \Delta n + c \frac{\partial}{\partial x'} \Delta n$. После соответствующей подстановки (61.3) переписывается следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t'} \Delta n + c \frac{\partial}{\partial x'} \Delta n = \beta k l - \frac{\Delta n}{\tau} + D \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \Delta n + \mu E \frac{\partial}{\partial x'} \Delta n. \quad (61.4)$$

(Здесь уже l не зависит от времени.)

Мы будем в дальнейшем предполагать, что пакет основных носителей образовался «давно» и, следовательно, концентрация в «летающей» системе координат установилась, т. е. не зависит от t' (это осуществляется, если образец достаточно длинный). Тогда $\frac{\partial}{\partial t'} \Delta n = 0$ и (61.4) переписывается в виде

$$D \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \Delta n + (\mu E - c) \frac{\partial}{\partial x'} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} = -\beta k l. \quad (61.5)$$

Это уравнение почти полностью совпадает с (57.3) [единственное отличие заключается в том, что в коэффициенте при первой производной вместо скорости дрейфа μE в (57.3) стоит разность скоростей дрейфа и движения области инжекции в (61.5)]. Следовательно, аналогично (57.6), (57.7), (57.9) и (57.10) можно написать для интересующих нас областей тени I и II :

для области I

$$\Delta n = \text{const } e^{k_1 x'}, \quad (61.6)$$

где

$$k_1 = \frac{\mu E - c}{2D} - \sqrt{\frac{(\mu E - c)^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}} \quad (61.7)$$

(из двух значений k выбрано отрицательное, так как $\Delta n \rightarrow 0$ при $x' \rightarrow +\infty$),

для области II

$$\Delta n = \text{const } e^{k_2 x'}, \quad (61.8)$$

где

$$k_2 = \frac{\mu E - c}{2D} + \sqrt{\frac{(\mu E - c)^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}. \quad (61.9)$$

Вернемся к старым переменным

$$x = x' + ct.$$

Тогда в области I

$$\Delta n = \text{const } e^{k_1 x} \cdot e^{-ck_1 t} \quad (61.10)$$

или, если интересоваться концентрацией в фиксированной в неподвижной системе координат точке, соответствующей месту установки коллектора,

$$\Delta n = A_1 e^{-ck_1 t} = A_1 e^{-\frac{t}{\theta_1}}, \quad (61.11)$$

где

$$\theta_1 \equiv \frac{1}{-ck_1} = \frac{1}{-\frac{c(\mu E - c)}{2D} + c \sqrt{\frac{(\mu E - c)^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}} > 0. \quad (61.12)$$

Для области II

$$n = \text{const } e^{k_2 x} e^{-ck_2 t} = A_2 e^{-\frac{t}{\theta_2}}, \quad (61.13)$$

где

$$\theta_2 \equiv \frac{1}{ck_2} = \frac{1}{\frac{c(\mu E - c)}{2D} + c \sqrt{\frac{(\mu E - c)^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}} > 0. \quad (61.14)$$

(Здесь A_1 и A_2 — постоянные.)

Итак, сигнал на коллекторе при равномерном движении узкой области инжекции и наличии поля состоит в основном из двух экспоненциальных ветвей с разными постоянными времени, определяемыми (61.11) и (61.13), и переходной области, выражение для которой мы писать не будем.

При отсутствии поля ($E=0$) имеем для области I

$$\theta_1 = \frac{1}{\frac{c^2}{2D} + c \sqrt{\frac{c^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}}, \quad (61.15)$$

для области II

$$\theta_2 = \frac{1}{-\frac{c^2}{2D} + c \sqrt{\frac{c^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau}}}. \quad (61.16)$$

Из этих выражений для τ и D легко получаются формулы (61.1) и (61.2).

Результаты измерения времени жизни и подвижности неосновных носителей, полученные методом с движущимся

световым пучком и другими методами, описанными в §§ 58 и 59, хорошо совпадают. Новые методические возможности возникают, если проводить измерения при наличии электрического поля.

А. Компенсационный (нулевой) метод измерения подвижности

Как было показано выше, сигнал в цепи неподвижного коллектора при движении области инъекции становится асимметричным (рис. 172, б).

С другой стороны, известно (см. § 57), что в одномерном случае при наличии однородного поля в образце стационарное распределение концентрации неосновных носителей относительно неподвижной области инъекции также становится асимметричным.

В § 57 приведены соответствующие кривые (рис. 164), ветви которых (в темной области) являются экспонентами с разными постоянными.

Итак, в результате действия поля, так же как и в результате движения области инъекции, возникает асимметрия распределения неосновных носителей (рис. 172, в).

Естественно возникает вопрос о том, нельзя ли «скомпенсировать» асимметрию, возникающую в связи с движением области инъекции, за счет соответствующим образом направленного электрического поля.

Ответ на этот вопрос следует из рассмотрения исходного уравнения (61.5) [или из (61.7) и (61.9)]. Из (61.5) видно, что если подобрать величину и знак электрического поля так, чтобы $\mu E = c$, то из (61.6) исчезает второй член и уравнение приобретает вид, который оно имеет при наличии только диффузии. (Естественно, что получающееся при диффузии распределение симметрично.) Действительно, подставляя в (61.7) и (61.9)

$$\mu E = c,$$

получаем

$$\theta_1 = \theta_2.$$

Следовательно, подобрав условия, соответствующие симметризации сигнала, можно определить подвижность из

$$\mu = \frac{c_0}{E_0}, \quad (61.17)$$

где c_0 и E_0 — значения скорости движения области инъекции и поля в момент симметризации сигнала.

Мы рассмотрели одномерный случай, однако можно показать, что независимо от типа растекания (цилиндрическое, линейное и пр.), независимо от формы светового пятна (лишь бы оно было симметричным относительно x'), независимо от поверхностной рекомбинации и сечения образца (лишь бы они не зависели от x), «уравновешивание» (или «симметризация») сигнала достигается при условии

$$\mu E = c.$$

Таким образом, эффект симметризации можно использовать в качестве метода измерения подвижности [17].

На рис. 174 представлена полная схема метода с движущимся пучком, пригодная, в частности, и для измерения подвижности нулевым методом. Эти измерения осуществляются следующим образом.

Световой пучок, отражаясь от зеркала Z , в виде узкой полоски падает на образец. Зеркало вращается на оси мотора, и световая полоска скользит по поверхности образца. На образце, кроме основных торцовых электродов, на которые может подаваться постоянное напряжение от батареи B_1 , установлены три металлических острия: два зонда Z_1 и Z_2 для измерения падения напряжения на центральной части образца (с целью более точного определения поля) и коллектор K , регистрирующий концентрацию неосновных носителей. Усиленный сигнал с коллектора регистрируется на экране осциллографа I . Запуск разверток осциллографа синхронизирован с сигналом и может осуществляться, например, от германиевого фотодиода, освещаемого через прорези в диске, сидящем на той же оси, что и зеркало. Частота вращения (а следовательно, и линейная скорость движения световой полоски по образцу) определяется сравнением сигнала от второго фотодиода с калиброванным сигналом от генератора звуковой частоты (по фигурам Лиссажу на экране осциллографа 2).

На получаемых осциллограммах (рис. 175) отчетливо виден эффект симметризации «колокола» при наложении поля. Однако по кривым такого типа довольно трудно точно зафиксировать момент полной симметризации. Эта трудность устраняется применением специальной «лямбда»-развертки

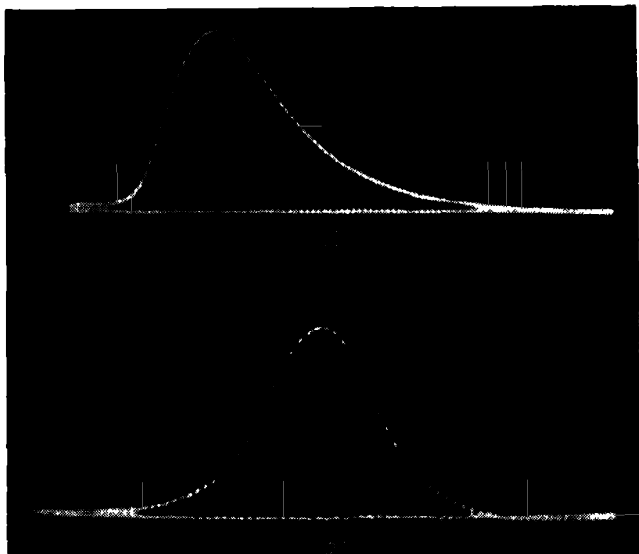


Рис. 175. *а)* несимметричный сигнал при движении области инъекации и отсутствии поля, *б)* то же при включении «симметризирующего» поля.

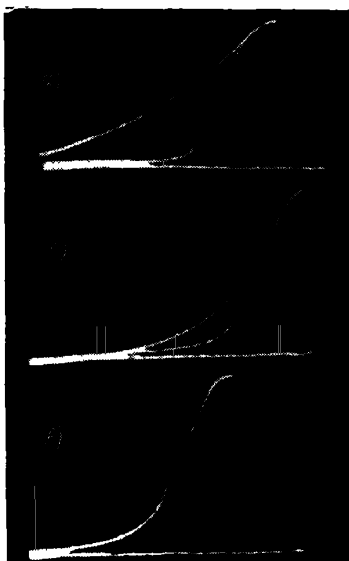


Рис. 176. Сигнал при использовании «лямбда»-развертки.

а) компенсирующее поле отсутствует, *б)* компенсирующее поле недостаточно, *в)* достигнута полная компенсация.

(развертывающий сигнал представляет собой импульс в виде равнобедренного треугольника, напоминающий букву «лямбда»). Сдвигая во времени развертывающий импульс, добиваются совмещения его вершины с вершиной колокола. Очевидно, что при этом ветви исследуемого сигнала накладываются друг на друга и моменту симметризации соответствует их полное совпадение (рис. 176).

Кроме возможности одновременного измерения времени жизни и подвижности, метод с движущимся пучком обладает и некоторыми другими отличиями от методов, описанных в §§ 58 и 59. К этому вопросу мы еще вернемся в § 62.

§ 62. Количественное рассмотрение диффузии и дрейфа при любых соотношениях между концентрациями электронов и дырок

Как уже подчеркивалось выше, в однородных (в равновесии) полупроводниках с не слишком малой проводимостью любые неравновесные процессы происходят в условиях сохранения нейтральности.

Это означает, что если в некоторой области появляются в результате возбуждения, например, неравновесные электроны с концентрацией Δn , то в той же области должны появиться избыточные дырки Δp в σ -зоне и $\sum_k \Delta p_k$ на примесных уровнях, нейтрализующие заряд электронов:

$$\Delta n = \Delta p + \sum_k \Delta p_k. \quad (62.1)$$

Часто реализуются условия, когда роль примесей в поддержании нейтральности оказывается по тем или иным причинам несущественной¹⁾ и в качестве условия нейтральности выступает

$$\Delta n = \Delta p. \quad (62.2)$$

Рассмотрим вопрос о диффузии и дрейфе при равенстве концентраций неравновесных электронов и дырок и при лю-

¹⁾ Например, при малых концентрациях примесей или близком расположении уровней примеси к краям разрешенных зон (большое N_{CM}), когда изменение концентрации носителей на этих уровнях практически невозможно.

Эти условия часто имеют место в важных полупроводниковых материалах, например таких, как германий или кремний.

бом соотношении полных концентраций электронов и дырок n и p [9]. Для простоты, так же как и в §§ 52, 57, ограничимся плоским случаем, т. е. примем, что градиент концентрации и внешнее электрическое поле направлены вдоль оси x .

Будем считать также, что возбуждение отсутствует: $\beta k l = 0$ (область тени). Поскольку в противоположность случаям, разобранным в §§ 52, 57, электроны и дырки выступают теперь как «равноправные» носители, т. е. отсутствует какая-либо существенная «асимметрия» в их подвижностях или концентрациях, основные уравнения должны быть написаны как для электронов, так и для дырок.

Уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p = -\frac{\Delta p}{\tau} - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_p, \quad (62.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_n. \quad (62.4)$$

Здесь j_p и j_n — плотности электронной и дырочной составляющих токов, τ — время жизни электронов и дырок (или пар электрон-дырка)¹⁾.

Для плотностей токов имеем

$$j_p = \sigma_p E - e D_p \frac{\partial}{\partial x} \Delta p, \quad (62.5)$$

$$j_n = \sigma_n E + e D_n \frac{\partial}{\partial x} \Delta n. \quad (62.6)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \sigma_p &= e \mu_p p, \\ \sigma_n &= e \mu_n n \end{aligned} \right\} \quad (62.7)$$

— соответственно дырочная и электронная составляющие проводимости. Полагая, что внешнее поле E есть однородное поле, значительно превосходящее внутреннее поле (нейтральность²⁾), и продифференцировав (62.5) и (62.6) по x ,

¹⁾ В гл. 5 было показано, что условию нейтральности $\Delta n = \Delta p$ соответствуют равные времена жизни электронов и дырок.

²⁾ Это предположение справедливо лишь при низком уровне возбуждения, когда $n + p \approx n_0 + p_0$. В дальнейшем предполагается, что уровень возбуждения низкий.

после подстановки в (62.3) и (62.4) величин $\frac{\partial}{\partial x} J_p$ и $\frac{\partial}{\partial x} J_n$ получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p = D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta p - \mu_p E \frac{\partial}{\partial x} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau}, \quad (62.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta n + \mu_n E \frac{\partial}{\partial x} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (62.9)$$

Умножив, далее, (62.8) на σ_n , а (62.9) на σ_p и сложив оба уравнения, получаем после замены Δn на Δp ($\Delta n = \Delta p$) и ограничившись стационарными условиями ($\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = \frac{\partial}{\partial t} \Delta p = 0$):

$$\frac{D_p \sigma_n + D_n \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta p + \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} E \frac{\partial}{\partial x} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} = 0. \quad (62.10)$$

Нетрудно заметить, что по форме уравнение (62.10) совпадает с уже рассмотренным в § 57 уравнением для диффузии и дрейфа неосновных носителей (57.3). Разница лишь в том, что вместо коэффициента диффузии при второй производной и подвижности при первой, входящих в (57.3), в (62.10) стоят сложные величины, которые мы будем именовать соответственно *коэффициентом биполярной диффузии* D и *биполярной дрейфовой подвижностью* (μ_E ¹⁾.

Эти величины можно записать в нескольких формах:

$$D = \frac{D_p \sigma_n + D_n \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} = \frac{kT}{e} \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \quad (62.11)$$

$$\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{p_0 - n_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}. \quad (62.12)$$

Величина μ_E может менять знак в зависимости от соотношения между n_0 и p_0 и равна нулю при $n_0 = p_0$. Интересно отметить, что, как видно из (62.11), если представить коэффициент биполярной диффузии D в соответствии с соотношением Эйнштейна в виде

$$D = \frac{kT}{e} \mu_D, \quad (62.13)$$

¹⁾ «Биполярной», т. е. характеризующей совместную диффузию и дрейф электронов и дырок.

то роль подвижности играет величина

$$\mu_D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \quad (62.14)$$

не совпадающая с биполярной дрейфовой подвижностью μ_E (62.12).

В отличие от μ_E величина μ_D именуется биполярной диффузионной подвижностью. Смысл этих наименований станет ясен ниже.

Итак, из сопоставления полученного уравнения (62.10) с решенным ранее уравнением (57.3) можно сделать качественные заключения о характере диффузии и дрейфа при $\Delta n = \Delta p$. Характер распределения совпадает с (57.6), (57.7) и (57.8) и может быть проиллюстрирован рис. 163 и 164.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

Для собственного полупроводника ($n_0 = p_0$) из (62.11) и (62.12) имеем

$$D = 2 \frac{D_p D_n}{D_p + D_n} = 2 \frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_p \mu_n}{\mu_p + \mu_n}, \quad (62.15)$$

$$\mu_D = 2 \frac{\mu_p \mu_n}{\mu_p + \mu_n}, \quad (62.16)$$

$$\mu_E = 0. \quad (62.17)$$

Как видно из (62.17), в этих условиях дрейф в электрическом поле отсутствует и, следовательно, внешнее электрическое поле не влияет на распределение концентрации. Это связано с тем, что поскольку силы притяжения между электронами и дырками значительно превосходят силы, действующие на заряды со стороны внешнего поля (такое предположение заключено в принятом условии $\Delta n = \Delta p$)¹⁾, то в силу симметрии ($n = p$) действие поля на связанные притяжением электроны и дырки уравнивается²⁾.

Диффузия определяется коэффициентом, зависящим от коэффициента диффузии (подвижностей) носителей обоих знаков.

¹⁾ Очевидно, однако, что все рассмотрение справедливо в области не слишком сильных полей.

²⁾ Заметим, что, как можно показать, в частном случае собственного полупроводника выражения (62.15) — (62.17) оказываются справедливыми при любом уровне возбуждения.

Если имеет место резкая асимметрия в подвижностях (коэффициентах диффузии), то диффузия в основном определяется менее подвижными носителями, которые «сдерживают» более подвижные. Например, при $D_n \gg D_p$ из (62.15) имеем $D = 2D_p$.

Рассмотрим далее особенно интересный случай сильно неособственного полупроводника, когда, например, $n_0 \gg p_0$.

При этом из (62.11), (62.12) и (62.14) имеем

$$\left. \begin{aligned} D &= D_p \\ \mu_D &= |\mu_E| = \mu_p \end{aligned} \right\}, \quad (62.18)$$

т. е. диффузия и дрейф в этом случае полностью определяются неосновными носителями (в рассмотренном примере дырками).

Отметим, что этот вывод уже был сделан ранее в § 57 на основе качественных соображений.

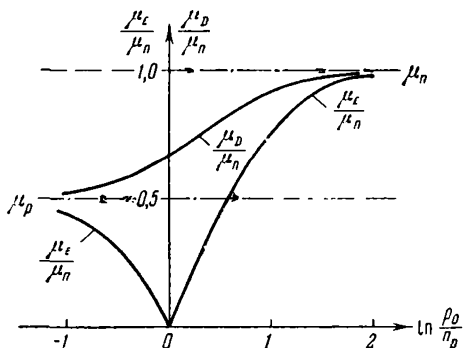


Рис. 177. Зависимость μ_D и μ_E от соотношения между n_0 и p_0 при низком уровне возбуждения для германия.

Здесь принято $\mu_n = 3900 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$, $\mu_p = 1900 \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$.

Из рис. 177 видно, что при сильном различии между p_0 и n_0 , μ_E и μ_D совпадают и становятся равными подвижности неосновных носителей. При $n_0 = p_0$ величина μ_E проходит

через нуль, т. е. внешнее электрическое поле перестает влиять на характер распределения, полностью определяемый диффузией. При переходе через нуль μ_E меняет знак [см. (62.12)], что, по существу, связано с изменением знака носителей, играющих определяющую роль в дрейфе (т. е. неосновных носителей)¹⁾.

В § 61, где рассматривался метод определения времени жизни и подвижности с помощью движущегося пучка, подвижность могла быть найдена двумя способами и вычислена по двум разным формулам: (61.2) и (61.17). Можно показать, что формула (61.2) дает значение диффузионной подвижности, определяемой (62.14), в то время как по формуле (61.17) вычисляется дрейфовая подвижность (62.12). Таким образом, метод с движущимся пучком в принципе позволяет одновременно находить как μ_D , так и μ_E .

Отметим, что рассмотренный в § 59 прямой метод определения подвижности дает возможность находить μ_E .

§ 63. ЭДС Дембера

При неоднородном возбуждении (освещении) полупроводника и, следовательно, наличии градиента концентраций неравновесных носителей тока, возникающие токи диффузии нарушают нейтральность и приводят к появлению в полупроводнике электрического поля и ЭДС.

Такие объемные ЭДС, возникающие при неравномерном возбуждении однородного полупроводника, как уже отмечалось в § 52, называют ЭДС Дембера.

Вычислим стационарное поле Дембера и ЭДС Дембера для изолированного полупроводника с биполярной проводимостью в одномерном случае.

Запишем, как обычно, электронную и дырочную составляющие токов в виде

$$j_n = en\mu_n E + \mu_n kT \frac{dn}{dx}, \quad (63.1)$$

$$j_p = ep\mu_p E - \mu_p kT \frac{dp}{dx}. \quad (63.2)$$

¹⁾ На рис. 177, где откладывается абсолютное значение μ_E , изменения знака нет.

Здесь E — внутреннее поле, возникающее из-за отклонения от нейтральности. При рассмотрении вопроса о распределении концентрации в § 62 мы этим полем пренебрегали.

Однако, слабо влияя на распределение концентрации, само по себе это поле Дембера может быть обнаружено на опыте. Суммарный ток

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)E + kT \left(\mu_n \frac{dn}{dx} - \mu_p \frac{dp}{dx} \right). \quad (63.3)$$

В случае разомкнутой внешней цепи (изолированный полупроводник, $j = 0$) для поля Дембера получаем следующее общее выражение:

$$E = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n \frac{dn}{dx} - \mu_p \frac{dp}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (63.4)$$

В частном случае монополярной проводимости (например, при $p = 0$)

$$E = \frac{kT}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (63.5)$$

и ЭДС Дембера между точками x_1 и x_2 равна

$$V_{1,2} = \int_{x=x_1}^{x=x_2} E dx = \frac{kT}{e} \int_{x=x_1}^{x=x_2} \frac{dn}{n} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}, \quad (63.6)$$

где n_2 и n_1 — концентрации в точках x_2 и x_1 . Выражение (63.6) уже рассматривалось ранее (гл. 12).

Переходя к биполярному случаю, будем считать, что в первом приближении сохраняется нейтральность, причем заряд на локальных уровнях несуществен и, следовательно, условие нейтральности может быть записано в виде $\Delta n = \Delta p$.

Тогда, поскольку

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx} = \frac{d}{dx} \Delta n, \quad (63.7)$$

после простых преобразований (63.4) может быть переписано в виде

$$E = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{dx} \Delta \sigma, \quad (63.8)$$

где

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p), \quad (63.9)$$

$$\Delta \sigma = e(\mu_n + \mu_p) \Delta n, \quad (63.10)$$

и ЭДС Дембера равна

$$V_{1,2} = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}. \quad (63.11)$$

Таким образом, ЭДС тем больше, чем сильнее отличаются подвижности электронов и дырок. При равенстве подвижностей ЭДС Дембера равна нулю.

Выражение (63.11) упрощается в том случае, когда σ_2 и σ_1 мало отличаются друг от друга, т. е.

$$\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} \ll 1. \quad (63.12)$$

Тогда, введя обозначение $\delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, разложим в ряд логарифм в (63.11) и, ограничиваясь первым членом, получаем

$$V_{1,2} = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{\delta\sigma}{\sigma_1}, \quad (63.13)$$

т. е. при низком уровне возбуждения ЭДС Дембера между двумя точками прямо пропорциональна разности проводимостей в этих точках и тем меньше, чем больше средняя проводимость полупроводника [т. е. σ_1 или σ_2 ($\sigma_1 \approx \sigma_2$)].

Уменьшение ЭДС с ростом проводимости полупроводника (характерное не только для ЭДС Дембера, но и для любых других ЭДС в полупроводниках, например, термо-ЭДС, фотомагнитной ЭДС и т. п.) может быть пояснено с помощью следующих простых соображений.

Возникающий при неравномерном освещении градиент концентрации и пропорциональный ему ток диффузии заряженных частиц j_D нарушает нейтральность и создает электрическое поле E и пропорциональный ему ток проводимости $j_E = \sigma E$. В стационарных условиях j_D равен j_E .

$$j_D = \sigma E. \quad (63.14)$$

Очевидно, что при прочих равных условиях (при заданном j_D) чем больше проводимость полупроводника σ , тем меньше то демберовское поле E , которое необходимо, чтобы осуществилось равенство (63.14).

В заключение отметим одно кажущееся противоречие в рассуждениях о возникновении ЭДС Дембера. Возникновение

ЭДС связано с появлением объемного заряда, т. е. с отклонением от нейтральности. С другой стороны, при выводе (63.8) было использовано предположение о том, что $\Delta n = \Delta p$, и, следовательно, нейтральность как будто сохраняется. На самом деле это противоречие кажущееся. Равенство Δn и Δp не используется в уравнении Пуассона (где его использование привело бы к выводу о том, что объемный заряд тождественно равен нулю). В нашем случае поле Дембера вычисляется из уравнений для тока, при подстановке в которые Δn и Δp можно (учитывая их малое относительное различие) принять $\Delta n \approx \Delta p$.

ГЛАВА 14

НЕКОТОРЫЕ ФОТОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Раздел I

ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

§ 64. Биполярный фотоэлектромагнитный эффект Кикоина — Носкова

При освещении одной из поверхностей полупроводникового образца достаточно сильно поглощаемым светом вдоль направления распространения света возникает градиент концентрации и, следовательно, диффузия неравновесных носителей от передней (освещаемой) поверхности в глубь образца (рис. 178).

Если такой образец поместить в магнитное поле H , перпендикулярное к направлению распространения света, то на диффундирующие электроны и дырки будет действовать сила Лоренца, отклоняющая их в направлении, перпендикулярном к их движению, причем в разные стороны (рис. 179).

Это приводит к тому, что у противоположных сторон образца a и b скапливаются заряды противоположного знака и, следовательно, в направлении, перпендикулярном к распространению света и магнитному полю, возникают электрическое поле и ЭДС. Накопление зарядов и возрастание ЭДС будет происходить до тех пор, пока ток проводимости (под действием возникшей ЭДС), направленный от b к a , не скомпенсирует магнитодиффузионный ток.

Фотомагнитный эффект был впервые обнаружен Кикоиным и Носковым на записи меди в 1935 г. [1] и тогда же объяснен Я. И. Френкелем [2]. В настоящее время разработаны методы

его использования для измерения некоторых параметров полупроводников.

Ниже вычисляется фотомагнитная ЭДС и ток короткого замыкания для некоторых легко реализуемых на опыте

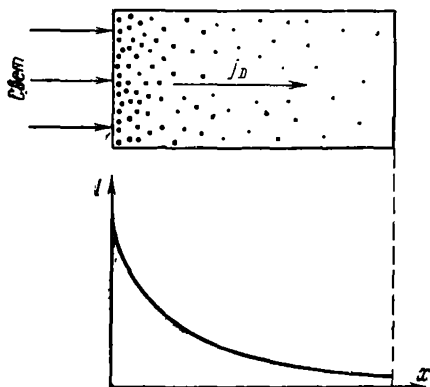


Рис. 178. Рисунок, поясняющий возникновение диффузионного тока при освещении одной из поверхностей полупроводника достаточно сильно поглощающим светом.

x — направление распространения света.

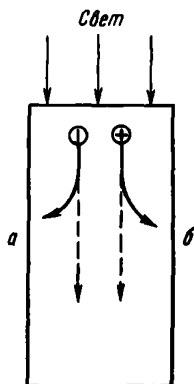


Рис. 179. Рисунок, поясняющий возникновение фотомагнитной ЭДС.

Магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости чертежа.

условий и показывается возможность использования фотомагнитного эффекта для определения времени жизни τ и скорости поверхностной рекомбинации s .

А. Фотомагнитная ЭДС и ток короткого замыкания [7, 9, 21].

Известно, что при включении магнитного поля, перпендикулярного к току, движущиеся носители отклоняются от первоначального направления на холловский угол θ (рис. 180), причем

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_n &= -\frac{\mu_n^* H}{c}, \\ \operatorname{tg} \theta_p &= \frac{\mu_p^* H}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (64.1)$$

Здесь θ_n и θ_p — углы для электронов и дырок соответственно; μ_n^* и μ_p^* — холловские подвижности электронов и дырок, связанные с дрейфовыми подвижностями соотношениями: $\mu_n^* = \chi \mu_n$, $\mu_p^* = \chi \mu_p$, где χ — коэффициент порядка единицы, зависящий от механизма рассеяния.

Следовательно, токи j_{nx} и j_{px} диффундирующих от передней освещенной поверхности в направлении оси x

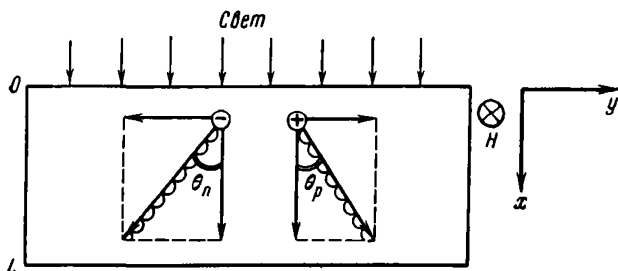


Рис. 180. Действие магнитного поля на диффузионные токи электронов и дырок, приводящее к возникновению «магнитодиффузионных» составляющих токов вдоль оси y .

электронов и дырок должны отклониться на углы θ_n (для электронов) и θ_p (для дырок). Это приводит к появлению «магнитодиффузионных» составляющих токов вдоль оси y : j_{ny} и j_{py} , и, следовательно, к возникновению фотомагнитной ЭДС (или тока короткого замыкания).

В дальнейшем мы будем касаться только случая слабого магнитного поля ($\frac{\mu H}{c} \ll 1$).

Напишем магнитодиффузионные токи:

$$j_{py} = j_{px} \operatorname{tg} \theta_p = \frac{\mu_p^* H}{c} j_{px}, \quad (64.2)$$

$$j_{ny} = j_{nx} \operatorname{tg} \theta_n = -\frac{H}{c} \mu_n^* j_{nx}. \quad (64.3)$$

Полный магнитодиффузионный ток в каждой точке равен

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = \frac{\chi H}{c} (\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}). \quad (64.4)$$

Из (64.2), (64.3) и (64.4) видно, что искомые токи вдоль оси y полностью определяются диффузионными токами вдоль оси x . Следовательно, прежде всего нужно определить эти диффузионные токи.

Легко видеть, что в условиях (приблизительной) нейтральности при $\Delta n = \Delta p$

$$j_{px} = -j_{nx} = -eD \frac{d}{dx} \Delta p = -eD \frac{d}{dx} \Delta n, \quad (64.5)$$

где $D = \frac{n+p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}}$ — коэффициент биполярной диффузии

(см. § 62). Следовательно,

$$j_y = -eD \frac{H}{c} (\mu_p^* + \mu_n^*) \frac{d}{dx} \Delta p. \quad (64.6)$$

В дальнейшем мы будем считать, что D — постоянная величина, т. е. реализуется случай, разобранный в § 62.

Таким образом, для нахождения магнитодиффузионного тока j_y , определяющего фотомагнитный эффект, следует найти распределение концентрации Δn или Δp (и, следовательно, $\frac{d}{dx} \Delta n = \frac{d}{dx} \Delta p$) вдоль оси x (т. е. вдоль направления диффузии).

Найдем $\Delta n(x) = \Delta p(x)$, используя уравнение (57.3) [или (62.10)]¹⁾, но без второго члена, так как в нашем случае внешнее электрическое поле отсутствует.

Учтем также, что интенсивность генерации неравновесных пар уменьшается вдоль оси x в связи с поглощением света по закону (рис. 178)

$$\beta k I = \beta k I_0 e^{-kx}. \quad (64.7)$$

Тогда имеем для Δp (и, следовательно, для Δn , так как $\Delta n = \Delta p$)

$$D \frac{d^2}{dx^2} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} + \beta k I_0 \exp(-kx) = 0. \quad (64.8)$$

¹⁾ Распределение ищется в отсутствие магнитного поля в предположении, что оно не меняется существенно в слабых магнитных полях.

Решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta p = A \exp\left(-\frac{x}{l_D}\right) + B \exp\left(\frac{x}{l_D}\right) + C \exp(-kx). \quad (64.9)$$

Постоянные интегрирования определяются из граничных условий, согласно которым токи на передней и задней границах образца должны определяться потоком поверхностной рекомбинации, т. е.

$$D \left(\frac{d}{dx} \Delta p \right)_{x=0} = s_0 p_{(0)}, \quad (64.10)$$

$$-D \left(\frac{d}{dx} \Delta p \right)_{x=L} = s_L p_{(L)}. \quad (64.11)$$

Здесь s_0 и s_L — скорости поверхностной рекомбинации соответственно на передней (освещенной) и задней поверхностях.

Из (64.9) — (64.11) получаются весьма громоздкие общие выражения для A , B и C (которые, однако, значительно упрощаются при рассмотрении реальных частных случаев):

$$A = -\frac{\beta k l}{D \left(k^2 - \frac{1}{l_D^2} \right)} \times \\ \times \frac{(s_0 + kD)(s_L + D/l_D) \exp \frac{L}{l_D} - (s_0 - D/l_D)(s_L - kD) \exp(-kL)}{(s_0 + D/l_D)(s_L + D/l_D) \exp(L/l_D) - (s_0 - D/l_D)(s_L - D/l_D) \exp(-L/l_D)}, \quad (64.12)$$

$$B = \frac{\beta k l}{D(k^2 - 1/l_D^2)} \times \\ \times \frac{(s_0 + kD)(s_L - D/l_D) \exp(-L/l_D) - (s_0 + D/l_D)(s_L - kD) \exp(-kL)}{(s_0 + D/l_D)(s_L + D/l_D) \exp(L/l_D) - (s_0 - D/l_D)(s_L - D/l_D) \exp(-L/l_D)}, \quad (64.13)$$

$$C = \frac{\beta k l}{D(k^2 - 1/l_D^2)}. \quad (64.14)$$

Используя (64.9), (64.12) — (64.14), можно найти Δp и $\frac{d}{dx} \Delta p$, и тогда с учетом (64.6) определить магнитодиффузионный ток j_y .

Мы приведем здесь окончательное выражение для Δp в весьма часто реализующемся случае очень сильного поглощения света ($kL \gg 1$)

$$\Delta p = \frac{\beta I_0}{s_0} \left[\frac{\frac{D}{l_D s_L} \operatorname{ch} \frac{L-x}{l_D} + \operatorname{sh} \frac{L-x}{l_D}}{\left(1 + \frac{D^2}{l_D^2 s_0 s_L}\right) \operatorname{sh} \frac{L}{l_D} + \frac{D(s_0 + s_L)}{l_D s_0 s_L} \operatorname{ch} \frac{L}{l_D}} \right]. \quad (64.15)$$

Выясним теперь, в какой связи находится магнитодиффузионный ток j_y с измеряемыми на опыте фотомагнитной ЭДС (при разомкнутой цепи) и током короткого замыкания.

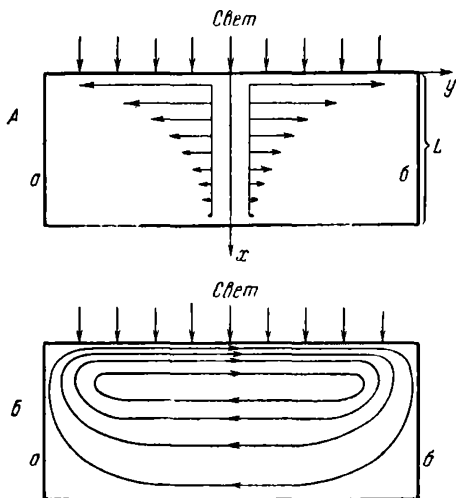


Рис. 181. А — изменение плотности магнитодиффузионного тока вдоль направления x , Б — циркуляция тока в образце.

Поскольку при удалении от передней освещаемой поверхности градиент концентрации и ток j_x уменьшаются, то уменьшаются и пропорциональные ему потоки отклоняемых магнитным полем электронов и дырок, т. е. ток j_y (рис. 181, А). Очевидно, что при коротком замыкании боковых сторон a и b ток короткого замыкания во внешней цепи должен рав-

няться суммарному магнитодиффузионному току через всю боковую поверхность (сечение образца в плоскости xz), т. е., учитывая (64.6), получим

$$J_{kz} = g \int_0^L j_y dx = geD \frac{xH}{c} (\mu_p + \mu_n) [\Delta p(0) - \Delta p(L)]. \quad (64.16)$$

Здесь g — размер образца вдоль оси z .

Таким образом, фотоманнитный ток короткого замыкания определяется только разницей между концентрациями неравновесных носителей на передней (освещаемой) и задней сторонах образца.

Рассмотрим теперь образование фотоманнитной ЭДС в изолированном образце. Как уже подчеркивалось ранее, в этом случае магнитодиффузионный ток приводит к накоплению зарядов противоположного знака у граней a и b , т. е. к появлению электрического поля, направленного вдоль оси y и создающего ток проводимости, направленный против магнитодиффузионного тока. В стационарном состоянии эти токи компенсируют друг друга, и этому состоянию соответствует некоторое значение фотоманнитной ЭДС.

Однако (рис. 181, А), магнитодиффузионный ток уменьшается с удалением от освещаемой поверхности. Следовательно, и фотоманнитная ЭДС должна была бы зависеть от x , уменьшаясь с расстоянием от освещенной грани образца. Но это означает, что вдоль оси x также должны возникать поле и разность потенциалов. Однако фотоманнитная ЭДС (вдоль y) и разность потенциалов вдоль x определяются не только магнитодиффузионным током, но и токами проводимости вдоль y и вдоль x , которые стремятся выравнять потенциал в этих направлениях. Величины токов проводимости вдоль x и вдоль y определяются сопротивлением и, следовательно, в частности, протяженностью образца в этих направлениях.

Таким образом, в тонких вдоль x и длинных вдоль y образцах потенциал вдоль x будет более эффективно выравниваться, чем вдоль y . Чаще всего именно такие образцы используются в опытах. Для них можно приближенно считать поле вдоль оси y и разность потенциалов между боковыми поверхностями образца не зависящими от x (т. е. считать, что вся боковая грань a находится под одним

приблизительно одинаковым потенциалом, а грань b —под другим также приблизительно одинаковым потенциалом). В этих условиях плотность тока проводимости, вызываемого фотомагнитной ЭДС, почти не зависит от x . В то же время магнитодиффузионный ток, как уже подчеркивалось, сильно уменьшается с ростом x (рис. 181, А). Следовательно, отсутствует компенсация этих токов в каждой точке: при малых x магнитодиффузионный ток превосходит ток проводимости, а при больших имеет место обратное соотношение. Это означает, что по образцу циркулирует ток, как показано на рис. 181, Б [17]. При этом, разумеется, в стационарном состоянии полный ток через все сечение образца в плоскости xz равен нулю, т. е. суммарный магнитодиффузионный ток через сечение xz , равный току короткого замыкания и выражаемый (64.16), равен полному току проводимости, который можно записать в виде

$$J_{\text{пров}} = V_{\text{фм}} \sigma_{ab} = -J_{\text{кз}}, \quad (64.17)$$

где σ_{ab} — полная проводимость образца между плоскостями a и b , $V_{\text{фм}}$ — фотомагнитная ЭДС¹⁾.

Поскольку

$$\sigma_{ab} = \frac{gL}{h} \sigma_0 + \frac{g}{h} \int_0^L \Delta \sigma dx = \frac{gL}{h} \sigma_0 + \frac{g}{h} e (\mu_n + \mu_p) \int_0^L \Delta p dx, \quad (64.18)$$

где σ_0 — удельная проводимость в темноте, то, учитывая (64.16), получаем для величины фотомагнитной ЭДС

$$V_{\text{фм}} = h \frac{eD \frac{\chi H}{c} (\mu_n + \mu_p) [\Delta p(0) - \Delta p(L)]}{L \sigma_0 + e (\mu_n + \mu_p) \int_0^L \Delta p dx}. \quad (64.19)$$

Таким образом, $V_{\text{фм}}$ пропорциональна магнитному полю (при малых полях, для которых справедливо наше рассмотрение) и определяется распределением неравновесных носителей Δp .

¹⁾ Выражение (64.17), как уже подчеркивалось, справедливо для изолированных образцов, «вытянутых» вдоль осн x приближенно. Если же торцы образца a и b снабжены металлическими электродами, полностью выравнивающими потенциал на торцах, то выражение (64.17) становится точным для образцов с любым соотношением размеров вдоль x и y .

Анализируя (64.19), прежде всего отметим, что с ростом интенсивности возбуждения (и, следовательно, Δp) фотомагнитная ЭДС стремится к насыщению. Действительно, числитель (64.19) пропорционален Δp , а знаменатель состоит из двух членов, один из которых, $L\sigma_0$, постоянен, а второй пропорционален Δp . При низком уровне возбуждения второй член в знаменателе мал и фотомагнитная ЭДС пропорциональна Δp (т. е. интенсивности возбуждения). При высоком уровне возбуждения первым членом в знаменателе можно

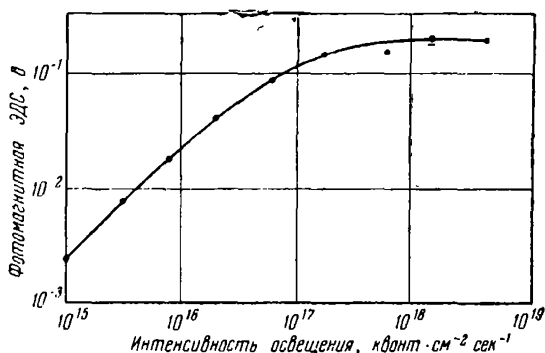


Рис. 182. Экспериментальная зависимость фотомагнитной ЭДС от интенсивности света для германия, иллюстрирующая переход от линейного нарастания $V_{\text{фм}}$ при малых интенсивностях света к насыщению при больших.

пренебречь, и после сокращения Δp в числителе и знаменателе фотомагнитная ЭДС оказывается постоянной (не зависящей от Δp).

Рис. 182 иллюстрирует переход от линейного нарастания $V_{\text{фм}}$ при малых интенсивностях света к насыщению при больших.

Выражение для Δp приводилось выше [см. (64.9), а также (64.12) — (64.14)]. Подставляя значение Δp в (64.19), получим довольно громоздкое общее выражение для $V_{\text{фм}}$.

Мы рассмотрим ниже некоторые частные случаи, для которых (64.19) сильно упрощается и появляется возможность использования фотомагнитного эффекта для определения

длины диффузионного смещения и скорости поверхностной рекомбинации.

Прежде всего примем, что глубина проникновения света $\frac{1}{k}$ мала по сравнению с l_D (это условие легко реализуется в таких веществах, как германий и кремний, при возбуждении в собственной области), а толщина образца L значительно превосходит l_D , т. е.

$$\frac{1}{k} \ll l_D \ll L. \quad (64.20)$$

В этих условиях генерация происходит вблизи освещаемой поверхности, условия на второй поверхности (при $x = L$) роли не играют, и концентрация носителей из-за диффузии спадает вдоль оси x по закону:

$$\Delta p = \Delta p(0) e^{-\frac{x}{l_D}}. \quad (64.21)$$

Рассмотрим два крайних случая.

а) *Высокий уровень возбуждения* ($\Delta p(x) \gg n_0 + p_0$). Пренебрегая первым членом в знаменателе (64.19), имеем

$$V_{\text{фм}} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{\Delta p(0) - \Delta p(L)}{\int_0^L \Delta p dx}. \quad (64.22)$$

Поскольку $L \gg l_D$, то, учитывая (64.21), получаем,

$$\Delta p(L) \approx 0; \quad \int_0^L \Delta p dx \approx \Delta p(0) l_D$$

и

$$V_{\text{фм}} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{1}{l_D}. \quad (64.23)$$

Таким образом, по предельной величине фотомагнитной ЭДС, достигаемой при достаточно высоком уровне возбуждения, может быть непосредственно определена длина диффузионного смещения

$$l_D = \frac{1}{V_{\text{фм}}} \cdot hD \frac{\alpha H}{c}. \quad (64.24)$$

Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что эта величина приобретает однозначный смысл при выполнении весьма жесткого условия

$$\Delta p(x) \gg n_0 + p_0, \quad (64.25)$$

т. е. лишь тогда, когда *при любом* x концентрация неравновесных носителей превосходит концентрацию равновесных. При этом l_D есть длина диффузии, соответствующая высокому уровню возбуждения, так же как и коэффициент диффузии D , входящий в (64.22) — (64.24) и равный в этих условиях [см. (62.15)]

$$D = 2 \frac{D_n D_p}{D_n + D_p}.$$

Если же вблизи освещаемой поверхности $\Delta p \gg n_0 + p_0$, а вдали от нее $\Delta p < n_0 + p_0$, то распределение концентрации вдоль x перестает быть экспоненциальным, l_D становится функцией x и на опыте измеряется величина, усредненная по x (и, следовательно, по уровню возбуждения).

б) *Низкий уровень возбуждения* ($\Delta p(x) \ll n_0 + p_0$). Пренебрегая вторым членом в знаменателе (64.19) и величиной $\Delta p(L)$ в числителе, получаем

$$V_{\text{фм}} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{e \Delta p(0) (\mu_n + \mu_p)}{L \sigma_0}. \quad (64.26)$$

Найдем $\Delta p(0)$, предположив, что скорость поверхностной рекомбинации s_0 пренебрежимо мала¹⁾.

В этом случае полное число неравновесных носителей в образце, приходящееся на единицу освещаемой поверхности, равно

$$\int_0^L \Delta p dx = \Delta p(0) \int_0^L e^{-\frac{x}{l_D}} dx = \Delta p(0) l_D, \quad (64.27)$$

можно записать иначе в виде $\beta I_0 \tau$. Следовательно,

$$\Delta p(0) = \frac{\beta I_0 \tau}{l_D} = \beta I_0 \frac{l_D}{D}. \quad (64.28)$$

¹⁾ Можно показать, что критерий малости s_0 имеет вид $s_0 \ll \frac{D}{l_D}$.

Подставляя (64.28) в (64.26), получаем

$$V_{\text{фм}} = \frac{h}{L} \frac{\chi H}{c} \frac{e(\mu_n + \mu_p) \beta I_0}{\sigma_0} l_D. \quad (64.29)^1$$

Выражение (64.29) позволяет определять l_D , соответствующее низкому уровню возбуждения:

$$l_D = V_{\text{фм}} \frac{c}{\chi H} \frac{L}{h} \frac{\sigma_0}{e(\mu_n + \mu_p) \beta I_0}. \quad (64.30)$$

В заключение мы приведем общее выражение фотомагнитной ЭДС для образца (с металлическими электродами) с любыми размерами вдоль x и любыми скоростями поверхностной рекомбинации, сохранив в качестве единственного ограничения условие сильного поглощения

$$V_{\text{фм}} = \frac{A \beta I_0}{B + \beta I_0}, \quad (64.31)$$

где A и B — коэффициенты, имеющие вид

$$A = h \frac{\chi H}{c} \frac{D}{l_D} \frac{\frac{D}{l_D s_L} \left(\text{ch} \frac{L}{l_D} - 1 \right) + \text{sh} \frac{L}{l_D}}{\frac{D}{l_D s_L} \text{sh} \frac{L}{l_D} + \text{ch} \frac{L}{l_D} - 1}, \quad (64.32)$$

$$B = \frac{L}{l_D} \frac{\sigma_0}{e(\mu_n + \mu_p)} \frac{s_0 \left(1 + \frac{D^2}{L^2 s_0 s_L} \right) \text{sh} \frac{L}{l_D} + \frac{D(s_0 + s_L)}{L s_0 s_L} \text{ch} \frac{L}{l_D}}{\frac{D}{l_D s_L} \text{sh} \frac{L}{l_D} + \text{ch} \frac{L}{l_D} - 1}. \quad (64.33)$$

Нетрудно видеть, что (64.31) при соответствующих условиях превращается в (64.29) или (64.23).

Б. Компенсационный метод измерения l_D при низком уровне возбуждения

Как было показано выше, измерение величины l_D , соответствующей низкому уровню возбуждения, возможно [см. (64.30)] для достаточно толстых образцов, если известна

¹⁾ Ток короткого замыкания в этих условиях равен

$$J_{\text{кз}} = g \frac{\chi H}{c} e(\mu_n + \mu_p) \beta I_0 l_D. \quad (64.29')$$

интенсивность генерации βI_0 , а скорость поверхностной рекомбинации s_0 мала.

Существует, однако, так называемый компенсационный метод, в котором для определения l_D не требуется знать βI_0 и в принципе нет ограничений для s_0 . Этот метод предусматривает компенсацию фотомагнитной ЭДС изменением падения напряжения на образце, связанным с фотопроводимостью [11].

Принципиальная схема измерений изображена на рис. 183. Модулированный свет падает на образец. В цепь через

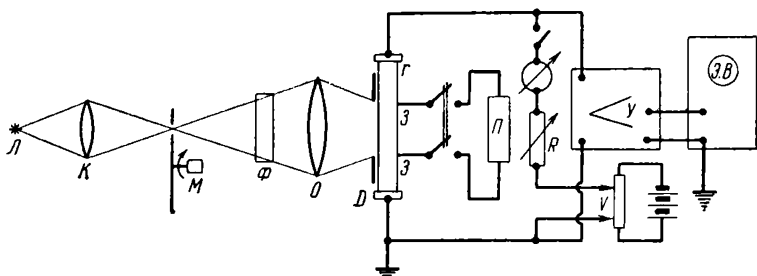


Рис. 183. Схема, используемая для измерения диффузионной длины, с помощью компенсации фотомагнитной ЭДС изменением падения напряжения на образце, связанном с фотопроводимостью.

L — источник света, K, O — объективы, M — модулятор света, Φ — фильтр, D — диафрагма, r — образец, Π — потенциометр постоянного тока, R — ограничивающее переменное сопротивление, Y — резонансный усилитель, Э. В. — электронный вольтметр, Z — зонды.

большое сопротивление R может включаться постоянное напряжение V , в результате чего через образец протекает всегда одинаковый по величине (R велико) ток J .

При освещении за счет появления фотопроводимости падение напряжения на образце изменяется с частотой модуляции. При наличии магнитного поля, перпендикулярного к плоскости чертежа, между торцовыми электродами образца возникает также модулированная с частотой прерывания света фотомагнитная ЭДС. Очевидно, что можно так подобрать направление и величину постоянного тока через образец, чтобы на его торцовых электродах падение напряжения из-за фотопроводимости компенсировало фотомагнитную ЭДС и, следовательно, усилитель регистрировал бы отсутствие модулированного сигнала. Моменту компенсации соответствует

простое соотношение между постоянным током через образец и величиной I_D ; покажем это.

Амплитуда переменного сигнала между электродами, связанного с фотопроводимостью, равна

$$v = J \Delta r \cong Jr^2 \Delta \sigma^*; \quad (64.34)$$

здесь r — сопротивление образца (приблизительно одинаковое в темноте и при освещении), $\Delta \sigma^*$ — полное изменение проводимости образца между электродами при освещении.

Легко видеть, что

$$\Delta \sigma^* = \frac{g}{h} \int_0^L \Delta \sigma dx = \frac{g}{h} e (\mu_n + \mu_p) \int_0^L \Delta p dx. \quad (64.35)$$

При низком уровне возбуждения, сильно поглощаемом свете и достаточно толстых (вдоль оси x) образцах, используя (64.21), имеем

$$\int_0^L \Delta p dx = \Delta p(0) l_D, \quad (64.36)$$

и, следовательно,

$$v = Jr^2 \frac{g}{h} e (\mu_n + \mu_p) \Delta p(0) l_D. \quad (64.37)$$

С другой стороны, фотомагнитная ЭДС в рассматриваемых условиях определяется (64.26). Тогда, приравнявая правые части (64.26) и (64.37), получаем, что при компенсации

$$l_D = h \frac{eH}{c} \frac{D}{Jr} = h \frac{H}{c} \frac{D}{W}, \quad (64.38)$$

где W — постоянное падение напряжения на образце из-за протекания тока J .

Таким образом, процесс измерения I_D сводится к компенсации сигнала регулированием V (причем момент компенсации фиксируется по минимуму показаний электронного вольтметра Э. В.) и измерению падения напряжения на образце W . Часто для исключения влияния контактов¹⁾ они исключаются

¹⁾ Искажающих принятое в теории распределение концентрации неравновесных носителей (64.9), (64.12), (64.13), (64.14) и вызывающих появление «паразитных» фото-ЭДС.

из области освещения, и в этом случае W соответствует падению напряжения на освещенной части образца. Для точного определения W иногда используются специальные зонды Z , напряжение между которыми определяется измерительным потенциометром P (см. рис. 183).

Поскольку теория метода соответствует стационарным условиям, а кинетика фотопроводимости и кинетика фотомагнитной ЭДС могут отличаться, при измерениях должна фиксироваться компенсация в стационарных условиях. Это налагает ограничение на частоту модуляции света: длительности световых импульсов и промежутков между ними (или период при синусоидальной модуляции) должны существенно превосходить время установления фотопроводимости и фотомагнитной ЭДС.

Таким образом, сочетание метода компенсации при низком уровне возбуждения и измерения $V_{\text{фм}}$ при высоком уровне возбуждения [см. (64.24)] позволяет сравнительно просто определить l_D , соответствующее низкому и высокому уровням без необходимости измерять интенсивность света и, главное, с полным исключением влияния поверхностной рекомбинации.

Отметим, что при сильном поглощении света рекомбинация на освещаемой поверхности приводит как бы к уменьшению интенсивности света и, следовательно, величины эффектов, не влияя, однако, на характер распределения неравновесных носителей тока в глубине образца.

Таким образом, в тех случаях, когда интенсивность света не входит в выражения для определяемых величин [см., например (64.24) и (64.38)], в эти выражения не входит и скорость поверхностной рекомбинации s_0 .

В. Использование фотомагнитного эффекта для определения скорости поверхностной рекомбинации

Во всех рассмотренных выше случаях предполагалось, что градиент концентрации вдоль оси x связан с объемной рекомбинацией диффундирующих от освещаемой поверхности неравновесных носителей, и, поскольку эффективная глубина диффузии равна l_D , из измерений фотомагнитной ЭДС могла быть определена именно эта величина l_D .

Очевидно, что если, напротив, образец тонок вдоль x , т. е. $L \ll l_D$, то рекомбинация в объеме незначительна и распределение неравновесных носителей, градиент их концентрации, диффузионный ток вдоль оси x и, следовательно, магнитодиффузионный ток вдоль оси y будут определяться скоростью поверхностной рекомбинации на тыловой стороне s_L . Это приводит к возможности для тонких образцов в условиях высокого уровня возбуждения непосредственно определять s_L из измерений фотомагнитной ЭДС [9].

Действительно, при достаточно больших I_0 из (64.26), (64.31) и (64.32) имеем

$$V_{\text{фм}} = A = h \frac{\chi H}{c} \frac{D}{l_D} \frac{\frac{D}{l_D s_L} \left(\text{ch} \frac{L}{l_D} - 1 \right) + \text{sh} \frac{L}{l_D}}{\frac{D}{l_D s_L} \text{sh} \frac{L}{l_D} + \text{ch} \frac{L}{l_D} - 1}. \quad (64.39)$$

Полагая в (64.39) $L \ll l_D$, получаем

$$V_{\text{фм}} = L \frac{\chi H}{c} s_L. \quad (64.40)$$

Г. Фотомагнитный эффект при любом соотношении между концентрациями неравновесных электронов и дырок

В тех случаях, когда $\Delta n \neq \Delta p$, т. е. при большой концентрации ловушек, когда на них могут сосредотачиваться неравновесные электроны или дырки в количествах, сравнимых с Δn или Δp , времена жизни неравновесных электронов и дырок, вообще говоря, неодинаковы (см. § 23, п. Б). В этом случае измеряемое по релаксации фотопроводимости время жизни состояния неравновесной проводимости $\tau_{\text{нп}}$ выражается (49.1) или (в стационарном состоянии) (49.3)¹⁾.

Выше, в пунктах А и Б, рассматривались возможности использования фотомагнитного метода для определения τ при условии $\Delta n = \Delta p$, т. е. когда времена жизни электронов и дырок одинаковы и τ соответствует времени жизни пар. Возникает вопрос, чему будут соответствовать получаемые этими методами значения τ при $\Delta n \neq \Delta p$ (т. е. при $\tau_n \neq \tau_p$).

¹⁾ Нетрудно видеть, что если времена жизни электронов и дырок сильно различаются, то $\tau_{\text{нп}}$ совпадает с большим из них.

Очевидно, следует ожидать, что в несобственном полупроводнике фотомагнитный ток короткого замыкания должен определяться главным образом *неосновными* носителями, которые «контролируют» процессы диффузии. Следовательно, в таких полупроводниках время жизни, входящее, например, в величину l_D (64.30), должно соответствовать времени жизни неосновных носителей.

Можно показать, что в общем случае в качестве τ в этих выражениях выступает величина

$$\tau_{\text{фм}} = \frac{p_0 \tau_n + n_0 \tau_p}{p_0 + n_0}. \quad (64.41)$$

[Из (64.41) видно, что, например, при $p_0 \gg n_0$ $\tau_{\text{фм}} \approx \tau_n$, т. е. времени жизни неосновных носителей.]

Из сравнения (49.3) и (64.41) видно, что величины «времени жизни», определяемые по фотопроводимости и фотомагнитному эффекту, вообще говоря, неодинаковы (совпадают только при $\Delta n = \Delta p$) [25, 30].

Сложный смысл приобретает при $\Delta n \neq \Delta p$ и τ , определяемое методом компенсации сигнала фотомагнитной ЭДС, сигналом фотопроводимости (см. п. Б).

Анализ приводит к выводу, что определяемая методом компенсации величина, которую мы обозначим τ_k , равна

$$\tau_k = \frac{(\tau_{\text{нп}})^2}{\tau_{\text{фм}}}. \quad (64.42)$$

Сопоставление экспериментально определяемых величин $\tau_{\text{нп}}$, $\tau_{\text{фм}}$ и τ_k может быть использовано для получения сведений о соотношении между Δn и Δp (т. е. между τ_n и τ_p) и, следовательно, может помочь в отыскании модели, описывающей свойства исследуемого материала.

§ 65. Монополярный нестационарный фотомагнитный эффект

В случае монополярной фотопроводимости (например, при примесном возбуждении или при собственном возбуждении, когда времена жизни электронов и дырок резко неодинаковы) в стационарных условиях фотомагнитный эффект должен отсутствовать.

Действительно, в фотомагнитном эффекте магнитное поле отклоняет *движущиеся* вдоль оси x заряды. В биполярном

случае в стационарном состоянии, несмотря на равенство полного тока вдоль x нулю, существуют две равные по величине (и компенсирующие друг друга) компоненты этого тока — дырочная и электронная, т. е. существуют реальные потоки электронов и дырок вдоль x . Отклонение этих потоков магнитным полем и обуславливает появление фотомагнитного эффекта.

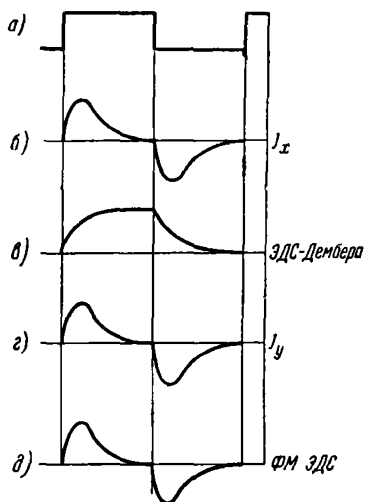


Рис. 184. Изменение во времени: б) диффузионного тока, в) ЭДС Дембера, г) магнитодиффузионного тока и д) фотомагнитной ЭДС при освещении полупроводника прямоугольным импульсом света (а).

В монополярном случае равенство тока вдоль x нулю определяется компенсацией тока диффузии током проводимости. Направленное движение носителей тока отсутствует и, следовательно, магнитное поле не отклоняет заряды¹⁾.

Однако и в монополярном случае в принципе должен наблюдаться фотомагнитный эффект, но в нестационарном режиме. Действительно, если в некоторый момент времени началось освещение образца (рис. 184, а), то из-за наличия градиента концентрации появляется ток диффузии J_x вдоль оси x . Этот ток приводит к появлению объемного заряда и поля, препятствующего току, и, в конце концов (в стационарном состоянии), ток снижается до нуля (рис. 184, б). Однако

препятствующего току, и, в конце концов (в стационарном состоянии), ток снижается до нуля (рис. 184, б). Однако

¹⁾ Фотомагнитный эффект во многом аналогичен термомагнитному эффекту Нернста — Эттингаузена. Однако последний наблюдается и в монополярном случае за счет различия энергий носителей в компенсирующих встречных потоках — диффузионном и проводимости.

Поскольку при наблюдении фотомагнитного эффекта можно считать, что температура неравновесных носителей всюду одна и та же (равна температуре решетки), очевидно, что в монополярном случае стационарный эффект должен отсутствовать.

до того, как он уменьшится до нуля, имеет место отклонение носителей в магнитном поле в направлении оси y и, следовательно, фотомагнитный эффект (рис. 184, z и d). При выключении света вдоль x течет ток рассасывания объемного заряда, обратный по направлению диффузионному току в период освещения.

Следовательно, возникает фотомагнитный эффект противоположного знака. Экспериментальное исследование монополярного фотомагнитного эффекта затруднено тем, что при возбуждении в примесной области (когда может быть надежно осуществлен монополярный случай) поглощение света, а следовательно, и градиент концентрации обычно невелики. Вследствие этого малы диффузионный и магнитодиффузионный (в направлении оси y) токи. Для того чтобы обойти это затруднение, целесообразно производить равномерное по объему освещение только одной части образца, в то время как другая часть затемнена (рис. 185). На границе этих областей следует ожидать значительного градиента концентраций, который будет определяться не глубиной проникновения света, а длиной экранирования.

Расчет для низкого уровня возбуждения показывает, что при указанной геометрии опыта и при условии $L_x \gg l_s$ и $L_1 \gg l_s$, $L_2 \gg l_s$ зависимость поля фотомагнитного эффекта от времени (если при $t=0$ включался свет) определяется выражением [41]:

$$E_y = - \frac{\mu H}{c} \frac{4\pi e D}{\epsilon L_x} \Delta n_{ст} \tau \frac{\left[\left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_s} \right) t - 1 \right] e^{-\frac{t}{\tau_s}} + e^{-\frac{t}{\tau}}}{\left(1 - \frac{\tau}{\tau_s} \right)^2}, \quad (65.1)$$

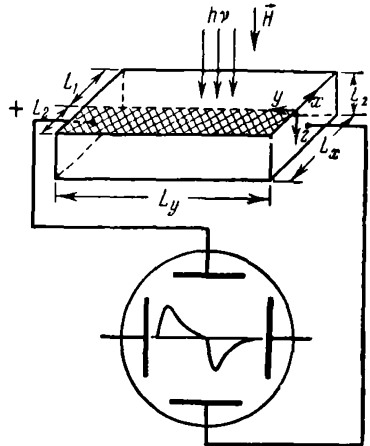


Рис. 185. Схема наблюдения монополярного нестационарного фотомагнитного эффекта.

где $\tau_s = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ — максвелловское время; $\tau = [\gamma_n (N_{CM} + n_0 + M - m_0)]^{-1}$ — время жизни при примесной фотопроводимости [см. (42.8)]; $\Delta n_{ст} = m_0 q I_0 \tau$ — стационарная концентрация в глубине освещенной области.

На рис. 186 представлена зависимость E_y от времени, построенная в соответствии с (65.1) для двух соотношений

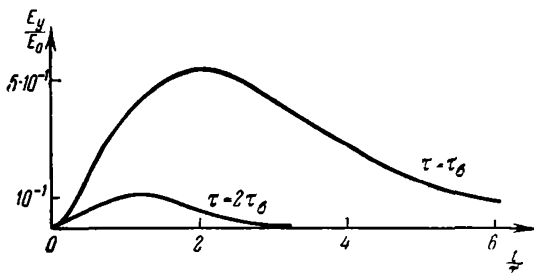


Рис. 186. Кривые релаксации монополярного фотомагнитного эффекта; $E_0 = \frac{\mu H}{c} \frac{4\pi e D}{\epsilon L_x} \Delta n_{ст} \tau$.

между τ и τ_s . Видно, что эффект сильно растет при уменьшении τ/τ_s .

Оценку величины E_y удобно производить по максимальному значению E_y^{\max} , которое оказывается равным

$$E_y^{\max} = -\frac{\mu H}{c} \frac{4\pi e D}{\epsilon L_x} \Delta n_{ст} t_{\max} e^{-\frac{t_{\max}}{\tau_s}}, \quad (65.2)$$

где t_{\max} определяется уравнением

$$\exp\left[\left(\frac{1}{\tau_s} - \frac{1}{\tau}\right)t_{\max}\right] = \left(1 - \frac{t_{\max}}{\tau_s} + \frac{\tau}{\tau_s} \cdot \frac{t_{\max}}{\tau}\right). \quad (65.3)$$

Если максвелловское время релаксации τ_s значительно меньше времени жизни τ , то из (65.3) следует

$$\exp\frac{t_{\max}}{\tau_s} = \frac{\tau t_{\max}}{\tau_s^2} + 1, \quad (65.4)$$

так что вместо (65.2) получаем

$$E_y^{\max} \approx -\frac{\mu H}{c} \frac{4\pi e D}{\epsilon L_x} \Delta n_{ст} \frac{\tau_s^2}{\tau}. \quad (65.5)$$

Для оценки величины монополярного эффекта интересно сравнить $E_y^{\text{макс}}$ с величиной обычного биполярного фотомагнитного эффекта $E_{\text{фм}}$, считая, что стационарные концентрации неравновесных носителей в обоих случаях одинаковы.

Оказывается, что

$$\frac{E_y^{\text{макс}}}{E_{\text{фм}}} = \frac{\tau_\sigma}{\tau}. \quad (65.6)$$

Таким образом, для хорошо проводящих полупроводников, для которых τ_σ мало, монополярный фотомагнитный эффект мал сравнительно с биполярным.

Из (65.2) и (65.5) видно, что при выполнении принятого условия $L_x \gg l_D$ $E_y^{\text{макс}}$ уменьшается с ростом L_x . Это связано с тем, что диффузия имеет место в короткой области, определяемой $\sim l_D$, а остальной слой полупроводника толщиной $L_x - l_D \approx L_x$ служит вредным балластом, шунтирующим фотомагнитную ЭДС. Выражение для тока короткого замыкания, разумеется, не зависит от L_x и имеет вид

$$J_y = \frac{\mu H}{c} e DL_z \frac{e^{-\frac{t}{\tau_\sigma}} - e^{-\frac{t}{\tau}}}{(1 - \tau/\tau_\sigma)} \Delta n_{\text{ст}}. \quad (65.7)$$

Ток короткого замыкания, так же как и фотомагнитная ЭДС, изменяется во времени по кривой с максимумом (рис. 184, 2). Максимальное значение тока равно

$$J_y^{\text{макс}} = \frac{\mu H}{c} e DL_z \Delta n_{\text{ст}} \left[\frac{\tau}{\tau_\sigma} \right]^{\frac{\tau}{(\tau_\sigma - \tau)}}. \quad (65.8)$$

Отношение $J_y^{\text{макс}}$ к току короткого замыкания при обычном фотомагнитном эффекте равно

$$\frac{J_y^{\text{макс}}}{J_{\text{фм}}} = \left[\frac{\tau}{\tau_\sigma} \right]^{\frac{\tau}{(\tau_\sigma - \tau)}}. \quad (65.9)$$

При $\tau/\tau_\sigma \gg 1$ имеем $J_y^{\text{макс}}/J_{\text{фм}} \approx \frac{\tau_\sigma}{\tau}$, а при $\frac{\tau}{\tau_\sigma} \sim 1$ это отношение ~ 1 . Таким образом, следует ожидать, что нестационарный монополярный фотомагнитный эффект будет

велик в плохо проводящих материалах (например, в компенсированном германии и кремнии при достаточно низких температурах).

Отметим в заключение, что имеющее место для обычного фотомагнитного эффекта насыщение E_y с ростом интенсивности света должно наблюдаться и для монополярного фотомагнитного эффекта. Полученные формулы не отображают этого свойства из-за того, что рассматривалось решение при низком уровне возбуждения. Экспериментально монополярный фотомагнитный эффект до настоящего времени не исследовался.

§ 66. Отрицательная фотопроводимость в магнитном поле

В некоторых случаях, помещая полупроводник, обнаруживающий в обычных условиях положительную фотопроводимость, в магнитное поле, перпендикулярное к линиям тока, можно изменить знак его фотопроводимости на обратный [39].

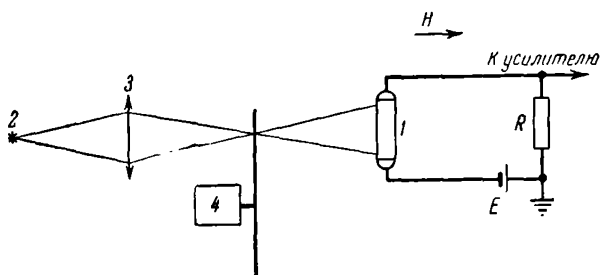


Рис. 187. Схема для наблюдения отрицательной фотопроводимости в магнитном поле.

1 — образец, 2 — источник света, 3 — объектив, 4 — модулятор света.

Схема для наблюдения указанного эффекта изображена на рис. 187. Образец включен в обычную цепь для измерения фотопроводимости. Для удобства измерений он освещается короткими импульсами света, отделенными длитель-

ными промежутками темноты. Сигнал, снимаемый с сопротивления нагрузки R , анализируется с помощью осциллографа. Типичные осциллограммы, полученные для германия, изображены на рис. 188, *а* и *б*. Осциллограмма *а*) получена в отсутствие магнитного поля и соответствует обычной «положительной» фотопроводимости (импульсы вверх). При включении магнитного поля (осциллограмма *б*) фотопроводимость меняет знак (импульсы вниз), т. е. становится отрицательной.

Качественное объяснение эффекта состоит в следующем. При дрейфе носителей тока в поперечном магнитном поле их траектории (на длине свободного пробега) искривляются. С этим связано, как известно, уменьшение подвижности (увеличение сопротивления) в магнитном поле. Однако возникающее поле Холла частично «выпрямляет» траектории частиц и тем самым уменьшает эффект возрастания сопротивления в магнитном поле.

Таким образом, если каким-либо способом уменьшить поле Холла, то тем самым можно увеличить искривление траектории носителей и, следовательно, сопротивление полупроводника.

Уменьшения поля Холла можно в принципе достичь:

а) «закорачивая» ЭДС Холла с помощью малого внешнего сопротивления;

б) используя образцы в виде так называемых дисков Корбино, где (как это следует из характера симметрии) поле Холла не возникает (рис. 189).

Можно, однако, предложить и иной способ, пригодный для случая примесной проводимости, когда концентрация носителей одного знака (например, дырок p_0) значительно

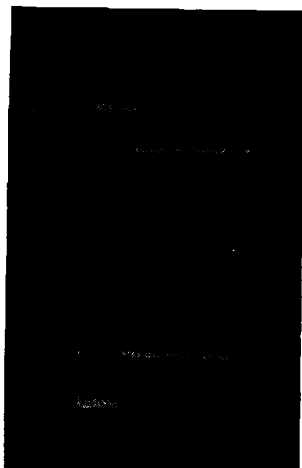


Рис. 188. Осциллограммы фотопроводимости.

а — импульсы положительной фотопроводимости при отсутствии магнитного поля, *б* — импульсы отрицательной фотопроводимости в магнитном поле. Результаты получены на образцах *p*-германия с $\rho = 12 \text{ ом}\cdot\text{см}$ при $T = 77^\circ \text{ К}$; $H = 20\,000 \text{ в}$; уровень возбуждения $\Delta n/p_0$ составлял $\sim 0,005$.

превосходит концентрацию носителей другого знака (электронов n_0) и, следовательно, постоянная Холла в равновесии определяется величиной p_0 . Если освещать такой полупроводник светом из собственной полосы поглощения, то возникают пары электрон-дырка. Связанное с этим увеличение концентрации электронов уменьшает поле Холла, что приводит, как подчеркивалось выше, к возрастанию сопротивления, т. е. проявляется в виде отрицательной фотопроводимости.

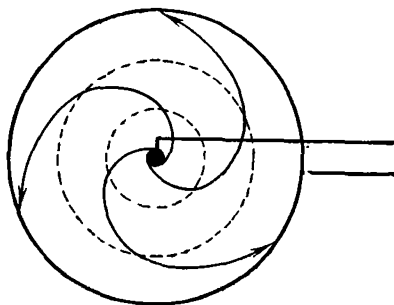


Рис. 189. Образец в виде диска Корбино.

Таким образом, с одной стороны, при освещении проводимость возрастает за счет появления неравновесных носителей, с другой стороны, она падает за счет уменьшения поля Холла и, следовательно, подвижности равновесных носителей. Если второй эффект превалирует, то будет иметь место отрицательная фотопроводимость.

Расчет показывает, что эффект действительно должен наблюдаться при монополярной равновесной, но биполярной неравновесной проводимости при низком уровне возбуждения.

Для иллюстрации на рис. 190 приведена рассчитанная теоретически кривая относительного изменения фотопроводимости n -германия. Кривая показывает, что $\Delta\sigma_H$ остается отрицательной вплоть до уровня инжекции $\Delta p/n_0$, равного 0,46.

Отрицательная фотопроводимость, наблюдаемая экспериментально (см. рис. 188), действительно появляется в указанных условиях.

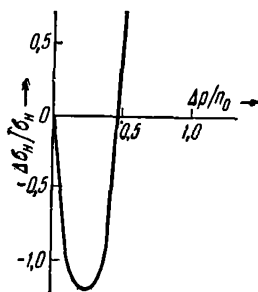


Рис. 190. Зависимость $\Delta\sigma_H/\sigma_H$ от уровня возбуждения $\Delta p/n_0$ для n -Ge при $T = 77^\circ \text{K}$; $H = 10\,000 \text{ э}$. Отрицательная фотопроводимость наблюдается при малых уровнях возбуждения (до $\Delta p/n_0 \approx 0,5$).

Раздел II

МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Диффузия в магнитном поле, как было показано в §§ 64 и 65, приводит к появлению объемных зарядов и ЭДС за счет перераспределения в пространстве заряженных частиц-носителей тока. Однако, кроме наблюдения этих ЭДС, возможно непосредственное наблюдение и исследование изменений распределения *концентраций* диффундирующих неравновесных носителей в магнитном поле (т. е. магнито-концентрационных эффектов). Одним из таких эффектов является *эффект Суля* (изменение распределения концентрации дрейфующих в электрическом поле неосновных носителей при включении поперечного магнитного поля), используемый главным образом для определения характеристик поверхностной рекомбинации (см. § 68).

Другим эффектом, описание которого приводится в § 67, является эффект «фокусировки» диффундирующих носителей продольным магнитным полем. Имеются также и иные разновидности магнитоцентрационных эффектов.

§ 67. Продольный магнитоцентрационный эффект

Если в некоторой точке на поверхности полубесконечного образца генерируются, например, точечным световым зондом неравновесные носители тока, то в отсутствие магнитного поля они будут диффундировать в глубь образца, создавая сферически симметричное распределение с центром в точке инъекции, как показано на рис. 191 (предполагается, что скорость рекомбинации на освещенной поверхности равна нулю). Совместим начало координат с точкой инъекции, направив ось z перпендикулярно к поверхности образца.

Тогда при включении магнитного поля, параллельного z , на составляющие диффузионных токов, перпендикулярные к этому полю, т. е. расположенные в плоскости, перпендикулярной к z , будет действовать сила Лоренца, отклоняющая их на угол $\theta = \frac{\mu H}{c}$. Таким образом, если смотреть сверху (рис. 191), макротраектории неравновесных носителей искривятся (так, как это показано на рис. 191, 2). В результате в направлении, перпендикулярном к H , носители тока

за время жизни продиффундируют на меньшее расстояние от точки инъекции, чем при $H = 0$. Это равносильно уменьшению длины диффузионного смещения в плоскостях, параллельных xu (при неизменном времени жизни), и должно привести к повышению концентрации носителей на оси z .

Изменение распределения концентрации в магнитном поле определенным образом связано с подвижностью носителей тока в полупроводнике. Расчет, на котором мы не будем останавливаться, показывает, что в сильно несобственном полупроводнике, например p -типа,

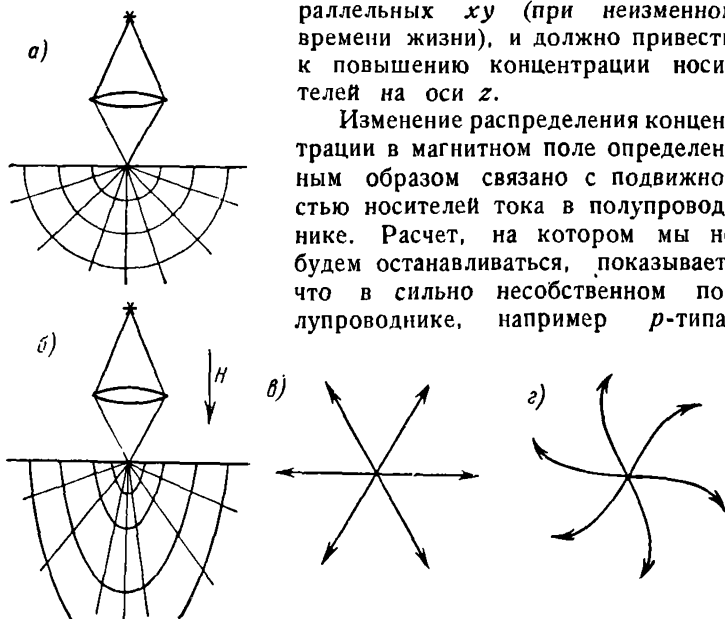


Рис. 191. Схематическое изображение диффузии неравновесных носителей, генерируемых точечным световым зондом на поверхности полубесконечного образца в отсутствие (а, в) и присутствии магнитного поля (б, г);

а), б) — вид сбоку, в), г) — вид сверху.

при $\Delta n = \Delta p$ и низком уровне возбуждения это распределение имеет вид [31, 37]

$$\Delta n_H = \frac{\Delta N}{2\pi l_D^2} \left[1 + \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2 \right] \times \frac{\exp \left(-\frac{1}{l_D} \sqrt{(x^2 + y^2) \left[1 + \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2 \right] + z^2} \right)}{\sqrt{(x^2 + y^2) \left[1 + \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2 \right] + z^2}}, \quad (67.1)$$

где $\Delta N = \beta I_0 \tau$ — полная концентрация неравновесных пар в полупроводнике (очевидно, не зависящая от магнитного поля); l_D и μ_n — соответственно длина диффузионного смещения при $H=0$ и холловская подвижность неосновных носителей¹⁾.

В отсутствие магнитного поля (67.1) превращается в

$$\Delta n_0 = \frac{\Delta N}{2\pi l_D^2} \frac{\exp\left(-\frac{r}{l_D}\right)}{r}, \quad (67.2)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние до точки инъекции. Из (67.2) и (67.1) следует, что, в то время как при $H=0$ поверхностями равной концентрации являются сферы, при наличии магнитного поля они представляют собой эллипсоиды вращения с большой осью, направленной вдоль магнитного поля (рис. 191, б). Уравнение этих поверхностей имеет вид

$$(x^2 + y^2) \left[1 + \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2 \right] + z^2 = \text{const.} \quad (67.3)$$

Из (67.3) видно, что большая ось эллипсоида в $\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_n H}{c}\right)^2}$ раз больше малой. Действие магнитного поля сводится, таким образом, к «фокусировке» диффундирующих носителей вдоль направления магнитного поля. Экспериментальное определение отношения осей эллипсоида позволяет определить величину μ_n .

Изменение распределения концентрации в магнитном поле может быть обнаружено экспериментально следующим образом. Образец, например в виде плоскопараллельной пластинки, освещается точечным световым зондом (рис. 192, а и б). Концентрация неосновных носителей определяется по сигналу на точечном зонде-коллекторе. Величина магнито-концентрационного эффекта характеризуется относительным изменением концентрации при включении магнитного поля ξ

$$\xi = \frac{v_H - v_0}{v_0}, \quad (67.4)$$

¹⁾ Более точное рассмотрение с учетом распределения носителей тока по скоростям показывает, что величина μ_n имеет более сложный смысл. Об этом см. ниже.

где v_0 и v_H — сигналы на коллекторе при отсутствии и наличии магнитного поля соответственно.

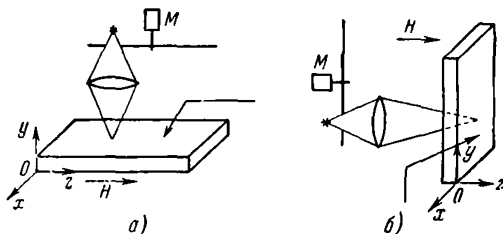


Рис. 192. Схемы исследования магнитоконцентрационного эффекта.

M — модулятор освещения.

В зависимости от знака ξ магнитоконцентрационный эффект может быть как положительным (увеличение концентрации с H), так и отрицательным.

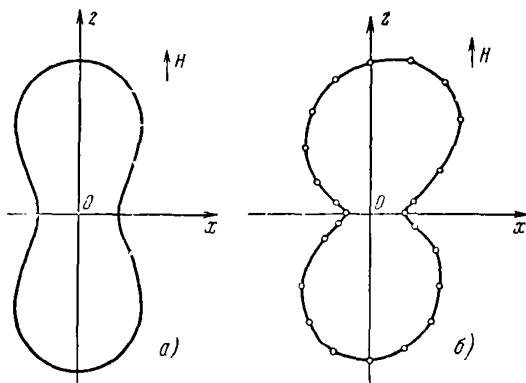


Рис. 193. а) расчетная зависимость тока коллектора от угла поворота образца вокруг оси y , б) результат измерений на одном из образцов.

На рис. 193, б и 194 для иллюстрации представлены кривые, характеризующие изменение распределения неосновных носителей в магнитном поле для плоских образцов германия, расположенных параллельно плоскостям xOz и xOy .

В сечении xOz распределение должно быть эллипсоидальным. На рис. 195 изображены поверхности равной концентрации в этом сечении при некотором H . Если вращать образец вокруг перпендикулярной к магнитному полю оси, проходящей через точку инъекции (т. е. совпадающей с осью светового пучка, рис. 192, *a*), то это эквивалентно тому, что коллектор перемещается по окружности в плоскости xOz (штрихованная окружность на рис. 195). При этом

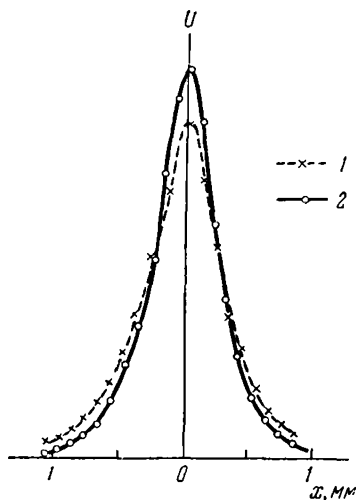


Рис. 194. Зависимость величины сигнала с коллектора от расстояния между коллектором и точкой инъекции в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля.

1 — $H=0$, 2 — $H=15\,000$ э.

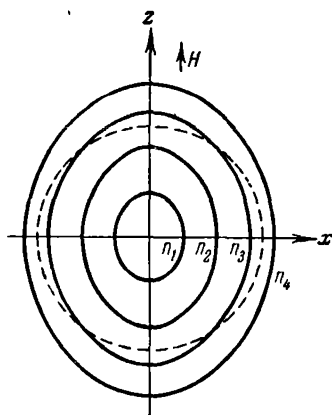


Рис. 195. Сечение поверхностей равной концентрации плоскостью xOz . Штриховая окружность изображает положение коллектора при вращении образца вокруг оси u .

коллектор пересекает линии различной концентрации и величина сигнала на нем будет зависеть от угла поворота.

На рис. 193, *a* показана расчетная кривая, вычерченная в полярных координатах, а на рис. 193, *б* — типичная экспериментальная зависимость, полученная на германии и качественно соответствующая теоретической кривой.

При расположении образца параллельно плоскости xOy , перпендикулярной к магнитному полю (рис. 192, *б*), вращение

образца вокруг светового луча не должно изменять величину сигнала. Поэтому достаточно производить измерения по какому-либо одному направлению, проходящему через точку инъекции.

Из рис. 194 видно, что, как и следует ожидать, концентрация вблизи точки инъекции при включении магнитного поля возрастает, в то время как вдали от нее — уменьшается (эффект «фокусировки»).

Все эти результаты измерений распределения концентрации по сечениям xOz и xOy качественно подтверждают эллипсоидальную симметрию распределения концентрации инжектированных носителей в полупроводнике и представление о том, что действие магнитного поля на диффундирующие носители сводится к искривлению их макротраекторий. Однако количественное сравнение этих результатов с теорией оказывается затруднительным. Для того чтобы найти отношение полуосей эллипсоида, можно было бы сопоставить теоретическую и экспериментальную зависимости тока коллектора от угла поворота, показанные на рис. 193. Но необходимо иметь в виду, что исследование сечений эллипсоида на образцах, имеющих форму пластинок, может дать лишь качественную картину явления, так как условия растекания носителей будут отличны от условий растекания в бесконечном полупроводнике. В таких опытах неизбежно влияние ограничивающих плоскостей образца на величины измеряемых токов. При наличии большой поверхностной рекомбинации носители, отклоняющиеся к поверхности пластинки, быстрее рекомбинируют и концентрация их уменьшается с расстоянием от точки инъекции быстрее, чем она уменьшалась бы в неограниченном образце. Влияние поверхности не исключается и в том случае, когда скорость поверхностной рекомбинации равна нулю, так как будет происходить «отражение» носителей от ограничивающих плоскостей. От этих недостатков свободны измерения продольного магнитоконцентрационного эффекта, т. е. измерения увеличения концентрации непосредственно на оси z . Из (67.1) следует, что на оси z (т. е. при $x = y = 0$)

$$\Delta n_z = \frac{\Delta N}{2\pi l^2 D} \frac{e^{-\frac{z}{l_D}}}{z} \left[1 + \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2 \right]. \quad (67.5)$$

При этом величина ξ равна

$$\xi = \frac{\Delta n_H - \Delta n_0}{\Delta n_0} = \left(\frac{\mu_n H}{c} \right)^2. \quad (67.6)$$

На рис. 196 изображена принципиальная схема измерения эффекта. Свет от источника 1, модулированный дисковым прерывателем 3, падает на диафрагму с весьма малым

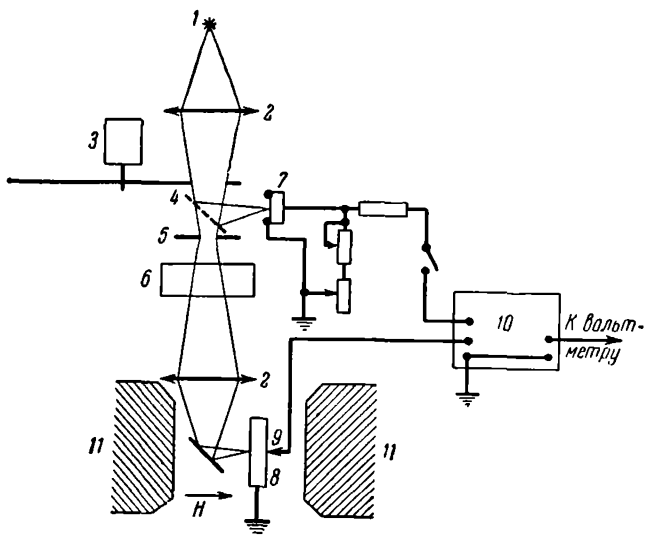


Рис. 196. Схема измерений.

1 — источник света, 2 — объектив, 3 — модулятор, 4 — полупрозрачное зеркало, 5 — диафрагма, 6 — водяной фильтр, 7 — фотодиод, 8 — образец, 9 — коллектор, 10 — усилитель, 11 — полюсы электромагнита.

отверстием¹⁾, и ее изображение с помощью зеркала проектируется на поверхность полупроводниковой пластинки 8, помещенной между полюсами электромагнита. Водяной фильтр 6 служит для поглощения длинноволновой радиации, которая могла бы генерировать в образце носители не только на поверхности, но и в объеме. Сигнал с точечного

¹⁾ Полученные выше соотношения (67.1), (67.5) и т. д. справедливы, лишь если размер области генерации носителей мал по сравнению с l_D .

коллектора 9, установленного с обратной стороны образца, точно напротив светового зонда, подается на узкополосный усилитель 10, настроенный на частоту модуляции света. Для повышения точности измерений разности сигнала с коллектора при наличии магнитного поля и без него может использоваться схема компенсации: полупрозрачным зеркалом 4 свет направляется на фотозаэлемент (например, фотодиод) 7, сигнал с которого подается на усилитель в противофазе с сигналом коллектора. Достигая компенсации при $H = 0$, можно при включении магнитного поля определять непосредственно добавку сигнала, связанную с действием поля H .

Отметим, что, как показывает теоретический анализ, при описанной геометрии опыта, поверхностная рекомбинация и толщина образца вдоль z не влияют на величину ξ .

Из (67.6) следует, что по значению ξ может быть определена величина μ_n . Выше уже подчеркивалось, что точная теория магнитоконцентрационного эффекта, с учетом распределения носителей по скоростям, приводит к заключению,

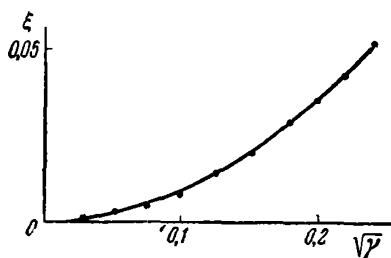


Рис. 197. Зависимость величины продольного магнитоконцентрационного эффекта от магнитного поля в p -германии; $\gamma = \frac{9\pi \mu_0 H}{16 c}$.

Теоретическая кривая изображена сплошной линией, точки — результаты эксперимента.

рентическая зависимость $\mu(H)$ [или $\xi(H)$], из сравнения которой с экспериментом может быть определено значение микроскопической подвижности μ_n^0 .

На рис. 197 приведена в виде кривой теоретическая зависимость $\xi(H)$ для p -германия (неосновные носители — элек-

что μ_n не является холловской подвижностью (как это следует из феноменологической теории), а представляет собой сложную функцию истинной (микроскопической) подвижности μ_n^0 , магнитного поля H и показателя степени ν (в зависимости времени релаксации τ от энергии ϵ) $\tau \sim \epsilon^\nu$.

Характер зависимости μ_n от H определяется, таким образом, механизмом рассеяния (ν). Если этот механизм известен, то может быть вычислена и построена теоретическая зависимость $\mu_n(H)$.

троны, $\nu = -\frac{1}{2}$). Точки получены экспериментально при исследовании продольного магнитоконцентрационного эффекта. Совмещению точек и кривой соответствует

$$\mu_n^1 = 3650 \frac{с.М^2}{в.сек}.$$

Магнитоконцентрационный эффект оказался весьма чувствительным к присутствию небольших концентраций носителей с эффективной массой, отличной от массы большинства носителей тока. Известно, что в германии благодаря вырождению валентной зоны в обычных условиях одновременно существуют два сорта дырок (так называемые «тяжелые» и небольшое количество «легких»). Эффективные массы этих дырок отличаются примерно в 8 раз.

Это приводит к резкому отличию магнитоконцентрационного эффекта на n -германии (неосновные носители дырки) от того же эффекта, рассчитанного в предположении о наличии только одних тяжелых дырок.

На рис. 198 нижняя сплошная кривая — теоретическая при наличии только «обычных» тяжелых дырок ¹⁾. Видно, что экспериментальные точки далеко отстоят от этой кривой. На том же рисунке пунктиром изображены расчетные $\xi(H)$ при наличии легких дырок. Цифры у кривых показывают отношение концентраций тяжелых и легких дырок. Видно, что экспериментальные точки лежат в интервале этих отношений между 50 и 60 (более точно 57).

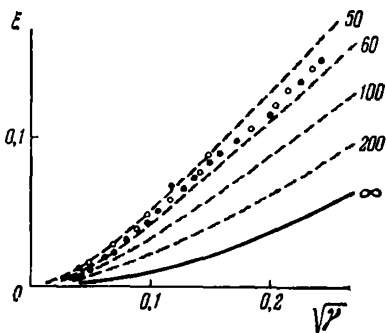


Рис. 198. Зависимость величины продольного магнитоконцентрационного эффекта от магнитного поля в n -германии, $\gamma = \frac{9\pi \mu_0 H}{16 c}$.

¹⁾ Точнее — это универсальная кривая для электронов или дырок при рассеянии на колебаниях решетки, когда отсутствует «примесь» носителей с другой эффективной массой. В частности, эта кривая совпадает с изображенной на рис. 197.

Следует подчеркнуть тот факт, что присутствие примеси легких дырок ($\sim 2\%$) резко меняет величину магнитоконцентрационного эффекта (причем тем сильнее, чем больше H), позволяя тем самым использовать этот эффект для экспериментального определения соотношения концентраций носителей с разной эффективной массой.

§ 68. Магнитоконцентрационный эффект Суля

Эффект Суля связан с изменением направления дрейфа неравновесных неосновных носителей в поперечном магнитном поле [10].

Для того чтобы отчетливей продемонстрировать специфические черты этого эффекта, рассмотрим вначале вопрос о влиянии поперечного магнитного поля на дрейф основных равновесных носителей, т. е., по существу, обратимся к эффекту Холла в монополярном полупроводнике.

При включении магнитного поля, перпендикулярного к плоскости чертежа (рис. 199, А) дрейфующие в электрическом поле основные носители (на рисунке — электроны) отклоняются в направлении y , т. е. двигаются под некоторым углом θ_n по отношению к направлению движения, которое имело место до включения магнитного поля (иначе говоря, по отношению к направлению внешнего электрического поля). Это приводит к тому, что у поверхностей a и b возникает заряд, а вместе с ним и поле Холла. Отклонение от первоначального направления будет продолжаться до тех пор, пока поле Холла не возрастет настолько, чтобы скомпенсировать отклоняющее действие магнитного поля. В дальнейшем, после установления стационарного состояния, направление движения неосновных носителей совпадает с первоначальным (рис. 199, Б).

Итак, в первом приближении движение основных носителей при наличии поперечного магнитного поля происходит так же (в том же направлении), как и без него (рис. 199, Б). При этом суммарное (внешнее плюс холловское) поле направлено под углом θ_n к направлению движения носителей (рис. 199, Б справа).

Теперь выясним, что произойдет с неосновными носителями (дырками), которые вводятся в образец (рис. 199, В). Условия для неосновных носителей отличны от условий для

основных. Неосновные носители вводятся уже при наличии холловского поля в образце. Двигаясь слева направо, они отклоняются магнитным полем вверх (к стороне a). При этом,

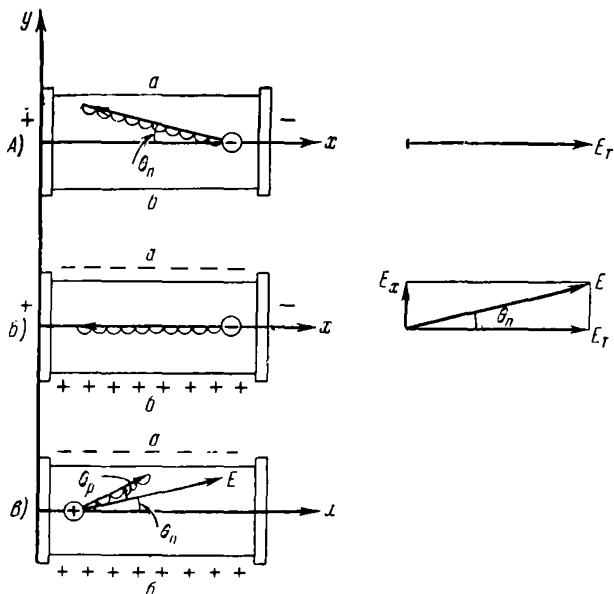


Рис. 199. Рисунок, иллюстрирующий возникновение эффекта Суля.

А) эффект Холла для основных носителей (электронов), Б) характер движения основных носителей в стационарном состоянии, В) характер движения неосновных носителей.

однако, и холловское электрическое поле (которое препятствовало такому отклонению основных носителей) отклоняет их в том же направлении.

В результате неосновные носители, дрейфуя вдоль образца, прижимаются к стороне a и двигаются в основном вблизи этой стороны (именно это явление именуется эффектом Суля). Накопление неосновных носителей у одной стороны не приводит к появлению объемного заряда и поля, которые препятствовали бы такому накоплению (как это имеет место для основных носителей).

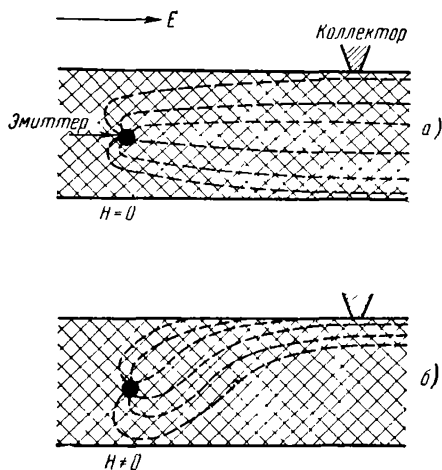


Рис. 200. Траектории движения неосновных носителей:

а) в отсутствие магнитного поля, б) при наличии магнитного поля.

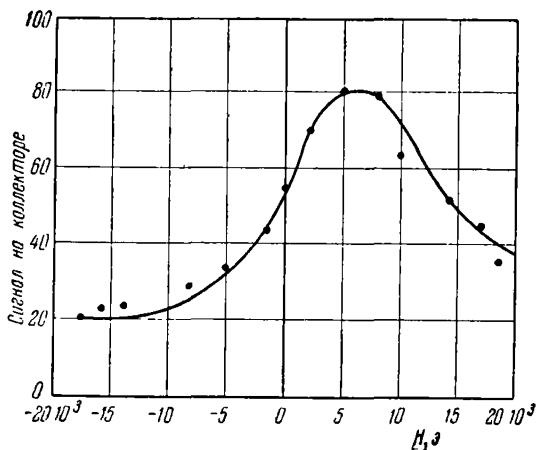


Рис. 201. Зависимость концентрации неосновных носителей у коллектора от величины магнитного поля (эффект Суля).

Чем же лимитируется накопление? Очевидно, усилением интенсивности рекомбинации, а также диффузией в направлении от *a* к *б*.

Для наблюдения эффекта Суля образец снабжается двумя выпрямляющими контактами (обычно прижимные острия), один из которых служит для инъекции, а другой, устанавливаемый на боковой стороне, — для обнаружения неосновных носителей (рис. 200). При включении магнитного поля концентрация неосновных носителей (у стороны *a*) и сигнал, снимаемый с бокового острия, возрастают (рис. 201). Однако если рекомбинация у поверхности превосходит рекомбинацию в объеме, то чем сильнее прижимается магнитным полем поток неосновных носителей к стороне *a*, тем быстрее он иссякает по мере продвижения вправо.

Это приводит к тому, что при достаточно сильных магнитных полях концентрация неосновных носителей у бокового острия может даже уменьшаться (спадающая ветвь справа на рис. 201).

ГЛАВА 15

ФОТОЭЛЕКТРОДВИЖУЩИЕ СИЛЫ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Как указывалось в §§ 63 и 64, в некоторых условиях при освещении полупроводника между отдельными его точками возникает разность потенциалов, так называемая фото-ЭДС. Появление ЭДС в полупроводнике, очевидно, может быть связано только с возникновением объемных зарядов, т. е. с разделением в пространстве положительных и отрицательных зарядов (электронов и дырок).

Однако поглощение света и фотоионизация непосредственно изменяют (увеличивают) только энергию электронов и дырок, не разделяя их в пространстве ¹⁾. Действительно, например, при переходе под действием света электрона с локального примесного уровня в *s*-зону электрон и дырка, оставшаяся на уровне, разделяются в «пространстве энергий», но остаются рядом в геометрическом пространстве.

Следовательно, для появления фото-ЭДС должны существовать добавочные причины разделения неравновесных зарядов разных знаков.

В качестве таких причин выступают, например:

а) разница в подвижностях носителей тока разного знака, что при неравномерном освещении приводит к разделению зарядов из-за разных скоростей диффузии. Эта причина обуславливает появление фото-ЭДС Дембера, рассмотренной в § 63;

б) наличие магнитного поля, в котором при диффузии заряды разделяются за счет отклонения в противоположные стороны. Это явление лежит в основе фотомагнитного эффекта Кикоина — Носкова, рассмотренного в § 64.

¹⁾ Мы не рассматриваем очень малых эффектов, связанных со световым давлением.

Обе названные выше причины разделения носителей разного знака характерны для однородных (до освещения) полупроводников. Однако особенно эффективное разделение неравновесных носителей имеет место в неоднородных полупроводниках или полупроводниковых системах и, в частности, в электронно-дырочных переходах или на других типах запирающих слоев.

Ниже рассматриваются фотоэлектрические явления в неоднородных полупроводниках на наиболее важном примере полупроводника с электронно-дырочным переходом ¹⁾. В связи с этим анализируются характеристики и свойства наиболее совершенных современных полупроводниковых приборов — преобразователей сигналов — фотодиодов и фототриодов, а также преобразователей энергии — электронно-дырочных фотоэлементов.

§ 69. Механизм действия электронно-дырочных фотоэлементов

А. Энергетическая схема электронно-дырочного перехода

На рис. 202 изображены энергетические схемы электронного и дырочного полупроводников до контакта. Предполагается, что полупроводники одинаковы и отличаются лишь составом примесей. Края потенциальных ящиков изображены на одном уровне, соответствующем потенциальной энергии электрона вне полупроводника. Расстояния от уровня Ферми до краев потенциальных ящиков, показанные на рисунке стрелками, определяют работу выхода. Из рисунка видно, что работа выхода из электронного полупроводника

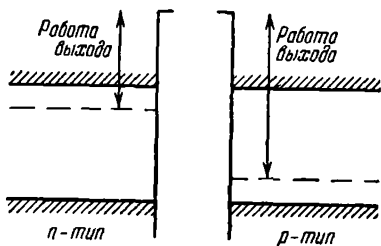


Рис. 202. Энергетические схемы электронного и дырочного полупроводника до контакта.

¹⁾ Рассмотрение в общем случае содержится в работе В. Е. Лашкарева [5].

меньше, чем из дырочного. Следовательно, после приведения полупроводников в контакт электроны будут переходить из электронного полупроводника в дырочный. При этом на границе возникает двойной заряженный слой с положительной компонентой в электронном и отрицательной в дырочном полупроводнике и, следовательно, разность потенциалов (именуемая контактной). По мере перехода электронов и роста этой разности потенциалов энергетические уровни дырочного полупроводника будут смещаться вверх относительно электронного до тех пор, пока уровни Ферми в обоих полупроводниках не окажутся на одной высоте.

В результате энергетическая схема контакта примет вид, изображенный на рис. 203, а. Вблизи контакта в переходной области, называемой часто областью объемного заряда, расстояние от уровня Ферми до краев основных зон больше,

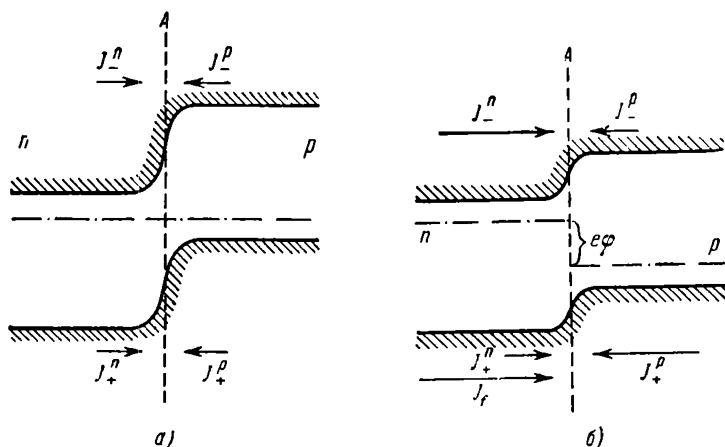


Рис. 203. Потоки электронов и дырок через $n-p$ -переход: а) в равновесии, б) при освещении.

чем в невозмущенных электронном и дырочном полупроводниках, и, следовательно, концентрация носителей и проводимость меньше. Переходная область называется также запорным слоем.

Не останавливаясь на описании электрических характеристик электронно-дырочного перехода, который широко используется, как известно, в качестве выпрямителя, обратимся непосредственно к вопросу об использовании его в фотоэлементах [10, 13].

Типичная конструкция электронно-дырочного фотоэлемента (фотодиода) изображена в разрезе рис. 204, а. Механизм действия фотодиода весьма прост. Свет, падающий на поверхность фотоэлемента [т. е. в нашем случае n -полупроводника (рис. 204, а)], образует пары электрон-дырка.

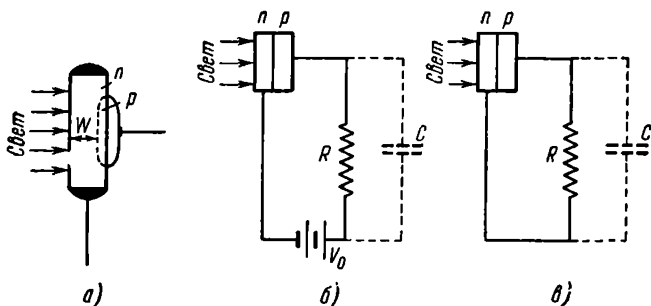


Рис. 204. Схемы включения фотодиода:

- а) конструкция фотодиода, б) схема включения — «фотодиодный» режим, в) схема включения — «вентильный» режим.

«Неосновные» носители (т. е. дырки в n -полупроводнике) диффундируют сквозь слой n -полупроводника к области $n-p$ -перехода. Дырки, подошедшие к переходу, подхватываются полем, существующим на переходе, и выбрасываются в p -полупроводник. Такой процесс идет до тех пор, пока положительный заряд p -полупроводника не возрастет настолько, что дальнейший ток через $n-p$ -переход прекращается. Этому состоянию соответствует определенная разность потенциалов между n - и p -полупроводником, так называемая вентильная фото-ЭДС.

Фотодиоды, основанные на использовании $n-p$ -перехода, по существу, представляют собой разновидность давно известных вентильных фотоэлементов. Имеется, однако, существенная разница между $n-p$ -фотодиодами и старыми типами вентильных фотоэлементов, заключающаяся в том, что

фотодиоды могут с успехом использоваться в режиме, не свойственном вентильным фотоэлементам, а именно, при значительных напряжениях, приложенных в запирающем направлении. Этот режим работы фотоэлемента именуется «фотодиодным», а режим без внешнего напряжения — «вентильным» (рис. 204, б, в). Возможность осуществления фотодиодного режима является столь важной в практическом отношении, что с возникновением фотодиода можно говорить о появлении принципиально нового типа фотоиндикатора.

Ниже излагается феноменологическая теория фотодиодов в вентильном и фотодиодном режимах и описываются их основные свойства.

Б. Основное уравнение фотодиода

Рассмотрим количественно механизм возникновения вентильной фото-ЭДС на $n-p$ -переходе. Допустим, что имеется $n-p$ -переход в равновесии (в темноте) (см. рис. 203, а). Рассмотрим вопрос о величине тока через границу между n - и p -полупроводником. При этом для простоты будем исходить из «диодной» теории. Тогда, как известно, ток через границу вычисляется как алгебраическая сумма тепловых потоков носителей заряда, падающих в единицу времени на границу раздела, умноженная на заряд электрона. В равновесии сумма тепловых потоков равна нулю. Более того, на основании принципа детального равновесия равны нулю и порознь электронный и дырочный токи через границу раздела.

Следовательно, обозначив абсолютные значения токов электронов и дырок, падающих на границу A из электронного полупроводника, соответственно через J_-^n и J_+^n , а из дырочного полупроводника — через J_-^p и J_+^p , имеем, что в равновесии (рис. 203, а)

$$-J_-^n + J_+^n + J_-^p - J_+^p = 0, \quad (69.1)$$

$$-J_-^n + J_-^p = 0, \quad (69.2)$$

$$J_+^n - J_+^p = 0. \quad (69.3)$$

Для этих равновесных значений токов введем обозначения:

$$J_-^n = J_-^p = J_{ns}, \quad (69.4)$$

$$J_+^n = J_+^p = J_{ps}. \quad (69.5)$$

Далее, допустим, что один из полупроводников, образующих $n-p$ -переход, например электронный, освещается. При этом в нем возникают пары электрон-дырка. В первом приближении изменение концентрации электронов можно не учитывать, ибо неравновесные электроны быстро принимают распределение, соответствующее температуре образца, и лишь ничтожная их доля может, преодолевая потенциальный барьер, переходить в дырочный полупроводник. Таким образом, действие освещения проявится в основном лишь в увеличении концентрации неосновных носителей, т. е. в нашем случае дырок, для которых потенциального барьера нет. Следовательно, возрастает дырочный ток, падающий на границу А из электронного полупроводника. Добавку этого дырочного тока, связанную с освещением, обозначим через J_f ¹⁾.

Наличие J_f нарушает равновесие. Избыточный дырочный ток, идущий из электронного полупроводника, приводит к тому, что дырочный полупроводник заряжается положительно относительно электронного и, следовательно, энергетические уровни электронов в нем снижаются (см. рис. 203, б). Уровни Ферми, которые мы изображаем так, чтобы энергетические расстояния от них по-прежнему однозначно определяли концентрацию носителей заряда, генерируемых *тепловым движением*, уже не совпадают в обоих полупроводниках. Разрыв между ними $e\phi$ соответствует разности потенциалов ϕ , возникшей в результате освещения. Смещение энергетических уровней при освещении приводит к возрастанию потока равновесных электронов из электронного полупроводника в дырочный и равновесных дырок в обратном направлении. Действительно, из рис. 203, б видно, что при таком смещении увеличивается число электронов в электронном и дырок в дырочном полупроводниках, энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера при переходе из

¹⁾ Здесь и далее используются общепринятые в литературе о фотодиодах обозначения.

одного полупроводника в другой¹⁾. Это приводит к тому, что с ростом расстояния между уровнями Ферми «заряжающее» действие фототока все в большей мере компенсируется соответствующим возрастанием обратных «тепловых» потоков основных носителей.

В стационарном состоянии общий ток через $n-p$ -переход равен нулю. Для определения соответствующей этому состоянию вентильной фото-ЭДС можно написать

$$J_f - J_-^n + J_+^n + J_-^p - J_+^p = 0, \quad (69.6)$$

где J_-^n , J_+^n , J_-^p , J_+^p — токи равновесных носителей при освещении. Легко видеть из рис. 203, б, что J_+^n и J_-^p и при освещении остаются равными своим значениям в равновесии:

$$\begin{aligned} J_+^n &= J_{ps}, \\ J_-^p &= J_{ns}. \end{aligned} \quad (69.7)$$

С другой стороны, токи J_-^n и J_+^p при освещении в результате взаимного смещения энергетических уровней и изменения величины потенциальных барьеров изменяются и становятся равными:

$$J_-^n = J_{ns} e^{\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (69.8)$$

$$J_+^p = J_{ps} e^{\frac{e\varphi}{kT}}. \quad (69.9)$$

Подставив (69.7) — (69.9) в (69.6), получаем

$$J_f - J_{ns} \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) - J_{ps} \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = 0, \quad (69.10)$$

или, обозначив,

$$J_{ns} + J_{ps} = J_s, \quad (69.11)$$

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = 0. \quad (69.12)$$

Отсюда для вентильной фото-ЭДС получаем [12, 14]

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_f}{J_s} + 1 \right). \quad (69.13)$$

¹⁾ Это число тем больше, чем меньше расстояние от уровня Ферми до «вершины» барьера.

В общем случае, если электронный и дырочный концы фотодиода замкнуты какой-либо внешней цепью, в правой части выражения (69.12) вместо нуля, согласно закону Кирхгофа, следует написать ток J , ответвляющийся в эту цепь. В этом случае получаем *общее уравнение фотодиода*, пригодное для любого режима:

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = J. \quad (69.14)$$

Это уравнение можно переписать в виде

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{J_f - J}{J_s} \right). \quad (69.15)$$

Здесь, как и прежде, φ — разность потенциалов на $n-p$ -переходе [в общем случае, разумеется, не совпадающая с фото-ЭДС в разомкнутой цепи (69.13)]. Если цепь, замыкающая фотоэлемент, представляет собой просто сопротивление R , то $J = \frac{\varphi}{R}$ и (69.14) можно переписать в виде

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi}{R}. \quad (69.16)$$

Выражение (69.16) является общим уравнением фотодиода, работающего в режиме вентильного фотоэлемента. Его можно трактовать (как это обычно делается при рассмотрении механизма действия вентильных фотоэлементов) следующим образом.

Фототок J_f равен сумме тока через внешнее сопротивление $J = \frac{\varphi}{R}$ и тока «утечки» через запорный слой $J_y = J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right)$:

$$J_f = J + J_y.$$

При малых внешних сопротивлениях (режим тока короткого замыкания) $J \gg J_y$ и, следовательно, $J \cong J_f$. При больших R (режим фото-ЭДС) $J_y \cong J_f$.

Как уже отмечалось, в отличие от обычных вентильных фотоэлементов фотодиоды могут с успехом использоваться и при значительных внешних напряжениях, прикладываемых к ним в запорном направлении (фотодиодный режим).

Выражения (69.14) и (69.15), разумеется, распространяются и на этот случай. Так, если, кроме сопротивления R , внешняя цепь содержит последовательно включенный источник напряжения (типичная схема фотодиодного режима (рис. 204, б)), то ток во внешней цепи, величину которого следует подставить в правую часть (69.14), определится выражением

$$J = \frac{\varphi - V}{R}, \quad (69.17)$$

где V — напряжение источника питания в цепи фотодиода.

На основании изложенного основное уравнение фотодиода в фотодиодном режиме запишется в виде [14]

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi - V}{R}. \quad (69.18)$$

При $V = 0$ оно переходит в (69.16), а при $R = \infty$ — в (69.12). Наконец, при $J_f = 0$ (69.18) переходит в известное уравнение диода.

В заключение отметим, что обычные фотодиоды имеют резко «асимметричный» $n-p$ -переход, т. е. проводимости n - и p -полупроводников, образующих переход, сильно различны.

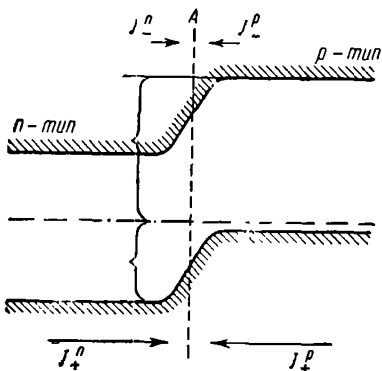


Рис. 205. Схема «несимметричного» $n-p$ -перехода.

Легко видеть, что в этих условиях процессы на переходе будут определяться потоками либо только дырок (при $\sigma_p \gg \sigma_n$), либо только электронов (при $\sigma_p \ll \sigma_n$). Так, из рассмотрения рис. 205, на котором для примера изображен в равновесии контакт, для случая $\sigma_p \gg \sigma_n$, видно, что расстояние от уровня Ферми до вершины барьера для дырок меньше, чем соответствующее

расстояние для электронов. Следовательно, концентрации и потоки дырок через границу A превосходят концентрации и потоки электронов. Таким образом, в рас-

смаатриваемых условиях весь ток J_s определяется своей дырочной составляющей.

Полученные в настоящем параграфе соотношения, разумеется, пригодны для любых (в том числе и несимметричных) $n - p$ -переходов. Следует также подчеркнуть, что эти соотношения, выведенные из наглядных представлений диодной теории, по форме не отличаются от соотношений, получаемых в так называемой диффузионной теории, наиболее точно описывающей условия, обычно реализующиеся в $n - p$ -переходах.

В этой теории ток вычисляется как ток диффузии неосновных носителей к области $n - p$ -перехода. Определяющий этот ток градиент концентрации находится из решения уравнения (57.5) для n - и p -областей, где поле E считается равным нулю. Граничные условия для концентраций на границе n - и p -областей с областью объемного заряда определяются из соотношения Больцмана.

Диффузионная теория приводит к следующему выражению для тока J_s :

$$J_s = J_{ps} + J_{ns} = \left(q p_n \frac{l_p}{\tau_p} + q n_p \frac{l_n}{\tau_n} \right) S. \quad (69.19)$$

Здесь p_n и n_p — концентрации неосновных носителей, а l_n и l_p — их диффузионные длины соответственно в электронной и дырочной областях; S — площадь $n - p$ -перехода.

Отношения $\frac{l_p}{\tau_p}$ и $\frac{l_n}{\tau_n}$ имеют смысл скоростей движения (диффузии) неосновных носителей.

Следует разделять два главных направления использования полупроводниковых фотоэлементов:

- 1) преобразование световых сигналов в электрические,
- 2) преобразование световой (например, солнечной) энергии в электрическую.

Первое направление имеет большое значение для автоматики, измерительной техники, счетно-решающих механизмов и т. п.

Второе направление развивается в связи с космическими полетами и имеет также большие перспективы для «земной» энергетики.

В следующих параграфах рассматриваются основные характеристики фотодиодов — преобразователей сигналов, анализируются особенности их кинетики, а также кратко излагаются некоторые соображения о КПД фотоэлементов — преобразователей энергии.

§ 70. Основные характеристики электронно-дырочных фотоэлементов [13]

Экспериментальные результаты, приводимые ниже, получены главным образом на германиевых фотодиодах. Такие фотодиоды серийно изготавливаются промышленностью.

Из рис. 206—207, на которых изображены некоторые характеристики для фотодиода в вентильном режиме, видно,

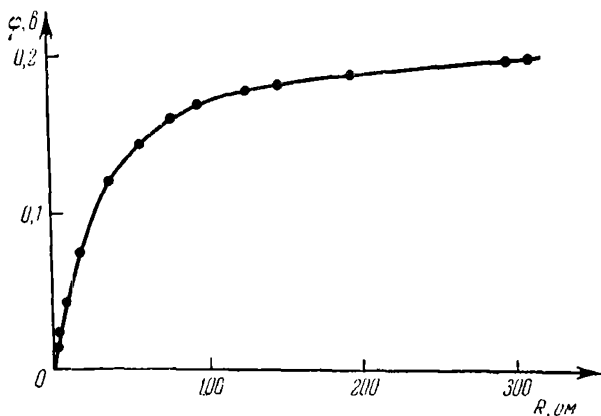
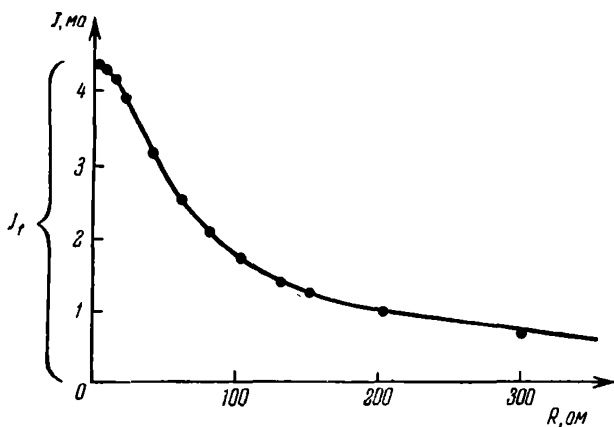
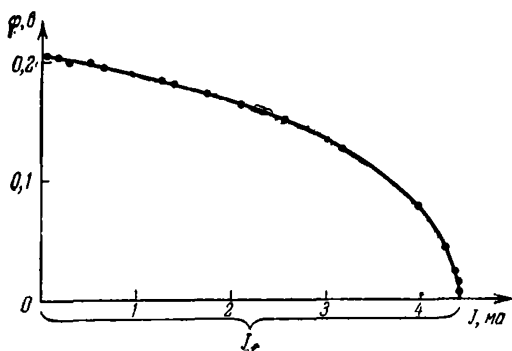


Рис. 206. Нагрузочная характеристика $n-p$ -фотоэлемента в вентильном режиме $\varphi = f(R)$.

что с ростом сопротивления R разность потенциалов φ на фотоэлементе растет, стремясь при $R \rightarrow \infty$ к значению, определяемому (69.13), а ток во внешней цепи J падает от значения, равного J_f при $R = 0$ и $\varphi = 0$ [см. (69.14)] до нуля.

Из рис. 208 видно, что малым токам соответствует предельное для данной освещенности значение фото-ЭДС.

Рассмотрим особенности работы фотоэлементов в фотодиодном режиме.

Рис. 207. Вентильный режим $J = f(R)$.Рис. 208. Вольт-амперная характеристика $n-p$ -фотоэлемента в вентильном режиме.

А. Вольт-амперная характеристика

Если к $n-p$ -переходу приложено напряжение в запирающем направлении (схема на рис. 209), то резко возрастают потенциальные барьеры для основных носителей и, следовательно, ток через переход будет определяться потоками неосновных носителей, падающих на границу раздела A .

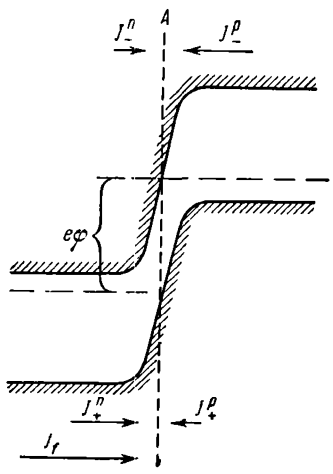


Рис. 209. Схема $n-p$ -фотоэлемента, включенного в запирающем направлении (фотодиодный режим).

Поскольку на эти потоки не влияет величина приложенного напряжения¹⁾, ток также не зависит от него, т. е. носит характер «тока насыщения». В темноте ток равен J_s , а при освещении за счет появления добавочных неосновных носителей возрастает на величину J_f . Этот вывод следует и из основного уравнения фотодиода (69.14). Действительно, при достаточно больших отрицательных φ из (69.14) следует

$$J = J_s + J_f. \quad (70.1)$$

Экспериментально получаемые вольт-амперные характеристики для германиевого фотодиода хорошо соответствуют изложенным выше соображениям (рис. 210). Лишь в области больших напряжений появляется отклонение (рост тока), связанное с размножением носителей в $n-p$ -переходе в сильных электрических полях.

При малых напряжениях ($\varphi \ll \frac{kT}{e}$) после разложения в ряд скобки в (69.14) получаем

$$J = J_f + J_s \frac{e\varphi}{kT} = J_f + \frac{\varphi}{R_0}, \quad (70.2)$$

¹⁾ Потенциальный барьер для неосновных носителей отсутствует, а ток пропорционален их концентрации, которая определяется темпом термической и оптической генерации.

где величина $R_0 = \frac{kT}{eJ_s}$ соответствует внутреннему сопротивлению $n-p$ -перехода при малых φ .

Таким образом, в отсутствие освещения ($J_f = 0$) ток линейно растет с φ приблизительно до $\varphi \sim \frac{kT}{e}$, а затем стремится к насыщению. В результате освещения величина тока при любом φ возрастает на J_f по сравнению с его значением в темноте. Следовательно, при $\varphi = 0$ $J = J_f$ (ток короткого замыкания).

Б. Люкс - амперная характеристика

Величины тока короткого замыкания в вентильном режиме и добавки тока в фотодиодном режиме пропорциональны концентрации неосновных неравновесных носителей, возникших при освещении.

Эта концентрация в стационарных условиях, как обычно, пропорциональна произведению темпа генерации βkI на среднее время существования неосновных носителей в базе.

Время существования лимитируется двумя процессами исчезновения — рекомбинацией и уходом через $n-p$ -переход. Обычно в правильно сконструированных фотодиодах с достаточно тонкой базой влиянием рекомбинации можно пренебречь¹⁾, так как все неосновные носители успевают за время много меньшее, чем τ , уйти через $n-p$ -переход.

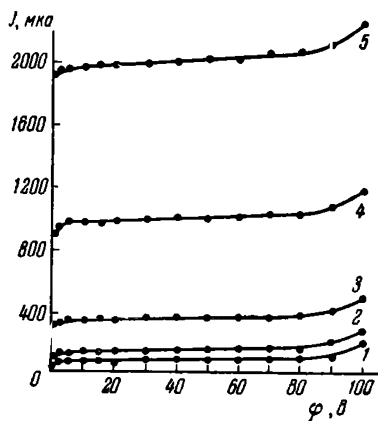


Рис. 210. Вольт-амперные характеристики в фотодиодном режиме.

1 — в темноте, 2, 3, 4, 5 — при возрастающей интенсивности освещения.

¹⁾ В противном случае в принципе могла бы наблюдаться некоторая слабая зависимость фототока от интенсивности освещения, связанная с изменением τ и I_D при переходе от низкого к высокому уровню возбуждения.

Легко видеть, что в этих условиях ток J_f равен произведению элементарного заряда на полное число носителей, генерируемых светом в единицу времени во всем объеме V :

$$J_f = e\beta k \int_V I dV. \quad (70.3)$$

Таким образом, величина J_f прямо пропорциональна I при любых уровнях возбуждения. Этот вывод хорошо подтверждается на опыте (рис. 211).

В фотодиодном режиме вплоть до весьма больших освещенностей наблюдается строгая линейность. Это является важным достоинством фотодиодов. В вентильном режиме

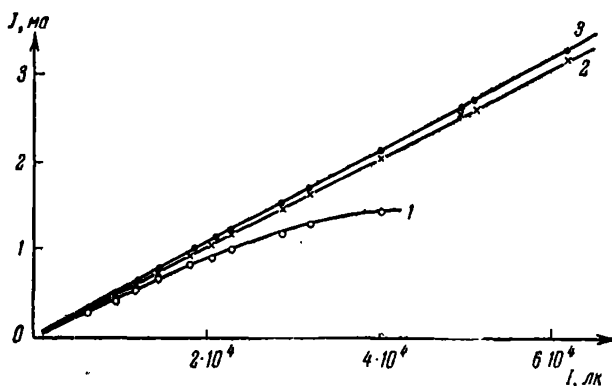


Рис. 211. Типичные люкс-амперные характеристики для германиевых фотодиодов.

1 — вентильный режим, 2, 3 — фотодиодный режим при разных напряжениях.

тока короткого замыкания начальный участок характеристики также линейен, но при значительных освещенностях (для разных образцов этот предел различен) наблюдается значительное отступление от линейности, связанное с тем, что при больших освещенностях конечная величина сопротивления толщи германия, контактов и внешней цепи начинает играть существенную роль и таким образом нарушается режим тока короткого замыкания.

В режиме разомкнутой цепи, как это следует из (69.13), фото-ЭДС логарифмически зависит от J_f и, следовательно, от интенсивности освещения.

В. Спектральное распределение фоточувствительности

Спектральные зависимости для германиевых фотодиодов изображены на рис. 212. Длинноволновая граница соответствует краю собственного поглощения. Спектральные характеристики для разных образцов несколько отличаются друг от друга, особенно в области длин волн короче 1 мк,

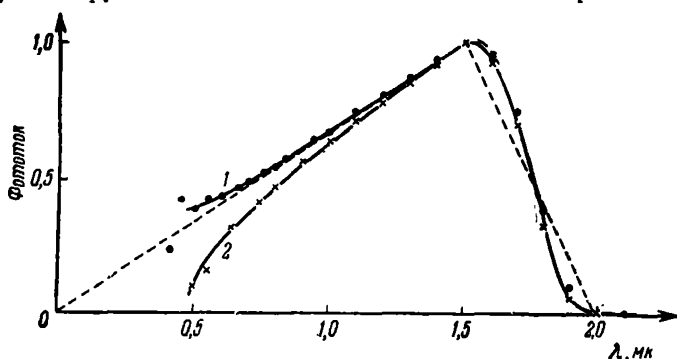


Рис. 212. Спектральное распределение фототока для двух образцов фотодиодов.

однако приближенно можно считать, что экстраполированная в сторону коротких длин волн кривая проходит через нуль. Если учесть, что на рис. 212 кривые построены в пересчете на единицу падающей энергии, указанное обстоятельство свидетельствует о том, что, как и следовало ожидать, число возникающих в германии носителей пропорционально не количеству световой энергии, а количеству квантов. Для проведения ориентировочных расчетов спектральную характеристику можно представить в виде треугольника с вершиной при 1,5 мк и основанием, простирающимся от 0 до 2 мк (см. пунктирную линию на рис. 212)¹⁾.

¹⁾ На самом деле, как уже подчеркивалось в гл. 4, для квантов $\sim 2,3$ эв и в сторону более коротких длин волн за счет ударной ионизации спад чувствительности прекращается.

Г. Температурная зависимость темнового тока, фототока и фото-ЭДС

Фототок J_f правильно сконструированного фотодиода определяется полным числом поглощенных квантов и, если это число неизменно, очевидно, не должен зависеть от температуры.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 213, в основном подтверждают это. Заметный слабый рост J_f с температурой, по-видимому, определяется уменьшением ширины запретной зоны, что при использовании белого света приводит к увеличению в спектре числа квантов, способных генерировать неосновные носители. Слабая температурная зависимость фототока является важным достоинством фотодиодов. Некоторым недостатком их следует, однако, признать очень резкую температурную зависимость темнового тока J_s (рис. 213, *a* и *б*). Это в первую очередь связано с резкой температурной зависимостью концентрации неосновных носителей. Действительно, поскольку обычно в рабочей области температур имеет место полная ионизация примесей и, следовательно, концентрация основных носителей (например, электронов) неизменна, из выражения

$$n_0 p_0 = n_i^2 = N_c P_v e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}} \quad (70.4)$$

имеем для концентрации неосновных носителей

$$p_0 = \frac{1}{n_0} N_c P_v e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}} \sim e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}}. \quad (70.5)$$

Таким образом, p_0 , а следовательно, и J_s быстро (приблизительно экспоненциально) растут с температурой, причем в показателе экспоненты стоит полная ширина запретной зоны.

Из приведенного рассмотрения ясно, что для уменьшения величины темнового тока следует либо понижать температуру, либо использовать для изготовления фотодиодов вещества с более широкой запретной зоной.

Рассмотрим приближенно зависимость от температуры ЭДС разомкнутой цепи при некотором заданном уровне освещения (J_f).

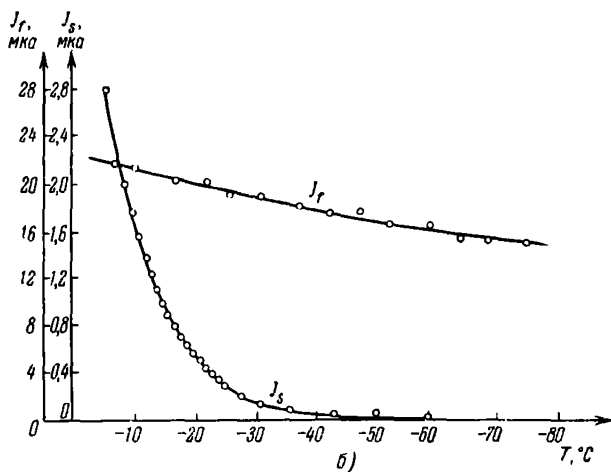
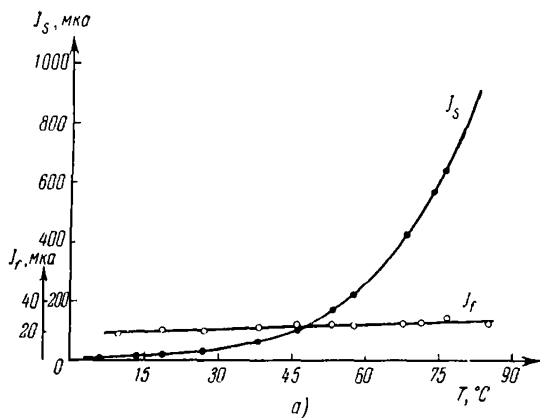


Рис. 213. Температурная зависимость тока насыщения J_s и фототока J_f германиевого фотодиода.

a — температуры выше комнатной, *б* — температуры ниже комнатной.

Подставив в (69.13) J_s в виде $J_s = Ae^{-\frac{\Delta\epsilon}{kT}}$ [см. (70.5)], получаем, что при высоких температурах, когда $\frac{J_f}{J_s} \ll 1$,

$$\varphi = \frac{kT}{e} \frac{J_f}{A} e^{\frac{\Delta\epsilon}{kT}}. \quad (70.6)$$

Итак, φ растет при уменьшении температуры приблизительно экспоненциально. Это связано с тем, что J_s уменьшается с понижением температуры, и для поддержания компенсации фототока J_f потенциальный барьер должен резко снижаться (т. е. φ — возрастать).

При достаточно низких температурах, когда $J_f/J_s \gg 1$, дальнейшее возрастание φ резко замедляется.

Д. Экспериментальная проверка соотношения для вентильной фото-ЭДС

Рассмотренное выше сопоставление экспериментальных характеристик фотодиодов с предсказаниями теории показывает качественное соответствие между ними.

Для количественной проверки обычно используется соотношение (69.13). Если измерять при разных освещенностях φ , J_f , а также J_s и результаты изображать в виде графика, где по одной оси откладывать φ , а по другой $\ln\left(\frac{J_f}{J_s} + 1\right)$, то согласно (69.13) точки должны лечь на прямую линию, идущую в начало координат, наклон которой определяется величиной $\frac{kT}{e}$ (т. е.

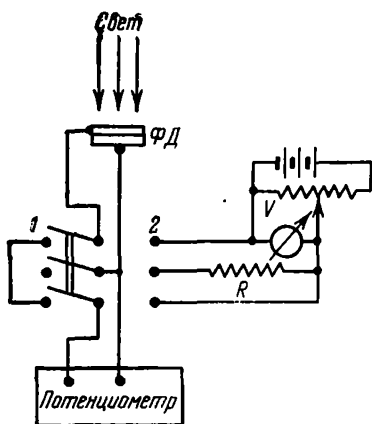


Рис. 214. Схема проверки основных соотношений для фотодиода.

при комнатной температуре величиной $\sim 0,026$ в). Измерение наклонов и является средством проверки справедливости (69.13) и, следовательно, общих положений теории фотодиода.

Типичная схема для измерения φ , J_f и J_s изображена на рис. 214. В положении переключателя 1 измеряется вентильная фото-ЭДС с помощью компенсации измерительным потенциометром. В положении переключателя 2 фотодиод включается последовательно с регулируемым напряжением V и сопротивлением R .

Напряжение, приложенное в запиорном направлении, подбирается достаточным, чтобы ток в цепи фотодиода соответствовал области на-

сыщения, т. е. чтобы член $e^{\frac{e\varphi}{kT}}$

в (69.14) стал пренебрежимо мал по сравнению с единицей. При этом ток во внешней цепи при отсутствии освещения равен J_s , а при освещении $J_s + J_f$. Следовательно, измерение падения напряжения на известном сопротивлении R с помощью потенциометра позволяет определить как J_s , так и J_f . Практически для определения J_s и J_f в каждом случае снимаются вольт-амперные характеристики диода в области малых напряжений в темноте и при освещении, и значения J_s и $J_s + J_f$ определяются экстраполяцией участка, соответствующего насыщению, до значения $V = 0$.

На рис. 215 для двух германиевых фотодиодов изображены зависимости φ от $\ln\left(\frac{J_f}{J_s} + 1\right)$ для комнатной температуры, а на рис. 216 — для температуры жидкого азота. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые линии. Цифры около прямых указывают их наклон, который достаточно близко совпадает со значением $\frac{kT}{e}$, предсказываемым теорией.

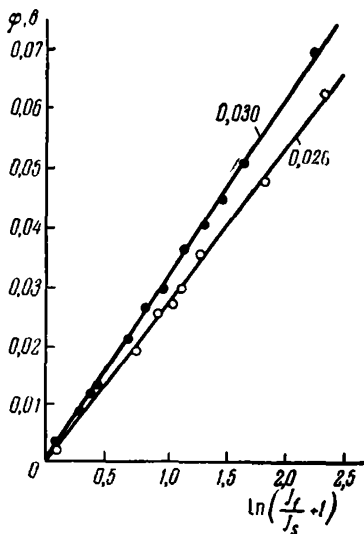


Рис. 215. Результаты проверки соотношения (69.13). Комнатная температура.

Однако для фотодиодов из других материалов (кремния, арсенида галлия) имеется существенное отклонение

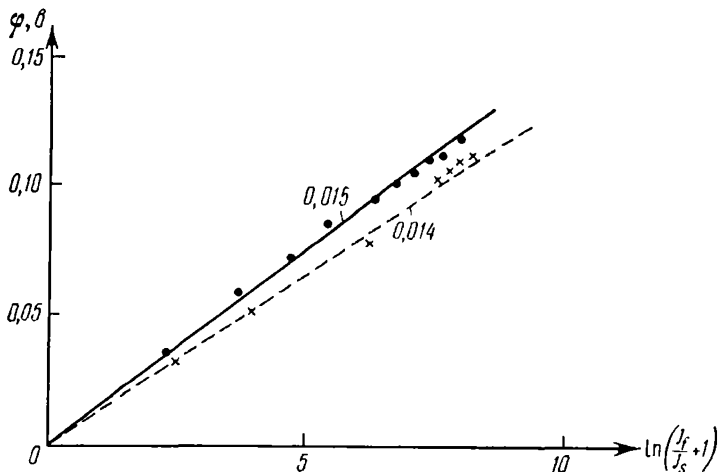


Рис. 216. Результаты проверки соотношения (69.13). Температура жидкого азота.

экспериментальных данных от предсказаний рассмотренной выше теории ¹⁾.

§ 71. О кинетике фотодиодов

Одним из основных достоинств фотодиодов является их относительно малая инерционность. При этом, однако, «постоянная времени» и самый характер релаксационных процессов в фотодиоде оказываются существенно зависящими от «режима» его работы. Это иллюстрируется осциллограммами рис. 217, полученными при освещении германиевого фотодиода прямоугольными световыми импульсами. Осциллограмма *a* соответствует фотодиодному режиму, т. е. работе фотодиода при наличии напряжения, приложенного в запирающем направлении (рис. 204, *б*), а осциллограмма *б* — вен-

¹⁾ Это расхождение устраняется учетом рекомбинации в области объемного заряда.

тильному режиму при большом сопротивлении внешней цепи (рис. 204, в), т. е. режиму фото-ЭДС. Из осциллограмм видно, что эффективная постоянная времени во втором случае значительно больше, чем в первом, т. е. режим вентиляционной фото-ЭДС оказывается более инерционным, чем фотодиодный. Кроме того, в вентиляционном режиме релаксация спада фото-ЭДС заметно медленнее, чем релаксация нарастания.

В некоторых случаях при работе в фотодиодном режиме релаксационные кривые приобретают весьма сложную форму (рис. 217, в).

Кривые с изломами наблюдаются иногда и в вентиляционном режиме. Ниже излагаются качественные соображения, позволяющие объяснить разницу между характером релаксационных кривых в фотодиодном и вентиляционном режимах, а также установить причину и условия появления сложных релаксационных кривых.

А. Фотодиодный режим

Обычная конструкция германиевых фотодиодов, на примере которых мы рассматриваем вопрос о кинетике, схематично показана на рис. 204, а. Неосновные неравновесные носители, образованные светом вблизи освещаемой поверхности n -германия, диффундируя далее к $n-p$ -переходу, должны пройти расстояние w , равное толщине n -германия. Носители, дошедшие до $n-p$ -перехода, увлекаются существующим в нем полем в p -область. В фотодиодном режиме кинетика должна определяться «временем пролета» t_0 неравновесных неосновных носителей от передней освещаемой поверхности до $n-p$ -перехода. Действительно, в этом режиме,

т. е. при большом напряжении φ , приложенном к $n-p$ -переходу в запирающем направлении, измеряемый ток во внешней цепи равен сумме темного тока насыщения J_s и фототока

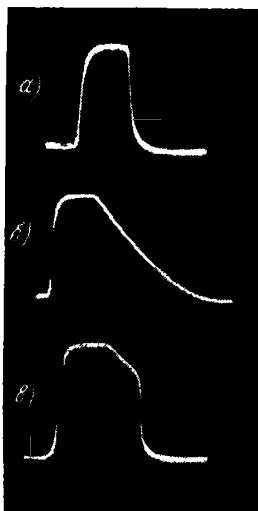


Рис. 217. Релаксационные кривые германиевого фотодиода [18].

а — фотодиодный режим,
б — режим вентиляционной фото-ЭДС, в — «гибридный» режим.

короткого замыкания J_f

$$J = J_s + J_f. \quad (71.1)$$

Релаксация тока во внешней цепи определяется при этом, очевидно, релаксацией фототока J_f , величина которого в каждый момент времени пропорциональна концентрации неосновных неравновесных носителей у $n - p$ -перехода. Процесс исчезновения этих носителей (например, при выключении света) в правильно сконструированных фотодиодах, для которых длина диффузионного освещения $l_D \gg w$, в основном определяется не рекомбинацией, а уходом носителей через $n - p$ -переход. Следовательно, в этом случае постоянной времени, определяющей релаксационный процесс, является не время жизни τ , а время «собираения» или время «пролета» t_0 неосновных носителей до $n - p$ -перехода¹⁾. Это время можно приближенно оценить из соотношения, определяющего путь l , проходимый носителями тока при диффузии за время t , $l = \sqrt{Dt}$.

В области собственного поглощения носители тока образуются в основном вблизи поверхности, т. е. на расстоянии w от $n - p$ -перехода. Для прохождения пути, равного w , им требуется время

$$t_0 \approx \frac{w^2}{D}. \quad (71.2)$$

При толщине базы, используемой в промышленных фотодиодах ($\sim 2 \cdot 10^{-2}$ см), учитывая, что для дырок $D = 49$ см²/сек, получаем $t_0 \sim 10^{-5}$ сек. Именно такие значения постоянной времени релаксации в фотодиодном режиме получены на опыте.

Очевидно, что и в вентильном режиме, но при коротком замыкании (т. е. когда измеряемый ток во внешней цепи $J = J_f$ и релаксация определяется по-прежнему релаксацией J_f) постоянная времени определится тем же временем пролета t_0 .

Схема включения в фотодиодном режиме (рис. 204, б) обычно содержит нагрузочное сопротивление R , а также емкость C $n - p$ -перехода и соединительных проводов. Следовательно, кроме t_0 , релаксация может определяться также и величиной RC .

Для определения характера релаксационной кривой, получаемой в такой реальной схеме, можно в принципе

¹⁾ В общем случае сравнимых t_0 и τ постоянная времени является сложной функцией этих времен.

использовать общее уравнение фотодиода

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = J. \quad (71.3)$$

В нестационарном случае ток J складывается из тока через сопротивление R : $J_R = \frac{\varphi - V_0}{R}$ (где V_0 - напряжение источника питания) и тока, заряжающего емкость C : $J_C = C \frac{d\varphi}{dt}$

$$J_f - J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi - V_0}{R} + C \frac{d\varphi}{dt}. \quad (71.4)$$

В фотодиодном режиме (при больших отрицательных φ) членом $e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ можно пренебречь по сравнению с единицей, тогда получаем

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\varphi}{RC} = \frac{V_0 + J_s R}{RC} + \frac{1}{C} J_f. \quad (71.5)$$

Для решения (71.5) необходимо знать зависимость J_f от времени. Если для простоты приближенно принять, что эта зависимость экспоненциальна (точная зависимость вычислена в работе [15]) и постоянная времени равна t_0 , то нарастающие J_f от момента включения света следует закону $J_f = J_f^{ст} \left(1 - e^{-\frac{t}{t_0}} \right)$ (где $J_f^{ст}$ - стационарное значение J_f при данной освещенности), а спадание от момента его выключения по закону $J_f = J_f^{ст} e^{-\frac{t}{t_0}}$. Решение (71.5), например, для спадающей кривой может быть представлено в виде

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{ст} \left(1 - \frac{t_0}{t_0 - RC} \right) e^{-\frac{t}{RC}} + \Delta\varphi_{ст} \frac{t_0}{t_0 - RC} e^{-\frac{t}{t_0}}, \quad (71.6)$$

где $\Delta\varphi = \varphi - V_0 - J_s R$ - часть напряжения на $n-p$ -переходе, связанная с освещением (т. е., по существу, тот сигнал, который регистрируется при модулированном освещении фотодиода). Из (71.6) следует, что релаксация определяется

величинами t_0 и RC ¹⁾. При $RC \ll t_0$ (71.6) превращается в (71.7)

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{ст}} e^{-\frac{t}{t_0}} \quad (71.7)$$

и постоянная времени релаксации определится временем пролета t_0 .

Б. Режим вентильной фото-ЭДС

Если имеется резко «асимметричный» $n-p$ -переход (например, проводимость n -германия меньше проводимости p -германия, что имеет место и в промышленных типах германиевых фотодиодов), то при освещении, например, n -германия зонная схема фотодиода в случае разомкнутой внешней цепи (режим вентильной фото-ЭДС) имеет вид, представленный на рис. 218. [Ток электронов здесь мал, им можно пренебречь (см. § 69).]

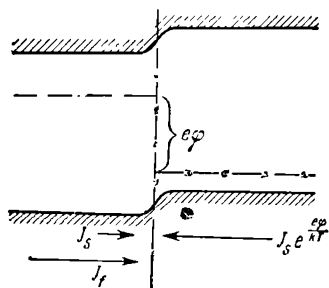


Рис. 218. Зонная схема «асимметричного» $n-p$ -перехода при освещении n -области.

При освещении в стационарном состоянии ток дырок из n -германия в p -германий, равный сумме тока насыщения J_s и стационарного фототока короткого замыкания $J_f^{\text{ст}}$, уравновешивается обратным током из дырочного полупроводника $J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{ст}}}{kT}}$

$$J_f^{\text{ст}} + J_s = J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{ст}}}{kT}}. \quad (71.8)$$

Рассмотрим вопрос о релаксации в вентильном режиме [18]. В противоположность фотодиодному режиму, где исследуется релаксация тока во внешней цепи [т. е., по существу,

¹⁾ При наличии «линейной составляющей» запирающего тока, что в первом приближении равносильно наличию шунтирующего $n-p$ -переход сопротивления R' , под R следует понимать эквивалентно: сопротивление параллельно соединенных R' и нагрузки.

непосредственно релаксация J_f (см. (71.1)), в режиме вентиляльной фото-ЭДС измеряется величина ЭДС φ и, следовательно, нужно проанализировать характер *релаксации ЭДС*.

Выясним, каковы характер и последовательность процессов, определяющих кинетику φ в вентиляльном режиме. Пусть, например, в момент времени $t = 0$ прекращается освещение фотоэлемента, схема которого (в освещенном состоянии) показана на рис. 218. В результате выключения света концентрация неравновесных дырок в электронном полупроводнике (которой пропорционален ток J_f) начинает из-за рекомбинации уменьшаться.

Это уменьшает ток неравновесных неосновных носителей J_f , что в свою очередь приводит к тому, что нарушается равновесие между потоками дырок через $n - p$ -переход. Действительно, из-за уменьшения J_f ток дырок из дырочного

полупроводника $J_{se} \frac{e\varphi}{kT}$ начинает превышать дырочный ток из электронного $J_f + J_s$. В результате из p -области в n -область перетекает положительный заряд¹⁾ и разность потенциалов φ на $n - p$ -переходе уменьшается. Этот процесс: рекомбинация, ток дырок из p -области в n -область, уменьшение φ — длится до тех пор, пока фото-ЭДС φ не станет равной нулю.

Из рассуждений, приведенных выше, следует, что концентрация неравновесных дырок в n -области, определяющая ток J_f , изменяется в результате двух процессов: а) рекомбинации, б) перехода дырок в n -область из p -области.

Можно показать (см. об этом ниже), что во многих реальных случаях в режиме разомкнутой цепи:

1) влиянием второго процесса на концентрацию можно пренебречь и, следовательно, концентрация неравновесных дырок (и их ток J_f) уменьшается при выключении света только за счет рекомбинации, т. е. с постоянной времени τ

$$J_f = J_f^{\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (71.9)$$

2) уменьшение J_f , происходящее с постоянной времени τ , влечет за собой изменение φ , которое следует за изменением J_f практически безынерционно. Иными словами, постоянная времени τ , характеризующая рекомбинационный процесс, превосходит постоянную времени установления «диффузионно-

¹⁾ Следовательно, происходит разряд емкости $n - p$ -перехода C .

дрейфового» равновесия (или постоянную разряда емкости $n - p$ -перехода)¹⁾.

Обстоятельство, указанное в п. 2), приводит к тому, что релаксация φ происходит в условиях сохранения «квазистационарности», когда в каждый момент времени значению «медленно» меняющегося тока J_f соответствует «быстро» устанавливающееся значение φ , которое связано с J_f таким же соотношением, как и в стационарном случае (69.13).

С другой стороны, на основании п. 1) J_f меняется только из-за рекомбинации, и, следовательно, кривые нарастания и спада J_f при освещении и затемнении фотоэлемента имеют вид соответственно

$$J_f = J_f^{ст} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (71.10)$$

$$J_f = J_f^{ст} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (71.11)$$

Подставив эти выражения для J_f в (69.13), получаем закон релаксации вентильной фото-ЭДС:

при освещении

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{J_f^{ст}}{J_s} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + 1 \right], \quad (71.12)$$

при выключении света

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_f^{ст}}{J_s} e^{-\frac{t}{\tau}} + 1 \right). \quad (71.13)$$

Несколько теоретических кривых, построенных в соответствии с (71.12) и (71.13) для разных отношений $J_f^{ст}/J_s$, представлено на рис. 219. Из рис. 219 видно, что с ростом этого отношения (т. е. с увеличением интенсивности освещения) нарастающие и спадающие кривые все более отличаются друг от друга, причем «инерционность» процесса нарастания уменьшается, а процесса спадаания возрастает. Разница между видом нарастающих и спадающих кривых, разумеется, не связана с изменением существа самого процесса. И в том

¹⁾ Эта постоянная, как будет показано ниже, определяется величиной $R_0 C$, где R_0 — сопротивление $n - p$ -перехода при малых напряжениях.

и в другом случае определяющим процессом является рекомбинация, характеризующаяся одним и тем же собственным временем τ . Однако измеряемая на опыте величина φ не одинаково связана с τ при нарастании и спадании [см. (71.12) и (71.13)]. Это и приводит к столь существенному различию в релаксационных кривых.

На рис. 220 представлены осциллограммы, полученные на германиевом фотодиоде при его освещении прямоугольными световыми импульсами. Осциллограммы получены при нескольких уровнях освещения (которые характеризуются отношением J_f^{CT}/J_f) и хорошо соответствуют теоретическим кривым на рис. 219. Отчетливо видно, как с ростом J_f^{CT}/J_f увеличивается разница между скоростью нарастания и спадания фото-ЭДС.

Из (71.12) и (71.13) следует, что при малых J_f ($J_f \ll J_s$), когда логарифм может быть заменен первым членом его разложения, φ оказывается прямо пропорциональным J_f и релаксационные кривые являются экспонентами с постоянной времени τ . Следовательно, экспериментально время жизни τ может определяться из исследования релаксации φ при малых J_f/J_s . Можно, однако, использовать более удобный метод определения τ из кривых релаксации фото-ЭДС. Из (71.13) видно, что при $J_f/J_s \gg 1$, т. е. при достаточно интенсивном освещении,

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \frac{J_f^{CT}}{J_s} - \frac{kT}{e\tau} t. \quad (71.14)$$

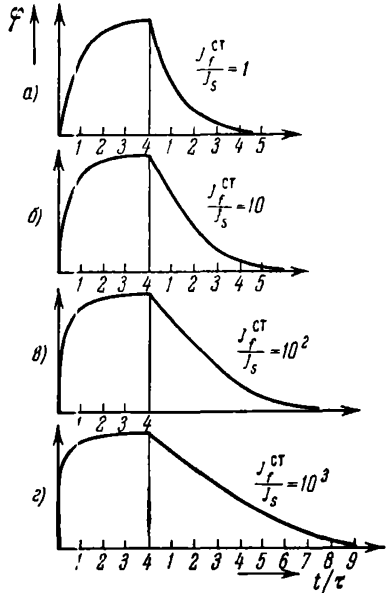


Рис. 219. Теоретические кривые релаксации вентильной фото-ЭДС при различных уровнях освещения.

Первый член в (71.14) является постоянной величиной, и, следовательно, в этих условиях φ (в единицах kT/e) изменяется во времени по прямой с наклоном, равным $-\frac{1}{\tau}$.

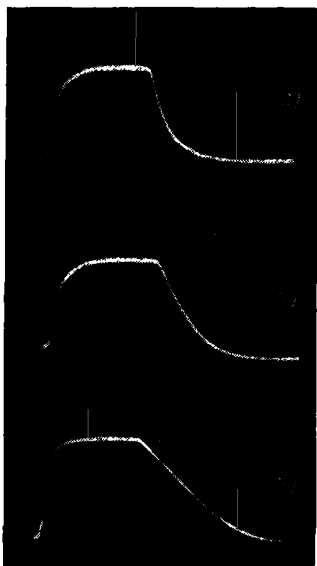


Рис. 220. Осциллограммы релаксации вентильной фото-ЭДС при разных уровнях освещения [18].

$$a - \frac{J_f^{\text{ст}}}{J_s} = 1; \quad b - \frac{J_f^{\text{ст}}}{J_s} = 10;$$

$$u - \frac{J_f^{\text{ст}}}{J_s} = 100.$$

Прямолинейные участки, по которым может быть определено τ , отчетливо видны на спадающих ветвях кривых рис. 219 (при $J_f^{\text{ст}}/J_s \gg 1$) и на осциллограммах рис. 220.

Итак, «спрямление» спадающих релаксационных кривых в этом случае осуществляется «автоматически» (без помощи «тауметра») из-за наличия логарифмической связи между φ и J_f . Описанный метод используется для определения τ в фотодиодах.

Анализ принятых условий.

Как уже указывалось, рассмотрение вопроса о кинетике фото-ЭДС, приведенное выше, справедливо, если осуществляются три условия.

I. «Несимметричность» $n - p$ -перехода (сильное различие в проводимостях n - и p -областей, что позволяет при рассмотрении вопроса о кинетике рассматривать либо только «дырочные», либо только «электронные» токи через $n - p$ -переход).

II. «Рекомбинационный» характер релаксации тока неравновесных носителей J_f (изменение концентрации неравновесных не-

основных носителей и тока J_f при разомкнутой цепи фотоэлемента определяется в основном рекомбинацией).

III. Сохранение «квазистационарного» характера зависимости ЭДС φ от J_f в процессе релаксации (постоянная

времени процесса рекомбинации τ много больше постоянной разряда емкости $n - p$ -перехода).

Первое из указанных условий, как правило, осуществляется при существующей технологии изготовления $n - p$ -переходов.

Для выполнения второго условия необходимо, чтобы на изменение (при релаксации) числа неравновесных неосновных носителей (в нашем случае дырок в n -области) не влиял процесс перехода дырок из p -области. Можно показать, что это условие эквивалентно следующему: $\tau \gg R_0 C$, где $R_0 = kT/eJ_s$ — сопротивление $n - p$ -перехода при малых φ .

Действительно, при освещении в стационарном случае полное число неравновесных дырок в n -области равно $J_f^{ct}\tau/e$, а их заряд $J_f^{ct}\tau$. После выключения света в процессе релаксации все эти дырки исчезают. Изменение концентрации дырок в n -области при выключении света может происходить в результате двух процессов: рекомбинации и перетекания дырок через $n - p$ -переход.

Полный заряд дырок, протекающих через $n - p$ -переход (из p - в n -область) за счет разряда емкости $n - p$ -перехода C , равен $C\varphi_{ct}$. Если этот заряд мал по сравнению с полным стационарным зарядом дырок $J_f^{ct}\tau$, то ясно, что изменение концентрации неравновесных дырок происходит главным образом из-за рекомбинации. Следовательно, условие II может быть с достаточным приближением записано в следующем виде:

$$J_f^{ct}\tau \gg C\varphi_{ct}. \quad (71.15)$$

Подставив в (71.15) выражение для φ_{ct} из (69.13), получаем

$$J_f^{ct}\tau \gg C \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_f^{ct}}{J_s} + 1 \right). \quad (71.16)$$

Для получения более наглядного критерия мы рассмотрим случай малых J_f^{ct} , т. е. $\frac{J_f^{ct}}{J_s} \ll 1$ (нетрудно видеть, что при этом критерий выполнимости условия II становится даже более жестким). Тогда после разложения логарифма в ряд,

ограничиваясь первым членом, имеем

$$\tau \gg C \frac{kT}{eJ_s}, \quad (71.17)$$

или

$$\tau \gg R_0 C. \quad (71.18)$$

Указанный критерий хорошо выполняется для германиевых фотодиодов. Так, при $J_s \simeq 10^{-5} \text{ а}$, $C \simeq 10^{-10} \text{ ф}$ и при комнатной температуре $\left(\frac{kT}{e} \simeq 0,025 \text{ в}\right)$ получаем $R_0 = 2500 \text{ ом}$ и $R_0 C = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$. Поскольку обычно в приборах $\tau \sim 10^{-5} \text{ сек}$, критерий (71.18) выполняется очень хорошо.

Критерий выполнимости условия III следует из рассмотрения уравнения фотодиода (71.3). В случае режима вентильной ЭДС ток J есть ток разряда (или заряда) емкости $n-p$ -перехода $J = C \frac{d\varphi}{dt}$. Мы ограничимся рассмотрением случая малой ЭДС $\left(\varphi \ll \frac{kT}{e}\right)$, тогда (71.3) можно написать в виде

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\varphi}{R_0 C} = \frac{J_f}{C}. \quad (71.19)$$

Рассмотрим случай выключения света и положим, что при $t=0$, $\varphi = \varphi_{\text{ст}}$ и $J_f = J_f^{\text{ст}}$. Тогда согласно II J_f можно записать в виде

$$J_f = J_f^{\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}}; \quad (71.20)$$

подставив (71.20) в (71.19) и решая (71.19) при указанных начальных условиях, получаем

$$\varphi = \varphi_{\text{ст}} \left(1 - \frac{\tau}{\tau - R_0 C}\right) e^{-\frac{t}{R_0 C}} + \varphi_{\text{ст}} \frac{\tau}{\tau - R_0 C} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (71.21)$$

Отсюда видно, что условие квазистационарности, т. е. «безынерционное» следование φ за J_f , имеет место при $R_0 C \ll \tau$. В этом случае

$$\varphi = \varphi_{\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (71.22)$$

Таким образом, критерии выполнимости условий II и III совпадают. Отметим, что условие $R_0 C \ll \tau$, хорошо выполняющееся для германиевых фотодиодов при комнатной тем-

пературе, может нарушаться, например, при понижении температуры (за счет роста R_0 и уменьшения τ). Оно может хуже выполняться для других фотоэлементов (например, кремниевых). Кинетика в режиме вентильной фото-ЭДС может существенно искажаться из-за наличия большой «линейной» составляющей запирающего тока¹⁾.

Характер кинетики фотоэлементов при нарушении условий, принятых в настоящем параграфе, рассматривается в § 72.

В. «Гибридный режим»

Для сложной релаксационной кривой, приведенной на рис. 217, в, характерно наличие двух резко отличающихся участков в спадающей ветви. При выключении света вначале происходит относительно медленное уменьшение сигнала, за которым в некоторый момент времени следует резкий спад до нуля.

«Медленный» начальный участок напоминает спад фото-ЭДС в вентильном режиме (рис. 217, б), а следующий за ним «быстрый» участок — спад сигнала в фотодиодном режиме (рис. 217, а). Как было показано выше, такой сложный вид релаксации имеет место в фотодиодном режиме (т. е. при наличии напряжения V_0 , приложенного в запирающем направлении), но, вообще говоря, при малых V_0 и больших нагрузочных сопротивлениях R (см. рис. 204, б).

При объяснении сложной релаксационной кривой мы будем учитывать сильное различие скорости релаксации в фотодиодном и вентильном режимах (см. рис. 217).

При объяснении сложной релаксационной кривой мы будем учитывать сильное различие скорости релаксации в фотодиодном и вентильном режимах (см. рис. 217).

На рис. 221 показаны две вольт-амперные характеристики фотодиода. Одна из них соответствует наличию освещения, а другая — темноте. Участки кривых в квадранте I (для напряжения, приложенного в запирающем направлении) соответствуют фотодиодному режиму, а в квадранте II —

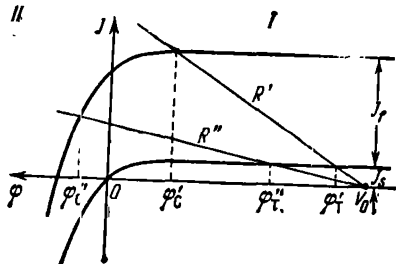


Рис. 221. К объяснению релаксации в гибридном режиме.

¹⁾ В этом случае с точки зрения кинетики режим работы фотоэлемента как бы приближается к «фотодиодному» режиму.

вентильному режиму. При обычном включении фотодиода (рис. 204, б) истинное напряжение на нем φ может быть определено из соотношения $\varphi = V_0 - JR$. Графически определение φ сводится к построению так называемой «нагрузочной характеристики», т. е. прямой с наклоном, определяемым сопротивлением нагрузки R , и пересекающей горизонтальную ось в точке, определяемой напряжением источника питания V_0 . На рис. 221 приведены две такие прямые, соответствующие двум разным нагрузочным сопротивлениям R' и R'' ($R' < R''$). Точки пересечения этих прямых с вольт-амперными характеристиками в темноте и при освещении определяют соответствующие стационарные значения напряжения на фотодиоде φ_T и φ_C . Очевидно, что при импульсном освещении напряжение на фотодиоде, изменяясь во времени по некоторой релаксационной кривой, пробегает значения от φ_T до φ_C (при освещении) и обратно от φ_C к φ_T (при выключении света). При этом характер релаксационных кривых для двух рассматриваемых случаев должен быть различным. Действительно, если для малого сопротивления R' релаксация φ между φ'_T и φ'_C происходит в условиях фотодиодного режима (и, следовательно, с малой постоянной времени), то для сопротивления R'' релаксация φ между φ''_T и φ''_C имеет место частично в условиях фотодиодного режима (при изменении φ между φ''_T и нулем), а частично в условиях инерционного вентильного режима (при изменении φ между φ''_C и нулем). Именно в связи с этим релаксационные кривые и приобретают тот сложный («гибридный») вид, который изображен на рис. 217, в. Из сказанного следует, что точка перегиба на спадающей релаксационной кривой, где имеет место переход от «вентильной» релаксации к «фотодиодной», соответствует нулевому напряжению на фотодиоде.

Очевидно, что чем меньше сопротивление R , тем меньше должно быть и напряжение источника питания V_0 для получения «гибридной» релаксации. Условие, при котором она наблюдается, можно записать в виде $V_0 - JR < 0$. Однако практически отчетливо наблюдать «гибридную» релаксацию можно при относительно малых V_0 , когда «глубина» фотодиодного участка изменения φ не слишком превышает «глубину» вентильного.

В принципе «гибридный» характер релаксации должен проявляться и в наличии некоторого излома на кривой на-

растания сигнала. Однако, поскольку релаксация нарастания в вентильном режиме обычно происходит достаточно быстро и не отличается резко от релаксации в фотодиодном режиме, этот излом в кривой нарастания не проявляется столь ярко, как в кривой спада.

§ 72. Кинетика вентильной фото-ЭДС при наличии нагрузки и любых соотношениях между τ и R_0C

В § 71 были выяснены основные особенности кинетики в фотодиодном, вентильном и так называемом «гибридном» режимах работы фотоэлемента. Однако анализ кинетики в вентильном режиме был проделан 1) для случая разомкнутой цепи и 2) в предположении, что емкостным током можно пренебречь. Первое условие в реальных схемах использования фотоэлементов нарушается весьма часто. Второе условие, как было показано, равносильно неравенству

$$\tau \gg R_0C \quad (72.1)$$

и также часто может нарушаться.

В связи с изложенным представляет интерес рассмотрение кинетики в более общем случае любых соотношений τ и R_0C и любых сопротивлений нагрузки R [23]

Процесс релаксации ЭДС имеет наглядную качественную трактовку для двух предельных случаев: а) $R = \infty$ и б) R конечно, и ток емкости J_C много меньше тока через сопротивление J_R . Мы рассмотрим лишь эти крайние случаи на примере кривых спада ЭДС. В случае а) ($R = \infty$) релаксация определяется следующими процессами. Сразу вслед за выключением света заряд дырок P будет падать вследствие рекомбинации. Следовательно, будет уменьшаться поток J_f , т. е. нарушится равновесие между потоками $J_f + J_s$ (рис. 222)

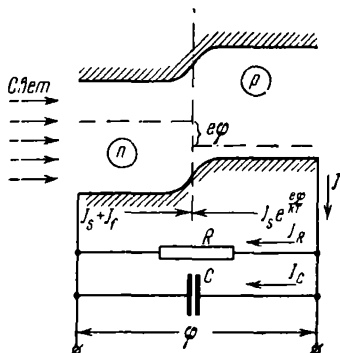


Рис. 222. Распределение токов в цепи фотодиода.

Штрих-пунктирные линии — уровни Ферми, определяющие равновесную концентрацию.

и обратным потоком $J_s e^{\frac{e\varphi}{kT}}$. Разность между этими потоками есть ток разряда емкости J_C . Таким образом, емкость разряжается и φ падает. Однако кинетика будет определяться не только рекомбинацией и временем жизни, ибо изменение числа неравновесных дырок происходит также вследствие пополнения током емкости. Последний приносит в n -область дырки, что нарушает экспоненциальный закон спада числа дырок $P = P_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$.

Кроме того, на время спада φ будет влиять затягивание, определяемое постоянной времени цепи разряда $R_{вн}C$. Здесь $R_{вн}$ — внутреннее дифференциальное сопротивление $n-p$ -перехода, которое можно вычислить из общего уравнения фотодиода (69.15)

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_f - J}{J_s} + 1 \right). \quad (72.2)$$

Так как в нашем случае $J = J_C$, то из (72.2) получаем

$$R_{вн} = \frac{d\varphi}{dJ} = \frac{R_0}{\frac{J_f - J}{J_s} + 1}. \quad (72.3)$$

Однако в § 71 было показано, что при τ , большем максимального значения $R_{вн}C$, равного R_0C , емкостным током можно пренебречь. Тогда закон вымирания дырок есть экспонента, φ следует за P безынерционно и релаксация определяется величиной τ .

В противоположном случае, когда $\tau \ll R_{вн}C$, уже необходимо учитывать, что заряд P пополняется за счет дырок, поступающих в n -область по мере разряда емкости. При этом процесс определяется не τ , а $R_{вн}C$ как большим временем. Действительно, рекомбинация дырок происходит «мгновенно» ($\tau \ll R_{вн}C$) при попадании их в n -область, следовательно, J_f может считаться равным нулю, а ток разряда емкости равным (см. рис. 222)

$$C \frac{d\varphi}{dt} = -J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right). \quad (72.4)$$

В этом случае скорость релаксации в каждый момент времени определяется величиной $R_{вн}C$.

В самом деле, если в (72.3) подставить вместо $\frac{J_f - J}{J_s} + 1$ его выражение из общего уравнения фотодиода (72.2), то получим

$$R_{\text{вн}} = R_0 e^{-\Phi}, \quad (72.5)$$

где $\Phi = \frac{e\varphi}{kT}$.

Тогда с учетом (72.4) можно написать

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{e^{\Phi} - 1}{R_0 C} = \frac{1}{R_0 C} - \frac{1}{R_{\text{вн}} C}. \quad (72.6)$$

Таким образом, в зависимости от соотношения τ и $R_{\text{вн}} C$ можно отчетливо выделить два крайних случая, в одном из которых ($\tau \gg R_0 C$) спадание φ определяется только τ , а в другом ($R_{\text{вн}} C \gg \tau$) — только $R_{\text{вн}} C$.

Как видно из (72.5), величина дифференциального сопротивления $R_{\text{вн}}$ растет с уменьшением φ . Отсюда ясно, что возможен случай, когда на начальном участке релаксации $\tau > R_{\text{вн}} C$, а на конечном участке $\tau < R_{\text{вн}} C$. При этом можно ожидать, что закон релаксации будет более или менее резко меняться в некоторый момент времени, соответствующий $\tau \approx R_{\text{вн}} C$ (см. ниже осциллограммы на рис. 226).

В другом предельном случае — б), поддающемся качественной трактовке, при $J_R \gg J_C$, т. е. при малых сопротивлениях нагрузки, также можно предсказать вид спадающей ветви.

После выключения света заряд дырок P убывает не только вследствие рекомбинации, но и благодаря их уходу во внешнюю цепь. В зависимости от величины P его изменение может определяться первым или вторым процессом. Действительно, рассмотрим, например, процесс спада. При уменьшении P скорость рекомбинации уменьшается сильнее, чем скорость ухода носителей во внешнюю цепь. Это связано с тем, что рекомбинация изменяется пропорционально P , а уход носителей в виде тока $J_R = \frac{\varphi}{R}$ — как $\ln P$. Поэтому при больших P и, следовательно, φ (начало кривой спада при достаточной интенсивности света) убывание дырок определяется рекомбинацией (как и в случае $R = \infty$, $\tau \gg R_0 C$). При меньших P и φ основную роль начинает играть уход носителей во внешнюю цепь, что приведет к более резкому

спаданию Φ , чем при разомкнутой цепи. Это вызовет появление излома на кривой релаксации (см. ниже осциллограмму

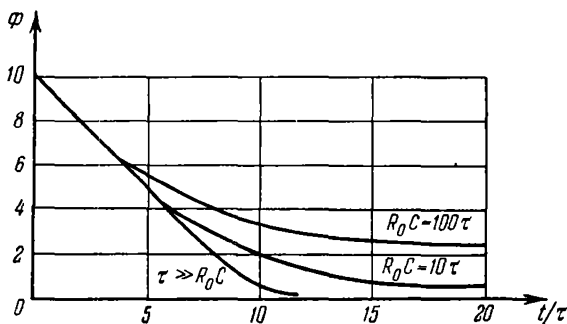


Рис. 223. Кривые релаксации ЭДС разомкнутой цепи (расчет).

на рис. 225). Очевидно, что излом должен наступить тем раньше, чем меньше сопротивление нагрузки R .

Приближенное количественное решение задачи подтверждает изложенные качественные соображения (рис. 223 и 224).

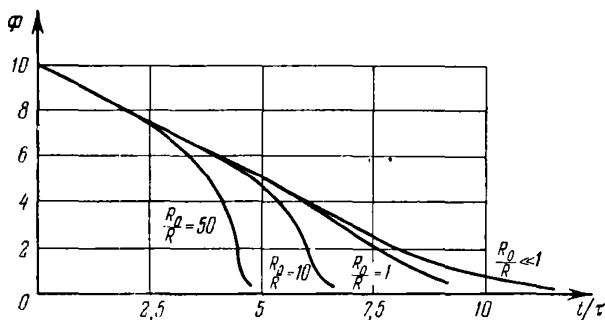


Рис. 224. Кривые релаксации ЭДС при наличии нагрузки (расчет).

На кривых рис. 223 отчетливо видны два участка релаксации: вначале — линейный, затем — более медленный. Линейный закон спада $\Phi = \Phi_0 - \frac{t}{\tau}$ выполняется для таких Φ ,

для которых $e^{\Phi} \gg 1$ и $\tau \gg e^{-\Phi} R_0 C$ (т. е. $\tau \gg R_{\text{вн}} C$) в полном согласии с качественными соображениями, изложенными ранее. На участках, где $\tau \ll e^{-\Phi} R_0 C$, спадание определяется емкостными процессами.

Итак, при достаточно больших интенсивностях освещения даже при нарушении неравенства $\tau \gg R_0 C$ на кривой релаксации все-таки остается участок, описываемый τ . Момент перехода к участку замедленного спадания соответствует $e^{\Phi} \simeq \frac{R_0 C}{\tau}$.

Кривые на рис. 224, соответствующие разным нагрузкам (но при условии $\tau \gg R_0 C$), имеют излом, наступающий тем раньше и отчетливей, чем больше $\frac{R_0}{R}$. Из рисунка

следует, что режим «разомкнутой цепи» практически осуществляется для $R \geq R_0$. Видно также, что и в этом случае при достаточно больших Φ всегда может быть получен начальный участок релаксации, по линейному ходу которого можно определить время жизни. Это может иметь практическое значение, например, в тех случаях, когда желательно определить время жизни в приборах, содержащих $n-p$ -переход с большой линейной составляющей тока.

Экспериментальные результаты хорошо подтверждают результаты расчета. Серия осциллограмм на рис. 225 иллюстрирует изменение кривой релаксации с изменением со-

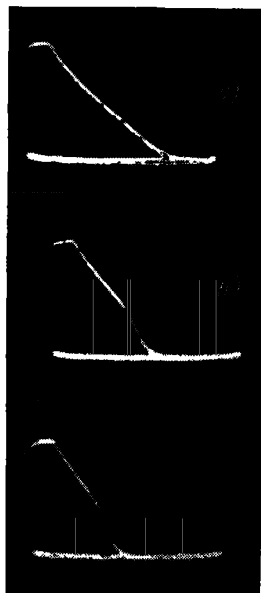


Рис. 225. Кривые релаксации при разных нагрузках [23].

Амплитуда сигнала $\Phi = \frac{\varphi}{kT} = 9$,

$$a) \frac{R_0}{R} \leq 1, \quad б) \frac{R_0}{R} = 10,$$

$$a) \frac{R_0}{R} = 20.$$

противления нагрузки (см. для сравнения рис. 224). Отчетливо видно, как с уменьшением R все резче и раньше наступает излом на кривой, связанный с переходом от области релаксации, определяемой рекомбинацией, к области, где основную роль играет уход носителей тока через сопротивление R .

На рис. 226 приведена серия осциллограмм, полученных на одном из фотодиодов при нескольких температурах. С понижением температуры резко возрастает R_0 , а следовательно, и отношение R_0C/τ , что приводит к затягиванию конечных участков. При этом меняется и наклон начальных участков, по которому может быть определено τ (на осциллограммах рис. 226, где сильно сжат масштаб по оси времени, это изменение не заметно).

В заключение мы приведем удобную приближенную формулу, описывающую процесс релаксации при малых φ ($\varphi \ll \frac{kT}{e}$), но при любых соотношениях между τ , R_0C , а также R и R_0

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{t}{\tau} \frac{1+R_0/R}{1+R_0C/\tau}}. \quad (72.7)$$

Из (72.7) следуют предельные случаи:

1) $R = \infty$

а) $\tau \gg R_0C$, $\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ — экспонента с постоянной времени, равной τ ;

б) $\tau \ll R_0C$, $\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{t}{R_0C}}$ — спадание определяется параметром R_0C .

2) $R \neq \infty$

а) $\tau \gg R_0C$, $\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{t}{\tau}(1+R_0/R)}$, т. е. спадание ускорено в $e^{-\frac{t}{\tau} \frac{R_0}{R}}$ раз сравнительно с $R = \infty$;

б) $\tau \ll R_0C$, $\varphi = \varphi_0 e^{-t\left(\frac{1}{R_0C} + \frac{1}{RC}\right)}$ — спадание определяется величиной R_3C , где $\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R}$.

Эксперимент на германиевых фотодиодах оказывается в хорошем соответствии с уравнением (72.7).

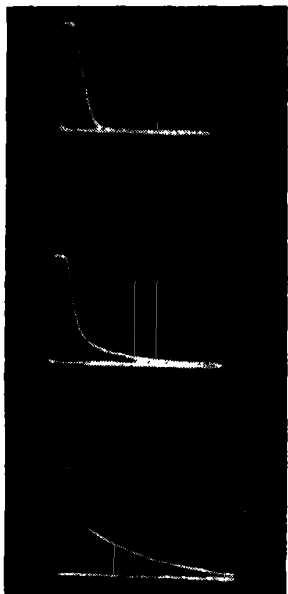


Рис. 226. Кривые релаксации при разных температурах [23].

- а) $T = 300^\circ \text{K}$, $R_0C \ll \tau$;
 б) $T = 250^\circ \text{K}$, $R_0C \approx 10\tau$;
 в) $T = 220^\circ \text{K}$, $R_0C \approx 10^3\tau$.

§ 73. Влияние прилипания на релаксацию фототока фотодиода

Ток J_f определяется концентрацией неосновных носителей. Следовательно, прилипание неосновных носителей, казалось бы, должно вызвать в кинетике J_f все те особенности, которые наблюдаются при наличии прилипания в кинетике фотопроводимости (т. е., например, появление длительных «хвостов» в кривых релаксации). Однако в опытах на германии и кремнии обнаружено значительно менее сильное влияние прилипания на ток фотодиода, чем на фотопроводимость [39, 40]. На рис. 227 показана принципиальная схема одновременного

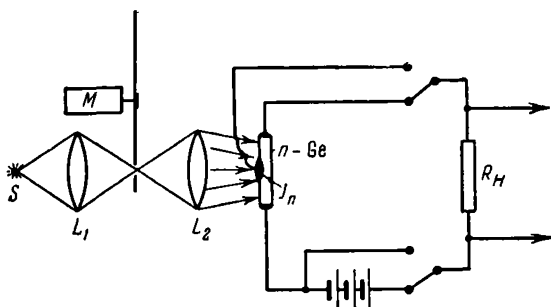


Рис. 227. Принципиальная схема одновременного наблюдения релаксации фотопроводимости и тока фотодиода.

S — источник света, L_1, L_2 — линзы, M — модулятор. Германиевый образец, кроме двух торцовых омических контактов, снабжен вплавленным индиевым контактом, образующим $n-p$ -переход.

наблюдения релаксации фотопроводимости и тока фотодиода. Из осциллограмм на рис. 228 видно, что прилипание, сильно сказывающееся на релаксации фотопроводимости, практически не влияет на релаксацию J_f . Этот результат может быть объяснен следующим образом. Пусть, например, наблюдается β -прилипание неосновных носителей (дырок).

Рассмотрим характер релаксации при выключении света. После прекращения генерации концентрация свободных неравновесных дырок в базе падает (так как дырки быстро уходят через $n-p$ -переход в p -область) с малой постоянной времени $\simeq t_0$. Ток фотодиода пропорционален концентрации свободных дырок, поэтому его величина также будет быстро падать со временем t_0 . Одновременно происходит пополнение

числа свободных дырок за счет освобождения уровней прилипания. Поэтому через время $\approx t_0$ ток фотодиода будет определяться только темпом опустошения этих уровней. Однако



Рис. 228. Осциллограммы релаксации:
а) фотопроводимости; б) тока короткого замыкания фотодиода. Длительность импульса ≈ 150 мксек, $T=77^\circ$ К.

для β -центров время освобождения ловушек велико и поэтому ток, обусловленный освобожденными дырками, хотя и длится долго, но мал по величине и почти незаметен.

В то же время фотопроводимость определяется не только концентрацией неосновных носителей (дырок), но и концентрацией основных. Как уже подчеркивалось, через малое время $\sim t_0$ концентрация дырок в зоне становится очень малой. Однако на уровнях прилипания она велика и медленно убывает за счет тепловых забросов в зону. Это приводит к тому, что концентрация основных носителей (электронов), в силу условия нейтральности равная концентрации прилипших дырок, окажется большой и будет столь же медленно убывать со временем (рис. 229).

Таким образом, фотопроводимость при $t > t_0$ в основном определяется основными носителями, релаксация концентрации которых характеризуется инерционными «хвостами».

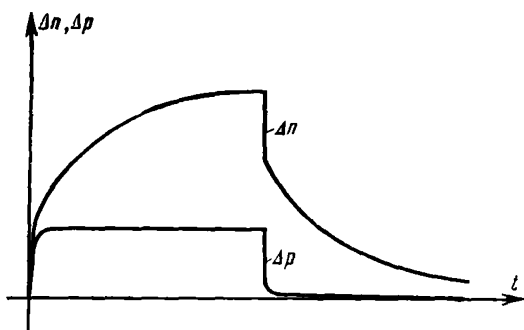


Рис. 229. Релаксация неравновесной концентрации неосновных Δp и основных Δn носителей в электронном полупроводнике, содержащем уровни прилипания для дырок.

При α -прилипании следует различать два случая: $t_0 \gg \theta$ и $t_0 \ll \theta$ ¹⁾. В первом из них, при выключении света, неосновные носители (как в зоне, так и прилипшие) за время $t = t_0(1 + \alpha)$ уходят через $n - p$ -переход и, следовательно, прилипание влияет на постоянную времени фототока J_f , изменяя ее в $(1 + \alpha)$ раз²⁾.

Однако постоянная времени J_f все же будет меньше постоянной времени фотопроводимости, равной $\tau' = \tau(1 + \alpha)$ в отношении $\frac{t_0}{\tau}$, т. е. в кривых релаксации J_f не должны наблюдаться инерционные «хвосты», столь же затянутые, как и в фотопроводимости.

В случае $t_0 \ll \theta$ после выключения света неосновные носители из зоны «мгновенно» ($t_0 \ll \theta \ll \tau$) уходят через $n - p$ -переход и в дальнейшем их концентрация в зоне

¹⁾ Кроме того, по условию α -прилипания всегда $\tau \gg \theta$ и (для правильно сконструированных фотодиодов) $\tau \gg t_0$.

²⁾ Этот случай эквивалентен случаю α -прилипания при фотопроводимости, рассмотренному в § 27 гл. 6, с той существенной разницей, что роль времени жизни τ играет время пролета t_0 , ибо процесс рекомбинации заменяется процессом ухода носителей через $n - p$ -переход.

определяется темпом теплового заброса с уровней прилипания, который относительно невелик, ибо освобождение уровней прилипания и завершение релаксационного процесса определяется бóльшим временем $\frac{1}{\gamma P_{vM}} \gg \theta = \frac{1}{\gamma P_{vM} + \gamma M}$. Таким образом, релаксация J_f в основном завершится через время t_0 , а затем будет долго (время $\frac{1}{\gamma P_{vM}}$) течь малый ток, незаметный по сравнению с начальным значением J_f .

Легко видеть, что этот случай полностью эквивалентен рассмотренному выше случаю влияния β -прилипания на ток J_f . Действительно, реализуется условие, характерное для β -прилипания, согласно которому время установления равновесия с ловушками $\frac{1}{\gamma P_{vM}}$ значительно больше времени, которое определяет уход носителей, т. е. в данном случае t_0 (вместо τ).

Из всего сказанного выше следует, что прилипание чаще всего не проявляется в релаксации фототока правильно сконструированного ($\tau \gg t_0$) фотодиода. Лишь в одном случае (α -прилипание, $t_0 \gg \theta$) релаксация J_f затягивается, оставаясь, однако, значительно более короткой, чем релаксация фотопроводимости в аналогичных условиях.

§ 74. Малоинерционные фотодиоды

Вообще говоря, инерционность фотодиодов может определяться следующими величинами: временем жизни τ неосновных неравновесных носителей, временем диффузии t_0 неосновных носителей к $n-p$ -переходу, временем прохода t_n через $n-p$ -переход, максвелловским временем релаксации в материале $\frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ и, наконец, постоянной времени цепи RC , где C — емкость, определяемая емкостью $n-p$ -перехода и монтажа, а R — сопротивление, которое определяется сопротивлением нагрузки, толщии материала и контактов, а также внутренним сопротивлением $n-p$ -перехода (см. § 72). В существующих типах фотодиодов многие из указанных величин не играют существенной роли в определении инерционности.

Рассмотрим фотодиодный режим, в котором инерционность определяется кинетикой J_f (см. § 72). В правильно сконструированных фотодиодах рекомбинация и, следовательно, τ не

вливают на кинетику J_f . Величина $\frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ при использовании, например, материала с $\sigma \sim 10^{-1} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ составляет $\sim 10^{-11} \text{ сек}$ и может также не учитываться. Время прохождения сквозь область объемного заряда $n-p$ -перехода можно оценить следующим образом:

$$t_{\Pi} = \frac{d}{\mu E}, \quad (74.1)$$

где d — толщина слоя объемного заряда, μE — скорость дрейфа носителей в поле E , существующем в переходе. Это поле равно

$$E = \frac{\varphi_k + V}{d}, \quad (74.2)$$

где V — внешнее напряжение, приложенное к $n-p$ -переходу в запирающем направлении, φ_k — контактная разность потенциалов, определяющая поле в $n-p$ -переходе в отсутствие внешнего напряжения.

Используя известное выражение для толщины слоя объемного заряда

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon(\varphi_k + V)}{2\pi en}}, \quad (74.3)$$

получаем после подстановки (74.3) и (74.2) в (74.1)

$$t_{\Pi} = \frac{\epsilon}{2\pi en\mu}. \quad (74.4)$$

Таким образом, t_{Π} по порядку величины есть постоянная времени Максвелла. Она не зависит от приложенного напряжения и определяется только свойствами материала, из которого изготовлен $n-p$ -переход. Поскольку в обычных фотодиодах постоянная времени значительно превосходит величину $\frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$, очевидно, что время пролета $n-p$ -перехода не лимитирует постоянной времени¹⁾.

Следовательно, из перечисленных выше причин постоянную времени обычных фотодиодов определяют только две: t_0 и RC . Этот вывод, по существу, уже постулировался ранее, в §§ 71 и 72.

¹⁾ С другой стороны, величина $\frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$ определяет предельно достижимую (минимальную) инерционность фотодиодов.

Минимальная величина RC , не зависящая от внешней цепи и определяющаяся «собственными» свойствами фотодиода, равна $R_0 C_n$, где C_n — емкость $n-p$ -перехода, R_0 — сопротивление базы и контактов. Величина $R_0 C_n$ может в реальных случаях составлять 10^{-9} сек.

Итак, в пределах до $\sim 10^{-9}$ сек собственная постоянная времени фотодиода определяется временем диффузии

$t_0 \approx \frac{w^2}{2D}$. Уменьшая величину w , можно существенно уменьшить t_0 и постоянную времени фотодиодов. Так, уменьшив толщину базы до ~ 10 мк, удалось изготовить фотодиоды с постоянной времени $\sim 10^{-8}$ сек без снижения чувствительности. На осциллограмме рис. 230 показано воспроизведение прямоугольного светового импульса стандартным (верхняя кривая) и малоинерционным фотодиодом.

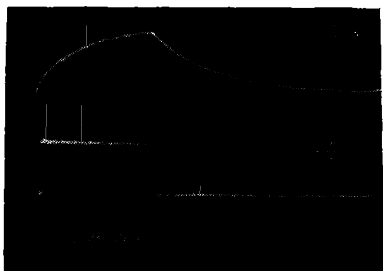


Рис. 230. Воспроизведение П-образного импульса света.

А — обычным фотодиодом, Б — малоинерционным фотодиодом [35].

Следует подчеркнуть, что инерционность долгое время

оставалась единственным параметром, по которому фотодиоды уступали вакуумным фотоэлементам. Действительно, например, германиевые фотодиоды превосходят фотоэлементы по чувствительности в несколько сотен раз (причем чувствительность простирается на более широкую область спектра), требуют меньших источников питания (в вентильном режиме источник питания вообще отсутствует) и отличаются малыми габаритами. С разработкой малоинерционных фотодиодов ликвидировано и «отставание» фотодиодов от фотоэлементов по инерционности. Дальнейшее уменьшение постоянной времени фотодиодов возможно при создании такой конструкции, в которой генерация осуществляется непосредственно в области объемного заряда $n-p$ -перехода (например, при использовании поверхностно-барьерных переходов). Здесь, по-видимому, могут быть достигнуты постоянные времени $\sim 10^{-9}$ сек и даже 10^{-10} сек.

§ 75. Об оптимальном режиме использования фотодиодов для регистрации малых сигналов

Использование фотодиодного режима для преобразования сигналов имеет два существенных преимущества по сравнению с использованием вентильного режима. Первое—большая вольтовая чувствительность. Действительно, в вентильном режиме полная световая добавка тока J_f может быть получена только в режиме тока короткого замыкания. В фотодиодном режиме ту же величину J_f можно получить при наличии в цепи большого нагрузочного сопротивления. Следовательно, и сигнал, снимаемый с этого сопротивления, будет иметь большую величину. Второе преимущество заключается в меньшей инерционности фотодиода в фотодиодном режиме, чем в вентильном. Это следует из того, что инерционность в фотодиодном режиме определяется временем пролета t_0

$$t_0 \approx \frac{w^2}{2D}, \quad (75.1)$$

(здесь как и раньше w — толщина базы фотодиода, D — коэффициент диффузии неосновных носителей тока в материале фотодиода), в то время как в вентильном режиме при разомкнутой цепи инерционность зависит от времени жизни τ неравновесных носителей тока, обычно существенно большего, чем t_0 . Следует, однако, подчеркнуть, что и вентильный режим в свою очередь обладает двумя важными преимуществами перед фотодиодным. Это, во-первых, отсутствие источников питания и, во-вторых, чрезвычайно низкий уровень шумов. Весьма малая величина шумов в вентильном режиме (существенно меньшая, чем в фотодиодном) обусловлена в основном тем, что в этом режиме темновой ток равен нулю, в то время как в фотодиодном этот ток имеет заметную величину и его флуктуации (из-за нестабильности контактов и т. п.) чаще всего и определяют шумы.

Очевидно, что наиболее благоприятным был бы режим, в котором совмещались бы преимущества как фотодиодного режима (большая вольтовая чувствительность, малая инерционность), так и вентильного (малые шумы, отсутствие источников питания). Эта возможность может быть осуществлена при работе фотодиода в вентильном режиме тока короткого замыкания, но при достаточно низких температурах.

Действительно, в вентильном режиме тока короткого замыкания два из указанных достоинств (малая инерционность¹⁾ и низкий уровень шумов) реализуются. Однако вольтовая чувствительность в обычных условиях из-за весьма малой величины нагрузочного сопротивления R низка. Но эту трудность можно обойти следующим образом. Условие осуществления тока короткого замыкания есть:²⁾

$$R_0 \gg R. \quad (75.2)$$

Таким образом, если каким-либо способом увеличивать величину R_0 , то тем самым открывается возможность увеличения R (а следовательно, и вольтовой чувствительности) без нарушения условия (75.2). Обычно величина R ограничена сверху другими требованиями (например, необходимостью не превосходить определенной величины RC , чтобы не увеличивать инерционность). Таким образом, задача заключается в создании условий, когда R_0 становится больше этого предельного R .

Для увеличения R_0 можно идти по пути изготовления $n-p$ -переходов из материалов с возможно большей шириной запретной зоны³⁾.

Так, достаточно большой шириной запретной зоны обладает, например, кремний. R_0 для кремниевых фотоэлементов при комнатной температуре составляет несколько мегом.

Таким образом, кремниевые фотодиоды можно с успехом использовать для преобразования сигналов в вентильном режиме при комнатной температуре.

Другой путь, пригодный, например, для германиевых фотодиодов, заключается в снижении температуры. Действительно, при снижении температуры за счет экспоненциального уменьшения J_s можно получить достаточно большие значения R_0 , а следовательно, и увеличить нагрузочное сопротивление R (без нарушения условия тока короткого замыкания

¹⁾ В условиях тока короткого замыкания инерционность, как и в фотодиодном режиме, определяется временем пролета t_0 .

²⁾ Имеется в виду случай малого сигнала. В общем случае это условие должно быть записано в виде $R_{вн} \gg R$, где $R_{вн} =$

$= R_0 e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ (§ 72).

³⁾ В связи с этим, в частности, приобретает важное значение задача введения примесей в диэлектрики и получения на них достаточно совершенных $n-p$ -переходов.

$R_0 \gg R$) до значений, обычно применяемых в фотодиодном режиме ¹⁾).

Поскольку известно, что добавка тока J_f практически не зависит от температуры (§ 70), очевидно, что в рассматриваемых условиях вольтовая чувствительность в вентильном режиме не должна отличаться от чувствительности в фотодиодном режиме при комнатной температуре. При этом прибор должен быть практически «бесшумовым».

Указанные выводы легко проиллюстрировать рассмотрением вольт-амперной характеристики $n - p$ -перехода. Эта

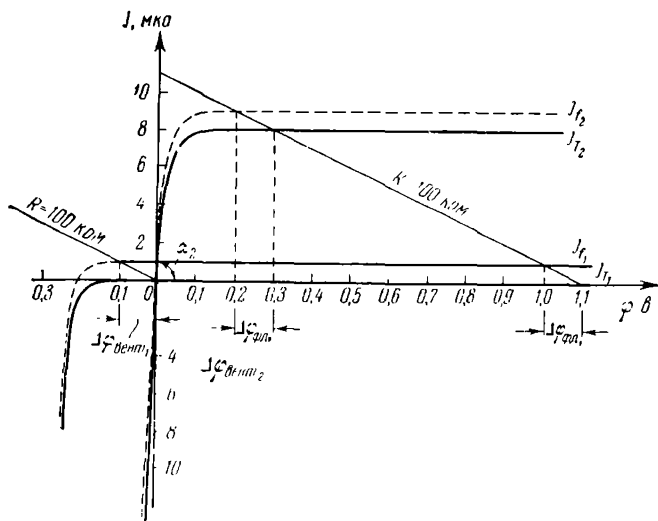


Рис. 231. Вольт-амперные характеристики, рассчитанные для германиевого фотодиода при температурах $+20^{\circ}\text{C}$ и -78°C .

характеристика выражается основным уравнением фотодиода (69.14). На рис. 231 кривые J_{T1} и J_{T2} изображают «темновые» характеристики при температурах соответственно $+20^{\circ}\text{C}$ и -78°C , а кривые J_{f1} и J_{f2} — характеристики при освещении при тех же температурах. Эти кривые рассчитаны

¹⁾ Соппротивление нагрузки в фотодиодном режиме, выбираемое так, чтобы RC цепи не слишком затягивало сигналы, в большинстве случаев составляет $10^3 - 10^5 \text{ ом}$.

для фотодиода, обладающего при комнатной температуре темновым током 8 мка.

Величина R_0 представляет собой $\operatorname{ctg} \alpha$, где α — угол наклона темновой вольт-амперной характеристики при $\varphi = 0$. Этот угол при комнатной температуре близок к 90° (α_2 на рис. 231), а при низких температурах стремится к нулю (в масштабе рис. 231 кривая J_{T1} сливается с осью абсцисс).

В случае фотодиодного режима нагрузочная характеристика пересекает вольт-амперные характеристики J_T и J_f в области их насыщения и как при низких, так и при комнатной температуре величина сигнала остается постоянной ($\Delta\varphi_{\text{фд1}} = = \Delta\varphi_{\text{фд2}}$).

В вентильном режиме, как видно из рисунка, пересечение нагрузочной характеристики с вольт-амперными в области насыщения происходит лишь при низких температурах. В этом случае и сигнал $\Delta\varphi_{\text{вент1}}$ оказывается равным сигналу $\Delta\varphi_{\text{фд1}}$. При комнатной температуре это пересечение происходит на участке крутого возрастания ($\alpha_2 \simeq 90^\circ$) и сигнал $\Delta\varphi_{\text{вент2}}$ оказывается существенно меньшим, чем $\Delta\varphi_{\text{фд2}}$.

Итак, при комнатной температуре при переходе от фотодиодного режима к вентильному сигнал уменьшается, и это уменьшение связано с малостью величины R_0 . С увеличением R_0 при понижении температуры, так как величина J_f зависит от температуры слабо, разница величин сигналов при фотодиодном и вентильном режимах убывает, и при условии $R_0 \gg R$ сигналы в вентильном режиме должны быть столь же велики, как и в фотодиодном.

В заключение добавим, что при больших сигналах внутреннее сопротивление фотодиода

$$R_{\text{вн}} = R_0 e^{\frac{e\varphi}{kT}}$$

оказывается меньшим, чем R_0 . При этом условие осуществления тока короткого замыкания $R_{\text{вн}} \gg R$ выполнить труднее, чем условие для малых сигналов $R_0 \gg R$. Однако при больших сигналах величина шумов не очень существенна, и поэтому можно использовать фотодиодный режим, в то время как вентильный режим целесообразно применять в условиях малых сигналов, близких к пороговой чувствительности фотодиода.

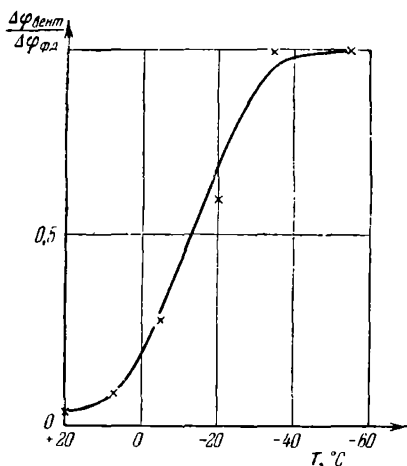


Рис. 232. Зависимость $\Delta\varphi_{\text{вент}}$ от температуры для германиевого фотодиода, $J_s = 8 \text{ мкА}$; $R = 10^5 \text{ Ом}$. Сплошная кривая — расчетная. Крестники — эксперимент.

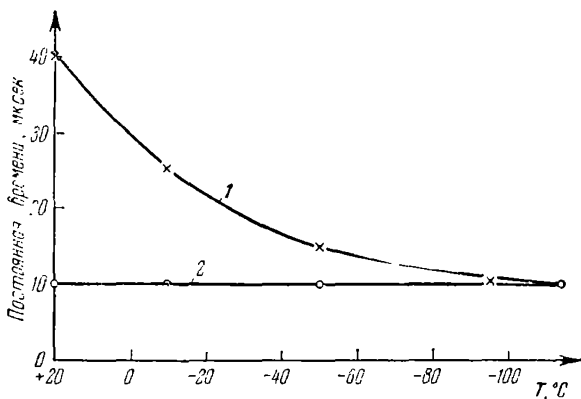


Рис. 233. Сравнение инерционности фотодиодов в вентильном (1) и фотодиодном (2) режимах при разных температурах.

Расчет показывает, что

$$\frac{\Delta\varphi_{\text{вент}}}{\Delta\varphi_{\text{фл}}} = \frac{1}{1 + \frac{R}{R_0}} = \frac{\frac{kT}{e}}{\frac{kT}{e} + J_s R}. \quad (75.3)$$

Это соотношение хорошо оправдывается на опыте [27].

На рис. 232 показан рост $\Delta\varphi_{\text{вент}}$ с понижением температуры.

Видно, что уже начиная с $\sim -40^\circ\text{C}$ сигнал в вентильном режиме становится равным сигналу в фотодиодном, в то время как уровень шумов в первом случае по крайней мере на два порядка ниже, чем во втором.

Из рис. 233 видно, что инерционность в вентильном режиме с понижением температуры, уменьшаясь, приближается к инерционности в фотодиодном режиме.

Итак, вентильный режим тока короткого замыкания оказывается оптимальным для регистрации малых сигналов.

§ 76. Фотоэлектродвижущие силы в области примесного возбуждения

В § 69 было установлено, что фото-ЭДС на $n-p$ -переходе появляется за счет увеличения при освещении концентрации *неосновных* носителей около $n-p$ -перехода¹⁾.

При собственном возбуждении генерируются пары электрон-дырка и, следовательно, всегда появляются неосновные носители.

При возбуждении светом примесной области, казалось бы, следует ожидать освобождения главным образом основных носителей (и, следовательно, отсутствия фото-ЭДС). Дейст-

¹⁾ Самое общее рассмотрение показывает, что наблюдение стационарной фото-ЭДС, связанной с генерацией только основных носителей, невозможно (за исключением редкого случая длительного существования разогретых основных носителей).

Это объясняется, например, для однородного до освещения полупроводника, в котором неравномерно генерируются основные носители, тем, что возникающая из-за диффузии фото-ЭДС в объеме полупроводника точно компенсируется фото-ЭДС обратного знака, образующейся на контакте полупроводника с электродом.

Подобные соображения оказываются справедливыми и для неоднородных до освещения систем, например переходов по типу проводимости ($n-p$ -переходов).

вительно, как видно из рис. 234, *а*, например, в электронном полупроводнике (уровень Ферми в верхней половине запрещенной зоны) при прочих равных условиях число уровней, занятых электронами (а также область спектра, пригодная для их ионизации и, следовательно, для появления в *c*-зоне электронов — основных носителей), превосходит число пустых уровней (и соответствующую область спектра, пригодную для генерации неосновных носителей).

Итак, появление неосновных носителей при примесном возбуждении, вообще говоря, менее вероятно. Однако, переходя к конкретным моделям, можно выделить по крайней мере следующие три [возможности достаточно интенсивной генерации неосновных носителей «примесным» светом.

а) Появление неосновных носителей за счет оптических переходов из *v*-зоны на примесный уровень в равновесии, не полностью занятый электронами (такой уровень в зонной схеме находится вблизи или выше уровня Ферми, см. рис. 234, *б*).

б) Появление неосновных носителей за счет термооптических переходов (рис. 234, *в*): свет переводит электроны с заполненных уровней в *c*-зону. В результате возникает нарушение равновесия между этими уровнями и *v*-зоной. Равновесие устанавливается за счет тепловых забросов электронов из

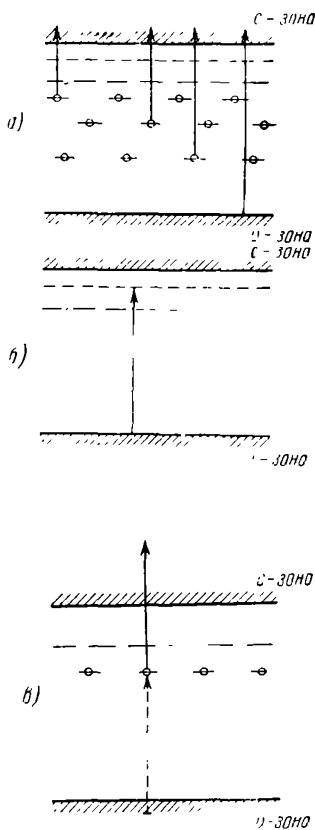


Рис. 234. *а*) схема электронного полупроводника. Образование неосновных носителей (дырок) при примесном возбуждении маловероятно, *б*) непосредственная оптическая генерация неосновных носителей, *в*) образование неосновных носителей в результате двухступенчатых (термооптических или двойных оптических) переходов.

v -зоны на уровне, что связано с появлением неравновесных дырок (неосновных носителей).

в) Появление неосновных носителей за счет двойных оптических переходов. В этом случае все происходит так, как описано в пункте б), но термический заброс из нижней зоны заменяется оптическим за счет поглощения того же примесного света. Очевидно, что двойные оптические переходы в принципе возможны лишь для квантов с энергией, не меньшей половины ширины запретной зоны.

В § 43 при рассмотрении вопроса о критерии монополярности примесной фотопроводимости приводились количественные соотношения (43.5) и (43.9) между Δn и Δp для случаев термооптических и двойных оптических переходов.

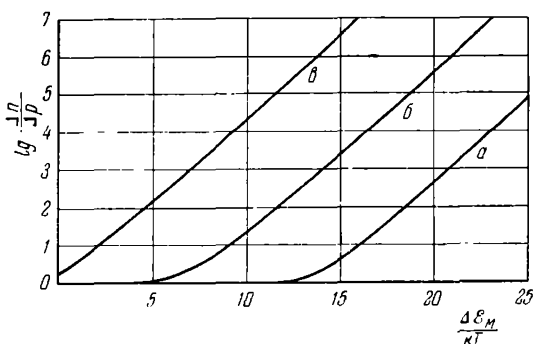


Рис. 235. Зависимость степени биполярности для термооптических переходов от расстояния примесного уровня до зоны, с которой имеет место тепловой обмен.

$a - M = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $b - M = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $в - M = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Численные оценки по этим формулам показывают, что во многих реальных случаях степень биполярности и, следовательно, относительная роль неосновных носителей могут быть весьма велики.

На рис. 235 показаны зависимости логарифма отношения $\frac{\Delta n}{\Delta p}$ для термооптических переходов от расстояния примесного уровня от «неосновной» (в рассматриваемом случае — валентной) зоны, из которой совершаются термические «под-

бросы». Из рисунка следует, что, например, для $M = m_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT} \leq 5$ концентрация неосновных носителей в результате термических забросов становится равной концентрации основных, образуемых в c -зоне при непосредственной примесной оптической ионизации. Следовательно, примесное возбуждение, так же как и собственное, может даже приводить к образованию практически равных количеств неравновесных электронов и дырок.

Экспериментальные результаты на меднозакисных [6] и германиевых [41] фотоэлементах подтверждают возможность наблюдения фото-ЭДС в примесной области. На рис. 236

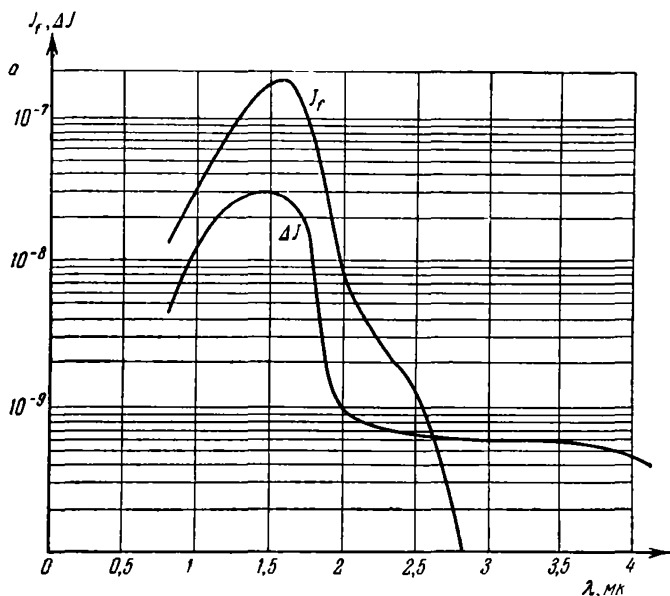


Рис. 236. Спектральное распределение фототока короткого замыкания и фотопроводимости в образцах германия с золотом.

представлена кривая спектрального распределения фототока короткого замыкания J_f через $n-p$ -переход, полученный диффузией сурьмы в p -Германий с концентрацией введенного

золога $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1). Здесь же показано спектральное распределение фотопроводимости в том же материале (кривая 2). Из кривых видно, что как фотопроводимость, так и ток через $n-p$ -переход простираются в область примесного возбуждения (далее 1,8 $\mu\text{м}$). При этом фотопроводимость простирается значительно дальше в длинноволновую область, чем фото-ЭДС. Ход кривых $J_f(\lambda)$ и $\Delta J(\lambda)$ согласуется с рассмотренными выше теоретическими представлениями.

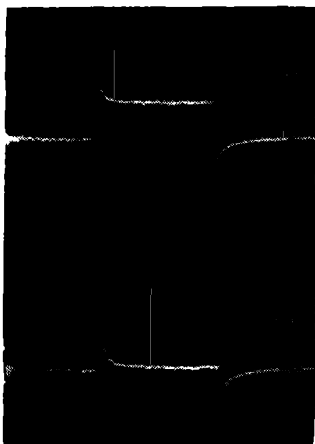


Рис. 237. Кривые релаксации примесной фото-ЭДС [42].

а) $\lambda = 2,6 \mu\text{м}$, возможна генерация как основных, так и неосновных носителей, б) $\lambda = 3,2 \mu\text{м}$, возможна генерация только основных носителей.

Длинноволновая граница фотопроводимости определяется переходами из валентной зоны на уровни золота $E_v + 0,15 \text{ эв}$. Появление неосновных носителей (электронов) и фото-ЭДС связано либо с переводом в s -зону электронов с частично заполненных уровней $E_v + 0,15 \text{ эв}$, либо с двойными оптическими переходами¹⁾ из v -зоны на уровень $E_v + 0,15 \text{ эв}$ и оттуда в s -зону. Длинноволновая граница фото-ЭДС в последнем случае определяется ббльшим из этих переходов ($h\nu \sim 0,5 \text{ эв}$).

В заключение отметим, что примесная фото-ЭДС может наблюдаться и при генерации *только основных* носителей, но в *нестационарном режиме*. Дей-

ствительно, как уже было отмечено выше, отсутствие фото-ЭДС при генерации основных носителей связано с тем, что фото-ЭДС в объеме точно компенсируется фото-ЭДС на контакте.

Однако если установление фото-ЭДС в объеме и на контакте требуют разного времени (за счет неодинаковости условий рекомбинации и диффузии в объеме и вблизи контакта), то очевидно, что компенсация, имеющая место

¹⁾ Термооптические переходы при температуре опыта 77° К маловероятны.

в стационарных условиях, будет нарушена в процессе релаксации.

На осциллограммах рис. 237 показаны кривые релаксации примесной фото-ЭДС в описанных выше образцах германия с золотом при прямоугольном возбуждении. Осциллограмма *а*) получена, когда возможно образование как основных, так и неосновных носителей. Видно, что, помимо стационарной фото-ЭДС, связанной с генерацией неосновных носителей, имеют место «вспышки» фото-ЭДС в моменты включения и выключения света. При переходе $\lambda = 3,2 \text{ мк}$ (рис. 237, *б*), когда возможна только генерация основных носителей, стационарная «составляющая» ЭДС исчезает и остаются только вспышки. Эти вспышки характеризуют нестационарную фото-ЭДС, связанную с генерацией основных носителей.

Отметим, что спектральное распределение нестационарной фото-ЭДС в длинноволновой области, как и следовало ожидать, совпадает со спектральным распределением фотопроводимости.

§ 77. «Внешний» фотоэффект из металла в полупроводник

Внешний фотоэффект из металла в вакуум связан с тем, что поглощаемые в металле фотоны сообщают электронам энергию, достаточную для преодоления работы выхода из металла в вакуум (рис. 238). Очевидно, что аналогичный эффект может иметь место и на границе металла с полупроводником (или изолятором). При этом, однако, фотоэффект может быть вызван квантами значительно меньшей энергии, ибо высота барьера, который должны преодолеть электроны металла для перехода в полупроводник, определяется разностью между работой выхода из металла и энергией средства к электрону полупроводника.

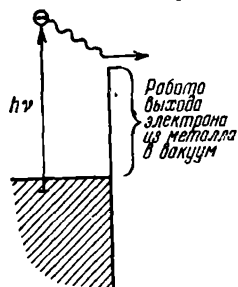


Рис. 238. Внешний фотоэффект из металла в вакуум.

На рис. 239, *а* изображены энергетические схемы металла и электронного полупроводника до контакта, а на рис. 239, *б* —

при плотном контакте¹⁾. Очевидно, что фотоэффект из металла в полупроводник практически наблюдаем лишь за областью собственного возбуждения полупроводника (т. е. в «примесной» области), ибо сильные эффекты собственного возбуждения вуалируют его. Внешний фотоэффект из металла в вакуум обычно наблюдается по току на добавочный электрод (анод). Наиболее эффективный метод наблюдения «внешнего» фотоэффекта из металла в полупроводник заключается

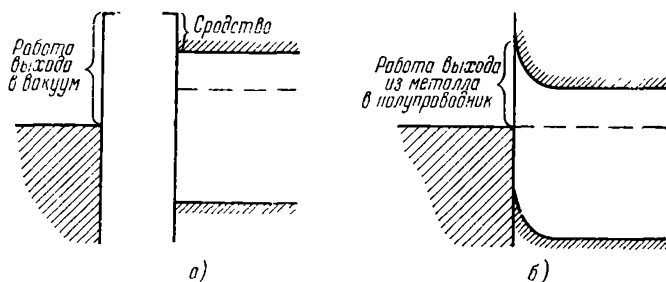


Рис. 239. Энергетические схемы металла и полупроводника:

а) до контакта, б) при плотном контакте.

в фиксировании фото-ЭДС, образуемой на запирающем слое полупроводника, контактирующем с металлом. В связи с этим в качестве фотоэлементов, работающих на внешнем фотоэффекте, следует подбирать такие пары металл-полупроводник, которые образуют запирающие слои, как, например, контакт сернистого кадмия с электролитически нанесенной медью и некоторыми другими металлами.

На рис. 240 представлено спектральное распределение фототока короткого замыкания фотоэлемента с таким контактом [33]. Эффект наблюдается в области длин волн за $0,5 \text{ мк}$ (примесная область) и определяется внешним фотоэффектом из меди в сернистый кадмий. Следует подчеркнуть, что фо-

¹⁾ Схемы изображены для наиболее интересного случая, когда работа выхода из металла больше, чем из полупроводника. При этом на контакте металла с электронным полупроводником возникает искривление зон, соответствующее запирающему слою.

тоэлементы с внешним фотоэффектом из металла в полупроводник обладают весьма малой инерционностью.

Рассмотрение кинетики таких фотоэлементов [38] может быть проведено подобно анализу этого вопроса для фотоэлементов с электронно-дырочным переходом, сделанному в § 71.

Процесс образования вентильной фото-ЭДС при внешнем фотоэффекте из металла в полупроводник n -типа можно объяснить следующим образом. При освещении электроны металла, которые, поглощая фотоны, получают избыточную

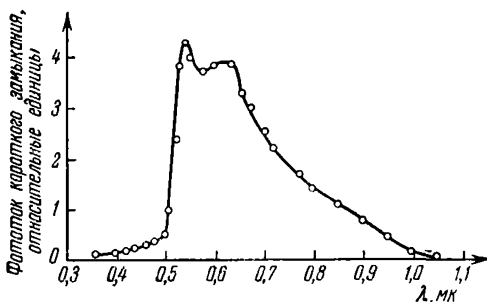


Рис. 240. Спектральное распределение фототока короткого замыкания на контакте меди с сернистым кадмием.

Фототок связан с внешним фотоэффектом из металла в полупроводник.

энергию большую, чем высота потенциального барьера, могут проникать в полупроводник, где сильным контактным полем втягиваются вглубь, в результате чего в полупроводнике скапливаются избыточные отрицательные, а в металле — положительные заряды. Это приводит к тому, что зона проводимости полупроводника повышается и тем самым увеличивается обратный тепловой ток основных носителей. В стационарных условиях поток фотоэлектронов из металла уравновешивается обратным потоком из полупроводника и это состояние соответствует наличию фото-ЭДС. При замкнутой цепи фотоэлектроны имеют возможность возвращаться в металл, создавая ток во внешней цепи.

Из приведенного анализа видно, что имеется глубокая аналогия между механизмом образования вентильной фото-ЭДС

при наличии электронно-дырочного перехода и при внешнем фотоэффекте из металла в полупроводник. Действительно, металл, контактирующий с полупроводником n -типа, как бы заменяет полупроводник p -типа. При этом роль неравновесных неосновных носителей играют в металле те электроны, поглотившие фотон, энергия которых превосходит высоту барьера. Следовательно, в качестве величины, аналогичной времени жизни неравновесных неосновных носителей

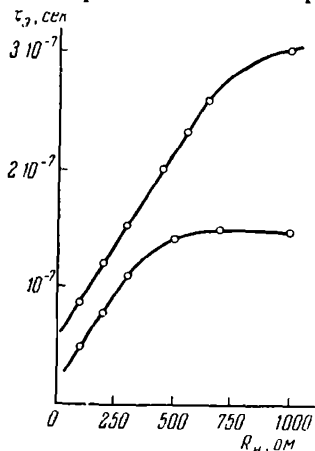


Рис. 241. Зависимость постоянной времени двух фотоэлементов с фотоэффектом из металла в полупроводник от сопротивления нагрузки.

в полупроводнике, выступает время T , в течение которого возбужденный электрон в металле растрчивает в результате соударений запасенную энергию до уровня, соответствующего высоте потенциального барьера. В остальной закономерности, определяющие кинетику в рассматриваемом случае, аналогичны обсужденным в § 71.

Величина T равна нескольким временам релаксации и может составлять $\sim 10^{-11}$ сек. Как было показано в § 71, в том случае, когда время жизни неравновесных носителей $\tau \ll R_{вн}C$ (где $R_{вн}$ — внутреннее дифференциальное сопротивление фотоэлемента, C — емкость слоя объемного заряда и монтажа), в режиме разомкнутой цепи кинетика фото-ЭДС

определяется постоянной времени $R_{вн}C$, а при работе на нагрузочное сопротивление R_n — величиной R_3C , где $\frac{1}{R_3} =$

$$= \frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_{вн}} \quad (\text{при условии, что } \tau \ll R_3C). \text{ Величина вре-$$

мени t_n , в течение которого фотоэлектрон пролетает область объемного заряда, по оценке (в предположении, что проводимость полупроводника составляет $1 \text{ ом} \cdot \text{см}$ и диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 9$) составляет $\sim 10^{-12}$ сек. Этой величиной, так же как и в § 71, можно пренебречь.

Если справедливы предположения о малости величин T и t_p , то релаксация фотоэлемента определяется только величинами $R_{вн}C$ или R_3C и зависимость времени релаксации τ_3 от нагрузочного сопротивления должна быть следующей: при $R_n \gg R_{вн}$ время τ_3 не зависит от R_n и равно $R_{вн}C$; при R_n малых τ_3 является линейной функцией R_n .

На рис. 241 приведены экспериментальные зависимости τ_3 от $R_{вн}$ для двух фотоэлементов $Cu - CdS$. Кривые соответствуют развитым выше представлениям. Постоянные времени фотоэлементов при малых нагрузочных сопротивлениях составляют несколько десятков наносекунд¹⁾.

§ 78. Фототриоды

Для целей преобразования световых сигналов в электрические, кроме фотодиодов, могут использоваться и так называемые «фототриоды», обладающие большей чувствительностью за счет происходящего в них процесса «усиления» фототока. Фототриод состоит из трех контактирующих областей ($n - p - n$ или $p - n - p$) и часто включается в цепь, как показано на рис. 242, т. е. так же, как фотодиод. При таком включении левый (эмиттерный) $p - n$ -переход оказывается включенным в пропускном, а правый («коллекторный») в запорном направлении.

¹⁾ Отметим, что пока нет полной уверенности, что на контакте $Cu - CdS$ реализуется «внешний фотоэффект». Этот вопрос еще требует изучения.

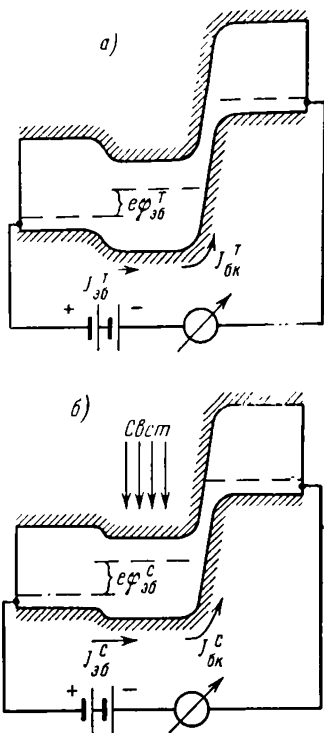


Рис. 242. Энергетическая схема фототриода ($p - n - p$):

а) в темноте, б) при освещении.

Ток во внешней цепи определяется неосновными носителями, инжектированными на эмиттерном переходе и дошедшими сквозь среднюю («базовую») область до коллекторного перехода. Из-за наличия эмиттерного перехода (отличающего фототриод от фотодиода) ток фототриода в темноте больше тока фотодиода. При освещении неосновные носители, образованные светом в базовой части триода (рис. 242, б), диффундируют к эмиттерному и коллекторному переходам и контактным полем, существующим на этих переходах, выбрасываются в коллекторную и эмиттерную части триода. Основные неравновесные носители (на рис. 242, б — электроны), оказавшись в потенциальной яме, остаются в базовой части, изменяя ее заряд и, следовательно, потенциал относительно эмиттера. В результате изменения разности потенциалов на эмиттере изменяется (увеличивается) ток, инжектируемый в базу через эмиттерный переход, и, следовательно, ток коллектора и ток, текущий во внешней цепи. Таким образом, небольшое увеличение разности потенциалов на эмиттерном переходе при освещении сильно увеличивает ток во внешней цепи, обеспечивая высокую чувствительность фототриодов.

В то время как в фотодиодах максимальный «квантовый выход», определяемый отношением световой добавки в токе насыщения к числу поглощаемых в единицу времени квантов из собственной области, не превышает единицы, в фототриодах он может достигать ста и более.

Расчет приводит к следующему выражению для коэффициента усиления фототриода [11, 26]:

$$k = \frac{\Delta J_{\text{фтр}}}{\Delta J_{\text{фл}}} = \frac{l_D^6}{w} \frac{\alpha}{1 + \frac{\alpha w}{2l_D^6}},$$

где $\alpha = \frac{\sigma_3}{\sigma_6} \frac{l_D^3}{l_D^6}$, σ_3 и l_D^3 — соответственно проводимость и длина диффузионного смещения неосновных носителей в эмиттере, σ_6 и l_D^6 — те же величины для базовой области.

В частном случае при $\frac{\alpha w}{2l_D^6} \gg 1$ получаем $k = 2 \left(\frac{l_D^6}{w} \right)^2 = \frac{\tau}{t_0}$. При $\frac{\alpha w}{2l_D^6} \ll 1$, $k = \frac{\sigma_3}{\sigma_6} \frac{l_D^3}{w}$. В первом случае, харак-

терном для сплавных фототриодов, при разумных значениях $\frac{l_D^6}{w} \left(\frac{l_D^6}{w} \simeq 10 \right)$ коэффициент усиления может составлять несколько сотен.

Далее, проанализируем качественно вопрос о кинетике фототриодов, рассмотрев для примера случай выключения света [22]. Предположим, что постоянная времени RC внешней цепи мала, и пренебрежем рекомбинацией неосновных неравновесных носителей в базе. Будем считать также, что проводимость p -областей германия больше проводимости n -области, и, следовательно, в первом приближении можно учитывать лишь дырочные токи.

При освещении в стационарном состоянии ток через эмиттерный переход J_{36}^c (см. рис. 242, б) и равный ему ток через коллектор $J_{6к}^c$ (а следовательно, и измеряемый ток во внешней цепи) определяются только напряжением на эмиттерном переходе φ_{36}^c . При выключении света это напряжение может измениться только за счет изменения заряда основных неравновесных носителей (электронов) в базе. Число этих носителей может уменьшиться по двум причинам: 1) из-за рекомбинации с неосновными носителями, 2) из-за ухода в эмиттер (что требует преодоления барьера).

Как бы то ни было, изменение φ_{36}^c безынерционно (если пренебречь влиянием емкости эмиттера) изменяет эмиттерный

ток J_{36} , а затем через время «пролета» $t_0 \sim \frac{w^2}{2D}$, которое

требуется неосновным носителям, чтобы продиффундировать от эмиттера к коллектору, это изменение сказывается на токе коллектора (т. е. на токе во внешней цепи).

Таким образом, релаксация тока во внешней цепи определяется (кроме t_0) релаксацией разности потенциалов φ_{36} на эмиттере. К вопросу о релаксации φ_{36} мы вернемся ниже, однако приведенные соображения позволяют уже сейчас сделать заключение о соотношении скорости релаксации φ_{36} и тока во внешней цепи. Действительно, записывая стационарный ток через эмиттерный контакт в темноте и при

освещении соответственно в виде ¹⁾

$$J_{\text{эб}}^{\tau} = J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{эб}}^{\tau}}{kT}} \quad (78.1)$$

$$J_{\text{эб}}^c = J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{эб}}^c}{kT}} \quad (78.2)$$

(J_s — ток насыщения эмиттерного перехода, $\varphi_{\text{эб}}^{\tau}$ и $\varphi_{\text{эб}}^c$ — разности потенциалов на эмиттерном переходе соответственно в темноте и при освещении) и введя

$$\Delta\varphi_{\text{эб}} = \varphi_{\text{эб}}^c - \varphi_{\text{эб}}^{\tau} \quad (78.3)$$

$$\Delta J_{\text{эб}} = J_{\text{эб}}^c - J_{\text{эб}}^{\tau} \quad (78.4)$$

получаем

$$\Delta J_{\text{эб}} = J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{эб}}^{\tau}}{kT}} \left(e^{\frac{e\Delta\varphi_{\text{эб}}}{kT}} - 1 \right) = J_{\tau} \left(e^{\frac{e\Delta\varphi_{\text{эб}}}{kT}} - 1 \right) \quad (78.5)$$

(здесь $J_{\tau} = J_s e^{\frac{e\varphi_{\text{эб}}^{\tau}}{kT}}$ — темновой ток насыщения триода).

Если пренебречь влиянием емкости эмиттера, то ток на эмиттерном переходе $\Delta J_{\text{эб}}$ безынерционно следует за разностью потенциалов на этом переходе, и соотношение (78.5) между $\Delta J_{\text{эб}}$ и $\Delta\varphi_{\text{эб}}$ имеет место и в нестационарном режиме. Тогда очевидно, что релаксация $\Delta J_{\text{эб}}$ должна происходить более резко, чем $\Delta\varphi_{\text{эб}}$. Действительно, какова бы ни была зависимость $\Delta\varphi_{\text{эб}}$ от времени, ясно, что

$$\Delta J_{\text{эб}}(t) = J_{\tau} \left(e^{\frac{e\Delta\varphi_{\text{эб}}(t)}{kT}} - 1 \right) \quad (78.6)$$

должно спадать более резко, чем $\Delta\varphi_{\text{эб}}(t)$, так как $\Delta\varphi_{\text{эб}}(t)$ стоит в показателе экспоненты выражения для $\Delta J_{\text{эб}}(t)$.

¹⁾ Здесь не учитываются малые «первичные» фототоки в коллектор и эмиттер, связанные с неосновными носителями, непосредственно освобожденными светом. Отметим, что формулы (78.1) и (78.2) отличаются от обычного вида записи тока через $n-p$ -переход $J = J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right)$ отсутствием единицы в скобках. Это связано с влиянием коллектора, которое при тонкой базе приводит к уже указанному исчезновению единицы и к некоторому изменению величины тока J_s .

Лишь на конечных стадиях релаксации, когда $\Delta\varphi_{эб} \ll \frac{kT}{e}$ и

$$\Delta J_{эб}(t) = \frac{eJ_r}{kT} \Delta\varphi_{эб}(t), \quad (78.7)$$

скорости релаксации $\Delta J_{эб}$ и $\Delta\varphi_{эб}$ становятся одинаковыми.

Измеряемое на опыте изменение тока на коллекторе $\Delta J_{бк}$ (если пренебречь влиянием емкостей эмиттера и коллектора) следует за изменением тока эмиттера $\Delta J_{эб}$ с запаздыванием на время t_0 . Если это время мало по сравнению с постоянной времени изменения $\Delta\varphi_{эб}$, то очевидно, что и измеряемый на опыте ток $\Delta J_{бк}$, подобно току $\Delta J_{эб}$, релаксирует более резко, чем $\Delta\varphi_{эб}$ (рис. 243).

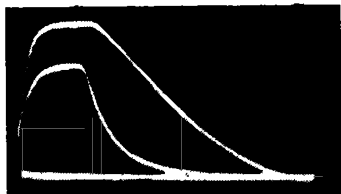


Рис. 243. Кривые релаксации фототриода:

верхняя кривая — напряжение эмиттер — база, нижняя кривая — ток во внешней цепи.

Расчет показывает, что при низком уровне возбуждения

($\varphi_{эб} \ll \frac{kT}{e}$) релаксация $\varphi_{эб}$ и, следовательно, $\Delta J_{эб}$ [см. (78.7)]

существенно зависит от соотношения проводимостей p - и n -областей. Чем меньше разница проводимостей, тем быстрее релаксация. Это связано с тем, что при слабой «асимметрии» n — p -перехода исчезновение основных носителей из базы происходит главным образом за счет их быстрой «утечки» через барьер в эмиттер.

В несимметричных n — p -переходах утечка слаба и исчезновение основных носителей происходит в основном в результате их рекомбинации в базе с неосновными. Очевидно, что в этих условиях постоянная времени релаксации просто равна времени жизни пар.

§ 79. Фотодиод как преобразователь световой энергии в электрическую

В вентильном режиме фотодиод непосредственно преобразует световую энергию в электрическую. Рассмотрим вопрос о КПД такого преобразования [12, 14, 16, 21]¹⁾.

¹⁾ Мы рассмотрим лишь принципиальную сторону этого вопроса, не касаясь его технического аспекта, связанного главным образом с использованием так называемых «солнечных батарей» из кремния [29, 37].

На рис. 244 изображен фотодиод, включенный на сопротивление нагрузки R_H . При ионизации на образование пары носителей затрачивается энергия кванта $h\nu$. Рассмотрим, как расходуется эта энергия. Возникшие электрон и дырка могут, вообще говоря (если $h\nu$ существенно превосходит ширину

запретной зоны), обладать энергиями в зоне, превосходящими среднюю тепловую энергию электронов и дырок $\sim kT$. В этом случае, как уже неоднократно подчеркивалось, избыточная энергия быстро передается решетке (волнистые стрелки 1 и 1' на рисунке). Эта часть энергии переходит в тепло и, следовательно, расходуется бесполезно.

Затем неосновной носитель (на рис. 244 — электрон) переходит через $n-p$ -переход в n -полу-

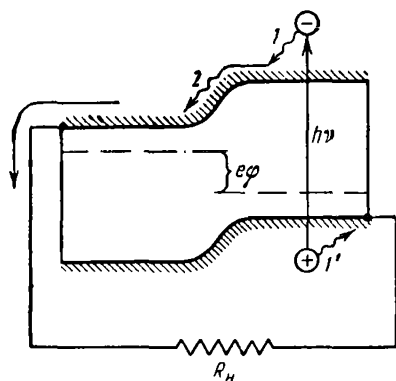


Рис. 244. Схема электронно-дырочного преобразователя световой энергии в электрическую.

проводник, теряя при этом вновь часть энергии бесполезно (волнистая стрелка 2). В дальнейшем электрон может пройти через внешнюю цепь, выделяя в нагрузке полезную энергию, равную $e\varphi$ ¹⁾.

Таким образом КПД, рассчитанный для электрона, прошедшего внешнюю цепь, равен отношению $\frac{e\varphi}{h\nu}$.

Однако следует учесть, что не все падающие на фотоэлемент фотоны поглощаются (из-за отражения или прохождения света насквозь). Кроме того, не все поглощенные кванты создают пары электрон-дырка (из-за принципиальной возможности наличия конкурирующих механизмов поглощения). Поэтому в выражении для КПД должны быть введены множители: τ — коэффициент, характеризующий

¹⁾ С тем же основанием можно говорить о проходе дырки, оставшейся в p -области, через внешнюю цепь в n -область, где она нейтрализует лишний электрон, прошедший через $n-p$ -переход.

отражение и прохождение света насквозь, а также β — квантовый выход. Далее, учтем, что из-за рекомбинации не все неосновные носители, образованные при поглощении фотонов, достигают $n-p$ -перехода. Учтем это, введя множителем коэффициент собирания χ , характеризующий долю неосновных носителей, доходящих до перехода за время жизни.

Наконец, следует помнить, что не все электроны, перешедшие из p - в n -область, проходят далее во внешнюю цепь. Действительно, полное число электронов, проходящих в единицу времени через $n-p$ -переход, характеризуется потоком J_f . Часть из них тепловым движением забрасывается через

барьер обратно в n -область [ток утечки $J_y = J_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right)$]. Таким образом, в выражение для КПД должен быть введен множитель J/J_f , где J — полезный ток через нагрузку. В результате учета всех этих соображений получим выражение для КПД в виде

$$\eta = r\beta\chi \frac{J}{J_f} \frac{e\varphi}{h\nu}. \quad (79.1)$$

Подставив в (79.1) выражение для φ из (69.15) и введя обозначение $\alpha = r\beta\chi$, получим

$$\eta = \alpha \frac{kT}{h\nu} \frac{J}{J_f} \ln \left(\frac{J_f - J}{J_s} + 1 \right). \quad (79.2)$$

Из (79.2) следует, что η зависит от тока J , т. е. от сопротивления нагрузки. При прочих равных условиях существует оптимальная нагрузка (или оптимальное значение тока J), соответствующая максимуму КПД.

Определим оптимальные условия.

Приравняв нулю $\frac{d\eta}{dJ}$, находим

$$\ln \left(\frac{J_f - J_m}{J_s} + 1 \right) = \frac{J_m}{J_f + J_s - J_m}, \quad (79.3)$$

где J_m — ток J , соответствующий оптимальным условиям. При низком уровне освещения

$$\frac{J_f - J_m}{J_s} \ll 1, \quad (79.4)$$

левая часть (79.3) превращается в $\frac{J_f - J_m}{J_s}$ и с учетом (79.4) получаем

$$J_m = \frac{J_f}{2}, \quad (79.5)$$

т. е. в этих условиях следует, регулируя сопротивление нагрузки R_n , подбирать ток J равным половине тока короткого замыкания. Нетрудно видеть, что оптимальное сопротивление нагрузки при этом оказывается равным

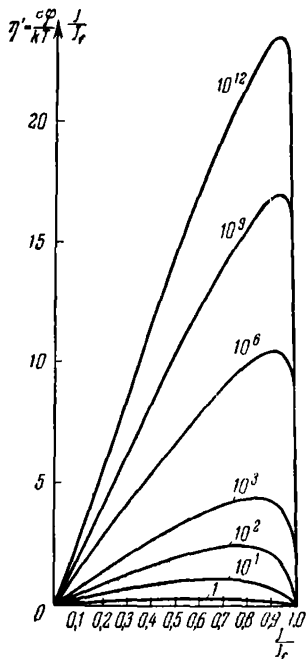
$$R = \frac{\varphi_m}{J_m} = \frac{kT}{eJ_s} = R_0. \quad (79.6)$$

В общем случае любых уровней освещения для нахождения J_m (и φ_m) требуется графически решить трансцендентное уравнение (79.3). Учитывая (79.3) и (69.15), легко получить соотношение между J_m и φ_m

$$\begin{aligned} J_m &= \frac{J_s \left(1 + \frac{J_f}{J_s}\right) \frac{e\varphi_m}{kT}}{1 + \frac{e\varphi_m}{kT}} = \\ &= \frac{1 + \frac{J_f}{J_s}}{1 + \frac{e\varphi_m}{kT}} \frac{\varphi_m}{R_0}. \end{aligned} \quad (79.7)$$

Рис 245 Зависимость КПД от тока во внешней цепи.

Цифры у кривых определяют отношение J_f/J_s .



Из (79.7) следует, что при увеличении освещения, по мере того

как не только $\frac{J_f}{J_s}$, но и мед-

ленно растущее $\frac{e\varphi_m}{kT}$ становятся больше единицы, J_m приближается к J_f .

На рис. 245 изображены теоретические зависимости КПД от тока во внешней цепи (J/J_f), построенные в соответствии с выражением (79.2),

Разные кривые соответствуют разным отношениям J_f/J_s . (Величины этих отношений проставлены на рисунке около кривых.) На всех кривых имеется максимум, соответствующий оптимальным условиям. С ростом отношения J_f/J_s , т. е. с ростом интенсивности освещения, которому пропорционально J_f , величина КПД возрастает, а максимум смещается в сторону больших токов J . При малых интенсивностях освещения (J_f/J_s мало) максимум соответствует току во внешней цепи $J = \frac{J_f}{2}$. С увеличением J_f/J_s он все ближе перемещается к значению $J = J_f$.

Рост КПД с интенсивностью освещения может быть пояснен наглядно (см. рис. 246). На образование неосновного носителя затрачивается энергия $h\nu$, которая расходуется затем в два этапа на нагревание решетки (волнистые кривые)

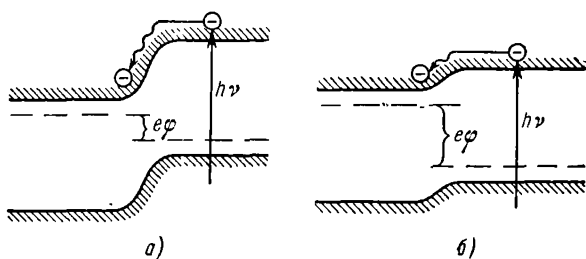


Рис. 246. Потери энергии при низком (а) и высоком (б) уровне освещения.

и на работу во внешней цепи $e\phi$. Чем больше интенсивность освещения и, следовательно, больше разность потенциалов ϕ , тем больше вторая (полезно используемая) часть энергии и меньше первая. Это отчетливо видно из сравнения схем а) и б).

Следует, правда, подчеркнуть, что с ростом интенсивности освещения (и величины ϕ) растет и обратный заброс носителей (ток утечки), однако, как следует из расчета и рис. 245, общий результат все же таков, что с ростом интенсивности КПД возрастает.

На рис. 247 изображены результаты экспериментальной проверки зависимости КПД от нагрузки (J/J_f) и интенсивности освещения (J_f/J_s). Из рисунка видно, что, в то время как для малых освещенностей ($J_f/J_s = 1$, $J_f/J_s = 10$) экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретические кривые, при больших освещенностях совпадение имеет место лишь

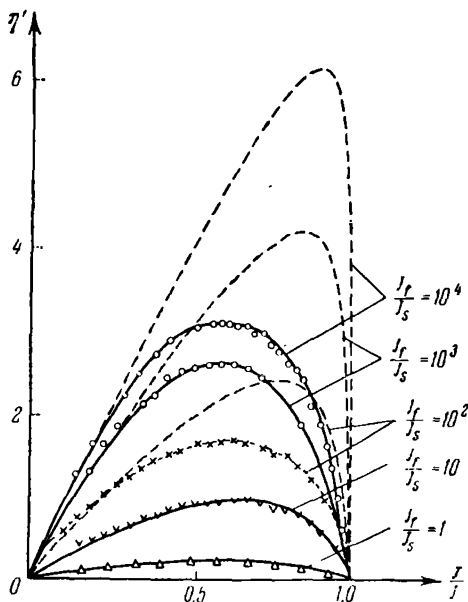


Рис. 247. Зависимость КПД от тока во внешней цепи для германиевых фотодиодов. Комнатная температура. Пунктирные кривые — теория, сплошные — эксперимент.

в области малых токов J (т. е. больших сопротивлений нагрузки). Наличие расхождения при больших J_f/J_s объясняется ролью последовательно включенного сопротивления, толщи германия и контактов. Действительно, падение напряжения на этом сопротивлении, приводящее к отклонению от теоретической зависимости, должно особенно сильно сказываться при большой абсолютной величине тока во внешней цепи, что соответствует большим J_f/J_s и J/J_f . Проверить правиль-

ность этого объяснения можно, достигая больших отношений J_f/J_s и J/J_f без увеличения абсолютной величины тока во внешней цепи фотоэлемента. Для этого естественно при неизменной (небольшой) освещенности (и, следовательно, J_f) уменьшать J_s , снижая температуру.

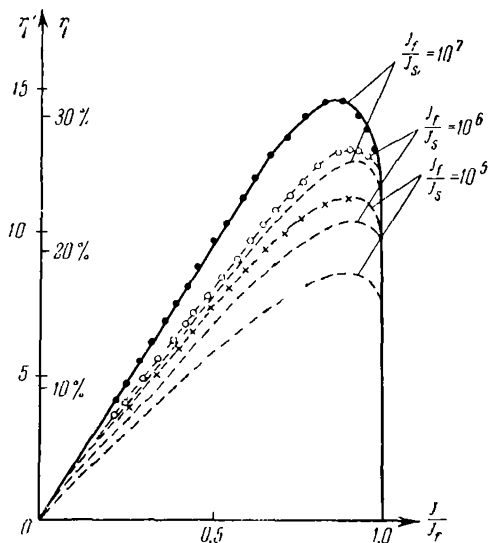


Рис. 248. То же, что и на рис. 247, но при температуре -77°C .

На рис. 248 приведены кривые, полученные при температуре сухого льда. Здесь положение максимума кривой даже для очень больших отношений J_f/J_s (10^5 , 10^6) приблизительно соответствует теории.

ЛИТЕРАТУРА

Глава 1

1. Б. И. Давыдов, О фотоэлектродвижущей силе в полупроводниках, ЖТФ 7, 2212 (1937).
2. В. П. Жузе и С. М. Рывкин, Температурная зависимость фотопроводимости в заиси меди, ДАН СССР 58, 1629 (1947).
3. В. Е. Лашкарев, Кинетика фотопроводимости полупроводников, ЖЭТФ 19, 876 (1949).
4. В. Е. Лашкарев, И. Р. Потапенко, Г. А. Федорус, Нелинейная фотопроводимость PbS-фотосопротивлений, ЖЭТФ 19, 887 (1949).
5. С. М. Рывкин, Комплексное исследование фотопроводимости. I. Постановка задачи и метод исследования, ЖЭТФ 20, 139 (1950).
6. Н. А. Толстой и П. П. Феофилов, Новый метод исследования релаксационных процессов и его применение к изучению некоторых физических явлений, УФН 41, 44 (1950).
7. А. Ф. Иоффе, Физика полупроводников, Изд АН СССР, 1957.

Глава 2

1. В. Schonwald, Электрические и оптические свойства полупроводников Установка для измерений фототока в полупроводниках, App. d Phys. 15, 395 (1932).
2. С. М. Рывкин, Комплексное исследование фотопроводимости. I. Постановка задачи и метод исследования, ЖЭТФ 20, 139 (1950).

Глава 3

1. I. Runge u R. Sewig, О внутреннем фотоэффе в кристаллических полупроводниках, Zs f Phys 62, 726 (1930).
2. П. Г. Тагер, Ячейка Керра, Гиз «Искусство», М.—Л., 1937.
3. Н. А. Толстой и П. П. Феофилов, Изучение затухания люминесценции с помощью катодного осциллографа, ДАН СССР 58, 389 (1947).
4. И. Р. Потапенко, Структура и особенности работы сернисто-серебряных фотоэлементов (методика), ЖТФ 18, 1356 (1948).

- 5 В. Е. Лашкарев и И Р Потапенко, Исследование кинетики фотопроводимости компенсационным методом, Изв. АН СССР, сер физ 13, 566 (1949)
- 6 Н. А. Толстой и П П Феофилов, Новый метод исследования релаксационных процессов и его применение к изучению некоторых физических явлений, УФН 41, 44 (1950).
- 7 С. М. Рывкин, Комплексное исследование фотопроводимости. I. Постановка задачи и метод исследования, ЖЭТФ 20, 139 (1950).
- 8 В. Е. Лашкарев, Исследование кинетики фотопроводимости полупроводников компенсационным методом, Изв. АН СССР, сер физ. 14, 199 (1950).
- 9 С М Рывкин, О расширении пределов применимости метода Толстого и Феофилова в сторону коротких времен при изучении экспоненциальных процессов, Изв АН СССР, сер. физ. 15, 721 (1951).
- 10 Н. А. Толстой, Электрическое дифференцирование как метод исследования физических релаксационных процессов, Изв. АН СССР, сер. физ 15, 712 (1951).
- 11 G. S. Möpsh, Модуляция света вращающимся диском, Optik 10, 8 (1953)
- 12 С М Рывкин, Механический модулятор для получения световых импульсов с большой скважностью при крутом фронте, ЖТФ, т. XXV, 1471 (1955).
- 13 Д К Барсуков и А. Р Регель Использование свечения осциллографических экранов в качестве источника света, ЖТФ, т XXV, 1472 (1955).
- 14 А М Бонч-Бруевич, В А. Молчанов, Дифракционный модулятор света, ЖТФ, т. XXV, 1653 (1955).
- 15 Н А Толстой, Ультратоуметр с механическим модулятором света и некоторые данные о релаксации люминесценции в области «белого пятна», ДАН СССР 102, 935 (1955).
- 16 Н А Толстой, Н Н. Ткачук, М Я Центер, З. С. Мансурова, А. В Бурлаков, Исследование вспышечного разгорания свечения фосфоров, Оптика и спектроскопия 1, 719 (1956).
- 17 M Garbuny, T P. Vogl, J R Hansen, Метод генерации очень коротких световых импульсов, Rev. Sci. Instr. 28, № 10, 826 (1957).
- 18 Н А Толстой, О возможности применения импульсных ламп для изучения релаксации люминесценции и фотопроводимости, Оптика и спектроскопия 4, 279 (1958).
- 19 J A. Hill, Электрооптический миллимикросекундный затвор с большой апертурой, IRE III, 228 (1958).
- 20 Ю В. Попов, И И Андрианов, И. А Тельтовский, Геодезический дальномер ГОИ, Опτικο-механическая промышленность 1, 30 (1959)
- 21 Н. Н. Огурцова и А В. Подмошенский, Импульсный источник света ГОИ, Оптика и спектроскопия 4, 539 (1958)
- 22 В. А. Романов, Установка с ячейкой Керра, ПТЭ 6, 70 (1959).

- 23 A. Whetston, Источник миллимикросекундных импульсов света, Rev. Sci Instr. **30**, 6, 447 (1959).
- 24 М. С. Маршак, Импульсные источники света, ПТЭ **3**, стр. 5 (1962).
- 25 Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин, Влияние уровней прилипания на фотопроводимость в монокристаллах CdS (методика), ФТТ, **II**, 547 (1960).
- 26 Х. С. Валеев, Ю. П. Воронцов, М. Г. Морозов, Искровая установка с продолжительностью вспышки менее 1 мксек, ПТЭ **2**, 122 (1960).
- 27 А. А. Мейер, Высокочастотный механический модулятор света, ПТЭ **2**, 182 (1961).
- 28 С. М. Рывкин и Л. Н. Малахов, Влияние кислорода на проводимость и фотопроводимость PbS-фотосопровитлений, ДАН СССР **85**, 765 (1952).
- 29 В. R. Holman, C. Nilsum, Фотопроводимость в полуизолирующем GaAs, Phys. a Chem. of Solids **22**, 19 (1961).
- 30 Ф. М. Берковский, Н. Б. Строкан, Г. В. Хозов, Исследование возможности измерения в полупроводниках времен релаксации $\sim 10^{-8}$ сек фазовым методом, ПТЭ **2** (1962).
- 31 Л. Г. Парицкий и С. М. Рывкин, Исследование «нелинейных» процессов релаксации фотопроводимости при наличии уровней прилипания, ФТТ **3**, (1961).

Глава 4

1. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников, Гостехиздат, 1947.
2. Н. Мотт, Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах, ИЛ, 1950.
3. С. М. Рывкин, Измерение квантового выхода внутреннего фотоэффекта в Cu_2O , ДАН СССР **22**, 482 (1950).
4. F. S. Gouche, Квантовый выход электронно-дырочных пар в германии, Phys. Rev. **78**, 816 (1950).
5. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов, Гостехиздат, 1951.
6. Х. Брукс, Теория электрических свойств германия и кремния, Сб. переводов «Проблемы современной физики», вып. 8, стр. 74, ИЛ, 1957.
7. Р. Брей, Эксклюзия неосновных носителей тока в германии, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», стр. 221, ИЛ, 1957.
8. Дж. Лоу, Отклонения от равновесных концентраций носителей тока в полупроводниках, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», стр. 216, ИЛ, 1957.
9. S. Kos, Квантовый выход в германии в области от 0,3 до 2 мк, Чехословацкий физический журнал **6**, 668 (1956).
- 10 Т. Мосс, Поглощение и фотопроводимость в антимониде индия, Сб. переводов «Новые полупроводниковые материалы», стр. 125, 1958.

11. E. Antončik, К теории спектральной зависимости квантового выхода гомеоплярных кристаллов, Чехословацкий физический журнал 7, 674 (1957).
12. N. Sclar, E. Burstein, Ударная ионизация примесей в германии, J. Phys. Chem Solids 2, 1 (1957).
13. В. С. Вавилов и К. И. Брицын, О квантовом выходе внутреннего фотоэффекта в германии, ЖЭТФ, 34, 521 (1958); В. С. Вавилов, К. И. Брицын, О квантовом выходе фотоионизации в кремнии, ЖЭТФ 34, 1354 (1958).
14. Б. Лэкс, Экспериментальные исследования структуры электронных зон в твердых телах, УФН 70, 111 (1960).
15. В. С. Вавилов, К. И. Брицын, О спектральной и температурной зависимости квантового выхода в кремнии, ЖФТТ 1, 1629 (1959).
16. Б. М. Вул, В. С. Вавилов, А. П. Шотов, К вопросу об ударной ионизации в полупроводниках, Сб. памяти Г. С. Ландсберга, АН СССР, 1959, стр. 95.
17. T. S. Moss, Optical properties of semiconductors, L., 1959
18. Б. М. Вул, Э. И. Заварицкая, Л. В. Келдыш, О примесной проводимости германия при низких температурах, ДАН СССР 135, 1361 (1960).
19. W. Shockley, Проблемы n - p -переходов в кремнии, Чехословацкий физический журнал, сер. В, 11, 81 (1961).

Глава 5

1. В. Е. Лашкарев, Кинетика фотопроводимости полупроводников, ЖЭТФ 19, 876 (1949); В. Е. Лашкарев и Г. А. Федорус, Некоторые особенности фотопроводимости монокристаллов CdS, Изв. АН СССР, сер. физ. 16, 81 (1952).
2. В. П. Жузе и С. М. Рывкин, Фотопроводимость закиси меди, ДАН СССР 68, 673 (1949); Изв. АН СССР, сер. физ. 16, 93 (1952).
3. R. N. Hall, Рекомбинация электронов и дырок в германии, Phys. Rev 87, 387 (1952); В. Шокли и В. Рид, Статистика рекомбинации дырок и электронов, Сб. переводов «Полупроводниковые электронные приборы», ИЛ, 1953.
4. Hofman, Время жизни носителей тока и модель ловушек с точки зрения закона действующих масс, Halbleiterprobleme 2, 106 (1955)
5. С. Г. Калашников, Рекомбинация электронов и дырок при наличии ловушек разного типа, ЖТФ 26, 241 (1956).
6. А. В. Ржанов, Влияние примесей на время жизни избыточных носителей зарядов в Ge, ЖТФ 26, 1389 (1956).
7. J. Okada, Рекомбинация избыточных носителей тока в полупроводниках, J Phys Soc Japan 12, 1338 (1956).
8. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, В. Ф. Кулешов, В. А. Чуенко, К теории электрофизических свойств германия, Тр. Физ. ин-та им. П. И. Лебедева АН СССР 8, 129 (1956).
9. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках, ДАН СССР 108, 417 (1956)

- 10 М. И. Иглицин, Ю. А. Концевой, А. И. Сидорев, Время жизни неравновесных носителей заряда в германии при произвольных уровнях инжекции, ЖТФ 27, 2461 (1957)
- 11 В. Е. Лашкарев, В. Г. Литовченко, И. М. Омельяновская, Р. Н. Бондаренко, В. И. Стриха, Зависимость времени жизни сторонних носителей тока от концентрации примеси сурьмы в германии, ЖТФ 27, 2437 (1957).
- 12 В. Г. Алексеева, С. Г. Калашников, Л. П. Калпач, И. В. Карпова, А. И. Морозов, Влияние элементов III и V групп на скорость рекомбинации электронов и дырок в германии, ЖТФ 27, 1931 (1957).
- 13 D. Sandiford, Время жизни в полупроводниках в нестационарном случае, Phys Rev. 105, 524 (1957).
- 14 D. Clarke, Время жизни в полупроводниках как функция плотности рекомбинационных состояний, J. Electr. a Control 3, 375 (1957).
- 15 В. Л. Бонч-Бруевич, Об одном механизме рекомбинации носителей тока в полупроводниках, Изв. АН СССР, сер физ. 21, 87 (1957).
- 16 В. Л. Бонч-Бруевич, Об экситонном механизме захвата носителей тока в гомеоплярных полупроводниках, ЖЭТФ 32, 1470 (1957).
- 17 С. М. Рывкин, Рекомбинация в полупроводниках, Сб. «Полупроводники в науке и технике», т. II, гл. 22 (1958)
- 18 D. Sandiford, Температурная зависимость времени жизни носителей в кремнии, Proc Phys. Soc 71, 1002 (1958).
- 19 Bemski, Рекомбинация в полупроводниках (обзор), Proc. IRE 46, 990 (1958).
- 20 Т. В. Машовец, С. М. Рывкин, О температурной зависимости времени жизни в германии в области собственной проводимости, ФТТ, Сб. статей II, 70 (1959).
- 21 J. Okada, Воздействие постоянной подсветки на время жизни носителей в полупроводниках, J Phys Soc Japan 14, 1550 (1959).
- 22 В. Г. Алексеева, И. В. Карпова, С. Г. Калашников, Зависимость времени жизни электронов и дырок в германии от их концентрации, ФТТ 1, 529 (1959).
- 23 С. М. Рывкин, И. Б. Строкан, К вопросу о релаксации неравновесной проводимости при рекомбинации через ловушки, ДАН СССР 124, 1034 (1959).
- 24 Las, Гигантские ловушки, J. Phys. Chem. Sol. 8, 66 (1959).
- 25 Г. И. Галкин, И. С. Рытова, В. С. Вавилов, Объемная рекомбинация носителей тока в кремнии *n*-типа, содержащем радиационные дефекты структуры, ФТТ 2, 2025 (1960).
- 26 Г. М. Гуро, Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках, УФН LXXII, 711 (1960).
- 27 Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова, Исследование рекомбинации в кремнии, легированном галлием, индием, сурьмой, ФТТ 3, 757 (1961).

Глава 6

1. В. Е. Лашкарев, Кинетика фотопроводимости полупроводников, ЖЭТФ 19, 876 (1949)
2. А. Роуз, Рекомбинационные процессы в изоляторах и полупроводниках, Сб переводов «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1957.
3. R. H. Vube, Фотопроводимость соединений серы и селена с цинком и кадмием, Proc. IRE 43, 1836 (1955).
4. A. Rose, Явления в фотопроводниках, Proc. IRE 43, 1850 (1955).
5. E. A. Niekisch, Измерения фотопроводимости CdS на модулированном свете как метод определения подвижности и распределения уровней прилипания, Ann Phys. 15, 279 (1955); Zs. f. Physik 161, 38 (1961).
6. K. W. Böer, H. Vogel, Нестационарные процессы фотопроводимости, Z. Phys. Chem. 206 (1956); Ann. d Phys. 17, 10 (1955).
7. Д. Хорибек и Д. Хейнс, Прилипание неосновных носителей тока в кремнии. I. Кремний p -типа Прилипание неосновных носителей тока в кремнии II. Кремний n -типа Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1957.
8. R. G. Schulman, Захват дырок в германии, облученном электронами высокой энергии, Phys. Rev. 102, 1451 (1956).
9. В. Л. Бонч-Бруевич, К вопросу о различии между центрами рекомбинации и уровнями прилипания, ЖТФ 28, 67 (1958).
10. С. М. Рывкин, Рекомбинация в полупроводниках, Сб. «Полупроводники в науке и технике», т. II (1959).
11. M. Zergbst, Heywang, Исследование прилипания носителей тока в кремнии, Zs. Naturforschung, 14a, 645 (1959)
12. А. Г. Миронов, К теории фотопроводимости и фотоэлектромгнитного эффекта при наличии уровней прилипания, ФТТ 1, 522 (1959).
13. Г. М. Гуро, Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках, УФН LXXII, 711 (1960) (обзор).
14. Л. Г. Парицкий и С. М. Рывкин, Влияние уровней прилипания на релаксацию фотопроводимости в монокристаллах CdS, ФТТ 2, 547 (1960).
15. С. М. Рывкин и И. Д. Ярошецкий, О влиянии уровней прилипания на релаксацию неравновесной проводимости в германии, облученном γ -лучами, ФТТ 2, 1966 (1960).
16. А. А. Гринберг, Л. Г. Парицкий С. М. Рывкин, О влиянии уровней прилипания в полупроводниках на стационарную фотопроводимость и время жизни неравновесных носителей тока, ФТТ 2, 1545 (1960).
17. Л. Г. Парицкий и С. М. Рывкин, Исследование «нелинейных» процессов релаксации фотопроводимости при наличии уровней прилипания, ФТТ 3, 2245 (1961).
18. М. И. Бойко, К вопросу о роли центров прилипания в процессе релаксации фотопроводимости, ФТТ 2, вып. 8 (1960).

- 19 В. Е. Лашкарев, Е. А. Сальков, М. К. Шейнкман, Исследование фотоактивации выхода фототока в CdS-монокристалле, ФТТ 3, 1973 (1961).

Глава 7

1. W. C. Dunlap, Золото как акцептор в германии, Phys. Rev. 97, 614 (1955)
2. W. Shockley, J. T. Last, Статистика распределения зарядов на локальных центрах в полупроводниках, Phys. Rev. 107, 392 (1957).
3. P. T. Landsberg, Дефекты с несколькими уровнями захвата в полупроводниках, Proc. Phys. Soc. B69, 1056 (1957).
4. P. T. Landsberg, К вопросу о статистике рекомбинации избыточных носителей в полупроводниках, Proc. Phys. Soc. B70, 282 (1957).
5. S. T. Sah, W. Shockley, Статистика рекомбинации электронов и дырок на многозарядных центрах в полупроводниках, Phys. Rev. 109, 1103 (1958).
6. Bemski, Рекомбинация в полупроводниках, Proc IRE 46, 990 (1958).
7. Т. В. Машовец, О рекомбинации на трех уровнях атомов меди в германии с учетом статистики их заполнения электроном, ЖТФ 28, 1140 (1958).
8. В. Е. Харциев, О статистике примесных центров с несколькими уровнями в полупроводниках типа германия, ЖТФ 28, 1651 (1958).
9. Н. Г. Жданова, С. Г. Калашников и А. И. Морозов, Влияние температуры на скорость рекомбинации электронов и дырок на атомах меди в германии, ФТТ 1, 535 (1959).
10. Ю. А. Концевой, Об определении сечений захвата при рекомбинации на многократно заряженных центрах, ФТТ 1, 1289 (1959).
11. К. Д. Глинчук, Е. Г. Миселюк и Н. Н. Фортунатова, Исследование состояний локальных уровней серебра и золота в германии, ФТТ 1, 1345 (1959).
12. С. Г. Калашников и К. П. Тиссен, Рекомбинация электронов и дырок на атомах никеля в германии, ФТТ 1, 545 (1959).
13. С. Г. Калашников и К. П. Тиссен, Сечения захвата электронов и дырок у атомов никеля в германии, ФТТ 1, 1754 (1959).
14. G. K. Wertheim, Рекомбинационные свойства никеля в германии, Phys. Rev. 115, 37 (1959).
15. С. Г. Калашников и Л. И. Морозов, Температурная зависимость коэффициента захвата электронов у среднего уровня меди в германии, ФТТ 1, 1294 (1959).
16. Р. Ньюмен и В. Тайлер, Фотопроводимость германия, УФН 72, 587 (1960).
17. С. Г. Калашников и К. Констанцинеску, Об одном возможном методе определения отношения сечений захвата центров рекомбинации в полупроводниках, ФТТ 1, 1763 (1959).
18. А. А. Гринберг, Температурная зависимость времени жизни неравновесных носителей тока в полупроводниках при рекомбинации на многозарядных центрах, ФТТ, Сб. статей II, 192 (1959).

- 19 Johnson и H. Levinstein, Инфракрасные свойства золота в германии, *Phys. Rev.* **117**, 1191 (1960).
- 20 С. Г. Калашников и К. П. Тиссен, Прилипание и рекомбинация на многоэлектронных центрах захвата в полупроводниках, *ФТТ* **2**, 2743 (1960).
21. М. И. Иглицын и Ю. А. Концевой, Определение физических параметров центров рекомбинации, созданных медью в германии, *ФТТ* **2**, 1148 (1960)
22. Е. Г. Миселюк, К. Д. Глинчук, Исследование рекомбинации носителей тока в германии с примесями золота и серебра, Доклады на международной конф. по полупроводникам, Прага, 1960.
23. С. Г. Калашников и А. И. Морозов, Исследование явления прилипания на атомах меди в германии, *ФТТ* **2**, 2813 (1960).
24. В. Г. Алексеева, И. В. Карпова и С. Г. Калашников, Рекомбинация на атомах золота в германии, *ФТТ* **3**, 964 (1961).
25. Е. Г. Ландсберг и С. Г. Калашников, Сечения захвата электронов для атомов марганца в германии, *ФТТ* **3**, 1566 (1961).

Глава 8

1. Дж. Хейнс, Новое излучение, возникающее вследствие рекомбинации дырок и электронов в германии, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1958.
2. В. Ван Русбрек и В. Шокли, Излучательная рекомбинация электронов и дырок в германии, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1958.
- 3 R Braunstein, Излучательные переходы в полупроводниках, *Phys. Rev.* **99**, 1892 (1955).
- 4 T. S. Moss and T. H. Hawkins, Рекомбинационное излучение из InSb, *Phys. Rev.* **101**, 1609 (1956).
5. Э. Бурштейн, П. Эггли, Физика полупроводников (обзор). Сб. переводов «Физика полупроводников», ИЛ, 1957.
6. Л. Н. Сосновский, О рекомбинации при соударении носителей тока в полупроводниках, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **21**, 70 (1957).
7. F. Kane, Зонная структура антимонида индия, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
- 8 P. T. Landsberg и A. R. Beattie, Эффект Оже в полупроводниках, *J Phys Chem Solids* **8**, 73 (1959)
9. P. H. Brill и R. F. Schwarz, Излучательная рекомбинация и время жизни в германии, *J. Phys. Chem. Solids* **8**, 75 (1959).
- 10 В С Вавилов, Излучательная рекомбинация в полупроводниках, *УФН LXVIII*, вып. 2, июнь (1959).
11. J. R. Napier, M. Lak, W. F. Flood, Анализ собственного рекомбинационного излучения из кремния и германия, *J Phys. Chem. Solids* **8**, 392 (1959).
12. R. N. Zitter, A. J Strauss, A. E. Attard, Рекомбинационные процессы в антимониде индия p -типа, *Phys. Rev.* **115**, 226 (1959).
13. J. I. Paphove, Влияние вырождения на излучательную рекомбинацию в германии, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 20 (1960).

14. P. T. Landsberg, Вопросы кинетики ударной рекомбинации, *Abhan. Deutschen Acad. Wiss*, 7, 57 (1960)
15. Д. Кюри, Люминесценция кристаллов, ИЛ, 1961.
16. Ф. М. Гашимзаде и В. Е. Харциев, Электрическая структура сложных полупроводников. Расчет зонной структуры Si, Ge и GaAs упрощенным методом ОПВ ФТТ 3, 1453 (1961).
17. Д. Н. Наследов, А. А. Рогачев, С. М. Рывкин, Б. В. Царенков, Рекомбинационное излучение арсенида галлия, ФТТ 4, 1062 (1962).
18. А. А. Рогачев и С. М. Рывкин, О температурной зависимости сечения излучательной рекомбинации в германии, ФТТ 4, 1676 (1962).
19. Д. Н. Наследов, А. А. Рогачев, С. М. Рывкин, В. Е. Харциев, Б. В. Царенков, Структура спектра собственного рекомбинационного излучения арсенида галлия, ФТТ 4, 3346 (1962).
20. Н. Г. Басов, Б. М. Вул и Ю. М. Попов, Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний, ЖЭТФ 37, 587 (1959).
21. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучения с помощью квантовых систем. УФН 72, 161 (1960).
22. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, *Phys. Rev. Lett* 9, 366 (1962).

Глава 9

1. E. Burstein, G. Picus and N. Selag, Оптические свойства и фотопроводимость германия и кремния, *Photoconductivity Conference in Atlantic City*, p. 353 (1954).
2. Е. Бурштейн, Дж. Девиссон, Е. Белл, В. Тернер, Г. Липсон, Инфракрасная фотопроводимость в германии, обусловленная нейтральными примесями, Сб. переводов «Электрофизические свойства германия и кремния», ИЛ, 1956, стр. 158.
3. R. Newham, Фотопроводимость германия с примесью золота, *Phys. Rev.* 94, 278 (1954).
4. Р. Ньюмен и В. Тайлер, Свойства германия с примесью железа, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», стр. 34 (1957).
5. R. Newham, H. H. Woodbury and W. W. Tyler, Фотопроводимость германия с примесью марганца, *Phys. Rev.* 102, № 3, 613 (1956).
6. Н. Дж. Фан, Поглощение инфракрасного излучения в полупроводниках, *Report on Progress in Physics*, 29, 107 (1956).
7. I. S. Blakemore, Фотопроводимость кремния, легированного индием, *Canad. J. Phys.* 34, № 9, 938 (1956).
8. Б. Т. Коломиец, Активирование и тушение фотопроводимости в CdS, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 21, № 5, 643 (1957)
9. C. V. Collins, R. O. Carlson and C. J. Gallagher, Свойства кремния с примесью золота, *Phys. Rev.* 105, § 4, 1168 (1957).

10. Н. J. Fap a. K. Lark-Horovitz, Влияние облучения на свойства полупроводников, *Effects of Radiation on Materials*, стр. 159 (1958).
11. F. Stockmann, E. E. Kloutz, I. Mac Kay, H. J. Fap u. K. Lark-Horovitz, *Zs. f Phys* 153, № 3, 331 (1958).
12. Р. Ньюмен и В. Тайлер, Фотопроводимость германия, *УФН* 72, № 3, 587 (1960).
13. Е. Н. Аркадьева, Л. Г. Парицкий и С. М. Рывкин, Исследование кинетики инфракрасной примесной фотопроводимости в CdS, индуцированной предварительной подсветкой, *ФТТ* 2, № 6, 1161 (1960).
14. Э. И. Адирович, Кинетика примесной фотопроводимости и эффективное сечение локальных центров, *ФТТ* 2, № 10, 2384 (1960).
15. С. М. Рывкин, Л. Г. Парицкий, Р. Ю. Хансеваров и И. Д. Ярошецкий, Исследование кинетики примесной фотопроводимости как метод определения параметров локальных уровней, *ФТТ* 3, № 1, 252 (1961).
16. А. В. Ржанов и А. Ф. Плотников, О поверхностных уровнях на германии по данным фотопроводимости в инфракрасной области спектра, *ФТТ* 3, № 5, 1557 (1961).
17. Е. Н. Аркадьева, Р. С. Касымова и С. М. Рывкин, Кинетика индуцированной примесной фотопроводимости в теллуриде кадмия, *ФТТ* 3, № 8, 2417 (1961).
18. В. С. Вавилов и А. Ф. Плотников, Фотопроводимость в кремнии *n*-типа, облученном нейтронами, *ФТТ* 3, № 8, 2455 (1961).
19. С. М. Рывкин, Р. Ю. Хансеваров и И. Д. Ярошецкий, Исследование примесной фотопроводимости в германии, облученном γ -квантами, *ФТТ* 3, № 10, 3211 (1961).
20. Е. Н. Аркадьева, Влияние прилипания на примесную фотопроводимость, *ФТТ IV*, вып. 11 (1962)

Глава 10

1. E. A. Taft a M. H. Hebb, Гашение фотопроводимости в сернистом кадмии, *JOSA* 42, 249 (1952).
2. J. Lapibe a C. S. Klicik, Модель процессов люминесценции и фотопроводимости в сульфидах, *Phys. Rev.* 98, 909 (1955).
3. R. H. Vube, Сравнение объемно и поверхностно возбужденной фотопроводимости в кристаллах сульфида кадмия, *Phys Rev.* 101, 1668 (1956).
4. K. W. Böer, S. Oberlander, J. Voigt, О расчете кривых термостимулированных токов, *Ann d. Phys* 2, 130 (1958)
5. А. А. Трофименко и Г. А. Федорус, Исследование термически стимулированного тока в монокристаллах CdS, *Укр. физ журн* 3, № 4 (1958).
6. Е. Н. Аркадьева и С. М. Рывкин, Исследование уровней прилипания в Sb_2Se_3 методом термостимулированного тока, *ФТТ* 1, 1460 (1959).
7. И. И. Бойко, Э. И. Рашба и А. П. Трофименко, Термостимулированная проводимость в полупроводниках, *ФТТ* 2, 109 (1959).

8. Е. И. Аркадьева, Л. Г. Парицкий и С. М. Рывкин, Исследование кинетики инфракрасной примесной фотопроводимости в CdS, индуцированной постоянной подсветкой, ФТТ II, 1160 (1960).
9. Е. Н. Аркадьева и С. М. Рывкин, Индуцированная инфракрасная чувствительность в некоторых полупроводниках, ФТТ II, 1889 (1960).
10. Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин, Исследование «нелинейных» процессов релаксации фотопроводимости при наличии уровней прилипания, ФТТ III, 2245 (1961).
11. Е. Н. Аркадьева, Р. С. Касимова и С. М. Рывкин, Кинетика индуцированной примесной фотопроводимости в теллуриде кадмия, ФТТ III, 2417 (1961).
12. Е. Н. Аркадьева, Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин, Метод длинноволнового фотоэлектрического зондирования локальных уровней в полупроводниках, ФТТ IV, вып. 6 (1962).
13. Ю. Л. Иванов и С. М. Рывкин, Оптическая перезарядка примесных центров и кинетика примесной фотопроводимости, ФТТ 4, 1482 (1962).

Глава 11

1. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках, ДАН 108, 417 (1956); Г. М. Гуро, УФН 72, 711 (1960).
2. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, В. Ф. Кулешов, В. А. Чукенков, К теории электрофизических свойств германия, Тр. Физ. ин-та им. П. И. Лебедева 8, 129 (1956).
3. А. Роуз, Рекомбинационные процессы в изоляторах и полупроводниках, Сб. переводов «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1957.
4. С. М. Рывкин, Об истинном времени жизни и возможном механизме неупругого рассеяния носителей тока в полупроводниках, ФТТ 2, 2410 (1960).

Глава 12

1. В. Gudden и Pohl, О зависимости фотопроводимости от времени, Zs. f. Phys. 6, 248 (1921).
2. Б. И. Давыдов, О контактном сопротивлении полупроводников, ЖЭТФ 9, 451 (1939).
3. Н. Мотт и Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах, ИЛ, 1950.
4. А. Н. Губанов, Диффузия и дрейф фотоэлектронов в частично освещенном полупроводнике, ЖТФ 24, 933 (1954).
5. А. И. Губанов, Теория выпрямляющего действия полупроводников, Гостехиздат, 1956.
6. С. М. Рывкин, О так называемом «вторичном» и «сквозном» фототоке в полупроводниках, ЖТФ 26, 2439 (1956).

Глава 13

1. А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, Фотоэлектродвижущие силы в кристаллах куприта, ЖЭТФ 5, 111 (1935).
2. J. Hays, W. Shockley, Подвижность и время жизни инжектированных электронов и дырок в германии, Phys. Rev. 81, 835 (1951).
3. F. Goucher, Измерение диффузии дырок в *n*-германии, Phys. Rev. 81, 475 (1951).
4. В. Е. Лашкарев, Диффузия носителей тока в полупроводниках со смешанной проводимостью, Изв АН СССР, сер. физ. 16, 186 (1952).
5. L. Voldes, Измерение времени жизни неосновных носителей в германии, Proc. IRE 40, 1420 (1952).
6. R. Lawrance, A. Gibson, Измерение дрейфовой подвижности в полупроводниках, Proc. Phys. Soc 65, 994 (1952).
7. A. Giordano et al., Экспериментальная проверка соотношения между коэффициентом диффузии и подвижностью электронов и дырок, Phys. Rev. 88, 1368 (1952).
8. M. Prince, Дрейфовые подвижности в полупроводниках. I. Германий, Phys. Rev. 92, 681 (1953).
9. Van Roosbroeck, Движение неравновесных носителей тока в однородных полупроводниках, Phys. Rev. 91, 182 (1953).
10. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, ИЛ, 1953.
11. С. М. Рывкин, Определение соотношения между подвижностью и коэффициентом диффузии для фотодырок в электронном германии, ЖТФ 24, 2136 (1954).
12. G. Adam, Метод измерения времени жизни и подвижности инжектированных носителей зарядов движущимся световым пятном, Physica т. XX, 1037 (1954).
13. С. М. Рывкин и Р. В. Харьюзов, Метод определения подвижности неосновных носителей тока в германии, инжектированных светом, ЖТФ 25, 563 (1955).
14. Э. И. Адирович, Г. М. Гуро, В. Ф. Кулешов, В. А. Чуенков, К теории электрофизических свойств германия, Тр. Физ. ин-та им. П. И. Лебедева 8, 129 (1956).
15. Э. И. Рашба, К. Б. Толыго, К теории фотоэлектрического метода определения времени жизни неосновных носителей тока в полупроводниках, Укр. физ. журн. 1, 29 (1956).
16. О. В. Сорокин, Об измерении времени жизни, коэффициента диффузии и скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей тока в тонком полупроводниковом образце, ЖТФ 26, 2473 (1956).
17. С. М. Рывкин, Ю. А. Махалов, Распределение концентрации неосновных носителей тока при движении области инжекции и наличии поля (о нулевом методе измерения подвижности), ЖТФ 27, 441 (1957).
8. Г. Пикус, Контактные явления в полупроводниках, Сб. статей «Полупроводники в науке и технике» 1, 1958.
19. Г. М. Гуро, Характеристические времена электронных процессов в полупроводниках, УФН LXXII, вып. 4, 711 (1960).

Глава 14

- 1 И. К. Кикоин и М. М. Носков, О новом фотоэлектрическом эффекте в закиси меди, *Phys. Zs. d Sow. Un* **5**, 586 (1934); **6**, 478 (1934). И. К. Кикоин, Эффекты, наблюдающиеся при освещении закиси меди в магнитном поле, *ДАН СССР*, **3**, 418 (1934).
- 2 Я. И. Френкель, Объяснение фотоэлектромагнитного эффекта в полупроводниках. Теория некоторых фотоэлектрических и фотомагнитоэлектрических явлений в полупроводниках. *Phys Zs. d Sow Un* **5**, 597 (1934); **8**, 185 (1935).
- 3 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Теория фотоэлектродвижущей силы в полупроводниках, *Phys. Zs. d Sow. Un* **9**, 477 (1936); Е. М. Лифшиц, К теории фотоэлектромагнитных эффектов в полупроводниках, *Phys Zs d Sow Un* **9**, 641 (1936).
- 4 В. Е. Лашкарев, Возникновение фотоэлектродвижущих сил в полупроводниках, *ЖЭТФ* **18**, 915 (1948).
- 5 К. Б. Толпыго, Об уравнениях переноса в теории полупроводников, *Тр. Ин-та физики АН УССР* **3**, 52 (1952).
- 6 А. И. Ансельм, Распределение концентрации носителей тока в образце полупроводника при эффекте Холла, *ЖТФ* **22**, 1146 (1952).
- 7 P. Aigrain, H. Bulliard, К теории фотомагнитоэлектрического эффекта, *C. R. Acad. Sci. Paris* **236**, 595 (1953); Результаты экспериментального исследования фотомагнитного эффекта **236**, 672 (1953).
- 8 T. S. Moss, Эффект фотопроводимости и фотомагнитный эффект в монокристаллах сульфида свинца, *Proc. Phys. Soc* **B66**, 993 (1953).
- 9 T. S. Moss, L. Pincherle, A. M. Woodward, Фотоэлектромагнитные и фотодиффузионные эффекты в германии, *Proc. Phys. Soc.* **B66**, 743 (1953).
- 10 В. Шокли, Теория электронных полупроводников, *ИЛ*, 1953.
- 11 H. Bulliard, Фотомагнитный эффект в Ge и Si, *Phys. Rev.* **94**, 1564 (1954).
- 12 А. И. Ансельм, Теория фотомагнитного эффекта в полупроводниках при больших магнитных полях, *ЖТФ* **24**, 2064 (1954).
- 13 А. П. Комар, Н. М. Рейнов и С. С. Шалыт, Фотомагнитный эффект в закиси меди при низких температурах, *ДАН СССР* **96**, 47 (1954).
- 14 H. Bulliard, Исследование фотомагнитного эффекта на германии, *Ann. de Phys.* **9**, 52 (1954).
- 15 S. W. Kurnick, A. J. Strauss, R. N. Zitter, Фотопроводимость и фотомагнитный эффект в InSb, *Phys. Rev.* **94**, 1791 (1954).
- 16 L. H. Hall, Релаксация фотомагнитного эффекта, *Phys. Rev.* **97**, 1741 (1955).
- 17 W. van Roosbroeck, Теория фотомагнитного эффекта, *Phys. Rev.* **101**, 1713 (1956).
- 18 S. Kurnick a. R. Zitter, Фотопроводимость и фотомагнитный эффект в InSb, *J. Appl. Physics* **27**, 278 (1956).

19. L. Pincherle, Фотоэлектромагнитный эффект, Photoconductive Conference 307 (1956)
20. И. К. Кикоин, Ю. А. Быховский, О поперечном фотомагнитном эффекте в *n*- и *p*-германии, ДАН СССР 109, 735 (1956); Об анизотропии четного (поперечного) фотомагнитного эффекта в монокристаллах германия, ДАН СССР 116, 381 (1957).
21. O. Saretta, J. Grosvalet, Фотомагнитоэлектрический эффект в полупроводниках, Сб. «Progress in Semicond» 1a, 165 (1956).
22. Б. Я. Мойжес, Расчет напряжения при фотомагнитном эффекте Кикоина — Носкова и Дембер-эффекта в сильных магнитных полях, ЖТФ 27, 495 (1957).
23. Б. Я. Мойжес и Ю. Н. Образцов, К теории поперечного фотомагнитного эффекта, ЖТФ 27, 1446 (1957)
24. T. M. Busk, F. S. McKit, Изучение фотомагнитного эффекта в германии, Phys Rev 106, 904 (1957).
25. R. N. Zitter, Влияние захвата носителей на фотомагнитный эффект и фотопроводимость, Phys. Rev. 112, 852 (1958).
26. С. Г. Калашников и Е. Г. Ландсберг, Исследование фотомагнитоэлектрического эффекта как метода определения объемной длины диффузии в германии, ЖТФ 28, 1387 (1958)
27. Г. М. Гуро, К теории фотогальваномагнитного эффекта в полупроводниках, ЖТФ 28, 1036 (1958).
28. Б. Я. Мойжес, Устранение краевого эффекта при измерении фотомагнитной э.д.с. в полупроводниках, ФТТ 1, 1239 (1959)
29. A. Mith, Новый параллельный фотомагнитный эффект, Phys. Rev. 116, 793 (1959).
30. А. Г. Миронов, К теории фотопроводимости и фотоэлектромагнитного эффекта при наличии уровней прилипания, ФТТ 1, 525 (1959).
31. С. М. Рывкин, Ю. Л. Иванов, А. А. Гринберг, С. Р. Новиков и Н. Д. Потехина, Новый продольный магнитоконцентрационный эффект и его использование для определения соотношения между концентрациями тяжелых и легких дырок, ФТТ 1, 1372 (1959)
32. W. van Roosbroeck, Движение носителей и фотопроводимость в полупроводниках с ловушками, Phys. Rev. 119, 636 (1960).
33. Е. Г. Ландсберг, Влияние геометрических размеров образцов на измерение диффузионной длины фотомагнитным методом, ФТТ 2, 848 (1960).
34. Brand, Baker, Mette, Спектральное распределение РМЭ в германии, Phys. Rev 119, 922 (1960)
35. А. А. Гринберг, Фотомагнитный эффект и его использование для измерения времени жизни, ФТТ 2, 836 (1960).
36. Ю. И. Равич, К теории фотомагнитных эффектов в полупроводниках со сложными энергетическими зонами, ФТТ 2, 2366 (1960).

37. С. М. Рывкин, А. А. Гринберг, Ю. Л. Иванов, С. Р. Новиков, Н. Д. Потехина, Исследование диффузии неосновных носителей тока в магнитном поле, ФТТ 2, 575 (1960).
38. А. А. Гринберг, К теории поперечного фотомагнитного эффекта, ФТТ 3, 94 (1961).
39. А. А. Гринберг, С. Р. Новиков и С. М. Рывкин, Новый эффект отрицательной фотопроводимости в магнитном поле, ДАН СССР 136, 329 (1961).
40. Ю. И. Равич, Об определении характеристических параметров неосновных носителей в полупроводниках из измерений фотопроводимости и фотомагнитного эффекта, ФТТ 3, 1601 (1961).
41. А. А. Гринберг и С. М. Рывкин, Монополярный нестационарный фотомагнитный эффект, ФТТ 3, 2470 (1961).

Глава 15

1. А. В. Иоффе, Электрические сопротивления на контакте полупроводника с металлом, ДАН СССР 27, 547 (1940); ЖЭТФ 15, 721 (1945).
2. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория фотоэлектродвижущих сил в полупроводниках, Phys. Zs d. Sow. Un. 9, 477 (1936).
3. Б. И. Давыдов, О фотоэлектродвижущей силе в полупроводниках, ЖТФ 7, 2212 (1937).
4. Ю. П. Маслаковец, Распределение скоростей фотоэлектронов в фотоэлементах с запирающим слоем и механизм действия таких фотоэлементов, ЖЭТФ 10, 393 (1940).
5. В. Е. Лашкарев, Возникновение фотоэлектродвижущих сил в полупроводниках, ЖЭТФ 18, № 10 (1948).
6. В. Е. Лашкарев и К. М. Косоногова, Фотоэлектродвижущие силы в закиси меди, ЖЭТФ 18, № 10 (1948).
7. С. М. Рывкин, Конденсаторный метод исследования фото-ЭДС, ЖЭТФ 18, 1521 (1948); 19, 286 (1949).
8. В. Е. Лашкарев, Влияние электрического поля на фото-ЭДС в изолированном полупроводнике, ДАН СССР 70, 813 (1950).
9. К. Б. Толпыго, Фотоэлектродвижущие силы в полупроводнике, обладающем фотопроводимостью одного знака, ЖЭТФ 23, 340 (1952).
10. J. Shive, Свойства германиевых фототранзисторов, J. Amer. Opt. Soc. 43, 239 (1953).
11. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, ИЛ, 1953.
12. Р. Л. Куммеров, Фотоэффект на n - p -переходе, Сб. переводов «Полупроводниковые преобразователи энергии излучений», ИЛ, 1959.
13. Ж. И. Алферов, Б. М. Коноваленко, С. М. Рывкин, В. М. Тучкевич, А. И. Уваров, Плоскостные германиевые фотодиоды, ЖТФ 25, 11 (1955).
14. С. М. Рывкин, К вопросу о механизме действия германиевых фотодиодов, ЖТФ 25, 21 (1955).

15. Э. И Адирович и В. Г. Колотилова, Распространение короткого импульса в полупроводнике, ограниченном электронно-дырочными переходами, *ЖЭТФ* **29**, 770 (1955).
16. В. С. Вавилов, Солнечные батареи, *Атомная энергия* **1**, 107 (1956).
17. В. Е. Лашкарев и В. А. Романов, Объемная фото-ЭДС в полупроводниках, *Радиотехника и электроника* **2**, 1144 (1956).
18. С. М. Рывкин, О кинетике фотодиодов, *ЖТФ* **27**, 1676 (1957).
19. Жап Таус, Фотозлектродвижущие силы в полупроводниках, связанные с неравновесными носителями тока, *Rev. of Mod. Phys.* **29**, 308 (1957).
20. Ю. П. Маслаковец, Ю. А. Водаков, Г. П. Наумов и Г. А. Ломакина, Вентильные фотоэлементы из теллурида кадмия, *ЖТФ* **27**, 1594 (1957).
21. В. К. Субашиев и М. С. Соминский, Полупроводниковые фотоэлементы, Сб. «Полупроводники в науке и технике», т. II, Изд-во АН СССР (1958).
22. С. М. Рывкин и Н. Б. Строкан, О кинетике фототриодов, *ЖТФ* **28**, 1169 (1958).
23. С. М. Рывкин, Н. Б. Строкан и Л. Л. Маковский, К вопросу о кинетике вентильных фотоэлементов с электронно-дырочным переходом, *ЖТФ* **28**, 1871 (1958).
24. С. М. Рывкин, Н. Б. Строкан, В. М. Тучкевич, В. Е. Челноков, Кремниевые фотодиоды, *ЖТФ* **28**, 1165 (1958).
25. D. E. Sawyer, R. H. Rediker, Германиевые фотодиоды с тонкой базой, *Proc. IRE* **46**, 1122 (1958).
26. Н. Д. Потехина, Расчет релаксационных процессов фототриода при малых интенсивностях освещения, *ФТТ* **1**, 1509 (1959).
27. Н. А. Витовский, П. И. Малеев, С. М. Рывкин, Об оптимальном режиме использования фотодиодов для регистрации малых сигналов, *Радиотехника и электроника* **4**, 1387 (1959).
28. Л. Я. Первова, Предельная чувствительность и спектр шума плоскостных германиевых фотодиодов, *Радиотехника и электроника* **4**, 330 (1959).
29. В. С. Вавилов, Г. Н. Галкин, В. М. Маловецкая, Исследование кремниевых фотоэлементов как преобразователей энергии солнечного излучения, Труды совещания фотоэлектрич. и оптич. явл. в полупроводниках, Изд. АН УССР, Киев, 1959.
30. В. М. Тучкевич и В. Е. Челноков, Кремниевые фотоэлементы, Труды совещания фотоэлектрич. и оптич. явл. в полупроводниках, Изд-во АН УССР, Киев, 1959.
31. Д. Н. Наследов и Б. В. Царенков, Электронно-дырочные переходы в арсениде галлия, *ФТТ*, Сб статей, Изд-во АН СССР (1959).
32. К. Б. Толпыго, Кинетика фотозлектродвижущих сил в однородных полупроводниках, Труды совещания фотоэлектрич. и оптич. явл. в полупроводниках, Изд-во АН УССР, Киев, 1959.
33. R. Williams, R. Vube, Фотоземиссия в фотоэлементах CdS, *J. Appl. Phys.* **36**, № 6 (1960).

- 34 А. А. Гринберг, Н. Б. Строкан, Влияние скорости поверхностной рекомбинации и коэффициента поглощения на переходные характеристики фотодиодов, ФТТ 2, 1536 (1960).
 - 35 С. М. Рывкин, Р. Ф. Коноплева, Л. В. Маслова, О. А. Матвеев, Н. Б. Строкан, Д. В. Тархин и Г. В. Хозов, Малоинерционные германиевые фотодиоды, ФТТ 2, 2199 (1960).
 - 36 Г. М. Авакянц, Феноменологическая теория полупроводников, Изд-во АН Уз. ССР, Ташкент, 1960.
 - 37 В. К. Субашиев и Э. М. Педяш, Энергетическая диаграмма реального кремниевого фотоэлемента, ФТТ 2, № 2 (1960).
 - 38 Л. Г. Парицкий, А. А. Рогачев, С. М. Рывкин, О кинетике фотоэлементов с внешним фотоэффектом из металла в полупроводник, ФТТ 3, 1613 (1961).
 - 39 Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин и Н. Б. Строкан, О влиянии уровней прилипания на релаксацию тока через n - p -переход, ФТТ 3, 230 (1961).
 - 40 Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин и Н. Б. Строкан, К вопросу о влиянии уровней прилипания на релаксацию тока в приборах с n - p -переходами, ФТТ 3, 3535 (1961).
 - 41 Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин, Чувствительность германиевых и кремниевых фотоэлементов в области примесного возбуждения, ФТТ 4, вып. 2, 366 (1962).
 - 42 Ф. М. Берковский, С. М. Рывкин, Нестационарная фото-ЭДС на n - p -переходе, связанная с основными носителями, ФТТ 4, вып. 2, 376 (1962).
-

Соломон Меерович Рывкин.

Фотоэлектрические явления в полупроводниках.

М., Физматгиз, 1963 г., 496 стр. с илл.

(Серия: «Физика полупроводников
и полупроводниковых приборов»).

Редактор *В. Я. Дубнова.*

Техн. редактор *К. Ф. Брудно.*

Корректор *С. Н. Емельянова.*

Сдано в набор 5/III 1963 г. Подписано к печати 12/VII 1963 г. Бумага 84×108¹/₃₂ Физ. печ. л. 15,5. Условн печ. л. 25,42. Уч.-изд. л. 25,73. Тираж 13 000 экз Т-08836. Цена книги 1 р. 49 к. Заказ № 1216.

Государственное издательство
физико-математической литературы,
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Типография № 2 им Евг Соколовой УЦБ
и ПП Ленсовнархоза,
Ленинград, Измайловский пр., 29.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
«ФИЗМАТГИЗ»

Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ КНИГИ.

- А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, 420 стр., 1 р 44 к.
- А. И. Бурштейн, Физические основы расчета полупроводниковых термоэлектрических устройств, 136 стр, 49 коп.
- Г. Лейбфрид, Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов, 312 стр., 1 р. 13 к.
- Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, 696 стр, 2 р 34 к.
- А. Л. Брандт, Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах, 404 стр, 1 р. 18 к.

Книги Физматгиза продаются в книжных магазинах, а также высылаются почтой наложенным платежом без задатка всеми республиканскими, краевыми и областными отделениями «Книга — почтой».