ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Г. РОКАХ

Учебное пособие по курсам «Фотоэлектрические явления в полупроводниках» и «Фотоэлектрические явления в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах»

	X
1. ФОТОАКТИВНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ВНУТРЕННИИ ФОТОЭФФЕКТ	
1.1. Первичные и вторичные фототоки	Y 2
2. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ. ДВИЖЕНИЕ НОСИТЕЛЕИ ЗАРЯДА В ФОТОПРОВОДНИКАХ	
2.1. Примеры простых фотопроводящих систем	10
2.2 Диффузия и дрейф фотоносителей в монополярном полупроводнике	12
2.3. Эффективное время установления диффузионно-дрейфового равновесия	18
2.4. О длине экранирования в плохо проводящих полупроводниках и диэлектриках	19
2.5. Распределение концентрации при наличии внешнего электрического поля	20
2.6. О классификации фототоков в однородных полупроводниках	2.
2.7. Особенности диффузии и дрейфа фотоносителей в биполярном полупроводнике	24
2.8. Добротность фотопроводников	20
3. РЕКОМБИНАЦИЯ В ФОТОПРОВОДНИКАХ	29
3.1. Рекомбинационная модель Шокли-Рида	3
3.2 Фотопроводник с одним классом центров рекомбинации в условиях различной освещенности	32
3.3. Прилипание носителей заряда	35
3.4. Два класса центров рекомбинации	37
3.5. Очувствление фотопроводников при освещении	39
3.6. Отрицательная фотопроводимость	44
4. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ	40
4.1. Фотопроводимость поликристаллических веществ	40
4.2. Фотопроводимость, ограниченная контактами	48
4.2.1. Фотоэлектрические свойства контакта металл - монополярный полупроводник (диэлектрик)	50
4.2.2. Стационарные характеристики монополярного фоторезистора при контактном ограничении	53
4.3. Фотопроводимость при экситонном поглощении	50
4.4. Остаточная проводимость	58
4.5. Униполярная отрицательная фотопроводимость	60
4.6. Аномальная фотопроводимость	6
4.7. Лолговременные релаксации в фотопроводниках	60
АСТЬ П	67
РОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И ДРУГИЕ ЭФФЕКТЫ	6'
5 ΡΗΠΕΙ ΦΟΤΟΠΗΡΗΕΥΤΡΗΠΕΟΥΟΓΟ ΡΦΦΕΥΤΑ	69
5.1 Φομαμμοσσιμό μποδομάσο συμά	00
5.1. Формирование преоставлении	00
5.2. Метоо эквивалентных схем	/(
5.3. Фотоиноуктивный эффект	/ .
5.4. Остаточная фотоемкость	/ .
5.5. О прохождении переменного тока в неоднородных кристаллах с подвижной объемной	-
неоднородностью	/(
5.6. Применение к биполярному транзистору	8.
5.7. О классификации различных проявлений ФДЭ	82
5.8. Применение фотодиэлектрического эффекта	8.
5.8.1. Фотоварикапы	84
5.8.2. Динамический фотоконденсатор	84
6. ПОНЯТИЕ О ШУМАХ ФОТОПРОВОДНИКОВ	80
7. ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИИ ЭФФЕКТ. ФОТОДИОД	88
8. СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ	90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	9
	0,

Часть I

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Фотоэффект дал много ценных сведений о строении вещества и свойствах самого света, в значительной мере приблизив формирование современных, квантовомеханических представлений о веществе и излучении.

С открытия внутреннего фотоэффекта (фотопроводимости) в 1873 г. английским электротехником У.Смитом [1] началась история электротехнических материалов нового класса - полупроводников. Однако попытки применения законов внешнего фотоэффекта, экспериментально исследованного А.Г.Столетовым и объяснённого А.Эйнштейном, к внутреннему фотоэффекту долгое время встречали серьезные затруднения.

Фотоэлектрические исследования позволяют изучить законы генерации, движения и рекомбинации носителей заряда в полупроводниках и диэлектриках, а также находят растущее применение при разработке функциональных приборов в микроэлектронике и оптоэлектронике.

Несмотря на более чем столетнюю историю, фотоэффект вряд ли можно отнести к категории достаточно изученных физических явлений. Именно это послужило основанием для появления в последние годы ряда монографий, посвященных различным сторонам этого явления, под рубрикой «Современные проблемы физики» [2-4].

Становление современных представлений о внутреннем фотоэффекте особенно легко проследить на примере фотопроводимости, изложению закономерностей которой посвящена первая часть настоящего учебного пособия.

Ограниченный объем издания позволил автору остановиться лишь на основных представлениях фотопроводимости без детального описания экспериментальных результатов и методики исследований.

При объяснении сложных эффектов, таких, как аномальная фотопроводимость и другие, автор по этой же причине избрал в основном дедуктивный путь изложения материала с позиций неоднородного возбуждения. Эта часть пособия является дискуссионной, поскольку подход к описанию процессов в неоднородных фотопроводниках, вероятно, только формируется.

Попытка единого подхода к описанию процессов в однородных и неоднородных полупроводниках и диэлектриках предпринимается в издании такого типа, по-видимому, впервые, поэтому замечания по поводу неизбежных недостатков будут принят<u>ы ав</u>тором с благодарностью.

1. ФОТОАКТИВНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ

Падающий на вещество поток света испытывает отражение, поглощение или проходит насквозь (пропускание). Интенсивность Φ света, прошедшего через слой вещества, толщиной d, описывается известным законом Ламберта-Бугера $\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha d} (1 - R)$ (1.1)

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha d} (1 - R) \tag{11}$$

где Фо- интенсивность падающего света,

α и R - коэффициенты поглощения и отражения света соответственно. Если поглощенный свет приводит к такому увеличению энергии электронов, что они покидают объем, занимаемый веществом, говорят о внешнем фотоэффекте. Если при освещении изменяется энергетическое состояние носителей заряда внутри твердого тела, то мы имеем дело с внутренним фотоэффектом. Чаще всего изменение энергетического состояния электронов при внутреннем фотоэффекте связано с появлением дополнительного числа свободных носителей

Поглощенный свет не всегда вызывает фотоэффект. Существует несколько видов поглощения света кристаллом [5]:

а) собственное поглощение;

б) примесное поглощение;

в) экситонное поглощение;

г) поглощение свободными носителями;

д) поглощение кристаллической решеткой.

Собственное поглощение связано с перебросом поглощенными квантами света (фотонами) электронов из валентной зоны в зону проводимости (рис. 1.1, переход 1). Перебросы электронов с уровня в зону проводимости 2 или из валентной зоны на уровень 2' вызваны примесным поглощением. Для реализации переходов 2 и 2' нужна меньшая энергия кванта hv_2 , чем для перехода 1, поэтому примесное поглощение имеет место при больших длинах волн падающего света. Экситонное поглощение приводит к образованию связанной электронно-дырочной пары (экситона) и проявляется в виде пиков на краю основного (собственного) поглощения.

Увеличение энергии свободного носителя сопровождает процесс поглощения свободными носителями заряда. При этом в отличие от процессов I и 2 число свободных носителей не изменяется. Поглощение света кристаллической решеткой приводит к увеличению амплитуды колебаний узлов решетки.



Рис. 1.1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения (a) и схема электронных переходов (б) полупроводника: 1 – собственное поглощение, 2 и 2' – примесное поглощение

Процессы 1 и 2 приводят и увеличению концентрации носителей заряда, а процесс 4 - к изменению их подвижности. Распад экситона также приводит к появлению фотоносителей. Поглощение решеткой не вызывает изменения числа или подвижности носителей заряда и поэтому не является фотоактивным. В дальнейшем при рассмотрении процессов фотопроводимости мы будем, если не оговаривается специально, рассматривать лишь собственное поглощение.

Величина коэффициента поглощения α зависит от его характера. Наибольшей величины α достигает в случае собственного поглощения (10⁶см⁻¹-10³см⁻¹). Поэтому генерация свободных носителей заряда имеет место в приповерхностной области полупроводника или диэлектрика.

Зависимость коэффициента поглощения от энергии кванта определяется соотношениями вида:

$$\alpha \sim /(h\nu - E_g)/^n \tag{1.2}$$

ИЛИ

$$\alpha = \alpha_0 exp\left(-\sigma \cdot \frac{E_g - hv}{kT}\right)$$
(1.3)

где ^Еg - ширина запрещенной зоны,

 σ - постоянная, зависящая от совершенства структуры кристалла, лежит в пределах от 1/2 до 3 для различных типов переходов.

В результате фотоактивного поглощения возникает внешний или внутренний фотоэффект. Можно выделить следующие виды внутреннего фотоэффекта: фотопроводимость, фотогальванические эффекты, фотомагнитный эффект (эффект Кикоина-Носкова), фотодиэлектрические эффекты, фотоэлектретный эффект.

Существуют и другие проявления внутреннего фотоэффекта, поэтому приведенная классификация сложилась, скорее, исторически и не претендует на полноту. Каждое из перечисленных явлений достаточно многообразно, однако в ряде случаев необходимо изучать сразу несколько видов внутреннего фотоэффекта для понимания процессов, происходящих в полупроводниковом образце при освещении или облучении частицами (квантами) больших энергий. В последнем случае законы взаимодействия излучения с веществом (генерация) отличны от рассмотренных выше, однако остальные стадии внутреннего фотоэффекта аналогичны тем, которые имеют место при световом возбуждении. Это движение и рекомбинация неравновесных носителей заряда.

Часть 1 настоящего учебного пособия посвящена рассмотрению основных черт явления фотопроводимости. Рассмотрим вначале некоторые ранние исследования фототоков в кристаллах.

1.1. Первичные и вторичные фототоки

После открытия фотопроводимости в селене исследования внутреннего фотоэффекта в течение приблизительно пятидесяти лет велись на природных кристаллах.

Проводя фотоэлектрические исследования кристаллов, Гудден и Поль [6] пришли к выводу, что фотопроводимость кристаллов можно характеризовать первичными и вторичными фототоками. Первичный фототок - это такой фототок, который пропорционален интенсивности света; возникающий и пропадающий без запаздывания; при котором каждому поглощенному кванту соответствует один освобождённый электрон.

Фототоки измерялись с помощью баллистического гальванометра G (рис. 1.2), включенного последовательно с кристаллом K и батареей E. При необходимости измерять очень малые токи гальванометр заменялся электрометром. Интерпретация результатов измерений имела много общего с интерпретацией токов в ионизованных газах (рис. 1.3). Количество Q электричества, зафиксированное гальванометром, записывалось как

$$Q = Nq \frac{x_- + x_+}{L} \tag{1.4}$$

где *L* - расстояние между анодом и катодом, а *q* – заряд электрона, *x*₋ и *x*₊ - расстояния, проходимые в кристалле отрицательным и положительным зарядами соответственно.

Величина х пропорциональна приложенному полю Е:

$$x = kE = k \cdot \frac{V}{L} \tag{1.5}$$

V - приложенная к кристаллу разность потенциалов, k = const

$$\frac{x}{d} = \frac{V}{V_s} \tag{1.6}$$

 V_{s} - напряжение насыщения (рис. 1.4).

Предположим, что x составляет значительную часть межэлектродного расстояния L (рис. 1.3). Все электроны, освобожденные в части II кристалла, достигнут анода, в то время как электроны, освобождённые в части I, не достигнут его. Если во всем объёме равномерно освобождается N электронов, то участие частей кристалла I и II в образовании заряда, измеренного гальванометром, выразится следующим образом:

$$Q = Nq \cdot \frac{L-x}{L} \cdot \frac{x}{L} + \int_0^x \frac{Nq}{L} dx \cdot \frac{x}{L} = Nq \cdot \frac{x}{L} \left(1 - \frac{x}{2L} \right)$$
(1.7)

Учитывая (1.6), имеем

$$Q = Nq \cdot \frac{V}{V_s} \left(1 - \frac{V}{2 \cdot V_s} \right)$$
(1.8)

В графическом виде это выражение представлено на рис. 1.4. Максималь-

ное значение Q равно ² , если в (1.7) x = L. Вольтамперная характеристика тока в алмазе хорошо описывалась этим соотношением.

Кроме первичного фототока, описываемого соотношением типа (1.8), наблюдался и так называемый вторичный ток, причём зависимость прошедшего через кристалл цинковой обманки [7] заряда Q от времени t имела вид

$$Q = I_p t + k' t^2 \tag{1.9}$$

где: I_p - первичный фототок, k' = const

Ток, текущий через кристалл, также возрастал во времени:

$$I = I_p + k''t$$

(1.10)

где: *k* " = *const*. Растущая во времени часть полного фототока получила название вторичного фототока.

Рост фототока во времени при неизменной интенсивности света и напряжении сопоставлялся с побочными процессами, вызываемыми прохождением первичного фототока. Вначале предполагали, что эти процессы могут носить ионный характер, но затем была показана их обратимость, а измерения эффекта Холла, впервые проведённые в освещенных кристаллах Лукирским в 1916 г. [8], окончательно подтвердили электронный характер вторичного тока.

Как показывает вывод формулы (1.8), первичный фототок вызывается зарядами, образующимися при фотоионизации объема фотопроводника, и не включает в себя заряды, входящие из электродов



Рис. 1.2. Схема для измерения фотозаряда и фототока:

- К кристалл, G гальванометр
- Б батарея



Рис. 1.3. Области возбуждения кристалла светом: I и II – области, из которых электроны соответственно не доходят и доходят до анода



Рис. 1.4. Зависимость протекшего через кристалл электрического заряда от напряжения

2. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ. ДВИЖЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ФО-ТОПРОВОДНИКАХ

Одним из сложных видов внутреннего фотоэффекта, имеющем к тому же принципиальное значение для понимания остальных, является фотопроводимость, которая проявляется в изменении (обычно увеличении) равновесной проводимости при освещении:

$$\Delta \sigma = q \left(\Delta n \mu + n \Delta \mu \right) \tag{2.1}$$

Здесь $\Delta \sigma$, Δn и $\Delta \mu$ - изменения проводимости, концентрации носителей заряда и подвижности, возникающие при освещении, *n* и μ - исходные (темновые) значения концентрации и подвижности, *q* - заряд электрона.

Изменение подвижности имеет место вследствие изменения механизма рассеяния при освещении, возникающего при поглощении света свободными носителями, а также при собственном или примесном поглощении в поликристаллическом веществе, если оно вызывает изменение высоты межкристаллитных барьеров, или вследствие перезарядки примесных центров рассеяния в монокристаллах.

Наиболее значительные приращения проводимости связаны с изменением концентрации носителей. В дальнейшем нами будет рассматриваться только этот тип фотопроводимости.

Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени может быть записано в виде

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \alpha \cdot \beta \cdot \Phi - \frac{\Delta n}{\tau}$$
(2.2)
е $\alpha \beta \Phi = f$ - скорость образования (генерации) неравновесных н

где $\alpha\beta\Phi = f$ - скорость образования (генерации) неравновесных носителей - Δn

в единице объема, а τ - скорость убывания (рекомбинации) неравновесных носителей, β - число неравновесных носителей (фотоносителей), приходящихся в среднем на один поглощенный фотон, Φ - интенсивность освещения (число фотонов, падающих в единицу времени на единичную площадь фотопроводни-

ка), т - среднее время пребывания неравновесных носителей в разрешенной зоне полупроводника (или диэлектрика) - время жизни.

Уравнение (2.2) представляет собой известное из гидродинамики и теории электричества уравнение непрерывности, записанное применительно к полупроводнику с одним типом подвижных носителей заряда (электронов). Уравнение (2.2) есть неоднородное дифференциальное уравнение I порядка. Соответ-,HeBCKOTO ствующее однородное уравнение

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

имеет решение

$$\Delta n = \Delta n_0 e$$

где n_o - постоянная. Решение неоднородного уравнения (2.2) имеет вид

$$\Delta n = \Delta n \left(\frac{-t}{1 - e^{\tau}} \right) \tag{2.5}$$

где

$$\Delta n = f\tau = \alpha \beta \Phi$$

(2.6)

Графическая интерпретация полученных решений приведена на рис.2.1.



Рис. 2.1. Реакция простого фотопроводника на прямоугольный импульс света: а - зависимость освещенности от времени,

бо зависимость концентрации фотоносителей, полученная из решения уравнения (2.2)

Реакция фотопроводника на прямоугольный импульс света носит экспоненциальный характер, причем постоянная времени процесса τ одинакова для нарастания (описываемого выражением (2.5) и спада выражение(2.4)). Время жизни т выступает здесь как мера инерционности фотопроводника и численно равно времени уменьшения неравновесной концентрации в е раз.

При достаточной длительности светового импульса (рис. 2.1, а) из выражения (2.5) получим ($t \rightarrow \infty$)

$$\Delta n = \Delta n_0 = f\tau = \alpha \beta \Phi_1 \tag{2.7}$$

стационарное значение неравновесной концентрации.

Соотношение (2.7), которое может быть получено также из условия равенства нулю левой части уравнения (2.2), носит название первого характеристического соотношения фотопроводимости.

Фототок через фоторезистор запишем как $I_{\phi} = S \Delta \sigma E$,

(2.8) BCKOFO где S - площадь электродов, E- напряженность электрического поля. Используя соотношение (2.7), запишем

$$I_{\phi} = Sq\Delta n\mu E = Sqf\tau \mu \frac{VL}{LL} = qF\frac{\tau}{t_{np}}$$

Здесь $\frac{L^2}{\mu V} = t_{np}$ - время пролета межэлектродного расстояния *L*,

F = fSL - интенсивность фотовозбуждения во всем объеме фотопроводника (рис. 2.2). Выражение (2.8) носит название 2-го характеристического



Рис. 2.2. Поперечный фотопроводник (фоторезистор)

соотношения фотопроводимости. Фактор G показывает, сколько раз фотоноситель может пройти межэлектродный промежуток за время жизни, и носит название коэффициента усиления фотопроводника. В фоточувствительных полупроводниках и диэлектриках (типа CdS) коэффициент усиления может доходить до 10⁵. Для получения большого коэффициента усиления необходимо также обеспечить беспрепятственную поставку основных носителей заряда из электрода. Это условие, предъявляемое к контакту, может не потребоваться при другом методе измерения фотопроводимости. В самом деле, если производить измерение фотопроводимости в высокочастотном электрическом поле бесконтактным способом, то при большой величине отношения $\frac{\tau}{T}$, где T - период колебаний электрического поля, коэффициент усиления может быть велик. Понятие коэффициента (фотоэлектрического) усиления полезно при объяснении кажущегося невыполнения условий квантовой эквивалентности, когда большая величина фототока ошибочно связывалась с квантовым выходом, превышающим единицу, в области энергий квантов, сравнимых с шириной запрещенной зоны полупроводника.

Если подвижны носители обоих знаков, выражение для усиления имеет ВИД

$$G = \frac{\tau_n}{t_{np,n}} + \frac{\tau_p}{t_{np,p}}$$
(2.9)

ИЛИ

$$G = \left(\tau_n \cdot \mu_n + \tau_p \cdot \mu_p \right) \cdot \frac{V}{L^2}$$
(2.10)

2.1. Примеры простых фотопроводящих систем

Второе характеристическое соотношение указывает на необходимость учета не только процессов в «пространстве энергий», но и процессов в «пространстве координат» для объяснения непонятных эффектов фотопроводимости. Значение этого важного тезиса проявится более наглядно уже при рассмотрении простых фотопроводящих систем на основе однородного фотопроводника.

Условно совместим энергетическую и пространственную модели фотопроводника, обозначив горизонтальными отрезками потолок валентной зоны и дно зоны проводимости, а вертикальными - контакты к фотопроводнику.

Рассмотрим ряд простых фотопроводящих систем.

1. Носители обоих знаков подвижны и могут пополняться из электродов (рис. 2.3, а).

Носители обоих знаков, освобождаемые светом, вносят вклад в фотопроводимость до тех пор, пока они не рекомбинируют. Выражение для усиления определяется формулой (2.10). При отсутствии ловушек времена жизни элек-



$$\left|\mu_n + \mu_p\right| \cdot \frac{\tau V}{L^2} \tag{2.11}$$

Рис. 2.3. Примеры простых фотопроводящих систем:

а - носители обоих знаков подвижны и поставляются из электродов,

б - носители обоих знаков подвижны, но из электрода поставляются лишь электроны,

в - носители обоих знаков подвижны, но не поставляются из электродов,

г - подвижны и поставляются из электрода лишь электроны,

д - подвижны, но не поставляются из электрода лишь электроны

2. Носители обоих знаков подвижны, но из электродов могут поступать носители только одного знака (рис. 2.3, б).

Для этого случая характерно насыщение фототока при таких значениях приложенного электрического поля, когда дырки достигают катода прежде, чем рекомбинируют. В этом случае время жизни дырки равно времени ее пролета, а фототок с ростом приложенного напряжения стремится к насыщению. При вытягивании дырки из фотопроводника электрическим полем в силу электроней-

тральности должен исчезнуть и электрон. Поэтому

 $\tau_p = t_p = \tau_n = \frac{L^2}{\mu_p V}.$ Ito-

(2.12)

скольку $\tau_n = \frac{L^2}{\mu_n V}$, то

$$G = \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_p}$$

3. Носители обоих знаков подвижны, но не могут пополняться из электродов (рис. 2.3, в). Такой тип фотопроводимости (ограниченной контактами) исследовали Гудден и Поль. При достаточно высоких полях здесь также наступает насыщение фототока. Максимальное усиление равно единице, так как на каждый поглощенный фотон между электродами проходит не больше одного свободного носителя. Это типичный случай первичного фототока, отличие от тех случаев, когда усиление превышало единицу (вторичные фототоки).

4. Подвижны носители только одного знака, и они могут пополняться из электродов (рис. 2.3, г).

Это типичный пример вторичного фототока. Созданные светом неосновные носители немедленно захватываются центрами рекомбинации, так что фактически их можно считать неподвижными (квазимонополярный фотопроводник). Вклад в фототок вносят лишь основные носители.

Усиление
$$G = \frac{\tau_n \cdot \mu_n \cdot V}{L^2}$$
 (2.13)

5. Подвижны носители только одного знака, но они не пополняются из электродов (рис. 2.3, д).

Из-за поляризации вещества экспериментально наблюдаемый фототок затухает даже при постоянно действующем возбуждении. Стационарный фототок отсутствует. Рассмотренные примеры проливают свет на происхождение первичных и вторичных фототоков, описанных ранними исследователями фотопроводимости. Хотя для первичного фототока и характерно насыщение с ростом напряжения, наличие насыщения не может быть критерием первичности фототока, так как проявляется и в случае 2, где усиление превышает единицу. С другой стороны, вторичный характер фототока связан с поступлением (инжекцией) носителей заряда из электродов.

Итак, первичный фототок ограничивается временем жизни неосновных носителей, а вторичный - основных. Для первичных фототоков время жизни неосновных носителей равно времени жизни основных, тогда как для вторичных фототоков - время жизни основных носителей может быть во много раз больше времени жизни неосновных.

Рассмотрение простых фотопроводящих систем показывает также, что наибольшее усиление может быть получено в квазимонополярном (монополярном) фотопроводнике, поскольку вследствие быстрого захвата на ловушки неосновных носителей заряда время жизни основных может быть большим. Именно для такого фотопроводника было получено 2-е характеристическое соотношение фотопроводимости (2.8). Монополярный фотопроводник (n-типа) определяется условием n»р, которое достигается примесным фотовозбуждением. Если это соотношение имеет место и при собственном возбуждении, то фотопроводник называют квазимонополярным. В последней случае в фотопроводнике происходит быстрый захват неосновных носителей заряда примесными (глубокими) уровнями. Квазимонополярные фотопроводники (например *CdS*) являются самыми чувствительными к свету и ионизирующим излучениям. Рассмотрим более детально движение фотоносителей монополярном полупроводнике.

2.2 Диффузия и дрейф фотоносителей в монополярном полупроводнике

Рассмотрим вначале диффузию фотоносителей в однородном полупроводнике n-типа с монополярной равновесной проводимостью, зонная схема которого изображена на рис. 2.4. Валентная зона на рисунке не показана, поскольку предполагается, что концентрация подвижных дырок равна нулю, а подвижные электроны появляются в с-зоне в результате забросов с уровней М.

ΔĒM

Пусть имеется достаточно длинный образец полупроводника (рис. 2.5, а), в части которого при x < 0 равномерно генерируются (в результате облучения светом интенсивности Φ) неравновесные электроны, В точке x=0 проходит резкая граница света и тени. Неравновесные электроны, созданные светом, диффундируют из освещенной области в темновую. Для нахождения координатной зависимости концентрации электронов вблизи границы свет-темнота необходимо решить систему уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \gamma m N_{cM} + \alpha \beta \Phi - \gamma n p + \frac{1}{q} \frac{\partial j}{\partial x}$$
(2.14)
$$j = \mu k T \frac{\partial n}{\partial x} + q \mu n E$$
(2.15)
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} (n - p)$$
(2.16)

Уравнение непрерывности (2.14) содержит в правой части два генерационных члена, соответствующих тепловой генерации $Q = \gamma m N_{cM}$, световой генерации $f = \alpha \beta \Phi$, а также рекомбинационный член γp . Здесь $\gamma = v_n S_n$. где v_n - скорость электрона относительно центра рекомбинации, а S_n - поперечное сечение захвата электрона центром рекомбинации. $N_{cM} = N_c \exp(-\Delta E_M / kT)$, где N_c - плотность электронных состояний вблизи дна зоны проводимости, ΔE_M - расстояние примесного уровня от дна зоны проводимости (рис. 2.4), k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура. Концентрация дырок p равна концентрации пустых (не занятых электронов на рассматриваемом примесном уровне.

Токовое уравнение (2.15) содержит в правой части ток диффузии и ток дрейфа. Последний связан с возникающим вследствие диффузии полем *E*, поскольку внешнее поле не приложено.

Вследствие ухода (диффузии) фотоэлектронов в темновую область возникает объемный заряд $\rho = q(p-n)$, который должен быть учтен в уравнении Пуассона (2.16).

Решим систему (2.14) - (2.16) в стационарном случае. Тогда $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, j=0, div j=0 и (2.14) перепишется в виде

$$\gamma m N_{cM} + \alpha \beta \Phi - \gamma p n = 0 \tag{2.17}$$

Будем считать интенсивность освещения достаточной малой, так что

$$\begin{cases} n = n_0 + \Delta n \\ p = p_0 + \Delta p \end{cases}$$
(2.18)

причем

$$\begin{cases} \Delta n << n_0 \ \Delta p << p_0 \end{cases}$$
 (2.19)
вляя (2.18) в (2.17) и учитывая, что из условия для равновесия

Подставляя (2.18) в (2.17) и учитывая, что из условия для равновесия Wether H.K.

$$\gamma m_0 N_{cM} - \gamma m_0 p_0 = 0$$

получаем, пренебрегая малым членом $\gamma \Delta p \Delta n$

$$\alpha\beta\Phi - \gamma\Delta p(N_{cM} - \gamma p_0\Delta n) = 0$$

Отсюда, замечая, что $n_o = p_o$, будет иметь

$$\Delta p = \frac{\alpha \beta \frac{\Phi}{\gamma} - n_0 \Delta n}{n_0 + N_{cM}}$$
(2.20)

С учетом (2.19) перепишем (2.15) и (2.16) в виде

$$E = -\frac{kT}{qn_0} * \frac{d}{dx} \Delta n \tag{2.21}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} (\Delta p - \Delta n) \tag{2.22}$$

Дифференцируя (2.21), получим

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{kT}{qn_0} * \frac{d^2}{dx^2} \Delta n \tag{2.23}$$

Приравнивая правые части (2.22) и (2.23) с учетом (2.20), после преобразований получаем

$$\frac{d^2}{dx^2}\Delta n - \frac{4\pi q^2 n_0}{\varepsilon kT} \left(\frac{N_{cM} + 2n_0}{N_{cM} + n_0}\right)\Delta n + \frac{4\pi q^2 n_0 \alpha \beta \Phi}{\varepsilon kT \gamma (n_0 + N_{cM})} = 0$$
(2.24)

Считая, что $n_o >> N_{cM}$ и вводя обозначение

$$l_{3} = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{8\pi q^{2} n_{0}}}$$
(2.25)

перепишем окончательно (2.24):

$$\frac{d^2}{dx^2}\Delta n - \frac{\Delta n}{l_2^2} = \frac{1}{l_2^2} * \frac{\alpha\beta\Phi}{2m_0}$$
 (2.26)
Общее решение этого уравнения без правой части ($\Phi = 0$) имеет вид
 $\Delta n = C_1 \exp k_1 x + C_2 \exp k_2 x$

$$\Delta n = C_1 \exp k_1 x + C_2 \exp k_2 x$$

Здесь C_1 и C_2 - постоянные, определяемые из граничных условий, а k_1 и k_2 корни характеристического уравнения

$$k^{2} - \frac{1}{l_{2}^{2}} = 0$$
, to есть $k_{1} = \frac{1}{l_{2}}, k_{2} = -\frac{1}{l_{2}}, \quad \mathbf{M} \quad \Delta n = C_{1}e^{\frac{x}{l_{2}}} + C_{2}e^{-\frac{x}{l_{2}}}$ (2.28)

Для темновой области вид решения упрощается, так как первый член правой части при $x \rightarrow \infty$ дает $\Delta n \rightarrow \infty$, что абсурдно. Поэтому для темновой области

$$\Delta n = C_2 e^{\overline{l_2}} \tag{2.29},$$

то есть концентрация неравновесных носителей спадает экспоненциально по мере удаления от границы света и тени. Эффективную длину l₂, при которой концентрация спадает в е раз, называют радиусом экранирования или длиной Дебая.

Из (2.25) видно, что радиус экранирования существенно зависит от равновесной концентрации носителей no. Следовательно, в зависимости от проводимости полупроводника его величина может изменяться в широких пределах.

В табл. 2.1 (столбец 3) приведены значения l_3 при комнатной температуре (*300 К*) для ряда значений n_0 и σ_0 (при значении подвижности $\mu = 10^2$ см²/B*с)

Таблица 2.1

Значение радиуса экранирования в монополярном полупроводнике

A a a a a a a a a a a a a a a a a a a a									
ر	$\sigma_{o}, Om^{-1} cm^{-1}$	$\overline{n_{\mathrm{o}}, \mathrm{C}}\mathrm{M}^{-3}$	<i>l</i> _э , см	<i>l</i> _э , см, при <i>K</i> =10 ¹² см ⁻³	$ heta = arepsilon/4\pi\sigma$, c				
	10^{3}	$0.63 \cdot 10^{20}$	5.10^{-8}	5.10^{-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				
	10-6	$0.63 \cdot 10^{11}$	$1.58 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10-6				
	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	$0.63 \cdot 10^2$	5.10	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{3}

Из таблицы следует, что при концентрациях n_o характерных для таких полупроводников, как германий или кремний, радиус экранирования весьма мал (10-4 – 10-6 см) и, следовательно, диффузия (в монополярном случае) распространяется в таких полупроводниках на расстояния от микронов до их сотых долей.

Для определения Δn в освещенной области необходимо найти решение уравнения (2.26). Опуская промежуточные накладки (сведения о которых можно найти в [12]), получим

 $(\Delta n)_{x\geq 0} = \frac{\alpha\beta\Phi}{4m_0} e^{-x/l_3}$ $(\Delta n)_{x\geq 0} = \frac{\alpha\beta\Phi}{4m_0} (2 - e^{\lambda/l_3})$

(2.31)

(2.30)

В глубине освещенной области $(\Delta n)_{x=-\infty} = \frac{\alpha\beta\Phi}{2\gamma n_0}$ В глубине точт

В глубине темновой области (Δn) = 0

Распределение Δn , а также ρ , E и V, полученные из решения системы уравнений (2.14) – (2.16), представлены на рис.2.5. Между освещенной и темновой областями возникает разность потенциалов

$$V = \frac{kT}{q} \frac{\alpha\beta\Phi}{2\gamma n_0} \frac{1}{n_0} = \frac{kT}{q} \frac{(\Delta n)_{x=-\infty}}{n_0}$$
(2.32)

Эту разность потенциалов называют ЭДС Дембера. Japaroechin



Рис. 2.5. Характеристики границы свет-темнота для монополярного фотопроводника: а – пространственная (одномерная) модель фотопроводника, б – распределение неравновесной концентрации, в – распределение пространственного заряда, г – распределение напряженности поля, д – распределение потенциала

Распределение электрического поля и потенциала указывают на нелинейный характер границы свет-темнота в монополярном полупроводнике. О возникновении потенциального барьера на границе свет-темнота сообщалось также в работе [13], а нелинейность плавного (экспоненциального) перехода светтемнота исследовалась в работе [14].

2.3. Эффективное время установления диффузионно-дрейфового равновесия

Из общей теории диффузии следует известное выражение для эффективной длины L_d , на которую распространяется диффузия за время $t: L_d = \sqrt{Dt}$, где D коэффициент диффузии. Нетрудно заметить, что длина экранирования l_{2} 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 (2.25) на μ и учитывая, что $e\mu n_o = \sigma_o$ (а в соответствии с соотноше-H. LICP

нием Эйнштейна $D = \frac{\mu kT}{q}$), получаем

$$l_{2} = \sqrt{D * \frac{\varepsilon}{8\pi\sigma_{0}}} = \sqrt{D\theta}$$

Величина θ , имеющая размерность Бремени и в нашем случае равная

$$\theta = \varepsilon/8\pi\sigma_o \tag{2.34}$$

(2.33)

соответствует времени диффузии на расстояние 1.3. Время именуется постоянной

$$\theta = \varepsilon / 4\pi \sigma_o \tag{2.35}$$

времени Максвелла. Смысл этой величины может быть пояснен следующим образом. Пусть имеется однородный полупроводник с проводимостью σ₀, заключенный между двумя нараллельными электродами площади S и c расстоянием между ними L. Сопротивление полупроводника между электродами равно

. Отсюда получаем $RC = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0}$, что совпадает с R = - $\overline{\sigma_0} \cdot \overline{s}$ $4\pi L$, а емкость (2.35).

Итак, θ есть не что иное, как "RC" полупроводникового материала, то есть эффективное время установления диффузно-дрейфового равновесия. Значения θ для разных σ_0 при $\varepsilon = 4\pi$ приведены в таблице.

Время диэлектрической релаксации является тем минимальным временем, которое еще позволяет наблюдать процессы проводимости в "чистом" виде. Уменьшение времени наблюдения (например, повышением частоты электрического поля) ниже указанного предела приводит к наблюдению токов смещения.

2.4. О длине экранирования в плохо проводящих полупроводниках и диэлектриках

Из выражения (2.25) следует, что длина экранирования растет с уменьшением концентрации носителей n_o и должна быть очень велика (таблица 2.1, столбец 3) в изолирующих веществах Экспериментальные исследования фотопроводимости плохо проводящих полупроводников и диэлектриков показывает, что столь сильное увеличение длины экранирования, достигающее сантиметров (табл. 2.1), не наблюдается.

Можно показать, что резкое уменьшение длины экранирования должно иметь место в высокоомном полупроводнике или диэлектрике при наличии примесных центров, расположенных в запрещение зоне далеко от разрешенных зон (так называемых "глубоких" центров) Поясним изменение механизма экранирования электрического поля на примере "компенсирующей" примеси.

Пусть, кроме основных донорных уровней с концентрацией M, полупроводник содержит еще компенсирующие акцепторные уровни с концентрацией K, причем K < M. Тогда К электронов перейдет с доноров на лежащие ниже компенсирующие акцепторы, и в результате при T=0K на уровнях M будет находиться M-K электронов и K дырок.

Расчет, аналогичный проведенному выше, дает в этом случае

$$l_{2} = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4\pi q^{2} n_{0}} * \frac{n_{0} + N_{cM}}{2n_{0} + N_{cM} + K}}$$
(2.36)

При K=0 и $n_o >> N_{cM}$ выражение (2.36) переходит в (2.25). Для плохо проводящих (высокоомных) полупроводников при условии $N_{cM} << n_o << K$ имеем

$$l_{s} = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4\pi q^{2}K}}$$
(2.37)

то есть место п₀ в выражении для l_3 заняло K. Если сопоставлять величину K с концентрацией случайных, неконтролируемых примесей и принять, например, что $K=10^{l2}$ см⁻³, то видно (рис.2.6, кривая 2 и таблица, столбец 4), что с уменьшением σ_0 уже для полупроводников с $\sigma_0 < 10^{15}$ Ом⁻¹ ($n < 10^{l2}$ см⁻³) величина l_3 сохраняет постоянное значение, составляющее несколько микрон. Следовательно, например, для полупроводников с $\sigma_0 \sim 10^{-l2}$ Ом⁻¹ см⁻¹ наличие компенсирующей примеси с ничтожной концентрацией $\sim 10^{l2}$ см⁻³ уменьшает длину экранирования в 10^3 раз. Приведенные выше рассуждения [12] доказывают возможность изменения механизма экранирования в высокоомном полупроводнике и диэлектрике. Последующие исследования показали, что в высокоомных полупроводниках из-за большой ширины запрещенной зоны и присутствия значительной концентрация которых в *CdS* может достигать 10^{17} см⁻³) радиус экранирования становится значительно меньше, чем в более низкоомных и, как

правило, не превышает 0,5 мкм [15]. Это означает, что при малой электропроводности зависимость радиуса экранирования L_3 от величины электропроводности σ имеет противоположный характер (рис.2.6, кривая 3),по сравнению с областью высоких значений σ (кривая 1). При этом создается такая



Рис. 2.6. Зависимость джинн экранирования Дебая от концентрации примесей: 1 - для монополярного полупроводника без учета компенсации, 2 - для монополярного полупроводника с учётом компенсации, 3 - качественная зависимость для квазимонополярного полупроводника с учетом экранирования глубокими уровнями

K. Hephbillepckoro

ситуация, при которой длина экранирования растёт с ростом концентрации носителей заряда в полупроводнике (диэлектрике) [16]. Подобная «аномалия» связана с тем, что помимо мелких (например, донорных) ионизованных центров в экранировании электрического поля в высокоомном полупроводнике (диэлектрике) принимают участие ионизованные глубокие центры, концентрация которых часто значительно выше. По мере равновесной концентрации основных носителей заряда концентрация ионизованных глубоких центров, находящихся в равновесии с разрешённой зоной (в нашем случае - с зоной проводимости), убывает. Следовательно, уменьшается вклад глубоких центров в экранирование электрического поля и длина экранирования растет с ростом концентрации основных носителей заряда.

Вопрос о характере экранирования электрического поля в высокоомных полупроводниках неоднократно встает при объяснении сложных проявлений фотопроводимости (таких например как отрицательная и аномальная фотопроводимость) и требует дальнейшего изучения.

2.5. Распределение концентрации при наличии внешнего электрического поля

При отсутствии внешнего поля получающийся диффузионный перепад концентрации расположен, как это видно из рис. 2.56, «симметрично» относительно границы между освещенной и темновой 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. 2.5а, за счет внешнего источника создано поле E_0 , направленное вдоль оси *x* таким образом, что электроны в этом поле дрейфуют из освещенной области в темновую. Тогда очевидно, что электроны «затягиваются» полем в темновую 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 и значению в глубине этой области. Приведем окончательное выражение для распределения концентрации в области тени [12]:

$\Delta n = const * exp(-x/l)$

rebh

где
$$l = \{\frac{qE_0}{2kT} [\sqrt{1 + (\frac{2kT}{qE_0})^2} - 1]\}^{-1}$$

В слабом поле (
$$E_0 \ll 2\kappa T/ql_3$$
), $l=l_3=\sqrt{D\theta}$

В случае сильного поля ($E_0 >> 2\kappa T/ql_3$), разлагая корень в (2.38) в ряд и пренебрегая малыми членами, получим

$$l = \frac{qE_0}{kT} * l_{g}^{2} = \frac{qE_0}{kT} * D\theta = \frac{qE_0D\varepsilon}{4\pi kT\sigma_0} = l_{E}$$
(2.39)

Величину l_E называют эффективной длиной дрейфа для монополярного случая. Из (2.39) видно, что, как и длина экранирования, длина дрейфа при прочих равных условиях больше для веществ с малой проводимостью.

В работе [14] показано, что при неравномерном освещении в монополярном полупроводнике в сильных электрических полях может наблюдаться "объёмное" выпрямление с коэффициентом, не превосходящим 3.

2.6. О классификации фототоков в однородных полупроводниках

Рассматривая простые фотопроводящие системы, мы убедились в том, что большую величину фототока, которую ранние исследования объясняли большим квантовым выходом ($\beta > 1$), можно объяснить введением понятия «усиление фотопроводника». Для дальнейшего объяснения результатов ранних исследований фотопроводимости необходимо объяснить кинетику (релаксацию) фототока, в частности рост фототока во времени при постоянном освещении.

Подобная кинетика однородного фотопроводника без учета влияния контакта была рассмотрена нами ранее при выводе 1-го характеристического соотношения фотопроводимости. Исследуем теперь качественно влияние контактов.

Рассмотрим полупроводниковый образец, включенный по схеме рис.1.2. Если образец с некоторого времени начинает облучаться постоянным световым потоком, то возникающий в результате внутренней ионизации релаксационный процесс перехода к световому (стационарному) значению концентрации носителей заряда и тока определяется двумя одновременно протекающими процессами:

1) изменением концентрации за счет переходов электронов в "пространстве" энергий, то есть при ионизации и рекомбинации;

2) изменением проводимости за счет движения носителей пространстве координат, то есть в результате диффузии и дрейфа в электрическом поле.

Собственное время установления рекомбинационного равновесия (т. е. равновесия в процессе ионизация - рекомбинация) τ , именуемое рекомбинационным временем жизни носителей заряда, связано с темпом рекомбинации. Время установления диффузионно-дрейфового равновесия определяется проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ε , в простейшем случае они

выражается через эти величины в виде $\theta = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}$. Если одно из рассмотренных времен, θ или τ , значительно больше другого, то оно и определяет время релаксации всего процесса. Так, в веществах с малой проводимостью θ обычно превосходит 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, и поэтому его можно назвать «сквозным» током. Отметим, что при $\theta >> \tau$ понятие «сквозной» ток совпадает с понятием «стационарный». В других случаях такое совпадение отсутствует.

Так, если $\tau >> \theta$, общая длительность релаксационного процесса определится временем τ , причем каждому моменту времени медленно устанавливающегося (τ велико) генерационно - рекомбинационного равновесия соответствует быстро устанавливающийся (θ мало) одинаковый во всех сечениях (то есть сквозной) ток. Отсюда ясно, что в то время как стационарный ток всегда является и сквозным, сквозной ток может быть и не стационарным.

Процесс установления диффузионно-дрейфового равновесия или сквозного тока имеет простой смысл и для $\theta >> \tau$ 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 целесообразно процессы и фототок, имеющие место до того, как установится диффузионно-дрейфовое равновесие, именовать «переходными». Итак, установление равновесия в пространстве координат сводится к тому, что переходный ток превращается в сквозной.

Переходный ток, точнее его начальная стадия, соответствует, по терминологии Гуддена и Поля, «первичному» току. Действительно, главное предположение, которое делается при описании механизма первичного тока, это предположение о неучастии носителей тока, пришедших из электродов, в его формировании. Первичный ток связан только с движением зарядов, непосредственно освобождаемых в результате внутренней ионизации.

Рассмотрим качественно кинетику переходного фототока в полупроводнике n-типа, снабженном двумя металлическими электродами, образующими нейтральные контакты (рис. 2.7). Будем считать, что носителями темнового и



Рис. 2.7. Зонная энергетическая модель равновесия объема и контактов монополярного фотопроводника в различные моменты времени:

а - до освещения, б - сразу после освещения (равновесие с контактами не успело установиться), в - после освещения (равновесие с контактами начало устанавливаться), г - равновесие с контактами установилось

фототока являются электроны (поэтому валентная зона на рисунке не изображена). Предположим также, что $\tau << \theta$. Если в этих условиях начать освещать кристалл, то в зоне проводимости быстро (τ мало) установится повышенная концентрация электронов или, иными словами, квазиуровень Ферми E_{Fn} для электронов переместится ближе к зоне проводимости (рис. 2.7, б).

Появление разрыва между уровнем Ферми в металле E_F и квазиуровнем Ферми в полупроводнике E_{Fn} (подробнее о квазиуровнях Ферми см. в гл. 3), равносильное изменению контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником, приводит к диффузии электронов из полупроводника в металлические электроды. 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 описании первичного фототока (фотопроводимость, ограниченная контактами). По мере установления диффузионно-дрейфового равновесия квазиуровень Ферми в полупроводнике стремится совпасть с уровнем Ферми в металле, относительная роль носителей, входящих в кристалл из катода, возрастает и условие «первичности» фототока все более нарушается. Из сказанного ясно, что релаксационный процесс, возникающий при освещении в случае, когда $\tau << \theta$, сводится и тому, что переходный ток переходит в сквозной. Этим исчерпывается процесс установления равновесия в пространстве координат. Заметим, что кинетика рекомбинационных процессов в вышеприведённом рассуждении предполагается одинаковой во всех частях образца, включая и приконтактные слои обеднения, то есть образец предполагается однородным (хотя бы по такому параметру, как время фотоответа, совпадающее в нашем случае с временем жизни). Как будет показано дальше, это предположение реализуется не всегда. Однако процессы фотопроводимости в неоднородном полупроводнике намного сложнее, а приведенных здесь рассуждений в ряде случаев оказывается вполне достаточно для описания сущности явлений.

Если отождествлять вторичный фототок со сквозным, то, поскольку при переходе от первичного фототока к вторичному имеет место возрастание фототока во времени, сквозной ток должен был бы тоже превышать первичный, однако в рассматриваемой модели при установлении диффузионно-дрейфового равновесия с электродами фототок может только уменьшаться в результате появления приконтактных слоев обеднения. После установления диффузионного равновесия образец состоит из трех последовательно включенных участков: двух обедненных слоев с проводимостью, приблизительно равной проводимости до освещения и среднего участка образца с проводимостью, соответствующей освещению. Разумеется, из-за наличия обедненных слоев добавка тока в этом случае (сквозной фототок) меньше, чем добавка в первый момент после освещения. Отсюда следует, что отождествление вторичного фототока, который превышал первичный (и это важнейшая его особенность) со сквозным фототоком, величина которого (по крайней мере, в рамках принятой модели -А.Р.) меньше первичного, недопустимо. Таким образом, термин «вторичный» фототок вообще не описывается в рамках модели однородного полупроводника, не содержащего глубоких центров. Поэтому С.М. Рывкин предложил исключить этот термин из употребления при описании процессов фотопроводимости в полупроводниках и ввести следующую классификацию фототоков [12]:

1) переходный неустановившийся фототок (при $\tau^{<}_{<}\theta$ и $\tau_{<\theta}^{<\tau}$);

2) переходный установившийся фототок (при $\tau << \theta$ и $\tau < t < \theta$);

3) сквозной неустановившийся фототок (при $\tau >> \theta$ и $\tau > t > \theta$);

4) сквозной установившийся (стационарный) фототок (при $\tau^{>}_{<}\theta$ и $t_{>\theta}^{>\tau}$).

Для полупроводников, в которых проводимость сравнительно велика (θ мало), в течение релаксационного процесса чаще всего имеет место сквозной неустановившийся фототок, а для плохо проводящих полупроводников и изоляторов, напротив, переходный установившийся.

2.7. Особенности диффузии и дрейфа фотоносителей в биполярном полупроводнике

При неравномерном освещении 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. <u>На</u> эту же небольшую область распространялась и диффузия. Иными словами, носители заряда не могут существенно смещаться при монополярной диффузии из-за возникновения электростатических сил притяжения и неподвижным зарядам противоположного знака.

Иные условия имеют место при наличии носителей заряда двух знаков. В этом случае диффузия носителей одного знака приводит 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 большие расстояния, определяемые временами жизни свободных носителей их подвижностями и не связанными, с длиной экранирования.

Особый интерес представляет в полупроводнике с биполярной проводимостью диффузия неосновных носителей заряда. В этом случае появление избыточных неосновных носителей приводит к перераспределению заряда основных таким образом, что происходит компенсация неравновесного заряда, а диффузия неосновных носителей практически не затрудняется этим перераспределением и возникновением препятствующих ей электрических полей, то есть протекает как диффузия незаряженных частиц, подвижность и коэффициент диффузии которых сохраняются неизменными.

В электрическом поле неосновные носители ведут себя весьма своеобразно: они дрейфуют в поле как заряженные частицы, однако не создают объемного заряда в тех областях, в которых появляются (из-за быстрого перераспределения основных носителей) и, следовательно, не влияют на характер электрического поля, которое полностью определяется внешними условиями.

Концентрация неосновных носителей Δp может быть определена в результате решения системы уравнений:

$$0 = \alpha \beta \Phi - \frac{\Delta p}{\tau} + \frac{1}{q} \cdot \frac{dj}{dx}$$
(2.40)
$$j = qD \cdot \frac{d}{dx} \Delta p + q\mu pE$$
(2.41)

При решении получаем два крайних случая: случай диффузии в отсутствие внешнего поля, длина смещения

$$l_I = l_D = \sqrt{Di} \tag{2.42}$$

и случай дрейфа в сильном электрическом поле

$$l_1 = l_E = \tau \mu l_{\underline{l}}$$
(2.43)

Здесь l_D - длина диффузионного смещения, а l_g - длина затягивания неосновных носителей электрическим полем.

Решение для случая, когда присутствуют диффузия и дрейф одновременно, а также координатная зависимость концентрации неравновесных носителей приводятся в [12]. Там же рассмотри более сложный случай диффузии неравновесных носителей заряда, когда концентрация основных и неосновных носителей сравнимы по величине.

2.8. Добротность фотопроводников

В связи с рассмотрением движения неравновесных носителей заряда целесообразно рассмотреть и возможность достижения максимальной величины коэффициента усиления на ширину полосы фотопроводника. Возможность получения максимального усиления фотопроводника представляет практический интерес для разрабатываемых в настоящее время усилителей и преобразователей света и других оптоэлектронных приборов. Второе характеристическое соотношение фотопроводимости (2.8) показывает, что для увеличения усиления требуется приложить к фотопроводнику повышенное напряжение. В связи с этим полезно определить предел, до которого целесообразно увеличивать приложенное напряжение. Лимитирующим фактором в этом случае часто является наступление тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ).

В монополярном высокоомном полупроводнике или диэлектрике с высокой подвижностью носителей заряда, уже начиная с небольших напряжений, ток перестает подчиняться закону Ома и растёт с ростом напряжения по более сильному закону. Для определения характера зависимости тока от напряжения найдем решение системы уравнений:

$$j = qn\mu E.$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qn}{\varepsilon\varepsilon_0}$$
(2.44)
(2.45)

Уравнение (2.44) записано в пренебрежении током диффузии. В уравнение Пуассона (2.45) подставим выражения для *qn* из (2.44):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{j}{\mu E \varepsilon \varepsilon_0}$$

Интегрируя, имеем

$$\frac{E^2}{2} = \frac{jx}{\mu\varepsilon\varepsilon_0} + const$$

Используя граничное условие E=0 при x=0, (2.46) получим *const=0* и

$$\frac{E^2}{2} = \frac{jx}{\mu\varepsilon\varepsilon_0} \qquad E = \sqrt{\frac{2jx}{\mu\varepsilon\varepsilon_0}} = \frac{dV}{dx}$$
$$V = \sqrt{\frac{2j}{\mu\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot \int_0^L x^{\frac{1}{2}} dx = \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{2j}{\mu\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot L^{\frac{3}{2}}$$

- заратовским Отсюда

Окончательный результат запишем, возведя в квадрат обе части уравнения:

$$j = \frac{9}{8} \cdot \frac{\mu \varepsilon \varepsilon_0}{L^3} \cdot V^2$$

(2.47)

или [11]:

$$j \approx 10^{-13} \frac{V^2 \mu \varepsilon}{L^3} [A/cm^2]$$

Полученное соотношение представляет собой вольтамперную характеристику тока монополярной инжекции в изолятор без ловушек из резервуара электронов—отрицательно смещённого омического контакта, удовлетворяющего условию (2.46). Вольт амперная характеристика типа (2.47) носит название закона Мота и Герни или Чайлда, являясь твердотельным аналогом закона Богуславского-Лэнгмюра для вакуумного диода [10]. Ток, ограниченный пространственным зарядом, при наличии ловушек будет рассмотрен ниже.

Следует отметить, что ток, описываемый формулой (2.47), очень мал при малых напряжениях, но, поскольку зависит от напряжения сильнее, чем в законе Ома, то с ростом напряжения ТОПЗ начинает превышать омический ток. Так, например при V=10B, $L=10^{-3}$ см, $\mu=100$ см²/В с и $\varepsilon=10$ плотность достигает величины ~ 10 А/см².

Если ток В темноте ограничен пространственным зарядом, то кратность изменения сопротивления фотопроводника (отношение сопротивления в темноте к сопротивлению при освещении) падает с ростом приложенного напряжения. Поскольку ТОПЗ определяется движением неравновесных (инжектированных из обогащенного контакта) носителей заряда, то вклад неравновесных носителей, создаваемых освещением, может стать пренебрежимо малым. Это означает, что величину фотоэлектрического усиления, определяемую по формуле (2.8), нельзя беспредельно увеличивать повышением напряжения.

Условие наступления ТОПЗ можно записать следующим образом [10]:

$$VC = Nq \tag{2.48}$$

где N - общее число носителей заряда, инжектированных в образец; C - геометрическая емкость образца.

Умножая обе части (2.48) на $\frac{4\pi\mu}{\varepsilon L}$ и замечая, что $\frac{L^2}{\mu V} = t_{np}$, а образец имеет площадь электродов, равную единице, то есть $\frac{N}{L} = n_{\rm H} C = \frac{\varepsilon}{4\pi L}$, получаем

$$\frac{L4\pi}{\varepsilon} \cdot \frac{\mu V}{L^2} \cdot C = \frac{4\pi\mu}{\varepsilon} \cdot \frac{N}{L} \cdot q$$

Откуда получаем

$$\frac{1}{t_{np}} = \frac{1}{\theta} \quad , \tag{2.49}$$

поскольку $\frac{\varepsilon}{4\pi\sigma} = \theta$ Соотношение (2.49) означает, что наступление ТОПЗ ограничивает уменьшение времени пролета носителями заряда межэлектродного промежутка t_{np} временем диэлектрической релаксаций ($t_{np}=\theta$).

Поскольку ширина полосы частот ДВ фоторезистора определяется его ха-

рактеристическим временем (фотоответа), то можно записать $\Delta B = \frac{1}{2\pi\tau}$ В таком случае

$$L^*_{\max} = (G\Delta B)_{\max} = \frac{1}{2\pi\theta}$$
 (2.50)

Величина L^{*} носит название добротности фоторезистора. Формула (2.50) показывает, что максимальная добротность имеет ограничение, связанное со временем диэлектрической релаксации. Благодаря введению понятия L^{*}, появляется удобная характеристика фотопроводника как электронного усилительного устройства. Большой величиной L^{*} может обладать фотопроводник либо с большим усилением G, либо с большим быстродействием (малым τ). Полупроводники с малым удельным сопротивлением, несмотря на малую величину G, могут иметь высокую максимальную добротность L^{*} из-за малой величины $\theta = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}$. Высокое значение L^{*}_{max} достигается за счет широкой полосы частот

 ΔB .

Введение уровней прилипания (ловушек) с концентрацией электронов n_t в фотопроводник приводит к увеличению времени реакции фотопроводника (времени фотоответа) на прямоугольный импульс света в $\frac{\tau_0}{\tau} = \frac{n_t}{n}$ - раз, где τ_o - время фотоответа, a n - по-прежнему концентрация свободных носителей заряда, поскольку прежде, чем упадет концентрация свободных носителей, должна уменьшиться и концентрация носителей, захваченных на уровне прилипания (подробнее об уровнях прилипания см. в главе 3). Напряжение, при котором на-

ступит ТОПЗ, также увеличится в $\frac{n_t}{n}$ — раз, а время пролета t_{np} во столько же раз уменьшится:

$$t_{np} = \frac{n}{n_t} \theta \tag{2.51}$$

Ток, ограниченный пространственным зарядом, при этом уменьшится и примет вид [17]:

$$j \approx \frac{\frac{n}{n_t} \mu \varepsilon \varepsilon_0 V^2}{L^3}$$
(2.52)

(множитель 9/8 здесь опущен).

В результате максимальная добротность при наличии уровней прилипания остается без изменения:

$$L^*_{max} = (G\Delta B)_{max} \tag{2.53}$$

Величину L^*_{max} можно повысить введением дополнительных уровней рекомбинации [10].

Переходам к рассмотрению влияния процессов рекомбинации и прилипания на характеристики фотопроводимости. CKOTC

3. РЕКОМБИНАЦИЯ В ФОТОПРОВОДНИКАХ

Рекомбинация - это возвращение свободного носителя заряда в связанное состояние. По виду энергии, отдаваемой рекомбинирующими частицами, различают 3 основных типа рекомбинации:

а) излучательная рекомбинация, при которой энергия рекомбинирующих частиц выделяется в виде энергии фотона;

б) безызлучательная рекомбинация, при которой энергия частицы передается решетке (фононам);

в) ударная рекомбинация (вид безызлучательной), или Оже - рекомбинация, когда энергия рекомбинирующих частиц передается третьей частице, которая благодаря этому становится «горячей», а затем в результате столкновений передает свою энергию фононам.

Если частицы рекомбинируют в результате непосредственной встречи электрона и дырки, то такая рекомбинация называется прямой, или межзонной. Прямая рекомбинация играет основную роль в веществах с узкой запрещенной зоной (порядка 0,3-0,2 эВ и меньше). При ширине зоны больше 0,5 эВ рекомбинация происходит через локализованные состояния, лежащие в запрещенной зоне (уровни рекомбинации).

Время, которое носитель заряда проводит до рекомбинации, называют временем жизни. Существуют разные смысловые оттенки этого понятия.

1. Время жизни свободного носителя - время, в течение которого носитель участвует в процессах проводимости, то есть находится в разрешенной зоне. Оно ограничено рекомбинацией или экстракцией и может быть прервано захватом на уровень прилипания

2. Время жизни возбужденного носителя - весь промежуток времени между возбуждением и рекомбинацией или экстракцией без пополнения. Это время больше предыдущего на время пребывания на ловушках захвата (уровнях прилипания).

3. Время жизни пары - время существования пары свободных носителей (электрона и дырки).

4. Время жизни неосновных носителей - время, в течение которого неосновной носитель принимает участие в фотопроводимости. Обычно оно равно времени жизни пары.

5. Время жизни основных носителей - время, в течение которого основной носитель является свободным, то есть принимает участие в проводимости (фотопроводимости).

Многообразие понятия «время жизни» связано с многообразием неравновесных микропроцессов в полупроводниках, феноменологическое описание которых производится с привлечением этих понятий.

При написании 1-го и 2-го характеристического соотношений использовалось понятие «время жизни» в смысле І. Остальные смысловые оттенки этого понятия, кроме 2, использовались при рассмотрении простых фотопроводящих систем.

Число актов рекомбинации электронов в единицу времени можно записать Jeonin Je как $S_n V_n p$, а промежуток между актами рекомбинации

$$\tau_n = \frac{1}{S_n v_n p} \tag{3.1}$$

представляет собой время жизни электрона. Здесь S_n - сечение захвата электрона дыркой (свободной или находящейся на центре рекомбинации), v_n - скорость электрона относительно (свободной или захваченной центром) дырки, *p* - концентрация дырок.

Считая, что электрон будет захвачен центром рекомбинации тогда, когда подойдет к нему на такое расстояние, что энергия его кулоновского притяжения будет приблизительно равна κT , оценим сечение кулоновского центра:

$$\frac{q^2}{r\varepsilon} = kT \tag{3.2}$$

где r - эффективный радиус центра рекомбинации ($S = \pi r^2$).

При $\varepsilon \approx 10$, $S_{max} \approx 10^{-12}$ см². Для нейтрального центра S соответствует атом-ным размерам, то есть $S \approx 10^{-15}$ см². Для отталкивающего центра сечение захвата меньше. Минимальное значение, полученное из экспериментальных данных, $S_{min} \approx 10^{-22} \text{ cm}^2$.

В невырожденных полупроводниках рекомбинация обычно происходит через уровни в запрещенной зоне, формируемые примесями и дефектами кристаллической структуры, нарушающими периодический потенциал поля кристаллической решетки. В широкозонных полупроводниках и изоляторах концентрация примесных состояний (примесных центров) в условиях слабой и средней освещенности значительно превышает концентрацию свободных носителей заряда. Изоляторы обладают более или менее непрерывным спектром локальных уровней в запрещённой зоне, обладающих повышенной плотностью при некоторых дискретных значениях энергии. В расчетах, однако, чаще всего локальные уровни учитываются как дискретные. Проведение теоретических расчетов с учетом нескольких дискретных уровней представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому основные закономерности стараются выяснить на модели с одним - двумя уровнями рекомбинации. Уровень рекомбинации это уровень, локализованный в запрещенной зоне и имеющий высокую вероятность обмена носителей с обеими зонами.

3.1. Рекомбинационная модель Шокли-Рида

Распространенной моделью, описывающей рекомбинацию в полупроводниках, является модель Шокли-Рида. Согласно этой модели, в полупроводнике с сильно выраженным электронным характером проводимости рекомбинация происходит следующим образом. Дырка захватывается на уровень рекомбинации (переход 1, рис, 3.1, а), а на освободившийся уровень немедленно переходит электрон (переход 2). Поскольку свободных дырок в полупроводнике п типа гораздо меньше, чем свободных электронов, стадия 1 является лимитирующей, и время жизни пары определяется временем жизни дырки. В полупроводнике с дырочной проводимостью, наоборот, лимитирующей стадией является захват электрона (рис. 3.1, б, переход I). Поэтому время жизни пары определяется временем жизни электрона (неосновного носителя).



Рис. 3.1. Модель рекомбинации Шокли-Рида; а - полупроводник резко выраженного *n*-типа, б - полупроводник резко выраженного *p*-типа

Теоретический расчет дает следующее выражение для времени жизни:

$$\tau = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + 1)}{n_0 + p_0}$$

$$n_1 \equiv \frac{N_c \exp(E_t - E_c)}{kT},$$

$$p_1 \equiv \frac{N_v \exp(E_v - E_t)}{kT},$$

где

Е_t – глубина за<u>лег</u>ания уровня рекомбинации, отсчитанная от дна зоны проводимости.

$$\tau_{n_0} = \left(N_t V S_n \right)^{-1}$$
$$\tau_{p_0} = \left(N_t V S_p \right)^{-1}$$

где N_t – концентрация центров рекомбинации. Для материала *n*-типа, где $n_0 >> (p_0 + p_1)$



Рис.3.2. Зависимость времени жизни от положения уровня Ферми в запрещенной зоне для модели Шокли-Рида.

5. HephbilleBokoro

выраженного п-типа, Для материала где сильно $n_0 >> n_1$ имеем $\tau = \tau_{p_0} \equiv (N_t v S_p)^{-1}$. В этом случае стадией, определяющей скорость рекомбинации, является захват дырки центром, причем для рекомбинации с ней имеется большое число электронов. Поскольку $n_0 >> n_1$, то уровень Ферми находится выше уровня E_t , все центры поэтому заполнены электронами и способны к захвату дырок. Если теперь уровень Ферми движется вниз, к E_t , то $n_0 \rightarrow n_1$, и появляются пустые центры. Это уменьшает скорость рекомбинации, так как пустой центр (однозарядный) не может захватить дырку. Следовательно, с ростом удельного сопротивления возрастает время жизни неравновесных носителей. Применяя аналогичное рассуждение для дырок, можем получить качественную связь между положением уровня Ферми в запрещенной зоне и временем жизни носителей, показанную на рис. 3.2.

Рассмотрим поведение высокоомного полупроводника или изолятора, содержащего один рекомбинационный уровень (один класс уровней, характеризуемых определенными сечениями захвата S_n и S_p), при освещении.

3.2 Фотопроводник с одним классом центров рекомбинации в условиях различной освещенности

Случай 1. Концентрация фотоносителей много меньше концентрации центров рекомбинации

Скорость генерации *f* в стационарном случае равна скорости рекомбинации (как электронов, так и дырок):

$$f = VS_n np_r = VS_p pn_r \tag{3.4}$$

где V - тепловая скорость электрона или дырки (примем их равными), n_r и p_r концентрация электронов и дырок на центрах рекомбинации соответственно. Если концентрация носителей заряда в зонах много меньше, чем на центрах рекомбинации, то n_r и p_r можно считать не изменяющимися при освещении. Из JHEPHLIEBCKC (3.4) получим

$$n = \frac{f}{VS_n p_r} \qquad p = \frac{f}{VS_p n_r} \tag{3.5}$$

Концентрации свободных электронов и дырок в этом случае определяются независимо концентрациями и сечениями захвата соответствующих основных состояний. Из уравнений (3.5) получим:

$$\tau_n = \left(VS_n p_r \right)^{-1}$$

$$\mathbf{M} \quad \tau_p = \left(vS_p n_r \right)^{-1}$$

Так как эти времена постоянны и не зависят от числа свободных электронов, то концентрация последних будет возрастать линейно с ростом интенсивности падающего света. То же справедливо и для дырок.

Случай 2. Концентрация фотоносителей много больше концентрации центров рекомбинации

В этом случае скорости попадания электронов и дырок на центры рекомбинации должны быть одинаковы. По этой причине (а также в силу равенства концентраций) времена жизни электронов и дырок должны совпадать:

$$\delta \tau_n = (VS_n p_r)^{-1} = (VS_p n_r)^{-1} = \tau_p$$
 (3.7)

Из уравнения (3.7)

$$n_r = \frac{S_n}{S_n + S_p} \cdot N_r \qquad p_r = \frac{S_p}{S_n + S_p} \cdot N_r \tag{3.8}$$

где N_r - общая концентрация центров рекомбинации, равная $n_r + p_r$

Из (3.7) и (3.8) имеем

$$\tau_n = \tau_p = \left(V \left(\frac{S_n \cdot S_p}{S_n + S_p} \right) N_r \right)^{-1}$$
(3.9)

Случай 3. Концентрации фотоносителей сравнимы с концентрацией центров рекомбинации

Зададим концентрацию электронов и дырок в этой промежуточной области PHEIIIEBC с помощью условий:

$$n_r >> n \approx p_r >> p \tag{3.10}$$

(или аналогичных, получаемых заменой $n \stackrel{\rightarrow}{\leftarrow} p$).

_0)

В уравнении (3.10) величина n_r постоянна и равна своему значению до освещения; p_r остается примерно равной *n*. В силу последнего обстоятельства

$$n = \frac{f}{VS_n n}$$
 $n = \left(\frac{f}{VS_n}\right)^{\frac{1}{2}}$ (3.11)

Такая связь характерна для бимолекулярного (квадратичного) процесса рекомбинации. Время жизни свободного электрона $(VS_n n)^{-1}$ в данном случае зависит от концентрации *n*, уменьшаясь с ее ростом. В силу (3.10) концентрация свободных дырок мала, по сравнению с концентрацией свободных электронов, однако она возрастает линейно с интенсивностью света

$$p = \frac{f}{VS_p n_l} \tag{3.12}$$

Зависимость концентраций электронов и дырок от интенсивности фотовозбуждения показана на рис. 3.3. Концентрация носителей заряда зависит от освещенности по линейному или более слабому (сублинейному) закону.



BCKOTO

Рис. 3.3. Зависимость концентрации фотоносителей от освещенности в условиях слабого (I), среднего (II) и сильного (III) возбуждения:

--- концентрация электронов, ____ концентрация дырок

3.3. Прилипание носителей заряда

В обсуждавшейся выше модели Шокли-Рида в зависимости от положения уровня Ферми центры рекомбинации могут превращаться просто в центры захвата, или прилипания. Заполнение уровня рекомбинации происходит при участии обеих зон, которое определяется положением уровня Ферми. В процессах фотопроводимости, однако, нередко приходится иметь дело с независимым изменением концентрации носителей в зоне проводимости и валентной зоне. Равновесие между каждой из зон и соответствующими примесными уровнями описывается с помощью «квазиуровней Ферми», которыми в случае отклонения системы от термодинамического равновесия следует заменить стационарный уровень Ферми. Последний, как известно, определяется следующим соотношением

$$n = N_c e^{\frac{-E_f}{kT}}$$
(3.13)

Для квазиуровней Ферми

$$n = N_c e^{\frac{-E_{f_n}}{kT}}, \quad p = N_v e^{\frac{-E_{f_p}}{kT}}$$
(3.I4)

-, apatosci Здесь N_c и N_v - плотность состояний вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно.

Приближенно можно считать, что подобно стационарному уровню Ферми квазиуровень, проходя через уровень примеси, превращает его из уровня рекомбинации в уровень прилипания (или наоборот).

Если уровень рекомбинации превратится в уровень прилипания, то находящиеся на нем носители заряда, смогут быть термически выброшены в разрешенную зону. Происходящий при этом процесс известен как термостимулированная проводимость. Более строго граница между уровнями прилипания и рекомбинации для электронов определяется так называемой линией разграничения (демаркационным уровнем), которая определяется следующим соотношением:



Рис. 3.4. Демаркационные уровни в фотопроводнике: I, II – уровни прилипания для электронов, III – уровни рекомбинации, IV – уровни прилипания для дырок

Для «низкоомных» полупроводников, характеризующихся тем, что концентрация фотоносителей меньше концентрации темновых, следует рассматривать стационарный уровень Ферми E_f и единую линию разграничения D (единый демаркационный уровень). В этом случае участок запрещенной зоны между E_f и D ответственен за прилипание электронов и рекомбинацию дырок и может играть более значительную роль в процессах рекомбинации и прилипания, чем в диэлектрике. Уровни рекомбинации для электронов лежат между единой линией разграничения D и потолком валентной зоны E_{ν} .

Экспериментально наличие уровней прилипания проявляется в затягивании кинетики (релаксации) фотопроводимости, проявляющемся в том, что вслед за быстрым спадом (нарастанием) фототока под действием короткого импульса света наступает медленный спад (нарастание). Замедление кинетики фотопроводимости связано с инерционным характером установления равновесия между уровнями прилипания и разрешенной зоной. Процессы прилипания более характерны для полупроводников с широкой запрещённой зоной и диэлектриков, однако могут иметь место и в таких полупроводниках, как кремний ($E_d=1.1$ эВ). Рассмотрим кинетику фотопроводимости, наблюдавшуюся в опыте, схема которого представлена на рис. 3.5, а [18]. Образец кремния с электродами на концах снабжался третьим электродом в середине и включался в мостовую схему. Левая половина образца в течение 1-2 с облучалась светом. При
этом мост разбалансировался в направлении, соответствовавшем повышению проводимости левого плеча («+» на рис. 3,5, б). Однако по прошествии нескольких десятков секунд после выключения света мост разбалансировался в противоположном направлении, то есть проводимость оказывалась больше у правого плеча. Опыт может рассматриваться как доказательство того, что электроны, первоначально захваченные левом плече, переместились под влиянием 4-UephbilleBckof электрического поля в правое плечо и были захвачены там (многократный захват фотоносителей).



Рис. 3.5. Опыт по наблюдению прилипания в фотопроводнике: а – схема моста б – форма сигнала

Участие уровней прилипания приводит к тому, что время фотоответа отличается от рекомбинационного времени жизни и определяется соотношением, аналогичным (3.3):

$$\tau_0 = \tau (1 + \frac{n_t}{n}) \tag{3.18}$$

где $n_t/n = (N_t/N_c) * e^{E_s/kT}$, n_t - число электронов, захваченных на уровни прилипания (мелкие ловушки), N_t - число мелких ловушек. Отношение n_t/n в широкозонных полупроводника может составлять несколько порядков величины. С ростом освещенности число ловушек уменьшается вследствие «раздвигания» квазиуровней Ферми и $\tau_0 \rightarrow \tau$. В главе 4 будет показано, что прилипание - не единственная причина, затягивающая релаксацию фотопроводимости.

3.4. Два класса центров рекомбинации

Существуют особенности фотопроводимости, которые не могут быть объяснены в рамках рекомбинационной модели с одним уровнем (или с одним классом уровней) рекомбинации. К таковым относятся длинноволновое оптическое гашение, термическое гашение фотопроводимости и сверхлинейность люкс-амперных характеристик.



HephblueBckoro Рис. 3.6. Спектр фотопроводимости (1 и 2) и оптического гашения (3)

Инфракрасное гашение (тушение) проявляется в уменьшении фотопроводимости, созданной небольшой постоянной подсветкой при облучении светом с длиной волны, значительно большей, чем та, которая соответствует краю основного поглощения. Для кристалла CdS, например, край основного поглощения лежит при λ =520 нм, а гашение может иметь место при λ =1400 нм. Существенно, что в этом явлении происходит уменьшение неравновесной, а не темновой проводимости. На рис. 3.6 показана спектральная характеристика фототока при наличии оптического гашения. Пики 1 и 2 соответствуют собственной и примесной фотопроводимости соответственно, а минимум 3 оптическому гашению фототока I_n, созданного постоянной подсветкой. В длинноволновой области спектра имеет место конкуренция процессов возбуждения и гашения фотопроводимости.

Термическое гашение проявляется в уменьшении фотопроводимости с ростом температуры.

Тесно связан с первыми двумя явлениями сверхлинейный рост фототока с освещенностью (сверхлинейность люкс-амперных характеристик). Люксамперная (световая) характеристика (ЛАХ) фото-проводника обычно имеет вид (см., например, (3.11)):

$$I_{\Phi} = C \Phi^{\alpha'} \tag{3.19}$$

где C - константа, α' обычно принимает значение-1/2 до 1 (хотя в ряде случаев может быть и меньше 1/2)

Однако в фотопроводниках, обнаруживающих оптическое и термическое гашение фотопроводимости, в определенном интервале освещенности $\alpha'>1$ (сверхлинейность). Объяснение перечисленных трех явлений может быть дано в рамках модели с двумя классами центров рекомбинации [10].

Класс рекомбинационных центров характеризуется сечениями захвата электронов и дырок.

3.5. Очувствление фотопроводников при освещении

На примере сульфида кадмия, который во многих случаях выступает как модельное вещество для фотоэлектрических исследований [19], было показано, что времена жизни для электронов и дырок равны $I0^{-6} + 10^{-8}$ с. Такие фотопроводники считается нечувствительными. Однако их фоточувствительность может быть увеличена при введении локальных уровней вакансий кадмия. В этом случае времена жизни электронов увеличиваются до $10^{-2} - 10^{-3}$ с, а время жизни дырок становится меньше 10^{-8} с. Итак, монокристалл становится более фоточувствительным при введении центров рекомбинации. Это введение дополнительных уровней рекомбинации увеличивает время жизни носителей заряда одного знака и уменьшает время жизни носителей другого знака. Увеличение времени жизни при увеличении концентрации уровней рекомбинации I противоречит, казалось бы, естественному предположению о том, что чем больше концентрация уровней рекомбинации, тем меньше время жизни. Такое предположение правильно для полупроводников в которых времена жизни электронов и дырок одинаковы. В этом случае уменьшение концентрации уровней рекомбинации является единственным способом увеличения времени жизни пары свободных носителей. Аналогично этому в фотопроводниках, в которых времена жизни электронов и дырок неодинаковы, увеличение концентрации уровней рекомбинации того же типа, который уже присутствовал в фотопроводнике, может только уменьшить время жизни одного или обоих типов носителей заряда. Остается ещё рассмотреть возможность увеличения времени жизни носителей одного знака, при введении уровней рекомбинации какого-то другого типа. В этом случае включается смысл модели для объяснения очувствления. Рассмотрим простой количественный пример для иллюстрации такой модели. На рис. 3.7, а показана энергетическая схема фотопроводника с одним классом центров рекомбинации, сечения захвата которых для электронов и дырок одинаковы и примерно равны 10⁻¹⁵ см². Равенство сечений предполагается лишь для простоты анализа и не имеет принципиального значения.

Будем считать, что концентрация пустых и заполненных электронами уровней одинаковы и равны 10¹⁵ см⁻³. Заметим, что это предположение о равенстве концентраций делается также лишь для простоты анализа. Тогда времена жизни электронов и дырок будут равны между собой:

$$\tau_n = \tau_p = (VS_{nl}p_{rl})^{-1} = 10^{-7} c \qquad (3.20)$$

причем это малое время жизни соответствует нечувствительному фотопроводнику/

На рис. 3.7, б изображена схема фотопроводника, в который дополнительно введено 10^{16} см⁻³ примесных уровней 2, целиком заполненных электронами и имеющих очень малое сечение захвата для электронов, равное 10^{-20} см², и примерно одинаковое с уровнями класса I сечение захвата для дырок 10^{-15} см². На рис. 3.7, в показано перераспределение электронов и дырок по центрам реком-

бинации при освещении фотопроводника. При освещении должно строго выполняться следующее условие стационарности: скорости захвата уровнями рекомбинации свободных электронов и дырок должны быть равны, т.е. и соблюдаться равенства



Рис. 3.7. Распределение дырок и электронов на центрах рекомбинации при освещении полупроводника:

а - нечувствительный фотопроводник в темноте;

б - очувствленный фотопроводник в темноте;

в - очувствленный фотопроводник при освещении

$$np_{r1}VS_{n1} = pn_{r1}VS_{p1}$$

$$np_{r2}VS_{n2} = pn_{r2}VS_{p2}$$
(3.21)

или

$$\frac{p_{r1}S_{n1}}{n_{r1}S_{p1}} = \frac{p_{r2}S_{n2}}{n_{r2}S_{p2}} = \frac{p}{n}$$
(3.22)

Очевидно, кроме того, что

$$n_{rl} + p_{rl} = N_{rl}$$
 (3.23)

$$n_{r2} + p_{r2} = N_{r2}$$
 (3.24)

Capatosc Для случая $S_{nl} = S_{pl}$ равенство (3.22) принимает вид

$$p_{r1} = \frac{p_{r2}n_{r1}}{n_{r2}} \frac{S_{n2}}{S_{p2}}$$
(3.25)

Кроме того, должна наблюдаться сильная тенденция к переходу электронов с уровней N_{r2} на уровни N_{r1} , так как свободные дырки накапливаются на уровнях N_{r2} благодаря малому сечению захвата электронов этими уровнями. Это перераспределение происходит до тех пор, пока не начинают выполняться соотношения

$$n_{rl} \rightarrow N_{r1}$$
 (3.26)

$$p_{r2} \rightarrow N_{r1}$$
 (3.27)

$$n_{r2} \approx N_{r2} \tag{3.28}$$

Leonth Heber

Учитывая (3.26) - (3.28), можно переписать (3.25) в виде

$$p_{rl} \approx N_{r1} \frac{N_{r1}}{N_{r2}} \frac{S_{n2}}{S_{p2}}$$

В соответствии с исходными предположениями $N_{r1}/N_{r2} = 10^{-1}$ и $S_{n2}/S_{p2} = 10^{-5}$, поэтому получаем

 $p_{r1} \approx 10^{-6} N_{r1}$ (3.30)

Полная скорость захвата электронов уровнями pr1 и pr2 равна

J,

$$\frac{n}{\tau_n} = n p_{r_1} v S_{n_1} + n p_{r_2} v S_{n_2}$$
(3.31)

Отсюда получаем

$$\tau_n = \frac{1}{n p_1 V S_{n1} + n p_{r2} V S_{n2}} = \frac{1}{10^{-6} N_{r1} V S_{n1} + N_{r1} V S_{n2}} \approx \frac{1}{N_{r1} V S_{n2}} = 10^{-2} c_{, (3.32)}$$

$$(p_1 = p_{r1})$$
TAK KAK $10^{-6} S_{r1} = 10^{-1} S_{r2}$



Рис. 3.8. Модель для объяснения сверхлинейности люкс - амперных характеристик: а - низкая интенсивность света;

б - более высокая интенсивность света

Сравнивая (3.32) с (3.20), мы видим, что время электронов увеличилось с 10^{-7} до 10^{-2} с и фоточувствительность возросла во столько же раз. При этом время жизни дырок уменьшалось с 10^{-7} до 10^{-8} с за счет введения уровней N_{r2} . Очувствление (сенсибилизация) происходит за счет перераспределения электронов и дырок между двумя классами уровней рекомбинации. Рекомбинация электронов на уровнях N_{r1} становится невозможной вследствие заполнения состояний p_{r1} электронами из состояний n_{r2} . Дырки, находившиеся ранее на уровнях N_{r1} с большим сечением захвата электронов, переходят на уровни N_{r2} , для которых сечение захвата меньше на пять порядков величины. В анализируемой модели рекомбинации на 90% происходит через уровни N_{r2} , так как 90% дырок захватываются этими уровнями.

При помощи представлений о двух классах уровней рекомбинации можно объяснить большое количество явлений, так как для конкретизации анализируемой модели используются восемь независимых параметров. В современной научной литературе центры класса I часто называют S -центрами, а центры класса 2 г - центрами.

Приступим к объяснению сверхлинейности ЛАХ. Для этого вспомним, что при освещении вследствие «раздвигания» квазиуровней Ферми происходит увеличение концентрации рекомбинационных уровней за счет уровней прилипания. Это явление носит название электронного легирования. Модель для объяснения сверхлинейности ЛАХ основывается на комбинации двух представлений: об очувствлении и об электронном легировании.

На рис. 3.8, а показана энергетическая схема фотопроводника при низкой интенсивности света, когда между квазиуровнями Ферми находятся уровни рекомбинации только одного типа (уровни класса I). Эти уровни обладают одинаковыми сечениями для электронов и дырок, например, равными 10^{15} см². Если концентрация этих уровней равна 10^{15} см⁻³, то времена жизни электронов и дырок одинаковы и равны 10^{-7} с , как и в предыдущем примере. Второй тип уровней(уровни класса 2) располагается достаточно глубоко под уровнем E_{fn} , чтобы эти уровни можно было считать скорее уровнями прилипания для дырок, чем уровнями рекомбинации. Для уровней класса 2 сечение захвата электронов равно 10^{-20} см², а сечение захвата дырок 10^{-15} см², кроме того,

$N_{r2} >> N_{r1}$

На рис. 3.8, б показана схема того же фотопроводника при высокой интенсивности света, когда между квазиуровнями Ферми находятся уровни как класса I, так и класса 2, которые становятся таким образом уровнями рекомбинации. В результате включения уровней класса 2 в категорию рекомбинационных чувствительность фотопроводника и время жизни электронов увеличиваются в 10⁵ раз. Это является примером увеличения фоточувствительности при легировании светом (электронном легировании).

По мере того, как уровни класса 2 становятся уровнями рекомбинации, время жизни электронов непрерывно увеличивается и фототок увеличивается сверхлинейно при возрастании интенсивности света. После того как уровни класса 2 превратятся в уровни рекомбинации, ЛАХ опять становится линейной.

Предположим, что фотопроводник, в котором наблюдается сверхлинейность, освещается светом такой интенсивности, которая как раз соответствует области сверхлинейности. Нагреем теперь фотопроводник, что равносильно сближению квазиуровней Ферми. Благодаря сближению квазиуровней очувствляющие уровни (уровни класса 2) снова превращаются в уровни прилипания. Чувствительность фотопроводника падает. Такое явление называется температурным гашением. Вместо нагрева всего фотопроводника можно представить себе возможность селективного «нагрева» очувствляющих уровней. Это соответствует использованию длинноволнового (инфракрасного) света, который селективно поглощается уровнями класса 2. При этом электроны переводятся из валентной зоны на уровни класса 2, а возникающие свободные дырки захватываются уровнями класса I, обусловливающими низкую фоточувствительность. Поскольку процесс очувствления определяется переходом дырок с уровней класса I на уровни класса 2, то обратный переход приводит к уменьшению чувствительности (десенсибилизации) фотопроводника.

находятся уровни как класса I, так и класса 2, которые становятся таким образом уровнями рекомбинации. В результате включения уровней класса 2 в категорию рекомбинационных чувствительность фотопроводника и время жизни электронов увеличиваются в 10⁵ раз. Это является примером увеличения фоточувствительности при легировании светом (электронном легировании).

По мере того, как уровни класса 2 становятся уровнями рекомбинации, время жизни электронов непрерывно увеличивается и фототок увеличивается сверхлинейно при возрастании интенсивности света. После того как уровни класса 2 превратятся в уровни рекомбинации, ЛАХ опять становится линейной.

Предположим, что фотопроводник, в котором наблюдается сверхлинейность, освещается светом такой интенсивности, которая как раз соответствует области сверхлинейности. Нагреем теперь фотопроводник, что равносильно сближению квазиуровней Ферми. Благодаря сближению квазиуровней очувствляющие уровни (уровни класса 2) снова превращаются в уровни прилипания. Чувствительность фотопроводника падает. Такое явление называется температурным гашением. Вместо нагрева всего фотопроводника можно представить

себе возможность селективного «нагрева» очувствляющих уровней. Это соответствует использованию длинноволнового (инфракрасного) света, который селективно поглощается уровнями класса 2. При этом электроны переводятся из валентной зоны на уровни класса 2, а возникающие свободные дырки захватываются уровнями класса I, обусловливающими низкую фоточувствительность. Поскольку процесс очувствления определяется переходом дырок с уровней класса I на уровни класса 2, то обратный переход приводит к уменьшению чув INTIL BOKOT ствительности (десенсибилизации) фотопроводника.

3.6. Отрицательная фотопроводимость

В ряде работ по фотопроводимости приводятся сведения об уменьшении тока при освещении. Надёжные наблюдения отрицательного фотоэффекта (фотопроводимости) в Германии были выполнены Штокманом [20, 10].

При рассмотрении внутреннего фотоэффекта кажется естественным, что освещение, при котором возбуждаются свободные носители, должно приводить к увеличению их концентрации. Из рассмотренных выше явлений фотопроводимости исключение представляет только длинноволновое гашение фотопроводимости, в котором свет одной длины волны уменьшает проводимость, возбужденную светом другой, более короткой, длины волны. В случае отрицательного фотоэффекта происходит уменьшение темновой, равновесной концентрации носителей, что на первый взгляд кажется непонятным.



Рис. 3.9. Модель для объяснения отрицательной фотопроводимости

Модель отрицательной фотопроводимости предложена Штокманом. Качественно ее смысл заключается в том, что свет возбуждает электроны из валентной зоны на локальные уровни I, расположенные между уровнем Ферми и зоной проводимости (рис. 3.9). Для большей наглядности будем считать, что скорость теплового возбуждения электронов с этих уровней в зону проводимости настолько мала, что увеличение заполнения уровней приводит к пренебрежимо малому увеличению скорости теплового возбуждения в зону проводимости. В то же время свободные дырки быстро, захватываются некоторыми другими уровнями II, расположенными ниже уровня Ферми. Эти уровни обладают сечениями захвата для электронов и дырок, приблизительно равными атомным размерам, то есть 10⁻¹⁵ см², в то время как уровни I характеризуются очень малыми сечениями захвата для электронов. Захваченные уровнями II дырки рекомбинируют со свободными равновесными электронами, что и приводит к уменьшению темновой концентрации n₀. Поэтому равновесная темновая концентрация электронов уменьшается под действием света. Концентрация свободных дырок при этом увеличивается, но это увеличение слишком мало для компенсации уменьшения концентрации свободных электронов.

Отрицательный фотоэффект аналогичен инфракрасному гашению в том отношении, что небольшое увеличение концентрации неосновных носителей приводит к значительно большему уменьшению концентрации основных носителей. Интуитивное представление о том, что при освещении должна увеличиваться концентрация свободных носителей, оказывается правильным, по крайней мере, в отношении носителей одного знака.

Количественный анализ условий, необходимых для проявления отрицательного фотоэффекта, может быть проведен при формальном предположении о том, что в результате поглощения одного фотона появляется один дополнительный электрон на уровнях I и одна дырка на уровнях II. Таким образом, предполагается, что неравновесные дырки настолько быстро захватываются уровнями II, что можно пренебречь их вкладом в концентрацию свободных дырок. Захваченные уровнями I электроны будут термически возбуждаться в зону проводимости со скоростью

$$v^* \exp(-\frac{|E_C, E_I|}{kT}) = N_C V S_{n1} \exp(-\frac{|E_C, E_I|}{kT})$$
 (3.33)

а захваченные уровнями II дырки будут захватывать электроны из зоны проводимости со скоростью

$$n_0 VS_{nII} = N_C VS_{nII} \exp(-\frac{|E_C, E_f|}{kT})$$
 (3.34)

Для того, чтобы наблюдался отрицательный фотоэффект, необходимо соблюдение следующего неравенства:

$$N_C VS_{nII} \exp(-\frac{|E_C, E_f|}{kT}) > N_C VS_{nII} \exp(-\frac{|E_C, E_I|}{kT})$$

,2021 MIL

$$- \frac{S_{nII}}{S_{nI}} > \exp(\frac{|E_I, E_f|}{kT}) \quad (3.35)$$

Необычность условия проявления отрицательной фотопроводимости заключается в том, что уровни, расположенные выше уровня Ферми, как правило, обладают большим положительным зарядом, чем уровни, лежащие ниже уровня Ферми и, следовательно, имеют большее сечение захвата электронов. Модель, предложенная Штокманом, оперирует понятием равновесного уровня Ферми, то есть предполагает небольшое отклонение от равновесной проводимости при освещении. Кроме того, эта модель объясняет отрицательную примесную фотопроводимость, то есть фотопроводимость, возникающую при облучении длинноволновым светом (по сравнению с краем основного поглощения).

Ниже рассмотрены 3 основных стадии процесса фотопроводимости (и фотоэффекта вообще): 1) генерация, 2) движение, 3) рекомбинация неравновесных носителей заряда.

Рассмотренные закономерности указанных стадий позволяют объяснить довольно широкий круг вопросов, связанных с неравновесной проводимостью полупроводников и диэлектриков. Однако в последние годы открыт ряд новых проявлений фотопроводимости, для объяснения которых необходимо рассматривать процессы в неоднородных полупроводниках и диэлектриках. Такое рассмотрение позволяет также по-новому подойти и к проблеме вторичных фототоков.

4. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

Одним из самых распространенных неоднородных фотопроводников является поликристаллический (или аморфный) фотопроводник. Если фотопроводник изготовлен из монокристалла, то наличие контактов и свободной поверхности также делает фотопроводник неоднородным. В последние годы появились сообщения о новых проявлениях фотопроводимости, таких как фотовыпрямлении, запасенная проводимость (фотопамять), отрицательная фотопроводимость (возникающая при коротковолновом освещении), аномальная фотопроводимость. Объяснение этих явлений требует учета неоднородности фотопроводника.

4.1. Фотопроводимость поликристаллических веществ

Многие фотопроводники исследуются и находят применение в поликристаллической и аморфной форме. Это связано, во-первых, с тем, что не все, главным образом новые, полупроводниковые соединения, получены в виде монокристаллов, во-вторых, со сравнительной простотой и дешевизной технологии поликристаллических веществ. На границах зерен (кристаллитов) поликристаллического полупроводника или диэлектрика часто образуются области объемного заряда (барьеры), влияющие на прохождение тока. Считают, что главное влияние такие барьеры могут оказывать на подвижность носителей заряда. При освещении барьеры понижаются и может увеличиваться как концентрация носителей заряда (в зернах), так и их подвижность (вследствие уменьшения высоты барьера, на котором происходит рассеяние носителей заряда). В этих условиях фотопроводимость имеет вид, описываемый формулой (2.1). Рядом исследователей предлагались теории фотопроводимости поликристаллических веществ, большинство из которых относятся к 3 категориям:

1) теория модуляции концентрации,

2) теория модуляции барьеров,

3) обобщённая теория.

Теория модуляции концентрации фактически рассмотрена нами в главе 2. Суть теории модуляции барьеров заключается в следующем. Носитель заряда, движущийся под действием приложенного извне напряжения, не может свободно преодолеть границу между зернами, так как для этого требуется увеличение его энергии, и отражается от барьера. Такое отражение (рассеяние на барьере уменьшает эффективную подвижность носителя заряда. Освещение понижает высоту барьера вследствие разделения носителей заряда в поле барьера (рис, 4.1) и образования фото- ЭДС, полярность которой противоположна направлению поля на барьере. При этом возрастает подвижность лоси гелей заряда фотопроводимость.



Рис. 4.1. Барьерная модель фотопроводника

Петриц [21, 10] предложил следующее объяснение фотопроводимости в поликристаллических материалах. Он предположил, что наблюдаемые свойства поликристалла являются следствием усреднения свойств многих кристаллов. Так, на 1 см² поликристаллической пленки может приходиться 10^8 кристаллитов. Сопротивление пленки складывается из сопротивления барьеров и сопротивления самих кристаллитов. Изменение проводимости при освещении пленки может быть вызвано изменением эффективной подвижности μ и описывается следующим образом (см. формулу (2.1))

$$\Delta \sigma = q \mu^* \Delta p + q p \Delta \mu^*$$

Поскольку $\mu^* = \mu e^{-qE_B/kT}$

$$\Delta \mu^* = -(\frac{q\mu}{kT} E^{-qE_{\mathcal{B}}/kT}) \Delta E_{\mathcal{B}}$$

где E_E и ΔE_E - высота барьера и ее изменение при освещении. Для определения относительного вклада изменений подвижности и концентрации в фотопроводимость Петриц ввел величину *B*, назвав ее параметром модуляции барьера

$$B = (\Delta \mu^* / \mu^*) (\Delta n / n)$$

и получим $\Delta \sigma = q \mu^* (1+B) \Delta n$

Соответствующее выражение для усиления имеет вид

$$G = (1+B)\frac{\tau}{t_{np}}$$

LephbilleBororo

Усиление может превышать единицу, если либо $t_{np} < \tau$ (обычное условие для однородных фотопроводников), либо B > 0.

4.2. Фотопроводимость, ограниченная контактами

Не выходя за пределы описания процессов фотопроводимости, рассмотрим влияние контактов на фотопроводимость высокоомных полупроводников и диэлектриков. Фотопроводники обычно снабжаются омическими контактами, которые, как принято считать, не оказывают совсем или оказывают минимальное влияние на фотоэлектрические свойства материала.



Рис. 4.2. Вольт-амперная характеристика продольного фоторезистора, обладающего фотовыпрямлением: 1 – в темноте, 2 – при освещении (эксперимент), 3 – при освещении (теория, учитывающая лишь ассиметрию освещения), 4 – при освещении (теория, учитывающая фотовыпрямление на контакте)

Однако в высокочувствительных высокоомных полупроводниках и диэлектриках, обладающих большой кратностью изменения сопротивления при освещении, линейная в темноте вольтамперная характеристика может превратиться

в униполярную. Это явление удобно наблюдать на продольных пленочных фоторезисторах. Продольным называется фоторезистор, в котором направление распространения светового потока и вектор электрического поля коллинеарны или антиколлинеарны. На рис. 4.2 приведена вольт-амперная характеристика продольного пленочного фоторезистора, имеющего структуру SnO₂-CdS-Al [14]. Слой SnO_2 , нанесенный на стеклянную подложку, представляет собой прозрачный контакт, по своим характеристикам близкий к омическому. Слой CdS представляет собой высокочувствительный квазимонополярный фотопроводник. Пленка алюминия, нанесенная сверху при определенных условиях, образует с CdS контакт с ограниченным резервом носителей заряда, который на свету превращается в выпрямляющий. Кривая 1 относится к темноте. Как видно из рисунка, выпрямление в темноте отсутствует. На свету вольт-амперная характеристика становится униполярной (кривая 2). Коэффициент выпрямления на свету достигает 20 при комнатной температуре. Понижение температуры значительно увеличивает выпрямление. Пропускное направление не зависит от направления освещения и его спектрального состава. В работе [22] фотовыпрямление на монокристалле CdS объяснялось тем, что асимметрия вольт-амперной характеристики определяется асимметрией освещения. В самом деле, освещение прикатодной области увеличивает резервуар основных носителей заряда в квазимонополярном полупроводнике (*n*-типа), которые при подаче отрицательного смещения на освещенный контакт могут дрейфовать в глубь фотопроводника. При положительной полярности из контакта должны выходить дырки, концентрация которых в полупроводнике *n*-типа очень мала. Этим может объясняться выпрямление, возникающее на свету. Поскольку в рассмотренном нами примере (рис. 4.2) фотоносители распределялись по толщине образца по закону Ламберта-Бугера

 $\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha x} \tag{4.1}$

где Φ_o - интенсивность светового потока под освещаемым электродом, необходимо было учесть влияние асимметрии световой генерации на вид вольтамперной характеристики продольного фоторезистора (то есть такого, в котором направление распространения светового потока и вектор электрического поля коллинеарны или антиколлинеарны). Расчет [14] показал, что учет неравномерности освещения действительно может привести к униполярности, однако коэффициент выпрямления при этом не превышал 2,5-3 (рис. 4.2, кривая 3).

Для объяснения фотовыпрямления необходимо рассмотреть влияние контактов на характеристики фотопроводника. Руппель [23] показал, что омический контакт может превратиться в запорный при освещении. Точечный прижимной контакт I_n с монокристаллом *CdS* при освещении обнаруживал фото-ЭДС омического контакта («-» на металле). Увеличение освещенности приводило к смене знака фото-ЭДС (рис. 4.3, а). Полученный результат можно объяснить следующим образом. На границе монополярного полупроводника с металлом концентрация n_K вследствие хорошего электрического обмена поддерживается постоянной. Концентрация в объеме при освещении может повышаться на несколько порядков величины. Это приводит к тому, что приконтактный слой с повышенной концентрацией основных носителей (в темноте) превращается в обедненный слой на свету (рис. 4,3, б). Таким образом, омический в темноте контакт может превратиться в выпрямляющий при освещении.



Рис. 4.3. Свойства фотовыпрямляющего контакта:

а – зависимость ЭДС холостого хода от освещенности, б – зависимость концентрации основных носителей от освещенности.

4.2.1. Фотоэлектрические свойства контакта металл - монополярный полупроводник (диэлектрик)

В целях уменьшения влияния контактов на характеристики фотопрогодника используют «омические» контакты. Однако, как отмечено выше, омичность, существующая в темноте, может нарушаться при освещении. Это приводит к необходимости рассмотрения фотоэлектрических свойств обедненного контакта к фотопроводнику.

Считаем (см. гл. 3), что в запрещенной зоне монополярного фотопроводника имеются центры рекомбинация двух классов, причем

$$\frac{S_{n2}}{S_{n1}} << \frac{N_{r1}}{N_{r2}} << 1 \quad , \ S_{n1} \approx S_{p1} \approx S_{p2} \quad (4.2)$$

Для одномерного случая в стационарных условиях фотопроводник описывается следующей системой уравнений:

$$f = nV(S_{n1}p_{r1} + S_{n2}p_{r2}) \quad (4.3)$$

$$j = q\mu(nE + \frac{kT}{q}\frac{dn}{dx})$$
 (4.4)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} [(p_{r1} - p_{r1}^T) + (p_{r2} - p_{r2}^T) - (n - n_r)] \quad (4.5)$$

Здесь p_{r1} , p_{r1}^{T} , p_{r2} , p_{r2}^{T} , – концентрации дырок на центрах рекомбинации 1 и 2 классов. Индексами «Т» обозначены значения соответствующих величин в объеме, когда произошло перезаполнение центров рекомбинации в соответствии с моделью Роуза (см. гл. 3)

В стационарных условиях скорость захвата электронов на каждый класс центров рекомбинации равна скорости захвата дырок на тот же класс центров рекомбинации:

$$nV_{n}S_{n1}p_{r1} = pV_{p}S_{p1}(N_{r1} - p_{r1}) \quad (4.6)$$
$$nV_{n}S_{n2}p_{r2} = pV_{p}S_{p2}(N_{r2} - p_{r2}) \quad (4.7)$$

Из уравнений (4.6) и (4.7) найдем связь между заполнением дырками центров рекомбинации 1 и 2 классов:

$$p_{r1} = AN_{r1}p_{r2}/[N_{r1} - p_{r2}(1-A)] \quad (4.8)$$

где $A = S_{p1}S_{n2}/S_{p2}S_{n1} \approx 10^{-5}$

Используя (4.8), перепишем (4.5) в виде

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q}{E} N_{r2} \{ 1 - \frac{N_{r2} - p_{r2}}{N_{r2}} + \frac{AN_{r1}p_{r2}}{N_{r2}[N_{r2} - p_{r2}(1-A)]} - \frac{AN_{r1}p_{r2}}{N_{r2}[N_{r2} - p_{r2}^{T}(1-A)]} - \frac{n - n_{r}}{N_{r2}} \}$$
(4.9)

{Здесь} max $\left\{ \frac{AN{r1}p_{r2}}{N_{r2}[N_{r2}-p_{r2}(1-A)]} \right\} = \frac{N_{r1}}{N_{r2}} \Box 1$

В широкозонных полупроводниках и диэлектриках в широком интервале освещенностей концентрация свободных носителей заряда значительно меньше концентрации носителей заряда, захваченных глубокими центрами (центрами рекомбинация), поэтому

$$n_{oo} \square p_{r2}^T$$
 (4.10)

где *n*_{об} - концентрация электронов проводимости в объеме (нейтральной области) фотопроводника. Условие (4.10) эквивалентно линейной рекомбинации в объеме» условию постоянства то есть времени жизни $\tau = (V_n S_{n2} p_{r2}^T)^{-1} = const$

$$n_{o\delta} = f / V_n S_{n2} p_{r2}^T \quad (4.11)$$

BCKOTO

причем $(n - n_T)/N_{r2}$ [] 1 В области сильного обеднения фотопроводника кон-NMeHMH. Lept тактным полем, где

$$n \square n_{ob} p_{r2}^T / N_{r2}$$
 (4.12)

из (4.3), (4.8), (4.11) и (4.12) следует, что

$$\frac{N_{r2} - p_{r2}}{N_{r2}} \le \sqrt{B + \left[\frac{B+A}{2(1-A)}\right]^2} + \frac{B+A}{2(1-A)}$$

{где} $B = S{n1} N_{r1} / S_{p2} N_{r2}$

Таким образом, при выполнении (4.10) и (4.12) уравнение (4.9) можно записать в виде

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} N_{r2} \quad (4.13)$$

Следовательно, в области сильного обеднения при ограничении сверху скорости генерации свободных носителей (4.10) плотности объемного заряда определяется концентрацией почти полностью ионизованных центров чувствительности и ее можно считать постоянной.

Из (4.3) и (4.11) видно, что при обеднении $n = n_{o\delta} p_{r2}^T / 2N_{r2}$ более половины свободных носителей рекомбинируют на быстрых центрах рекомбинации (центрах 1 класса). При дальнейшем обеднении отношение скорости рекомбинации на быстрых центрах к скорости рекомбинации на медленных растет, стремясь к величине $N_{r2}S_{n1}/N_{r2}S_{n2}$. Следовательно, в области обеднения необходимо учитывать рекомбинацию на быстрых центрах при любом уровне световой генерации. В объеме же такой учет становится, необходимым только при высоком уровне световой генерации, когда $n_{o\delta} \approx N_{r2}$. Рекомбинация на быстрых центрах приводит к тому, что приконтактная область обеднения характеризуется меньшей по сравнению с объемом фоточувствительностью. В этом проявляется существенное отличие монополярного фотопроводника от биполярного, поскольку у последнего в области приконтактного обеднения наблюдается увеличение фоточувствительности, обусловленное разделением генерируемых электронно-дырочных пар контактным полем.

Условие (4.13) позволяет определять концентрацию центров чувствительности по измерению характеристик контакта металл-монополярный фотопроводник [15]. Вольт-амперная характеристика такого контакта является типичной характеристикой барьера Шоттки [39] и имеет вид

$$j = q \mu n_{K} \sqrt{\frac{8 \pi q N_{r2} (V_{K} - V_{S})}{\varepsilon} + E_{l}^{2}} \frac{\exp(\frac{q V_{S}}{kT}) - 1}{1 - f \exp[-\frac{2 q (V_{K} - V_{S})}{kT}]}$$
(4.14)

где n_K - концентрация свободных носителей на границе с металлом, E_l - напряженность электрического поля на границе области обеднения, V_S - падение на-

пряжения в приконтактной области (относительно металла), $V_K = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{o\delta}}{n_K}$, $f \approx 1$ в широкой области изменения токов.

4.2.2. Стационарные характеристики монополярного фоторезистора при контактном ограничении

Считая, что только один контакт фоторезистора становится запирающим при освещении, сопротивление фоторезистора *R* запишем в виде

$$R = R_{o\delta} + R_{K} \quad (4.15)$$

Здесь $R_{o\delta}$ - сопротивление объема (базы) фоторезистора, R_K -сопротивление контакта (контактов). Соотношение (4.15) получено из эквивалентной схемы продольного фоторезистора (рис. 4,4, б) и действует также и тогда, когда запирающими при освещении становятся оба контакта. В этом случае сопротивлением одного из них (смещенного в пропускном направлении) можно пренебречь. Найдем сопротивление объема $R_{o\delta}$.

Поскольку в объеме фотопроводника рекомбинация идет через центры класса 2, можем записать

$$n = f / V_n S_{n2} p_{r2}^T \quad (4.16)$$



Hebckoro

Рис. 4.4. Продольный фоторезистор (а) и его эквивалентная схема (б) на постоянном токе

Скорость генерации определяется уравнением [24]:

$$f = \alpha \beta \Phi_0 e^{-\alpha x} + Q \quad (4.17)$$

где Q - скорость тепловой генерации.

Из (4.16) и (4.17) найдем концентрацию свободных носителей в объеме n_{ob}

$$n_{oo} = (\alpha \beta \Phi_0 e^{-\alpha x} + Q) / V_n S_{n2} p_{r2}^T \quad (4.18)$$

при условии, что $n_{ob} << p_{r2}$

С учетом (4.18), производят интегрирование по всему межэлектродному промежутку (длиной *L*) продольного фоторезистора, получим (рис. 4,4, а):

$$R_{o\delta} = \frac{1}{q\mu n_T \alpha} \ln(\frac{Q e^{\alpha L} + \alpha \beta \Phi_0}{Q + \alpha \beta \Phi_0}) \quad (4.19)$$

Вольт-амперную характеристику фоторезистора получим в виде

$$V = jR$$
 (4.20)

где *R* - определяется по формуле (4.15). Не приводя полного вида вольтамперной характеристики, отметим, что она хорошо описывает (рис. 4.2, кривая 4) экспериментально наблюдаемое явление фотовыпрямления.

Изучение свойств продольных фоторезисторов с контактами, обедняемыми при освещении, показывает, что статические характеристики таких фоторезисторов, кроме фотовыпрямления, обладают следующими особенностями:

54

а) насыщением ЛАХ при сравнительно малых освещенностях с уровнем насыщения, зависящим от полярности приложенного напряжения;

б) зависимостью формы спектральной характеристики фототока от величины и полярности приложенного напряжения.

Указанные особенности фотоэлектрических характеристик наблюдаются на тех же образцах, которые обнаруживают фотовыпрямление и тесно связаны с фотовыпрямлением и между собой. Поэтому представляет интерес описать все три явления с единой точки зрения. Прежде, чем это сделать, рассмотрим возможную причину изменения спектральной характеристики продольного монополярного фоторезистора под действием приложенного к нему постоянного напряжения, а также причины насыщения ЛАХ.

Представим себе, что такой фоторезистор (ФР) облучается светом изменяемого спектрального состава через запирающий (полупрозрачный) контакт. Если на ФР падает коротковолновый сильнопоглощаемый свет, то наибольшее изменение проводимости он вызовет вблизи освещаемого контакта. Если этот контакт смещен внешним напряжением в запорном направлении, то его сопротивление ограничивает ток в цепи ФР, поэтому именно сильнопоглощаемый свет произведет наибольшее увеличение тока. Сместим теперь, контакт в пропускном направлении, подав на него положительное смещение (для фотопроводника п -типа). В этом случае ток в цепи ФР ограничен сопротивлением толщи (базы) ФР. Для эффективной модуляции сопротивления базы, толщина которой значительно больше толщины области пространственного заряда (ОПЗ) вблизи контакта, требуется слабопоглощаемый (длинноволновый) свет. Поэтому спектральная характеристика при запорной полярности внешнего напряжения смещена в коротковолновую сторону (рис. 4.5, кривая 1), по сравнению с пропускным направлением (кривая 2).

Люкс-амперные характеристики продольного ФР качественно имеют вид, показанный на рис. 4,5, б.

Причины насыщения люкс-амперной характеристики могут быть различными. Для однородного фотопроводника уменьшение наклона ЛАХ может быть вызвано тем, что при большой освещенности рекомбинация начинает идти через быстрый канал и время жизни уменьшается. Однако, в том случае, о котором идет речь, во-первых, имеет место не просто уменьшение наклона ЛАХ, а квазинасыщение, во-вторых, уровень насыщения зависит от полярности приложенного напряжения, в-третьих, насыщение наступает при тем меньшей освещенности, чем больше фоточувствительность (кратность изменения сопротивления) материала ФР.



JILIEBCKOFO

Рис. 4.5. Спектральная (а) и люкс-амперная (б) характеристика продольного фоторезистора с контактным ограничением:

1 – освещен контакт, смещенный в запорном направлении, 2 - освещен контакт, смещенный в пропускном направлении.

Естественно в таком случае связать насыщение ЛАХ с контактным ограничением фототока, В самом деле, поскольку контакт является менее фоточувствительным, чем объем фотопроводника, то рано или поздно (при меньшей или большей освещенности) он начинает ограничивать фототок.

Оба явления (управления спектральной и интегральной чувствительностью фоторезистора приложенным напряжением) можно описать с помощью формулы (4.20), в которой ток зависит от таких параметров, как коэффициент поглощения а и освещенность Ф. Расчет, результаты которого здесь не приводятся, подтверждает данную выше качественную интерпретацию явлений на основе контактно-базовой модели.

Отметим, что фотовыпрямление и насыщение ЛАХ присущи не только продольным, но и поперечным фоторезисторам, а управление спектральной характеристикой специфично лишь для продольного ФР.

Возможность описания с единой точки зрения нескольких явлений, связанных с неоднородной фотопроводимостью, позволяет установить некоторые общие черты подхода к описанию процессов в неоднородных фотопроводниках:

а) выделение областей пространственного заряда и учет особенностей рекомбинации или движения носителей заряда в этих областях;

б) составление эквивалентной схемы неоднородного фотопроводника.

Этот подход будет нами использован и в дальнейшем при анализе явлений в неоднородных фотопроводниках.

4.3. Фотопроводимость при экситонном поглощении

Оптические и фотоэлектрические исследования Е.Ф. Гросса и сотр. [25], выполненные на монокристаллах *CdS*, позволили проследить влияние экситонного поглощения на фотопроводимость, наблюдающуюся на краю основного

56

поглощения, На рис, 4.6 а, б, в изображена тонкая структура поглощения и фотопроводимость на краю основного поглощения в монокристаллах сернистого кадмия.



Рис. 4.6. Экситонные спектры поглощения (а), корреляции (б) и антикорреляции (в) фотопроводимости

Максимумы фотопроводимости могут совпадать либо с относительными максимумами поглощения (корреляции), либо наблюдаться в минимумах поглощения (антикорреляции). Долгое время эти явления не могли быть объяснены. В последние годы были показаны возможности превращения спектров антикорреляции в корреляционные путем электронной бомбардировки, приложения поперечного электрического поля (эффект поля), технологической обработкой в восстанавливающей атмосфере и др. Было замечено, что образование слоев обеднения на поверхности монокристаллов приводят к появлению антикорреляции [26,27]. Корреляция же обычно связана с обогащением приповерхностного слоя основными носителями заряда.

Указанные экспериментальные закономерности могут быть объяснены с привлечением рассмотренных выше особенностей рекомбинации в областях пространственного заряда.

Прежде всего - об особенностях генерации. Коэффициент поглощения сульфида кадмия на краю области собственного поглощения, где и наблюдается экситонный спектр, превышает 10^4 см⁻¹, а глубина проникновения света (ослабление в *e*-раз) составляет менее 1 мкм (10^{-4} см). Учитывая, что диффузионная длина основных носителей заряда в монополярном случае совпадает с радиусом экранирования и составляет, как было показано выше, величину порядка 0,1 мкм, при экранировании центрами рекомбинации с концентрацией $N_{r2} \ge 10^{16}$ см⁻³, получаем, что неравновесная концентрация создается в основном в слое, отстоящем от поверхности на ~ 1 мкм. Причем ширина этого слоя в относительном максимуме поглощения (рис, 4.6 а), меньше, а в минимуме больше. Коэффициент поглощения α в полосах экситонного поглощения может изменяться более чем в 10 раз.

Благодаря внешнему воздействию (газовая атмосфера, эффект поля и т.п.) на поверхности фотопроводника может создаваться слой обеднения, в котором время жизни основных носителей заряда, как было показано, меньше, чем в объеме. Это приводит к тому, что фототок в относительном максимуме поглощения меньше, чем в минимуме (то есть к антикорреляции спектров поглощения и фотопроводимости).

Обогащенный слой на поверхности должен приводить к увеличению времени жизни и, следовательно, фототока в максимуме поглощения, поскольку концентрация неравновесных носителей пропорциональна коэффициенту поглощения (см. формулу (2.6)). Сильное обогащение приповерхностного слоя может приводить даже к разделению электронно-дырочных пар и связанному с ним возрастанию времени жизни на порядки величины по сравнению с объемным (здесь нужно уже учитывать квазимонополярный характер фотопроводимости в сульфиде кадмия, предполагающий некоторое участие дырок в фотопроводимости, проявляющееся, например, в инфракрасном гашении фототока). Такое разделение, как будет показано ниже, обусловливает остаточную проводимость (фотопамять).

4.4. Остаточная проводимость Перси В высоте В высокоомных полупроводниках и диэлектриках неравновесная проводимость, созданная светом, может сохраняться длительное время. При этом время фотоответа достигает минут или даже часов при комнатной температуре. Чтобы

обеспечить столь большое время жизни $\tau_n = (VS_n p_r)^{-1}$ сечение захвата S_n при $p_r = 10^{15}$ см⁻³, $V = 10^7$ см/с должно быть $S_n \square 10^{-22}$ см². В теории рекомбинации столь малые сечения захвата неизвестны. Для объяснения больших времен фотоответа (фотопамять) привлекается барьерно-слоистая модель фотопроводника. На поверхности высокоомного квазимонополярного фотопроводника *n*-типа проводимости имеется обогащенный *n*⁺-слой (рис. 4.7.). В темноте (или при слабом освещении) концентрация носителей заряда в обогащенной области n^+ выразится через концентрацию в основном полупроводнике *n* как

$$n^+ = n e^{\varphi_0/kT}$$
 (4.21)

Выражая *п* из первого характеристического соотношения для фотопроводимости (2.7), получим

$$au_{0}^{+} = au e^{arphi_{0}/kT}$$
 (4.22)



AephbilleBCk010 Рис. 4.7. Остаточная проводимость поперечного фоторезистора с *n*⁺-*n*-переходом: а – пространственная, б – энергетическая модели, в – эквивалентная схема на постоянном токе

Освещение снижает величину потенциального барьера на $\phi(t)$. При этом



После выключения света $\varphi(t)$ стремится к 0 со скоростью, определяемой постоянной времени т⁺. Поэтому в начале процесса релаксации после выключения света будет происходить быстрый спад со временем τ^+ , который с течением времени будет замедляться, пока время фотоответа не достигнет значения τ_0^+ , которое может на порядки величины превосходить время жизни в основном фотопроводнике τ (3.1). В случае поперечной фотопроводимости при толщине n^+ -области порядка радиуса экранирования время τ_0^+ может играть роль времени жизни всего фотопроводника.

В этом случае спектр фотопроводимости больше, чем при обычной фотопроводимости, похож на спектр поглощения ввиду возрастания фотопроводимости в глубине полосы основного поглощения (рост коротковолновой чувствительности). Происходящее увеличение времени жизни вблизи поверхности и уменьшение скорости поверхностной рекомбинации специфично для квазимонополярных полупроводников и диэлектриков с глубокими уровнями.

Для длительного хранения проводимости, созданной излучением, необходимо, чтобы протекающий ток не «разряжал» запасенные заряды. В рассмотренной модели это достигается расположением плоскости барьера параллельно линиям тока (рекомбинационный барьер). Если линии тока перпендикулярны плоскости барьера, барьер превращается из рекомбинационного в дрейфовый. Поэтому в поликристаллических образцах локализация рекомбинационных барьеров, окружающих зерна фотопроводника, зависит от геометрии фотопроводника (продольный или поперечный режим). Модель фотопроводника с двумя типами барьеров предложена в [28].

4.5. Униполярная отрицательная фотопроводимость.

Экспериментальные работы последних лет все чаще свидетельствуют о наличии эффекта отрицательной фотопроводимости в высокоомных фотопроводниках, обладающих высокой кратностью изменения сопротивления. Эффект отрицательной: фотопроводимости в ряде случаев зависит от полярности приложенного напряжения. Для объяснения этого эффекта невозможно применить модель Штокмана, которая разработана для однородных фотопроводников (в которых трудно ожидать зависимости от полярности внешнего напряжения), к тому же близких к состоянию термодинамического равновесия (присутствует равновесный уровень Ферми), Зависимость эффекта от внешнего напряжения не позволяет использовать также и модель уменьшения подвижности при освещении [29].

Для объяснения эффекта отрицательном фотопроводимости, зависящего от полярности приложенного напряжения, используем неоднородную модель, аналогичную предыдущей, но работающую в режиме продольной фотопроводимости (рис. 4.8).



Рис. 4.8. Отрицательная фотопроводимость продольного фоторезистора с n^+ -*n*-переходом:

а пространственная модель, б – эквивалентная схема на постоянном токе

Вид вольтамперной характеристики, а также других характеристик такой модели определяется, в отличие от предыдущего случая, сопротивлением ее высокоомной области

$$R_n >> R_{n+}$$

Образующиеся при воздействии собственного света дырки попадают в nобласть, вызывая увеличение ее сопротивления вследствие рекомбинации с электронами в обогащенном электронами слое вблизи $n-n^+$ -перехода. Это приводит к уменьшению проводимости при облучении собственным (коротковолновым) светом. Процесс протекает более эффективно, когда дырки затягиваются в *п*-область внешним напряжением (полярность максимального эффекта указана на рис. 4,8, а). Подобным же образом объясняется гашение запасенной в *n*области проводимости, которое может иметь место, если сама *n*-область неоднородна и содержат рекомбинационные барьеры, расположенные вдоль линий тока (например, поликристаллический или аморфный фотопроводник). 3CKOTC

4.6. Аномальная фотопроводимость

Одним из недостаточно объясненных явлений в современной физике остается аномальная фотопроводимость [3]. Эффект впервые наблюдался и наиболее подробно изучен на аморфном селене. Для получения аномального фотопроводника слой аморфного селена наносится испарением в вакууме на изолирующую (плексигласовую) подложку, покрытую пленочными металлическими электродами (например, золотыми) - рис. 4.9 а. Полученный образец на некоторое время помещается в стаканчик со ртутью, после чего его сопротивление уменьшается в $10^5 - 10^6$ раз. Затем образец помещается в криостат и при температуре 100-200 К облучается некоторое время сильным потоком белого света.



Рис. 4.9. Спектральная характеристика аномальной фотопроводимости

Основные черты аномальной фотопроводимости таким образом полученных образцов заключаются в следующем. Разность между световым и темновым значениями тока уменьшается вследствие того, что темновое значение тока (все измерения осуществляются при низкой температуре 100-200 К) никогда не достигает равновесного. Поэтому за характеристику аномальной фотопроводи-

мости принимается отношение $Z = \frac{i_a(730)}{i_a(420)}$, где

 i_a (730) - ток аномальной фотопроводимости при λ =730 нм, а i_a (420) - то же при λ =420 нм.



JeBCKOfC

Рис. 4.10. Строение (а) и эквивалентная схема (б) аномального фотопроводника: 1 - исходный селен, 2 - область, обогащённая ртутью; 3 - слой HgSe

Величина Z называется цветовой чувствительностью аномального фотопроводника. Спектральная характеристика аномальной фотопроводимости показана на рис. 4.10. Эта характеристика отличается от обычной отсутствием темнового тока. Значение, скажем $i_a(730)$, устанавливается независимо от направления снятия спектра (от больших длин волн к меньшим или наоборот) и не зависит от интенсивности света.

Главной особенностью аномальной фотопроводимости является зависимость проводимости только от спектрального состава, но не от интенсивности света. При этом время запасания для аномальной фотопроводимости очень велико (~1,5 года). Поэтому экспериментально наблюдается только неравновесная проводимость. Облучение синим светом (λ =420 нм) образца, предварительно облученного красным светом λ =730 нм), вызывает уменьшение проводимости. Таким образом, аномальная фотопроводимость характеризуется спектральной памятью и отрицательной фотопроводимостью. Изготовленный из аномального фотопроводника фоторезистор правильнее было бы называть «цветорезистором».

4.6.1. Модели аномальной фотопроводимости

4.6.1 1. Модель с удерживающими центрами

Длительное сохранение неравновесного состояния в аморфном селене, активированном ртутью, не может быть объяснено каким-либо известным механизмом рекомбинации, так как сечение захвата фотоносителя центром должно быть при этом менее 10⁻³² см². Поэтому вводится специальное понятие удерживающего центра («долгой ловушки») - так называемого У-центра. Удерживающие центры должны обладать следующими основными свойствами;

1. Носитель, попавший в У-центр, удерживается там практически неограниченное время.

2. Равновесные носители не проникают в У-центры.

3. Носитель, захваченный У-центром, может быть освобожден при поглощении кванта света.

Такой «долгой ловушкой» является, по мнению М.И. Корсунского [3], частица селенида ртути или ртути во впадине структурного рельефа пленки аморфного селена. Такая частица содержит порядка тысячи атомов и является субколлоидной.

Рассматриваемая модель не объясняет формы спектральной характеристики аномальной фотопроводимости.

4.6.1.2. Слоисто-барьерная модель с поглощением света свободными носителями

С.М. Рывкин [30, 31] полагает, что аномальный фотопроводник должен представлять собой слоистую структуру со слоями одного или разных полупроводников (например, *Se* и *HgSe*), разделенных потенциальными барьерами. Потенциальные барьеры могут преодолеваться свободными носителями, поглотившими фотон. При этом в одном слое может иметь место положительная, в другом отрицательная фотопроводимость. Модель объясняет независимость фотопроводимости от интенсивности света и экспериментально наблюдаемую обратную пропорциональность времени релаксации интенсивности света. Однако, как следует из дискуссии между М.И. Корсунским с сотрудниками [32] и С.М. Рывкиным [33], по-видимому, также не может правильно объяснить спектральную зависимость аномальной фотопроводимости аморфного селена, что требует дальнейшей детализации и специализации модели. Будущая модель аномальной фотопроводимости, отмечает С.М. Рывкин, должна быть вариантом барьерно-слоистой модели. После создания такой модели аномальная фотопроводимость должна перейти В разряд нормальных явлений,

4.6.1.3. Варизонная модель

На наш взгляд, причины аномальной фотопроводимости должны быть тесно увязаны с технологией аномального фотопроводника. В самом деле, при обработке слоя аморфного селена в парах ртути на поверхности возникает слой иного состава, о чем свидетельствует снижение сопротивления в $10^5 - 10^6$ раз. Таким поверхностным слоем является, по-видимому, слой *HgSe* - узкозонного вещества с электронной проводимостью, большой концентрацией и подвижностью электронов. Этот полупроводник имеет работу выхода меньшую, чем *Se*, и, следовательно, контакт *Se*- *HgSe* способен разделять электронно-дырочные пары, возникающие в селене при освещении коротковолновым светом. При этом дырки остаются *Se*, понижая проводимость обогащенного электронами слоя на границе с узкозонным полупроводником *HgSe*, а электроны уходят в узкозонный фотопроводник (рис. 4.11).



allie Boxoro

Рис.4. 11. Зонная энергетическая диаграмма (варизонная модель) аномального фотопроводника

Так объясняется отрицательная фотопроводимость - существенный атрибут аномальной фотопроводимости. Объяснение спектральной характеристики АФ следует, на наш взгляд, искать в особенностях зонной диаграммы гетероперехода, образованного широкозонным и узкозонным полупроводниками. В общем случае переход не является резким, поскольку составляющие его полупроводники образуют твердые растворы. Качественная зонная диаграмма для случая, когда ряд твердых растворов является непрерывным, показана на рис. 4.11. Для больших квантов (коротковолновый свет) зона-зонные переходы имеют место в широкозонном полупроводнике (участок 1 - левее точки А). При этом неравновесные электроны и дырки разделяются в электрическом поле объемного заряда таким образом, что широкозонный полупроводник заряжается положительно, что уменьшает его проводимость (в области объемного заряда, охватывающей значительную часть широкозонного полупроводника). С уменьшением энергии кванта "фронт" генерации смещается к поверхностным слоям фотопроводника и вплоть до .точки В характер разделения пар не изменяется. При меньшей энергии фотона (правее точки В) дырки движутся преимущественно слева направо. Область объемного заряда широкозонного полупроводника становится обогащенной электронами. Проводимость системы растет.

Следует отметить, что с изменением энергии светового кванта автоматически изменяется фронт генерации и наибольший вклад в генерацию электроннодырочных пар дает тот слой образца, у которого коэффициент поглощения выше, В области твердых растворов положение фронта генерации определяет результирующую проводимость системы, независимо от того, с какой, стороны больших или меньших энергий мы подходим к заданной величине кванта.

В области пространственного заряда (ОПЗ) пришедшие неравновесные носители заряда накапливаются, понижая барьер до определенной минимальной величины. Это состояние может быть достигнуто светом разной интенсивности за различное время, но оно является, в силу сказанного выше, зависящим только от положения фронта генерации, то есть от длины волны возбуждающего света. Поэтому аномальный фоторезистор чувствителен к длине волны света, а не к его интенсивности.

Для реализации такого механизма необходимо, чтобы обратная величина коэффициента поглощения была сравнима с протяженностью области твердых растворов, которые, впрочем, не обязательно должны образовывать непрерывный ряд. Условие, накладываемое на коэффициент поглощения, по-видимому, реализуется в действительности, поскольку протяженность области твердых растворов порядка 10⁻⁶ см [35], а коэффициент поглощения достигает величины 10⁶ см⁻¹. Столь большая величина коэффициента поглощения при средней интенсивности светового возбуждения может достигаться лишь при собственном поглощении.

Поступление носителей противоположного знака (электронов) в ОПЗ широкозонного полупроводника, особенно существенное для длинноволновой части спектра, возможно по одному из следующих механизмов: туннелирование по примесным уровням, надбарьерная эмиссия. Последний механизм может реализоваться при избытке энергии у свободного электрона, появившегося в результате перехода зона-зона либо при поглощении света свободными носителями заряда. В последнем случае трудно достичь необходимой величины коэффициента поглощения и селективности спектральной характеристики

Какой из механизмов перехода имеет место, можно установить на основании экспериментальных данных, которые говорят [35] о том, что время установления стационарного значения $A\Phi$ растет с ростом длины волны. Это может происходить в том случае, когда носитель переходит в ОПЗ широкозонного полупроводника на примесный уровень и требуется определенное время для его термического возбуждения в зону проводимости приведение в равновесие системы уровень туннелирует электрон и тем больше время его термического воз-буждения. Экспериментально время установления стационарного состояния прослеживалось до 10^5 с, что соответствует уровню, расположенному на расстоянии ~ 0,2 эВ от дна зоны проводимости.

Таким образом, разделение электронно-дырочных пар, созданных светом, в поле двух направленных навстречу друг другу потенциальных барьеров, один из которых образован широкозонным полупроводником и областью твердых растворов, а другой областью твердых растворов и узкозонным полупроводником, и приводит при низких температурах к специфической спектральной характеристике АФ.

Наличие остаточной проводимости, проявляющееся как спектральная память, связало с тем, что линии тока не пересекают плоскость гетероперехода и не «разряжают» запасенные заряды. Совокупность потенциальных ям (для дырок), обеспечивающих длительное сохранение полем ПЗ неравновесных носителей и связанную с ними неравновесную проводимость, можно назвать аналогом «долгой ловушки», или «удерживающего центра», тем более что в последующих публикациях М.И. Корсунский и сотрудники наделяют такой У-центр чертами макроскопической области полупроводника. Такую область, следовательно, можно рассматривать не только с позиций точечного дефекта, а и с по-

зиций области, несущей в себе пространственный заряд, что в ряде случаев дает более плодотворный подход для объяснения свойств неоднородного полупроводника. Путь объяснения свойств АФ с позиций процессов в гетеропереходе, предложенный С.М. Рывкиным, находит отражение и в последующих публикациях открывателей явления АФ [44, 45]. Для окончательного выяснения природы АФ требуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования, но, по-видимому, можно считать, что уже в настоящее время этот весьма сложный и интересный факт теряет характер аномалии, поскольку принципи-OHPHHHEBCI ально может быть объяснен в рамках привычных представлений,

4.7. Долговременные релаксации в фотопроводниках

Рассмотренные выше эффекты остаточной проводимости и аномальной фотопроводимости свидетельствуют о существовании больших (до 10^7 с) времен спада фототока. Наряду с этим, в ряде фотопроводников существуют большие времена релаксации фотопроводимости после включения освещения. Нарастающая релаксация фототока, продолжающаяся единицы-десятки минут и более была приписана ранними исследователями "вторичному" фототоку. Существует также спадающая релаксация фототока. Хотя, как показало предыдущее рассмотрение, представления о «первичном» и «вторичном» фототоке, встречающиеся в зарубежной литературе, не отражают всей сложности процессов, объяснение долговременных релаксаций в фотопроводниках и в настоящее время нельзя считать полностью разработанным. Трудности такого объяснения связаны с тем, что исследователям приходится иметь дело с неоднородным полупроводником, а физика неоднородных полупроводников еще только создает-СЯ.

Для того, чтобы представить себе трудности, возникающие при объяснении долговременных релаксаций, отметим, например, что уменьшение тока во времени после подачи освещения (спадающая релаксация или фотоэлектрическая утомляемость) связывается некоторыми исследователями с фотохимическими реакциями в твердой фазе.

Выше уже отмечалось, что в приконтактных областях монополярных полупроводников (а также вообще на границах однородных областей) наблюдается изменение канала рекомбинации при освещении. Протекающие процессы связаны с изменением заполнения рекомбинационных уровней в запрещенной зоне. Эти процессы требуют определенного времени, тем больше, чем меньше освещенность Неоднородность фотопроводника, например, наличие слабо засвеченных участков вблизи контактов, благоприятствует длительному протеканию этих процессов. А. Роуз отмечает, что «латентные» периоды фотопроводимости, сводящиеся фактически к медленному нарастанию фототока при малых освещенностях, связаны с перезарядкой системы рекомбинационных уровней, приводящей к очувствлению фотопроводника.

Медленное нарастание фототока (в течение десятков минут) при постоянных освещенности и напряжении наблюдалось на монокристаллах [7, 37],

пленках и порошковых слоях сульфида кадмия [38] и может быть устранено применением обогащенных контактов. Так, например, нанесение обогащенных контактов на пленочные образцы сульфида кадмия, содержавшие не омические контакты, непосредственно поверх старых, устраняло длительное нарастание фототока.

Не подменяя рассмотрения причин долговременных релаксаций в конкретных фотопроводниках и структурах на их основе, отметим, что такие процессы часто связаны с перераспределением напряжения между отдельными участками фотопроводника, обладающими разными фотоэлектрическими (рекомбинационными) свойствам. Это требует, как правило, рассмотрения не только различных возможностей генерации, движения и рекомбинации фотоносителей; в различных участках образца, но и его эквивалентной схемы, поскольку неоднородный фотопроводник иногда фактически представляет собой довольно сложное устройство полупроводниковой электроники.

Часть II

ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И ДРУГИЕ ЭФФЕКТЫ

Исследование неоднородных полупроводников, стимулированное в настоящее время развитием микроэлектроники, увеличивает интерес к различным методам изучения этих сложных объектов. Один из таких методов основан на наблюдении и анализе характеристик фотодиэлектрического эффекта. Этот эффект наблюдался на полупроводниках различного состава, кристаллической структуры, аморфных и органических полупроводниках. Однако наиболее ярко фотодиэлектрический эффект проявляется в широкозонных полупроводниках, обладающих большим разнообразием свойств. Разнообразию свойств изучаемых объектов, по-видимому, и обязаны мы различием воззрений на природу фотодиэлектрического эффекта. Сложностью интерпретации результатов измерений фотодиэлектрического эффекта, связанной также с необходимостью объяснять поведение глубоких центров, для которых не создано общей теории, вероятно, объясняется отсутствие монографий, а также обобщающих статей на эту тему. Единственная обзорная статья 9, появившаяся в последние годы, не охватывает результатов теоретических работ. В то же время фотоёмкостные измерения уже входят в практику [25, 26].

При изучении фотоэлектрических явлений в полупроводниках и диэлектриках возникает необходимость систематического изложения современных представлений о фотодиэлектрическом эффекте. Этот принцип положен в основу в данной части пособия. Основное внимание уделено феноменологии и теоретическому объяснению явлений. Конкретные методы измерения параметров почти не затрагиваются.

5. ВИДЫ ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

При изучении проводимости фотопроводников и кристаллофосфоров на переменном токе наблюдается фотодиэлектрический эффект (ФДЭ), заключающийся в увеличении ёмкости и диэлектрических потерь при освещении. Увеличение ёмкости может достигать нескольких порядков величины. Фотодиэлектрический эффект легко наблюдать, но не всегда легко объяснить. В связи , hilleBCKO с этим возникло несколько гипотез ФДЭ. Основные из них приведены ниже.

5.1. Формирование представлений

Г. Гарлик и А. Джибсон [1] предположили, что причиной является изменение поляризации зарядов, связанных на ловушках, вызывающее изменение диэлектрической проницаемости.

Х. Кальман с соавторами [23] считали, что ФДЭ представляет собой проявление фотопроводимости, измеренное иным способом. В образце, обнаруживающем ФДЭ, имеются области с большой фотопроводимостью, чередующиеся с областями, близкими по свойствам к изоляторам, проводимость которых очень мала и не зависит от освещённости. При освещении происходит «короткое замыкание» фотопроводящих областей, при котором эффективная толщина образца *d* уменьшается, а ёмкость возрастает.

Наконец, С.А. Фридрихов с соавторами [4] сообщили о наблюдении роста ёмкости диэлектрика с сетчатым верхним электродом при облучении ускоренными электронами средних энергий, слабо проникающими в вещество. При таком облучении происходит увеличение проводимости верхнего слоя диэлектрика, эквивалентное увеличение площади верхнего электрода.

Обычно ФДЭ измеряется в конденсаторе, заполненном фотопроводником (диэлектриком с потерями). Формула для емкости С плоского конденсатора позволяет установить внешние причины ФДЭ: NNTOCYP

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

где *є* - диэлектрическая проницаемость;

S - площадь конденсатора;

D - расстояние между пластинами.

Ёмкость, таким образом, может изменяться в результате изменения ε , S или d, либо при их совместном изменении.

Ж. Ру [5, 6] предложил различать ФДЭ I и II рода. ФДЭ связан с увеличением поляризуемости и диэлектрических потерь материала при освещении, а ФДЭ II рода - с увеличенном его проводимости.

Гипотеза об изменении аффективного расстояния между пластинами [7, 8] имеет 2 модификации. Конденсатор, заполненный фотодиэлектриком, считают двухслойным. Первый слой представляет собой основной фотопроводник с проводимостью, сильно изменяющейся при освещении, второй слой нечувствителен или малочувствителен к свету и представляет собой границы зерен поликристаллического фотопроводника либо области, примыкающие к электродам. В обоих случаях при расчёте характеристик ФДЭ образец заменяется эквивалентной схемой из двух последовательно соединённых емкостей с потерями, то есть зашунтированных сопротивлениями, одно из которых уменьшается на свету (сопротивление объёма), а второе остается постоянным (сопротивление прослоек).

Использование уравнений для кинетики свободного и связанного заряда стирает грань между ФДЭ I и II родов и выдвигает на первый план эквивалентную схему исследуемого образца (рис. 1.2). Поэтому в исследованиях последних лет фотодиэлектрический эффект стали все чаще называть фотоёмкостным.

Эквивалентная схема образца, обнаруживающего фотоёмкостный эффект, характеризуется двумя параллельными RC - цепочками, включёнными

iet wwe

Рис 1.2. Эквивалентные схемы конденсатора с фотодиэлектриком:

а - физическая,

б - измерительная;

 C_{v} и R_{v} - ёмкость и сопротивление объёма,

 C_S и R_S - ёмкость и сопротивление контактов или границ зерен,

*С*_э и *R*_э - параметры эквивалентной схемы



последовательно, одна из которых описывает поведение нейтральной (фоточувствительной области), а вторая области пространственного заряда вблизи контактов или на поверхности (границы кристаллита) либо диэлектрической прослойки.

Согласно эквивалентной схеме (рис. 1.2) кратность изменения ёмкости при освещении может достигать отношения $\kappa_c = \frac{d_1}{d_2}$, где d_2 - толщина фотопроводника, а d_1 – диэлектрической прослойки, если $L < d_1$. Таким образом, κ_c может достигать значений 10^2 - 10^3 и более. Столь большое изменение ёмкости трудно себе представить, находясь на позициях изменения только диэлектрической проницаемости под действием света. В самом деле, для этого пришлось бы предположить, что относительная диэлектрическая проницаемость достигает величины 10³ и более в материалах, не обнаруживающих сегнетоэлектрических свойств.

Ниже феноменологические проявления фотодиэлектрического эффекта будут рассмотрены более детально.

5.2. Метод эквивалентных схем

Как показали ещё Х. Кальман и соавторы [2], многие черты ФДЭ могут быть поняты из рассмотрения эквивалентных схем фотодиэлектрика. Отделив мысленно ОПЗ от нейтрального объема (базы), можно составить двухзвенную эквивалентную схему (рис.1.2). При измерении параметров конденсатора, независимо от метода измерения, результаты принято интерпретировать «на языке» параллельной R_3 - C_3 - цепочки.

Записывая адмиттансы обеих схем и приравнивая действительные и мнимые части, получим выражения для $C_{\mathfrak{I}}$ и $R_{\mathfrak{I}}$:

$$C_{3} = C_{V} \frac{g_{s}^{2} + g_{v}^{2} \frac{C_{s}}{C_{v}} + \omega^{2} C_{s} C_{s} + C_{v}}{g_{s}^{2} + g_{v}^{2} + g_{v}^{2} + C_{s} + C_{v}}$$

$$R_{3} = R_{V} \frac{g_{s} + g_{v}^{2} + \omega^{2} C_{s} + C_{v}}{g_{s} g_{s} + g_{v}^{2} + \omega^{2} C_{s} + C_{v}^{2}}$$

$$(2.39)$$

$$(2.39)$$

$$(2.39)$$

Здесь C_{\Im} и C_S - соответствующе емкости; R_V и R_S - сопротивления объёма фотодиэлектрика и приконтактной ОПЗ соответственно; $g_S = R_S^{-1}$, $g_V = R_V^{-1}$.

Упростим формулы (2.39) и (2.43) для случая сильного освещения. Этот случай характеризуется большим значением g_V . Пренебрегая членами, не содержащими g_V , в числителе и знаменателе (2.39) и вторым слагаемым по сравнению с первым в знаменателе (2.40), получаем

$$C_{\mathfrak{H}} = C_{\mathfrak{S}} \, \mathsf{и} \, R_{\mathfrak{H}} = R_{\mathfrak{S}}$$
 (2.41)

Этот результат означает, что эффективная толщина фотодиэлектрика уменьшилась при освещении до толщины ОПЗ. Отношение $d/l_{\mathfrak{I}}$ приблизительно определяет кратность ФДЭ, то есть отношение ёмкости на свету к ёмкости в темноте.

Зная зависимость параметров C_V , C_S , R_V , R_S от электрического поля, интенсивности, длины волны света, частоты, можно оценить поведение $R_{\mathcal{P}}$ и $C_{\mathcal{P}}$. Часто метод эквивалентных схем используется для качественных оценок.

5.3. Фотоиндуктивный эффект

В плёночных гетеропереходах на основе селенида кадмия в звуковом диапазоне частот переменного электрического сигнала наблюдается индуктивный характер реактанса при освещении или подаче постоянного смещения. Обычно при освещении высокоомных плёночных структур на основе селенида кадмия имеет место фотоёмкостный эффект, проявляющийся в увеличении эквивалентной ёмкости с увеличением проводимости при освещении [2, 29]. В рассматриваемом здесь случае в плёночной гетероструктуре типа $SnO_2 - CdSe - CdO(CdS:Cd$ или In_2O_3) наблюдалась обратная картина: в области максимума спектральной чувствительности селенида кадмия (рис. 3.10, кривые 3, 4) эквивалентная ёмкость образцов минимальна и может принимать отрицательные значения (рис. 3.10, кривые 1,2) при обеих полярностях смещения и освещения как со стороны электрода CdO (рис. 3.10), так и со стороны SnO_2 .

Другой особенностью исследованных гетеропереходов является то, что с ростом приложенного смещения ёмкость принимает отрицательные значения. Типичное поведение вольт - емкостных зависимостей представлено на рис. 3.11 (кривая 1) для структуры CdO - CdSe - CdS:Cd при освещении сильнопоглощаемым светом (700 нм). Кривая симметрична относительно нулевого смешения, как электрода CdO и CdS:Cd образуют с высокоомным фотопроводящим селенидом кадмия омический контакт.

Рис. 3.10. Спектральные зависимости эквивалентных ёмкости и сопротивления гетероструктуры SnO_2 - $CdSe - CdS:Cd: 1, 2 - C_3$ при освещении со стороны CdS- Cd и смещении ± 1 В соответственно; 3, 4 - R_3 при тех же условиях

ocyta



Темновая вольт - емкостная характеристика и зависимость, полученная при освещении слабопоглощаемым светом, имеют такое же поведение. На рис 3.11 (кривая 2) представлена вольт - омная характеристика эквивалентного со-противления.

Исследования проводились с применением переменного электрического напряжения звуковой частоты на установке, описание которой приведено в [41]. Представленные на рис. 3.10 и 3.11 результаты были получены на частоте 10 кГц.

Первой известной нам попыткой объяснения индуктивного и фотоиндуктивного эффектов в квазимонополярном полупроводнике является работа [42], где появление индуктивности связывалось с процессами в области приконтактного обеднения. В нашем случае контакты квазиомичны, то есть приконтактные области обеднения отсутствует. Кроме того, как отмечаюсь выше, эффект не зависит от полярности постоянного смещения.

Рис. 3.11 Вольт - емкостная (I) и Вольт - омная (2) характеристика гетероструктуры SnO_2 - CdSe - CdS:Cd при освещении со стороны CdS:Cd сильнопоглощаемым светом λ =730 нм)



Независимость эффекта от полярности приложенного напряжения не позволяет также использовать в данном случае подход, примененный в гл. 4. Для объяснения необходимо выбрать какой - либо «объёмный» механизм. В качестве такового ниже рассмотрен механизм, зависящий от поля, например ударной ионизации уровней прилипания для электронов [43].

Рассмотрим фотопроводник, в запрещённой зоне которого содержатся уровне прилипания с концентрацией N, которые могут ионизоваться ударно, и центры рекомбинации, концентрация пустых мест на которых равна p_r . Будем считать, что распределение концентрации свободных носителей в объёме постоянно.

Если к образцу приложено постоянное и малое переменное (синусоидальное) напряжение, так что $U=U_0+U_1e^{i\omega t}$, то все искомые величины могут быть представлены в виде

$$f=f_0+f_1e^{i\omega t} \qquad (3.12)$$

то f_0 - стационарное решение, а f_1 - амплитуда переменной составляющей искомой величины. При этом $|f_1| << |f_0|$.

Так как распределение концентрации свободных носителей равномерно, то правая часть уравнения Пуассона равна нулю, то есть

$$n_l + n_{tl} + n_{rl} = 0$$
 (3.13)

где n_1 - переменная концентрация свободных носителей, n_{t1} и n_{r1} - переменные концентрации носителей, захваченных на уровни прилипания и рекомбинации соответственно.
Диффузионная составляющая тока проводимости равна нулю. Следовательно, пренебрегая величинами второго порядка малости, выражение для полного переменного тока *j*₁ можно записать в виде

$$j_1 = q\mu \, \mathbf{A}_0 E_1 + E_0 n_1 + i\omega \frac{\varepsilon}{4\pi} E_1 \tag{3.14}$$

где *n* - концентрация свободных носителей,

Е - напряженность электрического поля.

Уравнение (3.14) удобно записать относительно комплексной проводимости переменного тока $\sigma_l = j_l / E_l$: (3.15).

$$\sigma_1 = q\mu \left(n_0 + E_0 \frac{n_1}{\xi_1} \right) + i\omega \frac{\varepsilon}{4\pi}$$

Импеданс фоторезистора Z получается интегрированием удельного комплексного сопротивления по всей толщине образца d:

$$Z = \int_{0}^{d} \frac{dx}{\sigma_{1}} = \left(\frac{1}{R_{9}} + i\omega C_{9}\right)^{-1}$$
(3.16)

Здесь R_{\ni} а C_{\ni} - эквивалентное сопротивления и ёмкость образца, записанные в терминах параллельной R_{\Im} - C_{\Im} - цепочки.

Ø7

Если вероятность разброса электрона с уровня прилипания зависит от напряженности электрического поля, $\beta = \beta(E)$, то в силу малосигнальности можно считать, что

$$\beta \mathbf{E}_0 + E_1 = \beta \mathbf{E}_0 + \frac{d\beta}{dE_0} E_1 \qquad (3.17)$$

Из уравнения кинетики захвата свободных носителей на уровни прилипания, записанного с. учетом (3.12) и (3.17), пренебрегая величинами второго порядка малости, получим связь между переменными концентрациями свободных носителей на уровнях прилипания и в зоне проводимости:

$$n_{t1} = \frac{n_1 - \frac{d\beta}{dE_0} E_1 n_{t0} \tau_{\mathcal{I}}}{i\omega \tau_{\mathcal{I}} + n_0 N n_{to} N - n_{to}}$$
(3.18)

 $\tau_{\pi} = \gamma - n_t$ - время захвата свободных носителей на ловушки, γ - вероятность захвата свободных носителей.

Из уравнения для кинетики захвата свободных носителей на центры рекомбинации при условии зона - зонной генерации аналогичным образом получим связь между n_{r1} и n_1 :

$$n_{r1} = \frac{n_1}{i\omega\tau_r + n_0 / p_r}$$
(3.19)

где τ_r - время жизни свободных носителей.

В высокоомных квазимонополярных Фотопроводниках типа A^2B^6 в широкой области интенсивностей световой генерации концентрация электронов, захваченных на уровни прилипания, и концентрация пустых мест на уровнях рекомбинации на несколько порядков величины превышает концентрацию свободных носителей [44, 45].

Следовательно, можно считать, что даже при достаточно низких частотах переменного электрического сигнала $\omega \tau_r >> n_0/p_r$ и $\omega \tau_J >> n_0 N/n_{t0}(N-n_{t0})$.

Тогда из (3.13), (3.18) и (3.19) следует, что



Из (3.20), (3.15), (3.16) получим выражение для эквивалентного сопротивления и эквивалентной ёмкости фоторезистора

$$C_{\mathcal{F}} = C_{r} \left[1 - E_{0} \frac{d\beta}{dE_{0}} \frac{\tau^{2}}{\vartheta \theta} \frac{\tau^{2}}{\vartheta \tau^{2} + 1} \right]$$
(3.21)
$$R_{\mathcal{F}} = \frac{R_{CT}}{1 + E \frac{d\beta}{dE_{0}} \cdot \frac{\tau}{\vartheta \tau^{2} + 1 \vartheta}}$$
(3.22)

где C_r - геометрическая ёмкость образца, θ - время диэлектрической релаксации, R_{CT} - сопротивление постоянному току, $\vartheta = \frac{n_0}{n_{t0}}$. Знак произведения

 $E_0 \frac{d\beta}{dE_0}$ не зависит от знака E_0 и всегда положителен.

Из выражения (3.21) видно, что уменьшение ёмкости и переход её к отрицательным значениям связаны с абсолютной величиной второго члена, стоящего в скобках. Уменьшение времени диэлектрической релаксации θ , вызываемое ростом тока при освещении или увеличении электрического поля, влечет за собой рост этого числа. Кроме того, с ростом электрического поля увеличива-

собой рост этого числа. Креще с уровня прилипания (β и $\frac{d\beta}{dE_0}$), что в це-

лом приводит к возрастанию второго члена. Следовательно, при определённых условиях возможно возникновение отрицательного емкостного эффекта. Условия ещё более облегчаются при освещении вследствие уменьшения времени диэлектрической релаксации θ , что определяет появление фотоиндуктивного эффекта. Jepht

5.4. Остаточная фотоемкость

Результаты исследования фотоиндуктивного эффекта, сопровождающегося медленной релаксацией фотоёмкости, приводятся в работе [61]. Фотоиндуктивный эффект наблюдался в области резкого возрастания тока от напряжения и может быть использован для выяснения причин такого крутого роста тока (показатель степени в зависимости тока от напряжения составлял 11 - 16). К таким причинам относят либо заполнение, либо опустошение ловушек. В том случае, когда крутой участок ВАХ сопровождается отрицательным значением малосигнальной ёмкости, речь на основе сказанного выше (см. также [46, 47]) может идти об опустошении ловушек. Таким образом, измерения ёмкости и фотоемкости могут дать ответ на вопрос о механизме крутого участка ВАХ.

Явление медленной релаксации фотоемкости также нуждается в объясне-НИИ.

В самом теле, для поддержания повышенного значения ёмкости (выше геометрического) после прекращения освещения необходимо, чтобы значение концентрации в объёме фотодиэлектрика или зерна, входящего в его состав, значительно превышало темновое. Выбросы основных носителей из глубоких ловушек, способные при низкой температуре дать требуемые времена, часто не могут поддержать концентрацию свободных носителей на требуемом уровне. Поэтому для объяснения остаточной ёмкости может быть предложена модель, аналогичная той, которая объясняет остаточную проводимость.

Простейшая модель для фотоконденсатора, с остаточной ёмкостью представлена на рис. 3.12.

Рис. 3.12. Модель остаточной проводимости и остаточной емкости в продольном фоторезисторе:

а - пространственная; б - энергетическая (1,2 - электроды, 3 - про-



Свет, проникая через электроды 1, вызывает увеличение концентрации носителей заряда в зернах поликристаллического полупроводника. Неосновные носители заряда уходят в высокоомную прослойку 3,4. В прослойке 4 эти носители сохраняются длительное время, поскольку линии тока не пересекают ее и не разряжают накопленный заряд. Прослойки 4 называют рекомбинационными барьерами, а прослойки 3 - дрейфовыми [48, 49].При сильном освещении ёмкость фотодиэлектрика определяется суммарной толщиной прослоек 3,а генерированные пары разделяются на границах зерно - прослойка 4 (неосновные носители в прослойке). После выключения света неравновесные носители заряда рекомбинируют не сразу, поскольку часть из них пространственно разделена. Поэтому наряду с быстрой компонентой спада емкости (часто преобладающей по величине) имеется и медленная. Нетрудно заметить, что изображенная на рис.3.12 модель пригодна и для объяснения остаточной проводимости в продольном фоторезисторе. Запасание носителей заряда будет эффективным, если размеры зерен близки к длине Дебая.

5.5. О прохождении переменного тока в неоднородных кристаллах с подвижной объёмной неоднородностью

Рассмотрим квазимонополярный полупроводник с неоднородным распределением концентрации свободных носителей по толщине. При этом безразлично, в силу каких причин создаётся однородность, то есть природа неоднородности несущественна - это может быть и неоднородная скорость генерации свободных носителей, неоднородное легирование или неоднородность, создаваемая приконтактными полями.

Пусть к образцу приложено постоянное и малое переменное напряжение. Под действием переменного напряжения потечёт в первую очередь ток, обусловленный переменным электрическим полем, который в дальнейшем будем называть омическим $\overline{J_0}$. Наряду с омическим током течёт и ток смещения $\overline{J_c}$, который носит емкостной характер. Кроме того, переменное поле меняет распределение концентрации свободных носителей в полупроводнике и, следовательно, несколько изменяет его сопротивление. А так как к образцу приложено постоянное напряжение, то в силу того, что его сопротивление меняется, потечёт дополнительный переменный ток, который будем называть концентрационным $\overline{J_k}$

Следовательно, можно сделать вывод, что общий переменный ток в проводнике с неоднородным распределением концентрации свободных носителей складывается из трех токов: омического, тока смещения и концентрационного тока. Из уравнения (4.1) видна и форма записи для этих токов:

$$J_0 = q\mu n(x)\overline{E}(x) \tag{4.21}$$

$$\overline{J_c} = i \frac{\omega \varepsilon}{4\pi} \overline{E}(x) \tag{4.22}$$

$$\overline{J_K} = \frac{j}{n(x)} \overline{n}(x) \tag{4.23}$$

(Уравнение (4.22) записано в пренебрежении дисперсией \mathcal{E}).

HILEBCKOTO Если свободными носителями являются электроны, то при отрицательном градиенте концентрации отрицательный импульс напряжения вызовет уменьшение сопротивления образца, так как свободные носители будут затягиваться электрическим полем из областей с повышенной концентрацией в области, где их концентрация меньше (напряжение считается отрицательным, когда под его воздействием электроны движутся в положительном направлении оси). При этом, если через образец течёт отрицательный стационарный ток, то уменьшение отрицательным импульсом поля сопротивления образца вызовет отрицательный импульс концентрационного тока, то есть омический и концентрационный токи в этом случае склеиваются.

Положительный импульс напряжения приведет к увеличению сопротивления образца и, следовательно, к некоторому уменьшению отрицательного стационарного тока, что аналогично положительному всплеску переменного тока, то есть в этом случае омический и концентрационный токи складываются.

Таким образом, если в электронном полупроводнике произведение плотности стационарного тока на градиент концентрации свободных носителей больше нуля, то концентрационный и омический токи складываются.

При отрицательном градиенте концентрации свободных электронов отрицательный импульс напряжения вызовет, как уже отмечалось выше, некоторое уменьшение сопротивления образца, но если стационарный той положителен, то уменьшение сопротивления вызовет положительный всплеск концентрационного тока. В этом случае концентрационный ток вычитается из омического, имеющего одинаковую полярность с напряжением.

При положительном импульсе напряжения сопротивление образца несколько увеличивается, а стационарный положительный ток уменьшается, что эквивалентно отрицательному всплеску концентрационного тока, то есть и здесь концентрационный той вычитается из омического.

В результате проведенных выше рассуждений можно сделать вывод о том, что при прохождении переменного электрического тока через образец с неоднородным распределением концентрации свободных носителей важен знак произведения плотности стационарного тока на градиент концентрации свободных носителей. Если знак такого произведения положителен, то для электронного полупроводника концентрационный и омический токи складываются, а если отрицателен, - вычитаются. Проводя аналогичные рассуждения для случая дырочного полупроводника, легко показать, что положительный знак произведения плотности стационарного тока на градиент концентрации свободных дырок приводит к тому, что концентрационный ток вычитается из омического, если же $j\frac{dp}{dx} < 0$ то концентрационный ток складывается с омическим.

Следовательно, тип полупроводники не имеет принципиального значения, и в дальнейшем мы будем все рассуждения проводить для электронного полупроводника.

Рассмотрим теперь подробнее характер концентрационного тока. Переменное напряжение изменяет распределение концентрации свободных носителей, и в каждый момент времени равновесие устанавливается за счёт того, что уход или приход свободных носителей создаёт дополнительный объёмный заряд, экранирующий действие внешнего переменного поля. При этом переменный объёмный заряд может создаваться как свободными носителями, так и носителями, захваченными на центры прилипания или центры рекомбинации. Захват носителей на центры приведёт к тому, что плотность объёмного заряда повышается и распределение концентрации свободных носителей с течением времени как бы «прижимается» к стационарному.

Итак, при наличии центров захвата концентрационный ток имеет спадающую релаксацию, то есть помимо активной еще и реактивную составлявшую.

Спадающая релаксация концентрационного тока в общем переменном токе проявляется по - разному в зависимости от знака произведения плотности стационарного тока на градиент концентрации свободных носителей.

Если $j\frac{dp}{dx} > 0$, то концентрационный и омический токи, а также ток смещения складываются. При этом общая спадающая релаксация переменного тока обусловлена уже не только спадающей релаксацией тока смещения, но и спадающей релаксацией концентрационного тока, то есть общий спад тока увеличивается. Это можно интерпретировать как включение дополнительной ёмкости, обусловленной концентрационным током, параллельно зарядовой ёмкости, обусловленной концентрационным током, параллельно зарядовой ёмкости, обусловленной током смещения. Будем в дальнейшем называть эту ёмкость по аналогии с диффузионной [9] дрейфовой ёмкостью. Активная составляющая концентрационного тока складывается с омическим током и несколько увеличивает общую активную составляющую переменного тока. Это можно также интерпретировать как параллельное включение к омической проводимости некоторой шунтирующей проводимости.

Если знак произведения плотности стационарного тока на градиент концентрации свободных электронов отрицателен, то концентрационный ток вычитается из суммы омического тока и тока смещения. Теперь спадающая релаксация концентрационного тока будет приводить к спадающей релаксации общего переменного тока. В этом случае реактивность концентрационного тока проявляется как включение параллельно зарядовой отрицательной ёмкости (индуктивности). Активная составляющая концентрационного тока вычитается из омического тока и уменьшает общую активную составляющую переменного тока, что можно интерпретировать как включение параллельно омической проводимости некоторой отрицательной проводимости.

Как видно из (4.21 - 4.23), величина концентрационного тока зависит от величины стационарного тока, тогда как омический переменный ток и ток смещения в первом приближения от величины стационарного тока не зависят. Следовательно, меняя величину стационарного тока, можно изменить соотношение между величиной концентрационного тока и величиной суммы омического тока и тока смещения. При этом возможны различные варианты характера реактивной и активной составляющих общего переменного тока.

Таким образом, качественный анализ переменного тока, проходящего через кристалл с неоднородным распределением концентрации свободных носителей, полазал принципиальную возможность реализации в такой структуре как положительного эквивалентного сопротивления с положительной или отрицательной ёмкостью, так и отрицательно эквивалентного сопротивления также с положительной или отрицательной эквивалентной ёмкостью. Кроме того, существует возможность получения чисто активного сопротивления (положительного или отрицательного) или чисто реактивного сопротивления (емкостного или индуктивного).

Выше мы рассматривали резкий фронт концентрационного тока в момент включения и выключения переменного напряжения, что эквивалентно быстрому затягиванию свободных носителей переменным полем. На самом же деле свободные носители затягиваются не мгновенно и скорость их затягивания определяется временем диэлектрической релаксации θ . Следовательно, концентрационный ток будет иметь и нарастающую релаксацию, обусловленную конечной скоростью затягивания полем свободных носителей наряду со спадающей релаксацией, обусловленной захватом свободных носителей на ловушки.

На низких частотах, когда $\omega\theta <<1$, нарастающей релаксацией можно пренебречь и передний фронт концентрационного тока можно считать резким. При повышении частоты переменного электрического сигнала, с одной стороны, уменьшается захват носителей на центры, а с другой стороны, увеличивается роль инерционности, связанной со временем затягивания свободных носителей. Это приведёт к тому, что концентрационный ток будет иметь уже не спадающую во времени, а нарастающую релаксацию.

При $j\frac{dp}{dx} < 0$ концентрационный ток, складываясь с омическим током и током смещения, может привести к индуктивному характеру инерционности общего переменного тока. Если же $j\frac{dp}{dx} > 0$,то на этих частотах перехода от емкостного характера инерционности к индуктивному не будет.

Одна из сторон этой модели, правда, вне связи со знаком произведения $j\frac{dp}{dx}$ и без учета нарастающей релаксации концентрационного тока, была рассмотрена в [60, 42]. В [49] при расчёте импеданса диэлектрического диода с ловушками $(j\frac{dp}{dx} > 0)$ было показано, что наличие ловушек может приводить к увеличению эквивалентной ёмкости. В [42] была указана возможность реализации на обеднённом контакте металл - квазимонополярный фотопроводник $(j\frac{dp}{dx} < 0)$ индуктивного характера реактивности. В однородном фотопроводнике реактивная составляющая импеданса может носить индуктивный характер, если наблюдается ударная ионизация ловушек [43] (гл. 4).

Решая систему уравнений для случая подвижной неоднородности, можно получить выражение для эквивалентных параметров. Зададим, как мы это часто делали и раньше, координатную зависимость скорости фотогенерации в виде экспоненты $e^{-\alpha x}$ и возьмём следующую её аппроксимацию:

 $e^{-\alpha x} \approx (1 + 2\alpha x)^{-1/2} \tag{4.24}$

Из решения соответствующей системы уравнений [60, 61] получим следующую зависимость эквивалентных параметров образца:

$$R_{\Im} = R_{CT} \left[1 - j \frac{\alpha \varepsilon (\omega \tau_{o\sigma})^{2}}{4\pi q^{2} \mu n_{0}^{2} (\omega^{2} (\tau_{o\sigma})^{2} + 1)} \right]^{-1}$$
(4.25)
$$C_{\Im} = -j C_{\Gamma} \frac{\alpha \tau_{o\sigma}}{q n_{0} (\omega^{2} (\tau_{o\sigma})^{2} + 1)}$$
(4.26)

Здесь $R_{CT} = d/q\mu n_0$ - стационарное сопротивление образца ($\omega = 0$), $\tau_{0\sigma}$ - время жизни в объеме фотопроводника, $C_{\Gamma} = \varepsilon/4\pi d$ – геометрическая ёмкость образца.

Как видно из (4.25) и (4.26), при j>0 эквивалентное сопротивление и эквивалентная ёмкость продольного фоторезистора могут стать отрицательными. Для того, чтобы отрицательным стало эквивалентное сопротивление, необходимо, чтобы

$$\frac{\alpha j(\omega \tau_{0\sigma})^2 \theta}{q n_0 [(\omega \theta)^2 + 1]} > 1$$
(4.27)

Знак же эквивалентной ёмкости здесь определяется знаком стационарного тока. Это связано с тем, что при выводе (4.25) и (4.26) мы пренебрегли током смещения и поэтому в окончательных выражениях отсутствует геометрическая ёмкость образца, которая и определяется этим током. Следовательно, в реальном случае эквивалентная ёмкость, описываемая (4.26), будет проявлять не непосредственно, а на фоне геометрической ёмкости, и для того чтобы общая эквивалентная ёмкость стала отрицательной, необходимо, чтобы

$$\frac{\alpha j \tau_0}{q n_0 [(\omega \tau_{0\sigma})^2 + 1]} > 1$$

Физические причины, обусловливающие возможность смены знака у активной и реактивной составляющих импеданса фотопроводника, были рассмотрены ранее. В данном случае мы пренебрегаем знаком смещения и тем самым не учитываем конечность скорости затягивания свободных носителей переменным электрическим полем.

Результаты этой главы имеют применение не только к неоднородным фотопроводникам, но и к неоднородным полупроводникам вообще. В настоящее время неоднородное легирование полупроводников широко применяется в технологии полупроводниковых приборов. В качестве примера можно привести неоднородное распределение примеси на базе дрейфового транзистора.

Результаты, приведённые в этой главе, показывают, что импеданс неоднородного полупроводника может состоять как из положительных, так и из отрицательных действительных и мнимых части. Анализ отрицательной действительной части импеданса (отрицательного сопротивления) выходит за рамки нашей основной тематики. Что касается отрицательной ёмкости (квазииндуктивности) то, как мы уже убедились, она может быть получена как при учете особого поведения уровней в запрещенной зоне (см. главу 3), так и без такого учёта [60].

Этот вывод представляет интерес в том отношении, что позволяет в некоторых случаях отделить специфическое влияние глубоких центров на импеданс от влияния пространственных (макроскопических) неоднородностей. Такая возможность, предоставляемая при исследовании фотоэлектрического эффекта, тем более ценна, что глубокие центры благодаря явлению компенсации часто входят в состав макроскопических областей, образующих в кристалле другую фазу (преципитат).

В заключение заметим, что поведение импеданса при освещении не очень точно характеризуется термином «фотоемкостный эффект» получившим распространение в последнее время. Более точным было бы название «фотоимпедансный эффект».

В последние годы вновь проявляется интерес к фотоиндуктивному эффекту. В работе [70] экспериментально исследованы импульсные свойства фотоиндуктивного элемента на основе кристалла и сделан вывод о влиянии на характер импеданса фотозапорного контакта, как это было теоретически предсказано в [42].

Индуктивный характер импеданса при освещении обнаружен в кремниевых солнечных элементах [71].

5.6. Применение к биполярному транзистору

Как объяснить (качественно) процессы в дрейфовом транзисторе с использованием представлений $jgrad\Delta n < 0$?



billeBCKOFO

При таком легировании и смещении (полярность) наступает «индуктивность» в базе.



$$f_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30 r_{\delta} C_{\kappa}}}$$
$$Q = \frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30 r_{\delta} C_{\kappa}}$$

5.7. О классификации различных проявлений ФДЭ

Изложенное выше показывает, сколь сложными могут быть проявления фотодиэлектрического эффекта, а также условность существующего разделения по механизмам на ФДЭ I и II рода вследствие того, что оба механизма могут сосуществовать и проявляться либо одновременно, либо в различных диапазонах внешних воздействий (освещённости, температуры, постоянного смешения, частоты).

Рассмотренные выше особенности проявления ФДЭ связаны, как правило, с внутренней или контактной неоднородностью рассматриваемых фотодиэлектриков. Число этих особенностей будет расти по мере дальнейшего изучения фотоэлектрических свойств неоднородных полупроводников. Уже в настоящее время всё больше утрачивается смысл, первоначально вкладывавшийся в понятие «фотодиэлектрический эффект», которое фактически, как отмечалось выше, заменяется понятием «фотоимпедансный эффект».

Основная масса выполненных исследований была посвящена «фоемкостному эффекту», который имеет несколько разновидностей, связанных с изменением одной из величин, входящих в формулу (1.1).

Так, если изменение претерпевает диэлектрическая проницаемость, то мы имеем дело с ε - ФЕЭ, если изменяется эффективное расстояние между пластинами, то - с d -ФЕЭ, если переменной величиной становится эффективная площадь электродов, то - с S -ФЕЭ. Наибольшее распространение имеет d -ФЕЭ, способный дать наибольшую кратность (коэффициент перекрытия). S -ФЕЭ пока мало исследован, хотя получаемая здесь кратность может достигать значительной величины (например, 10 + 100). Наименьшей максимальной кратностью, по-видимому, обладает ε - ФЕЭ.

В области звуковых и более высоких частот, где наиболее ярко проявляется так называемый фотодиэлектрический эффект, например там, где кратность изменения ёмкости при совещании велика, целесообразно ввести новую классификацию различных проявлений фотоимпедансного эффекта (рис. 4.3). В этой классификации фотоиндуктивный эффект(ФИЭ) делится на фотоемкостный (ФЕЭ) и фоторезистивный (ФРЭ). ФЕЭ в ФРЭ могут быть положительными (рост ёмкости и проводимости при освещении) и отрицательными (уменьшение указанных параметров с ростом освещённости, включая

Рис.4.3. Новая классификация проявлении фотоэлектрического (фотоимпедансного эффекта. - ФИЭ): ФБЭ - фотоем-костный эффект, ФРЭ - фоторезистивный + ФЕЭ - ФЕР - ФЕЭ - ФЕР - ФЕ



и принятие ими отрицательных значений - см. критерий положительной и отрицательной малосигнальных ёмкости и сопротивления в 4.2). ФИЭ, возникающей при измерении проводимости при освещении (σ -ФИЭ), делится на зависящий от изменения эффективной площади электродов при освещении (S -ФИЭ) или расстояния между ними (d - ФИЭ). Собственно ФДЭ обозначен как ε - ФИЭ,

5.8. Применение фотодиэлектрического эффекта

Измерение фотоёмкости, как и емкостные измерения вообще, позволяет определить ряд параметров полупроводников, таких, как: концентрация ионизированных центров и их пространственное распределение, глубина залегания образованных ими уровней энергии, сечение захвата носителей и фотонов. Емкостные измерения позволяют определить также высоту потенциальных барьеров в полупроводниковой структуре. Поскольку интерпретация результатов емкостных измерений часто достаточно сложна, требуется иметь комплекс характеристик (световых, спектральных, частотных зависимостей от постоянного смещения) эквивалентных параметров. Иногда к этим зависимостям нужно добавить характеристики стационарного фототока, фото - ЭДС и т. д. [62].

Поведение фотоёмкости как элемента электрической цепи описано в [29].

5.8.1. Фотоварикапы

В последние годы в радиоэлектронных и измерительных схемах применяются полупроводниковые светочувствительные ёмкости (фотоварикапы), позволяющие совместить в одном приборе преобразование световой энергии в электрический сигнал и параметрическое усиление этого сигнала.

Вентильный фотоэлемент, используемый как фотоварикап, должен иметь высокую добротность ёмкости в рабочем диапазоне частот. Однако фотоэлементы, изготовленные из высокоомного кремния, имеют большое последовательное сопротивление и низкую добротность, поэтому они мало пригодны как фотоварикапы. Снижение сопротивление базы вентильного фотоэлемента делает возможным использование его в качестве фотоварикапа с высокой добротностью. Характеристики фотоварикапов на основе кремния и арсенида галлия приводятся в работе [56]. Разработанные фотоварикапы работают в области звуковых и ультразвуковых частот.

Важнейшим параметром фотоварикапа является коэффициент световой чувствительности, характеризующий относительное изменение ёмкости на единицу светового потока Ф. В вентильном режиме при малых фототоках коэффициент светочувствительности может быть вычислен из

$$K_{\phi} = \frac{R_0 K_T}{n \cdot \upsilon_K} \tag{6.1}$$

 R_0 - сопротивление р - п -перехода при v=0, Ом,

 K_T - чувствительность фотоварикапа к световому потоку, А/Вт.

В фотодиодном режиме K_{ϕ} меньше, чем в вентильном. Температурный коэффициент ёмкости в вентильном режиме ~10⁻³ · K^{-1} . Описываемые фотоварикапы применялись для усиления слабых фототоков и для индикации перемещения слабых световых лучей.

5.8.2. Динамический фотоконденсатор

Для повышения стабильности и чувствительности усилителей постоянного тока производят преобразование постоянного тока в переменный сигнал, который затем усиливается резонансными или широкополосными усилителями переменного напряжения. В качестве модуляторов напряжения обычно используются механические динамические конденсаторы. В таких конденсаторах ёмкость механически изменяется с определенной частотой. Механические модуляторы наряду с положительными свойствами обладают существенными недостатками: низкой частотой преобразованного напряжения, определяемой резонансными характеристиками механической колебательной системы (обычно сотни герц), невысокой долговечностью, относительно большими габаритами и весом и другими.

Использование фотоварикапов в качестве динамических конденсаторов позволяет значительно улучшить основные параметры измерительной аппаратуры.

Фотоварикапы изготовлялись [65] из кремния р - типа. Поверхность образца травилась в полирующем травителе, после чего напылялся тонкий (~ 1000 Å) слой SiO_2 .Металлический электрод специальной формы наносился напылением серебра в вакууме. При изготовлении фотоварикапов особое внимание уделялось обеспечению начального поверхностного потенциала кремния в области сильных истощающих изгибов зон. Это условие является принципиальным, так как при этом C - V - характеристика МДП-структуры обладает максимальной крутизной. Модуляция ёмкости фотоварикапа осуществлялась светодиодом из арсенида галлия.

Блок - схема измерительной установки изображена на рис. 5.1. Постоянное напряжение поступает на вход фотоварикана ФВ через переключатель либо от ионизационной камеры, нагруженной на высокоомное сопротивление R_{BX} , либо (для калибровки) через сопротивление R_{BX} 10⁹ + 10¹² Ом, имитирующее внутреннее сопротивление ионизационной камеры. Принцип работы оптоэлектронного преобразователя данного типа состоит в следующем. При освещении фотоварикапа синусоидально модулированным светом его ёмкость изменяется, и на сопротивлении нагрузки R_H появляется переменное напряжение, которое затем усиливается и регистрируется. Возникающая попутно фото - ЭДС компенсируется.

Описанные выше применения пока лишь в небольшой степени используют функциональные возможности фотоемкостного эффекта.

Рис. 5.1. Блок-схема измерительной установки с фотоварикапом, преобразующей постоянный ток ионизационной камеры в переменный



Поэтому в книге [66] содержится призыв к радиолюбителям шире использовать фотоемкостный эффект. В качестве одной из таких нереализованных возможностей укажем на подавление фотоемкостного эффекта в продольных фоторезисторах. В преобразователе изображения, работающем на переменном токе, типа фотопроводник - электролюминофор ёмкость фотопроводника мешает усилению изображения [67]. Использование отрицательного фотоемкостного эффекта могло бы улучшить характеристики такого преобразователя.

6. ПОНЯТИЕ О ШУМАХ ФОТОПРОВОДНИКОВ

Наряду с удельной чувствительностью фотоприёмника, выражаемой в мка/лм, числе электронов на фотон, существенным является отношение "сигнала" к "шуму".

"Сигнал"- средний фототок, "шум"- среднеквадратичная величина флуктуации тока около его среднего значения. Шумами определяется обнаружительная способность приёмников излучения. Идеальный фотоприёмник должен быть бесшумовым преобразователем фотонного потока в электронный ток, так что шум фототока определяется в ????? шумом фотонного потока. Для большинства фотоприёмников это не так (в отличие от фотоумножителей). Шум можно характеризовать током, напряжением или мощностью. Рассмотрим некоторые выражения для шумовых токов. Выражение для дробового эффекта:

$$I_n = 2 \, \P G \, \underline{I} \Delta f \, \underline{f}^2 \qquad (14)$$

Где I_n -среднеквадратичный шумовой ток в полосе шириной Δf , (qG) – эффективный электронный заряд, G – усиление фотоумножителя или фототока. Отношение сигнала к уровню шумов выражается как

$$\frac{I}{I_n} = \left(\frac{I}{2qG\Delta f}\right)^{1/2} \qquad (15)$$

Выражение (15) поддаётся простой интерпретацией. Для полосы частот шириной Δf самым малым (разрешимым) элементом времени являются $\Delta t = \frac{1}{2\Delta f}$. Следовательно $\frac{1}{2qG\Delta f}$ есть среднее число эффективных зарядов, приходящихся на время наблюдения Δt . Рассмотрим с точки зрения шумов характеристическое соотношение для фотопроводимости

Тогда максимальная ширина полосы фотоприёмника определяется через время жизни:

$$\tau = \frac{1}{2\Delta f} \tag{17}$$

 $N = F\tau$

Итак τ - самый малый наблюдаемый элемент времени, а N – среднее число случайных фотонных явлений, имеющих место за время наблюдения.

$$\frac{I}{I_n} = \left(\frac{I}{2qG\Delta f}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{I\tau}{qG}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(18)

(16)

Учитывая (16) и *I = qFG*

$$\frac{I}{I_n} = \left(\frac{I\tau}{qG}\right)^{\frac{1}{2}} = \mathbf{F}\tau_{-}^{\frac{1}{2}} = N^{\frac{1}{2}}$$
(19)

Если искусственно увеличить время наблюдения τ , используя узкополосный усилитель, например, то отношение сигнала к шуму возрастё ~ $\tau^{\frac{1}{2}}$.

Уравнение (19) показывает, что минимально обнаруживаемый световой сигнал равен корню числа фотонов фонового излучения той же длины волны, что и принимаемое излучение. Соотношение для дробового эффекта является удобным для сравнения различных шумовых токов, встречающихся в полупроводниковых и вакуумных приборах.

Подставляя $G = \frac{\tau}{T}$, получим шумовые токи в фотоприёмнике (генерационно -

рекомбинационные шумы). Наконец, шумы теплового возбуждения можно описать, если принять следующее выражение для G и I :

$$G = \frac{La}{L}$$
,
 $I = \frac{kT}{Ldq} \delta A$ (20) - беспорядочный диффузионный ток

Ld – диффузионная длина

L – расстояние между электродами

 δ - электроотрицательность

А – сечение фотопроводника, имеющего сопротивление R с термодинамическим шумом

$$\bar{I}_n^2 = \frac{4kT}{R} \Delta f \tag{21}$$

Выражение (20)позволяет легко определять величину приложенного поля, при котором "то-

ковый шум" будет превышать шум теплового возбуждения : это поле

Если поле больше указанного, то оно вызовет дрейф носителя (длина дрейфа >диффузионной длины).

Минимальная величина шума в фотоприемнике определяется выражением (14) ???????? Это превышение может обуславливаться контактами и разными неоднородностями в фото-

тде f – частота. Шум этот особенно супроводниках. Этот шум ведёт себя, как 1/

щественен на низких частотах (вплоть до 10⁻⁴гц).



Шумы определяют пороговый поток, т. е. ????поток, который может быть определён фотоприёмником за данное время и при данной вероятности обнаружения.

 $W = m\overline{U}_{m}$

Гле

W – сигнал

т – коэф. характеризующий отношение сигнала к среднеквадратичному значению шума

$$P_{nop} = \frac{G_{nop}}{\varphi}$$

Гле

 $(\varphi = \frac{I}{P})$ а φ - интегральная чувствительность.

$$P_{N} = \frac{Eqn}{V_{c}/V_{uu}} \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} \begin{bmatrix} em/2 & em/2 \\ em/2 & em/2 \\ em/2 & em/2 \end{bmatrix}$$

*P*_{*N*} - мощность, эквивалентная шуму

$$D^* = \frac{\sqrt{qn}}{P_N} = \frac{\sqrt{qn\Delta f}}{\frac{U_w}{U_c}Eqn} = \frac{\sqrt{q_n\Delta f}}{\frac{U_w}{U_c}P} \left[\frac{c_M \cdot c_{\mu}}{s_m}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$P_{nop} = \frac{m\overline{V_u}}{\varphi}$$
=ЭМШ=NEP (эквив. мощность шума)
 $D = \frac{1}{P_{nop}}$

Нормализованная пороговая чувствительность

$$D^* = \frac{S^{\frac{1}{2}} m \Delta f^{\frac{1}{2}}}{P_{nop}}$$

7. ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ. ФОТОДИОД

epcnie

White HWA H. K. . LeophbilleBorro



$$I_{-}^{n} + I_{+}^{n} + I_{-}^{p} - I_{+}^{p} = 0$$

- $I_{-}^{n} + I_{-}^{p} = 0$ (из принципа детального ра

 $I_{-}^{n} + I_{-}^{p} = 0$ (из принципа детального равновесия) $I_{+}^{n} - I_{+}^{p} = 0$

 $I_{-}^{n} = I_{-}^{p} = I_{ns}$ (I_{ns} -р-область)

 $I_{+}^{n} = I_{+}^{p} = I_{ps}$ (I_{ps} -ток дырок)

При освещение n-области изменение концентрации основных носителей заряда можно не учитывать, т.к. они быстро термолизуются. Концентрация не основных носителей заряда увеличится. Следовательно, возрастёт дырочный ток из Hebckoro п-области. Обозначим его I_f. Он и нарушит установившееся равновесие. В стационарном состоянии ток через p-n-переход равен нулю:

 $I_{f} - I_{-}^{n} + I_{+}^{n} + I_{-}^{p} - I_{+}^{p} = 0$

Где слева стоят I_{f} и токи равновесных носителей заряда. Из них j_{+}^{n} и I_{-}^{p} при освещение не меняются:

$$I_{+}^{n} = I_{ps}$$

$$I_{-}^{p} = I_{ns}$$
А токи I_{+}^{n} и I_{-}^{p} примут вид
$$I_{-}^{n} = I_{ns} e^{\frac{g\varphi}{kT}}$$

$$I_{+}^{p} = I_{ps} e^{\frac{q\varphi}{kT}}$$

Подставив, получим :

$$I_{f} - I_{ns}\left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1\right) - I_{ps}\left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1\right) = 0$$

Или обозначив $I_{ns} + I_{ps} = I_s$, получим

$$I_f - I_s \left(e^{\frac{q\varphi}{rT}} - 1 \right) = 0$$

Отсюда для вентильной фото-ЭДС получаем

$$\varphi = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_f}{I_s} + 1 \right)$$

При замыкании концов фотодиода на внешнюю цепь, имеем:

$$I_{f} - I_{s} \left(e^{\frac{q\varphi}{rT}} - 1 \right) = I$$

$$\varphi = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{I_{f} - I}{I_{s}} \right)$$
Или

Если $I = \frac{\varphi}{R}$,то

$$I_f - I_s \left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi}{R}$$

Это общее уравнение ФД в режиме вентильного фотоэлемента.

 $I_f = I + I_v$ (утечки) Если R мало, то $I >> I_v$, т.е. $I \cong I_f$ В фотодиодном режиме

$$I = \frac{\varphi - V}{R} \qquad \text{I} \qquad I_f - I_s \left(e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi - V}{R}$$

8. СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ

,ILLEBCKOFO

Состояние поверхности оказывает большоё влияние на многие электрические процессы в фотопроводнике (независимость выпрямления от рода металла, эффективного поля). Зависят от состояния поверхности следующие эффекты: 1) контактная разность потенциалов, и её зависимость от освещения 2) выпрямление, 3) явление поглощения и переноса носителей заряда, 4) поверхностная проводимость и фотопроводимость (зависимость времени жизни от состояния поверхности) 5) эффективного поля.

Для очень тонких стержней полупроводников измеряемое время жизни и истенное связано соотношением : VHMBER

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{d}$$

Гле

 τ - объемное время жизни

 τ_0 - измеряемое,

S – скорость поверхностной рекомбинации

d – толщина образца

Этим соотношением определяется спектральная зависимость фотопроводимости полупроводников. Максимум спектральной чувствительности (коротковолновый спад объясняется тем, что времена жизни на поверхности и объёме отличаются). Для нечувствительных образцов такого различия нет, поэтому нет и максимума



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как мы уже видели, существенным противоречием в объяснении результатов фотодиэлектрических (и фотоэлектрических вообще) исследований является противоречие между микроскопическим и макроскопическим подходом, когда зачастую одни и те же результаты пытаются объяснить либо с помощью специальной схемы электронных переходов, наделяя при этом локальные центры особыми свойствами, либо с привлечением коллективных (макроскопических) барьеров, учитывая особенности экранирования. Альтернатива локальный центр - коллективный барьер существует и в других областях физики полупроводников.

Такое положение вещей, по-видимому, связано с общей ситуацией, когда исследование свойств широкозонных полупроводников дало жизнь целому ряду проблем, трудно разрешимых с помощью одних лишь традиционных для классических полупроводников методов исследования. В этой связи вполне уместным явилось привлечение методов, типичных для диэлектриков. Дальнейшее развитие исследований фотодиэлектрического эффекта должно привести к расширению функциональных возможностей широкозонных полупроводников и к более широкому и разнообразному их использованию в технике, а также на базе лучшего понимания явлений к развитию методов определения параметров неоднородных широкозонных материалов.

Литература

- 1. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.-Л., Физматгиз, 1962.
- 2. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: ИИЛ, 1963.

3. А.М.Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. – М.: Физматкнига, 2005.

4. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. 5-е изд., испр. – СПб.: Лань, 2001.

5. Роках А Г. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и диэлектриках.-Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 1984.

6. Роках А.Г., Стецюра С.В. и Сердобинцев А.А. Гетерофазные полупроводники под действием излучений // Известия Саратовского университета. Серия «Физика». – 2005. Т. 5, в. 1. – С. 92-102.

Вопросы по курсу

- 1. Фотоактивное поглощение.
- 2. Первичные и вторичные фототоки.
- 3. Фотопроводимость и ее стадии.
- 4. Примеры простых фотопроводящих систем.

- 5. Реакция фотопроводника на прямоугольный импульс света.
- 6. Характеристические соотношения фотопроводимости.
- 8. Фотопроводники с одним классом центров рекомбинации.
- 9. Статистика рекомбинации Шокли-Рида и ее применения
- 10. Время диэлектрической релаксации и радиус экранирования монополярного фотопроводника.
- 11. Радиус экранирования в компенсированном полупроводнике.
- 12. Классификация фототоков в однородном полупроводнике.
- 13. Рекомбинация и прилипание.
- 14. Добротность фотопроводника.
- 15. Токи, ограниченные пространственным зарядом в фотопроводниках.
- 16. «Треугольник Ламперта».
- 17. Фотопроводимость поликристаллических полупроводников.
- 18. Квазиуровни Ферми и их роль в описании процессов фотопроводимости.
- 19. Фотопроводники с двумя классами центров рекомбинации.
- 20. Электронное легирование фотопроводников.
- 21. Продольная и поперечная фотопроводимость.
- 20HbIlleBCKOTO 22. Фотопроводимость, ограниченная контактами, на примере продольного фоторезистора
- 23. Фотопроводимость при экситонном поглощении и спектральная характеристика фотопроводника.
- 24. Спектральная характеристика фотопроводимости.
- 25. Прилипание и фотопамять.
- 26. Отрицательная фотопроводимость при примесном и собственном возбуждении.
- 27. Аномальная фотопроводимость и ее объяснение.
- 28. Фотодиэлектрический эффект. Эквивалентные схемы.
- 29. Отрицательная и остаточная фотоемкость.
- 30. Классификация фотодиэлектрических эффектов.
- 31. Вывод и интерпретация уравнения фотодиода.
- 32. Шумы и пороговая чувствительность фотоприемников.
- 33. Измерение параметров фотоприемников.

Темы рефератов

- 1. Фотокатоды и приборы на их основе.
- 2. Фотоэлектрические процессы при лазерной печати.
- 3. Фотоприемники для лазерного считывания информации.
- 4. Процессы в быстродействующих фотоприемниках.
- 5. Охлаждаемые и неохлаждаемые инфракрасные фотоприемники.
- Электронно-оптические преобразователи. 6.
- 7. Рентгеновский электронно-оптический преобразователь (РЭОП).
- 8. Пороговая чувствительность фотоприемника и ее измерение.
- 9. Фотоприемники на основе квантово-размерных эффектов.
- 10. Фотоприемники на основе теллурида кадмия-ртути (КРТ).
- 11. Фотоприемники на основе теллурида свинца и олова (СОТ).
- 12. Фоточувствительные ПЗС-матрицы.