

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
Одесский национальный университет
имени И.И. Мечникова
Физический факультет

Г.Г. Чемересюк, Ю.Н. Каракис

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к лабораторным работам по спецпрактикуму

“Фотоэлектрические процессы в полупроводниках”

ЧАСТЬ I

Для студентов IV курса стационара и V курса
заочного отделения физического факультета

2011

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к лабораторным работам по спецпрактикуму

“Фотоэлектрические процессы в полупроводниках” (часть I)

Для студентов IV курса стационара и V курса заочного отделения физического факультета

Составители:

Г.Г. Чемересюк, доктор физико-математических наук,
профессор кафедры экспериментальной физики

Ю.Н. Каракис, зав. лабораторией кафедры экспериментальной физики

Рецензенты:

В.И. Солошенко, кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры физической электроники;

С.В. Зубрицкий, кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры экспериментальной физики;

А.П.Чебаненко, кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры экспериментальной физики.

Печатается по решению Учёного совета
физического факультета;
протокол № 6 от 22 февраля 2010 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ЗАДАЧА 1. Исследование спектрального распределения фототока в полупроводниках	6
ЗАДАЧА 2. Определение времени жизни неравновесных носителей заряда.....	20
ЗАДАЧА 3. Определение диффузионной длины неосновных носителей заряда	33
ЗАДАЧА 4. Исследование эффекта оптического (инфракрасного) гашения фототока	43
ЗАДАЧА 5. Исследование температурного гашения фотопроводимости	50
ЛИТЕРАТУРА	58
ДОПОЛНЕНИЯ	59
ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ.....	60

На протяжении ряда лет на физическом факультете Одесского национального университета имени И.И. Мечникова читается специальный курс “Фотоэлектрические процессы в полупроводниках” для студентов, специализирующихся по физике полупроводников и диэлектриков. Практическим подкреплением теоретических положений, рассматриваемых в данном курсе, является выполнение лабораторных работ на специальном практикуме. Этот практикум предусматривает обучение студентов различным методам определения основных параметров полупроводниковых материалов на основе изучения их фотоэлектрических характеристик.

В данных методических указаниях рассмотрено 5 работ, посвященных определению скорости поверхностной рекомбинации, оптической ширины запрещённой зоны и других параметров по изучению спектрального распределения фототока; определению времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей; а также изучению некоторых эффектов, связанных с наличием двух типов центров рекомбинации - оптического и температурного гашения.

Работы выполняются на собранных установках, в которых используется стандартная современная аппаратура. Подробные схемы и детальное описание каждой установки позволяет студентам самостоятельно подготовить образцы и измерительные приборы к работе.

В начале каждой работы приведён теоретический материал, позволяющий разобраться в процессах, протекающих в полупроводниках, методике измерений и расчёте параметров образцов.

При вычислениях следует учитывать, что традиционно бóльшая часть величин в физике полупроводников имеет смешанную размерность – электрические параметры берутся из системы СИ (А, В, Ом), а геометрические, сечение захвата, расстояние между контактами, размеры образца и т.д. – из системы СГС (см). Поэтому все используемые в данных методических указаниях величины приводятся вместе со своей размерностью.

Чтобы избежать ошибок при расчетах следует поступать таким образом. Все величины перед подстановкой в рабочие формулы необходимо перевести в систему СИ. Чаще всего это потребует переводить сантиметры или миллиметры (иногда нанометры) в метры. Ответ при этом, естественно, также будет получен в СИ. Вот его следует вернуть в общепризнанную размерность. Чаще всего это потребует переводить метры в сантиметры. Особое внимание необходимо в расчётах с применением значений температуры (измеряется во внесистемных единицах – $^{\circ}\text{C}$, а используется в $^{\circ}\text{K}$) и энергии (получается в системных единицах – Дж, а приводится во внесистемных – эВ).

Для удобства в завершении методических указаний помещена таблица приставок для образования кратных и дольных величин, а также значения некоторых наиболее употребительных констант.

В конце каждой работы приводится список контрольных вопросов. Вопросы повышенной сложности отделены чертой.

ЗАДАЧА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

§1. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОТОКА

В большинстве полупроводниковых веществ спектральное распределение фототока обладает более или менее резким максимумом на краю собственного поглощения кристалла (см. рис. 1, кривая "в"). Как известно, в случае собственного поглощения, величина коэффициента поглощения α в достаточно широком интервале длин волн подчиняется зависимости

$$\alpha = A_0 \left(\frac{hc}{\lambda} - E_g \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.1)$$

где A_0 - некоторая константа, h - постоянная Планка, c - скорость света и E_g - ширина запрещённой зоны данного материала. С ростом длины волны λ , когда энергия падающих квантов света оказывается сравнимой с величиной E_g , выражение в скобках быстро убывает, что приводит к уменьшению коэффициента поглощения и спаду фототока в сторону

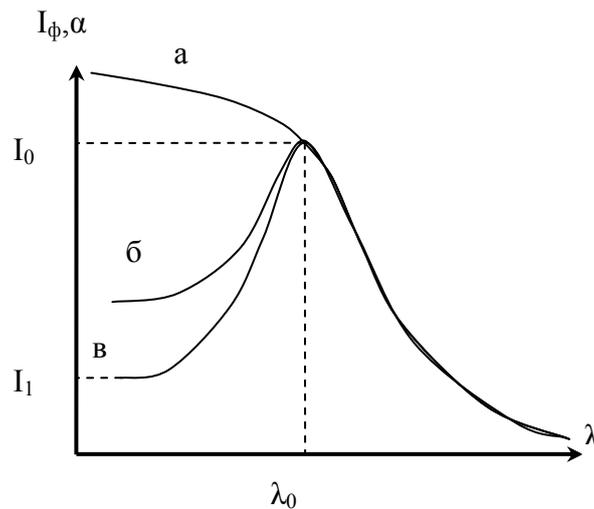


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны (а) и спектральное распределение фототока после травления образца (б) и в исходном состоянии (в).

больших длин волн (рис. 1, кривая "а").

Уменьшение фототока в области сильного поглощения объясняется следующим образом. Согласно закону Бугера-Ламберта интенсивность света Φ_x , дошедшего до слоя dx , лежащего на глубине x от освещенной поверхности (рис. 2), определяется выражением:

$$\Phi_x = \Phi_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.2)$$

где Φ_0 общее число квантов, падающих на поверхность за вычетом отражённого света. В слое dx в единицу времени поглощается $\alpha\Phi_x$ квантов и образуется столько же пар носителей (если квантовый выход $\beta=1$). Значит, скорость генерации неравновесных носителей $f_x = \alpha\Phi_x$. Учитывая (1.2), имеем

$$f_x = \alpha\Phi_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.3)$$

С уменьшением длины волны коэффициент поглощения согласно (1.1) растёт. При этом, поскольку множитель $\exp(-\alpha x)$ в формуле (1.3) уменьшается быстрее множителя α , то f_x экспоненциально убывает.

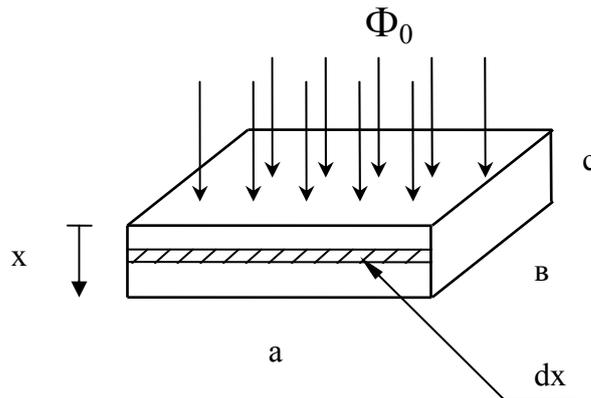


Рис. 2. Схематическое изображение образца при одностороннем освещении.

Практически это означает, что для коротких длин волн почти все

фотовозбуждение происходит в узком приповерхностном слое в непосредственной близости от поверхностных рекомбинационных центров. Очевидно, в такой ситуации спад фототока в коротковолновой области спектра будет зависеть от концентрации рекомбинационных центров на поверхности. На рис. 1 показано спектральное распределение фототока для одного и того же образца до (кривая "в") и после (кривая "б") его травления. Поверхность кристалла содержит большое количество различного рода дефектов, которые могут служить дополнительными центрами рекомбинации. При полировке и последующем травлении состояние поверхности улучшается, концентрация таких центров убывает, и фототок в коротковолновой области оказывается бóльшим.

Таким образом, существует прямая связь между спектральным распределением фототока и рекомбинацией электронов на поверхности. Поэтому из анализа кривой $I_{\phi}(\lambda)$ можно определить важный параметр - скорость поверхностной рекомбинации носителей.

§ 2. СКОРОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

Темп рекомбинации носителей на поверхности (число актов рекомбинации на 1 см^2 за 1 сек) пропорционален концентрации электронов n_s и дырок p_s в приповерхностном слое и равен $\gamma n_s p_s$. Здесь γ - некоторый коэффициент, имеющий размерность $\text{см}^2/\text{сек}$, который зависит от свойств полупроводника (сечения захвата рекомбинационных центров, концентрации дефектов и т.д.) но не зависит от концентрации носителей n_s и p_s .

Одновременно с рекомбинацией происходит непрерывное тепловое возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости, т.е. образование пар за счёт тепловой энергии решетки. Обозначим число пар, созданных тепловым возбуждением в единицу времени через f_0 . Ясно, что f_0 зависит только от свойств полупроводника и температуры.

В состоянии теплового равновесия концентрации равновесных носителей на поверхности n_{0s} и p_{0s} не изменяются. Т. е. число рекомбинирующих пар носителей $\gamma n_{0s} p_{0s}$ равняется числу создаваемых пар f_0 . Поэтому $f_0 = \gamma n_{0s} p_{0s}$. Когда концентрация носителей отличается от равновесной, то процессы тепловой генерации уже не уравнивают процесс рекомбинации и избыточное число пар, рекомбинирующих за 1 сек на единице поверхности равно

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_s = \left(\frac{dp}{dt}\right)_s = \gamma n_s p_s - f_0 = \gamma (n_s p_s - n_{0s} p_{0s}). \quad (1.4)$$

Если избыточная концентрация мала по сравнению с равновесной, то выражение в скобках можно упростить. Обозначим через $\Delta n_s = n_s - n_{0s}$ и $\Delta p_s = p_s - p_{0s}$ избыточную концентрацию электронов и дырок при фотовозбуждении. В случае отсутствия центров прилипания можно считать, что $\Delta n_s = \Delta p_s$. Тогда

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_s = \gamma [(n_{0s} + p_{0s}) + \Delta n_s] \Delta n_s. \quad (1.5)$$

При слабом фотовозбуждении (малой избыточной концентрации $\Delta n_s \ll n_{0s} + p_{0s}$) когда $\Delta n_s \rightarrow 0$ последним членом в квадратных скобках можно пренебречь. В этом случае

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_s \approx \gamma (n_{0s} + p_{0s}) \Delta n_s \quad (1.6)$$

Это выражение справедливо, когда Δn_s мало по сравнению с концентрацией основных носителей, например электронов в n -полупроводнике. Как было показано в §1, такое допущение выполняется в случае возбуждения неравновесных носителей коротковолновым светом, когда рекомбинация на поверхности сильно ограничивает их концентрацию.

Выражение $\gamma (n_{0s} + p_{0s})$ в формуле (1.6), имеющее размерность скорости, называется скоростью поверхностной рекомбинации и обозначается как "S". С учётом этого

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_s = S \Delta n_s \quad (1.7)$$

Величина S характеризует изменение темпа рекомбинации на поверхности с изменением концентрации неравновесных носителей в приповерхностном слое. Физический смысл этого параметра - скорость, с которой фотовозбуждённые носители в приповерхностном слое движутся из-за градиента концентрации в сторону поверхности.

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ИЗ КРИВОЙ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОТОКА

Рассмотрим распределение избыточной концентрации носителей заряда вблизи поверхности при освещении. Для определённости выбираем полупроводник n -типа, координата x возрастает вглубь образца (рис. 2). В отсутствие внешнего электрического поля скорость изменения числа носителей в слое dx на некотором расстоянии x от поверхности с учётом диффузии определяется выражением

$$\frac{dn}{dt} = f_x - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} \quad (1.8)$$

где τ_n - время жизни неравновесных носителей в объёме кристалла. Первые два члена правой части этого уравнения связаны соответственно с генерацией носителей светом в слое dx и убыванием их числа из-за рекомбинации. Третье слагаемое связано с изменением концентрации носителей в единицу времени за счёт разности потоков втекающих и вытекающих из слоя dx электронов. Поскольку напряжённость поля в области пространственного заряда у поверхности не велика, дрейфовую составляющую этого потока можно не учитывать и перемещение носителей вдоль координаты x связывать только с их диффузией. Тогда

$$j_n = eD_n \frac{d\Delta n}{dx}, \quad (1.9)$$

где D_n - коэффициент диффузии электронов.

В стационарном случае с учетом (1.3) и (1.9) уравнение (1.8) приобретает вид

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) = 0 \quad (1.10)$$

Разделив обе части этого уравнения на D_n и введя обозначение

$$D_n \tau_n = L_n^2, \quad (1.11)$$

Получим

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} + \frac{\Phi_0 \alpha}{D_n} \exp(-\alpha x) = 0 \quad (1.12)$$

Величина L_n , входящая в это уравнение, называется диффузионной длиной. Она определяет среднее расстояние, на которое смещаются носители (в данном случае электроны) за время жизни в результате диффузии. Более подробное рассмотрение процессов диффузии носителей будет проведено в задаче 3.

Решение уравнения (1.12) можно записать как сумму однородного уравнения

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} = \frac{\Delta n}{L_n^2}, \quad (1.13)$$

и частного решения этого уравнения. Легко проверить, что общее решение, удовлетворяющее (1.12) будет

$$\Delta n(x) = A \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + C \exp(-\alpha x) \quad (1.14)$$

в котором A , B и C - некоторые константы.

Постоянную C определим простой подстановкой решения (1.14) в исходное уравнение (1.12). Получим

$$C = \frac{\Phi_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \quad (1.15)$$

Для нахождения двух других постоянных воспользуемся граничными условиями. По мере удаления от освещенной поверхности, т.е. увеличения координаты x (см. рис. 2), концентрация созданных светом носителей Δn в соответствии с формулой (1.3) быстро убывает. Поэтому справедливо условие

$$\Delta n|_{x=\infty} = 0 \quad (1.16)$$

С учетом этого в уравнении (1.14) $B = 0$.

Константа A определяется из второго граничного условия.

Будем считать, что все избыточные носители у поверхности полностью рекомбинируют. Это значит, что при $x = 0$

$$D_n \frac{d\Delta n}{dx} \Big|_{x=0} = S \Delta n_s = S \Delta n|_{x=0} \quad (1.17)$$

Подставляя (1.17) в (1.14) при $x = 0$, получаем

$$A = - \frac{\Phi_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \frac{L_n (\alpha D_n + S)}{D_n + L_n S} \quad (1.18)$$

Общее решение, таким образом, имеет вид

$$\Delta n(x) = \frac{\Phi_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \left[\exp(-\alpha x) - \frac{L_n (\alpha D_n + S)}{D_n + L_n S} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \right] \quad (1.19)$$

Формула (1.19) задаёт распределение концентрации неравновесных носителей по глубине от освещенной поверхности. Для того чтобы определить величину тока при приложении электрического поля в поперечном направлении относительно светового пучка, найдём среднюю концентрацию носителей в образце. Произведение $(a b dx)$ где a - длина кристалла и b - его ширина (рис.2), даёт объём слоя толщиной dx , концентрация носителей в котором задаётся (1.19). Следовательно, в этом слое содержится $ab \Delta n(x) dx$

носителей. Чтобы найти число носителей во всём образце нужно проинтегрировать это выражение по глубине образца. Средняя концентрация определится после деления полученной величины на объём кристалла:

$$\overline{\Delta n} = \frac{ab}{abc} \int_0^c \Delta n(x) dx \quad (1.20)$$

Созданные светом носители проникают вглубь образца от освещенной поверхности на расстояние порядка нескольких диффузионных длин. Для достаточно толстых образцов, у которых $c \gg L_n$, можно предполагать, что концентрация добавочных носителей у противоположной от освещенной грани уже спадает до нуля. Поэтому для удобства интегрирования в формуле (1.20) можно сменить верхний предел на ∞ . Тогда, подставив (1.19) в формулу (1.20) имеем

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} \Delta n(x) dx = \frac{1}{c} \frac{\Phi_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \int_0^{\infty} \left[\exp(-\alpha x) - \frac{L_n (\alpha D_n + S)}{D_n + L_n S} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \right] dx \quad (1.21)$$

Откуда после интегрирования

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \frac{\Phi_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 L_n^2} \left(\frac{1}{\alpha} - L_n^2 \frac{\alpha D_n + S}{D_n + L_n S} \right) \quad (1.22)$$

или после преобразований

$$\begin{aligned} \overline{\Delta n} &= \frac{1}{c} \Phi_0 \tau_n \left[\frac{D_n + L_n S}{(1 - \alpha^2 L_n^2)(D_n + L_n S)} - \frac{\alpha L_n^2 (\alpha D_n + S)}{(1 - \alpha^2 L_n^2)(D_n + L_n S)} \right] = \\ &= \frac{1}{c} \Phi_0 \tau_n \left[\frac{D_n}{D_n + L_n S} + \frac{L_n S}{(1 + \alpha L_n)(D_n + L_n S)} \right] \end{aligned}$$

получим

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \frac{\Phi_0 \tau_n}{1 + \frac{S L_n}{D_n}} \left[1 + \frac{S L_n}{D_n} \frac{1}{1 + \alpha L_n} \right]. \quad (1.23)$$

Зная среднюю концентрацию носителей, легко вычислить величину фототока. Действительно, из закона Ома в дифференциальной форме

$$j = \sigma E, \quad (1.24)$$

с учётом

$$\sigma = e\mu_n \overline{\Delta n} \quad \text{и} \quad E = \frac{U}{a} \quad (1.25)$$

где μ_n - подвижность электронов, E - напряжённость электрического поля в образце при приложении напряжения U , получим

$$j = \frac{e\mu_n U}{a} \overline{\Delta n} \quad (1.26)$$

С другой стороны

$$j = \frac{I}{cb} \quad (1.27)$$

Откуда ток в образце

$$I = e\mu_n U \frac{cb}{a} \overline{\Delta n}. \quad (1.28)$$

Или, используя (1.23),

$$I(\alpha) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{SL_n}{D_n}} \left[1 + \frac{SL_n}{D_n} \frac{1}{1 + \alpha L_n} \right] \quad (1.29)$$

где постоянная

$$I_0 = \Phi_0 U e \tau_n \mu_n \frac{b}{a} \quad (1.30)$$

имеет размерность силы тока и зависит от размеров образца, внешних условий (интенсивности падающего света и приложенного напряжения) и характеристик основных носителей – времени жизни и подвижности.

Проанализируем полученное выражение для спектрального распределения фототока. Формула (1.29) описывает зависимость фототока от коэффициента

поглощения (а последний зависит от длины волны падающего света) в коротковолновой области спектра. На краю собственного поглощения, когда $\alpha L_n \ll 1$, согласно (1.29) ток $I = I_0$. Таким образом, формула (1.30) даёт выражение для тока в максимуме.

При меньших длинах волн коэффициент α быстро возрастает, величина $\frac{1}{1 + \alpha L_n}$ стремится к нулю и формула (1.29) приобретает вид

$$I_1(\alpha) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{S L_n}{D_n}} \quad (1.31)$$

Видно, что в коротковолновой области спектра фототок не зависит от длины волны и ограничивается скоростью поверхностной рекомбинации: чем больше величина S (то есть чем больше концентрация рекомбинационных центров на поверхности), тем меньше фиксируемая величина фототока (см. рис. 1, кривая "В").

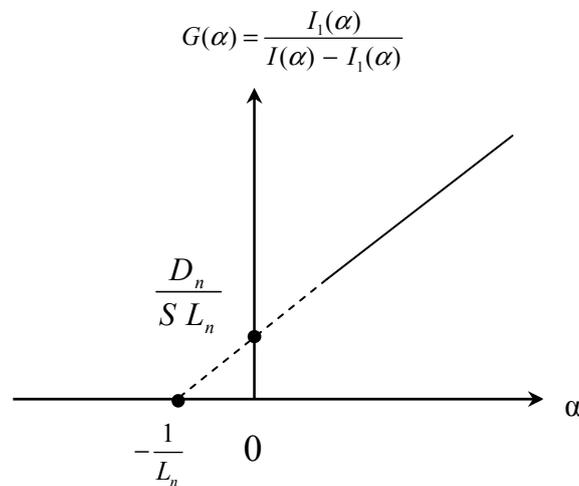


Рис. 3. Зависимость относительного увеличения фототока от коэффициента поглощения образца в коротковолновой части спектра.

Относительное увеличение фототока $G(\alpha)$ с изменением коэффициента поглощения в соответствии с (1.29) и (1.31) определяется выражением

$$G(\alpha) = \frac{I_1(\alpha)}{I(\alpha) - I_1(\alpha)} = \frac{D_n}{S L_n} (1 + \alpha L_n) \quad (1.32)$$

Оно представляется прямой (рис. 3), продолжение которой отсекает на оси абсцисс $[G(\alpha)=0]$ отрезок, численно равный $-\frac{1}{L_n}$. На оси ординат ($\alpha = 0$) при этом отсекается величина $\frac{D_n}{SL_n}$.

Таким образом, по графику зависимости относительного увеличения фототока от коэффициента поглощения в коротковолновой части спектра можно определить ряд параметров исследуемого полупроводника.

§ 4. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 4 представлена схема установки для измерений спектрального распределения фототока.

Луч света от лампы L_m , пройдя через монохроматор и систему линз, падает на образец. Интенсивность света регулируется путём изменения тока накала лампы с помощью автотрансформатора "ЛАТР". Амперметр "А" фиксирует токи накала лампы.

На образец подаётся напряжение от стабилизированного выпрямителя. Для измерений используются образцы с сопротивлением порядка 10^{12} Ом. Поэтому протекающий ток удобнее регистрировать как падение напряжения на значительно меньшем последовательно включенном добавочном сопротивлении: $I = U_R/R_H$. В нашем случае $R_H = 10^6$ Ом.

Измеренная зависимость фототока отражает влияние двух процессов. Во-первых, при возбуждении светом различного спектрального состава меняется фотоответ образца. Но кроме этого сама лампочка накаливания имеет спектральное распределение излучаемой энергии, что, конечно, также сказывается на величине фототока. Для того, чтобы устранить влияние этого фактора необходимо исследовать спектральное распределение в приведённых значениях (I_Φ/Φ_0) , где Φ_0 – количество падающих квантов света на

соответствующей длине волны. При этом график тока в образце изменяется так, как будто лампа посылает по одному кванту света на всех длинах волн.

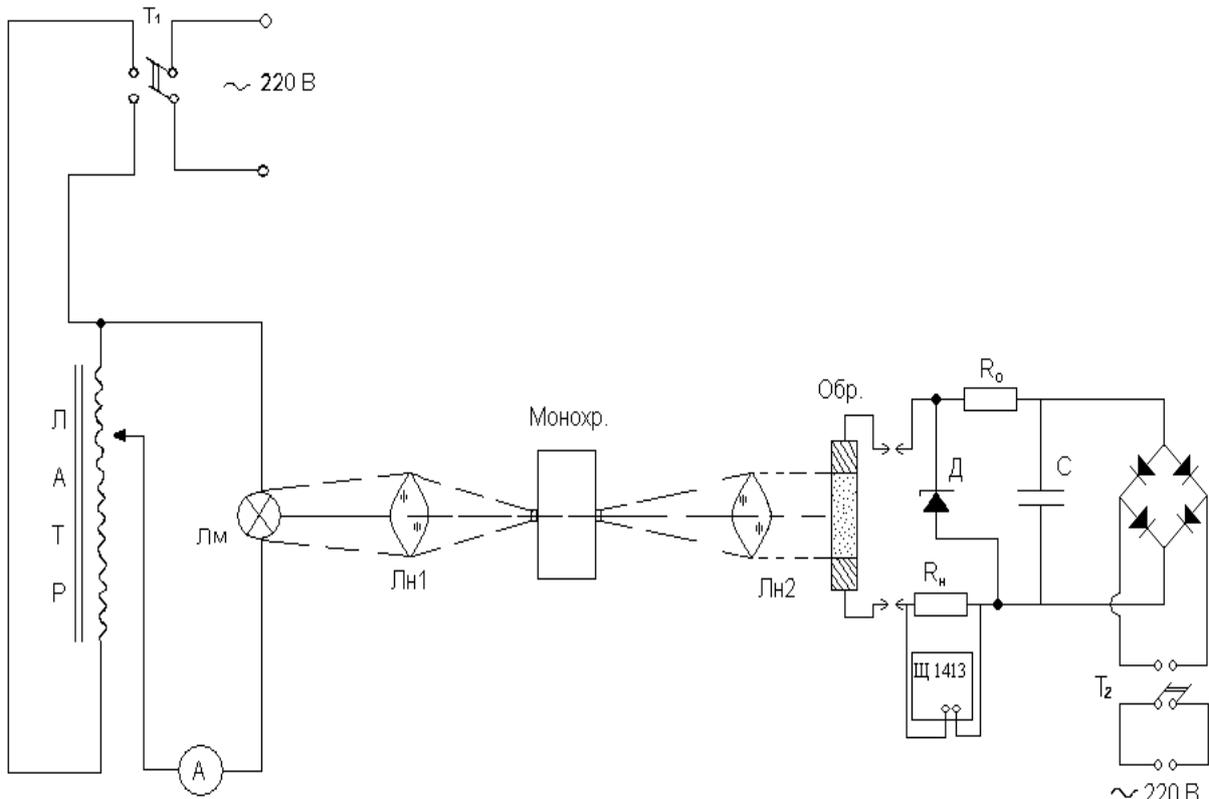


Рис. 4. Схема установки для измерения кривых спектральной зависимости фототока.

ПОРЯДОК РАБОТЫ

1. При отключенном питании вставить контакты кристаллодержателя в гнезда измерительной цепи.
2. Подать питание на образец, включив тумблер «Т₂».
3. Определить значение темнового тока I_T .
4. Включив тумблер «Т₁» подать напряжение на лампу. ЛАТРОм установить соответствующий ток в цепи лампы, для которого известно спектральное распределение числа фотонов.

5. Меняя длину волны возбуждающего света, посмотреть, как зависит световой ток I_c от λ . Как правило, монохроматор имеет более широкую спектральную область, чем чувствительность образца. Поэтому перед началом измерений следует определить начальную и конечную длину волны возбуждения.
6. Снять кривую спектрального распределения фототока $I_\phi(\lambda) = I_c(\lambda) - I_T$.
7. Повторить измерения для других образцов.

ЗАДАНИЕ

1. Построить кривые спектрального распределения фототока, пересчитав предварительно фототок, приходящийся на соответствующей длине волны на один фотон возбуждающего света I_ϕ / Φ_0 .
2. По положению максимума каждой кривой определить край собственного поглощения λ_0 соответствующего полупроводникового материала. Рассчитать ширину запрещённой зоны данного вещества в соответствии с формулой (1.1).
3. По значению тока в максимуме I_0 , используя данные таблицы 1 и формулу (1.30) рассчитать время жизни основных носителей τ_n .
4. Построить график зависимости относительного увеличения фототока $G(a)$ используя представленные зависимости спектрального распределения коэффициента поглощения соответствующих образцов и формулу (1.32).
5. Прозэкстраполировать прямую до пересечения с осью абсцисс. Определить диффузионную длину неравновесных носителей.
6. Используя полученное значение, по величине отсечки $G(a)$ на оси ординат рассчитать скорость поверхностной рекомбинации данного кристалла. Значение коэффициента диффузии основных носителей взять из табл. 1.

Табл. 1. Параметры полупроводниковых кристаллов

Параметр \ Вещество	Сульфид кадмия CdS	Селенид кадмия, CdSe
Интенсивность света, Φ_0 , квант /см ² сек	$4,5 \cdot 10^{14}$ при $\lambda=520$ нм	$1,3 \cdot 10^{15}$ при $\lambda=715$ нм
Коэффициент диффузии, D_n , см ² /сек	5,5	13
Подвижность, μ_n , см ² /В·сек	210	500
Ширина образца b, мм	1,5	1
Длина кристалла a, мм	1	1
Напряжение, приложенное к образцам, U , В	132	

Контрольные вопросы:

1. Как объясняется спад фототока от максимума в длинноволновую часть спектра? С чем связано уменьшение фототока в коротковолновой части спектра?
3. Почему на коротковолновом краю спектральной зависимости фототока обычно наблюдается т.н. “полочка”, когда фототок не зависит от длины волны возбуждения?
4. Какие параметры полупроводникового кристалла можно определить из анализа кривой спектрального распределения фототока?
5. Каков физический смысл скорости поверхностной рекомбинации? Размерность этой величины?
6. Каковы особенности измерения фототока у высокоомных кристаллов?
7. Зачем нужно пересчитывать величину тока, приходящуюся на один поглощённый фотон?
8. Какова схема расчёта средней концентрации $\overline{\Delta n}$? Какие ограничения при этом наложены.

ЗАДАЧА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

§1. ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При освещении полупроводника наряду с процессом фотовозбуждения имеет место обратный процесс — рекомбинация электронов и дырок. Неравновесные носители с момента возбуждения до момента рекомбинации какое-то время находятся в свободном состоянии. Это время получило название времени жизни неравновесных носителей. Оно является важнейшим параметром фотопроводимости, характеризующим полупроводник.

Пусть в каждом кубическом сантиметре кристалла находится n неравновесных свободных электронов, движущихся со средней тепловой скоростью v . Рассмотрим процесс захвата этих электронов центрами рекомбинации, заполненными дырками. Пусть общая концентрация этих центров равна P_r . Интенсивность рекомбинации свободных электронов или количество актов рекомбинации, осуществляющихся в одном кубическом сантиметре за одну секунду, можно рассчитать на основании представлений, позаимствованных из молекулярно-кинетической теории газов. Если считать площадь поперечного сечения захвата S_n связанной с движущимися электронами, то центры рекомбинации могут быть представлены в виде точек, равномерно расположенных в пространстве с плотностью P_r . Очевидно, за одну секунду движущаяся "мишень" S_n опишет в пространстве объём $v S_n$, в который попадёт $v S_n P_r$ центров рекомбинации. Умножив полученное произведение на n , мы получим интенсивность рекомбинации:

n

 vS_nP_r

(2.1)

Произведение $vS_n p_n$, представляет собой количество возможных "встреч" электрона с центрами рекомбинации за 1 секунду.

Фактически после первой же "встречи" электрон рекомбинирует, т.е. прекращает своё существование в свободном состоянии. Поэтому вводится в рассмотрение величина, обратная этому произведению:

$$\tau_n = \frac{1}{vS_n P_r} \quad (2.2)$$

Эта величина называется временем жизни свободного неравновесного электрона. Она представляет собой среднее время, прошедшее между актами его рождения и рекомбинации с дыркой, захваченной ранее центром рекомбинации. Аналогично вводится понятие о времени жизни свободной дырки. В настоящей работе определяется время жизни неравновесных электронов нескольких образцов двумя методами: по начальному участку нарастания фототока при включении света и методом компенсации сдвига фаз.

§2. ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОСВЕЩЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Одним из важнейших методов определения времени жизни неравновесных носителей тока является анализ кривых релаксации фотопроводимости, возбуждаемой прямоугольными импульсами света (рис 5а). Наиболее распространённым способом получения таких импульсов является прерывание светового пучка вращающимся диском с прорезями. При этом частота "вспышек" света легко регулируется изменением скорости вращения диска. Периодические прямоугольные импульсы определённого спектрального состава могут быть охарактеризованы заданием трёх основных величин: t_c - длительностью светового импульса; t_T - длительностью темнового

промежутка между импульсами; Φ_0 - интенсивностью светового потока в импульсе.

Чаще всего для возбуждения фотопроводимости используются так называемые симметричные прямоугольные импульсы света для которых $t_c = t_T = t_0$. Очевидно, что при этом необходимо, чтобы промежуток t_0 был много больше времени жизни τ_n . Тогда за время освещения образца успевает устанавливаться стационарное значение фотопроводимости, а за темновой промежуток фотопроводимость успевает уменьшаться до нуля (рис. 5б).

Интенсивность возбуждающего света Φ_0 подбирается в зависимости от фоточувствительности образца.

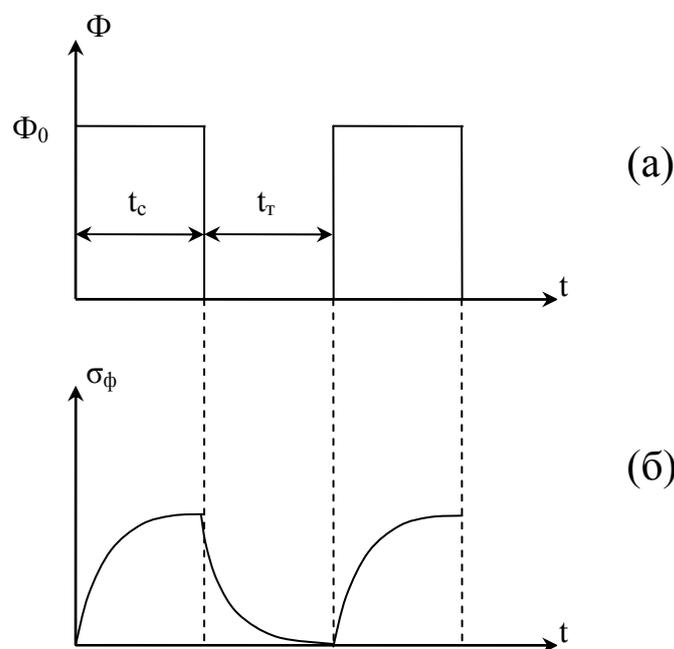


Рис. 5. Релаксация фотопроводимости образца (б), возбуждаемой прямоугольными импульсами света (а).

Рассмотрим, как будет изменяться концентрация свободных электронов со временем после включения света. Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = f - nvS_n P_r, \quad (2.3)$$

где f - интенсивность фотовозбуждения носителей, т.е. количество актов появлений электронов за 1 секунду в единице объёма, а $nvS_n P_r$ - интенсивность рекомбинации. Учитывая (2.1) и (2.2) можно записать:

$$\frac{dn}{dt} = f - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.4)$$

Соответствующее однородное уравнение имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.5)$$

Его решение

$$n(t) = C \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right). \quad (2.6)$$

Для получения общего решения уравнения (2.4) используем метод вариации постоянной, т.е. полагая $C = C(t)$, подставляем (2.6) в (2.4). После приведения подобных членов получим:

$$\frac{dC(t)}{dt} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) = f, \quad (2.7)$$

откуда в результате интегрирования:

$$c(t) = f\tau_n \exp\left(\frac{t}{\tau_n}\right) + C_1 \quad (2.8)$$

Тогда

$$n(t) = f\tau_n + C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (2.9)$$

Постоянная интегрирования C_1 определится из начальных условий. В момент времени $t = 0$ концентрация фотовозбуждённых носителей $n = 0$. Поэтому

$$C_1 = -f\tau_n \quad (2.10)$$

Подставляя (2.10) в (2.9), получаем закон изменения концентрации носителей со временем при освещении образца:

$$n(t) = f\tau_n \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right] \quad (2.11)$$

В стационарном случае, когда $\frac{dn}{dt} = 0$ из уравнения (2.4) следует

$$n_{\text{стац}} = f\tau_n \quad (2.12)$$

Таким образом

$$n(t) = n_{\text{стац}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right] . \quad (2.13)$$

Аналогично можно показать, что спадающая часть сигнала подчиняется закону

$$n(t) = n_{\text{стац}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right). \quad (2.14)$$

При включении освещения скорость изменения концентрации носителей в начальный момент времени можно получить из уравнения (2.11):

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = f \quad (2.15)$$

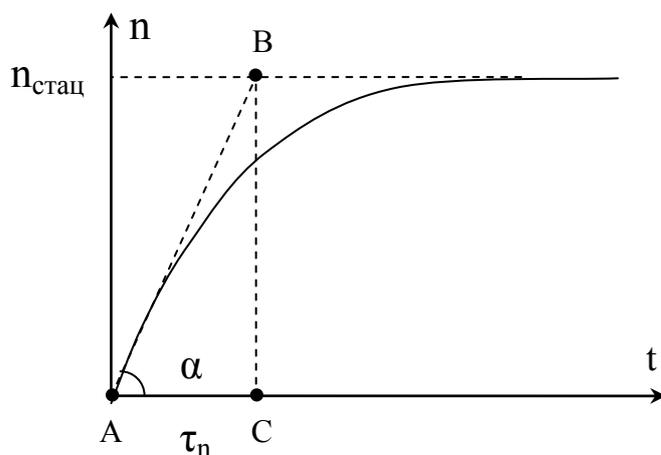


Рис. 6. График изменения концентрации носителей при включении освещения образца.

Уравнения (2.12) и (2.15) дают возможность простым образом определить время жизни из осциллограммы роста концентрации носителей заряда (рис. 6). Треугольник ABC получен на ней построением касательной к графику в начальный момент времени и проекции точки её пересечения со стационарным уровнем концентрации на ось времени.

В этом случае

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{AC} = \frac{n_{\text{max}}}{AC} = \frac{f \tau_n}{AC} \quad (2.16)$$

С другой стороны

$$\operatorname{tg} \alpha = \left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = f \quad (2.17)$$

Сравнение формул (2.16) и (2.17) даёт

$$AC = \tau_n \quad (2.18)$$

Таким образом, получив осциллограмму зависимости $n(t)$ при включении света, можно легко определить τ_n . Для этого достаточно, построив касательную к снятой кривой в точке $t = 0$, опустить перпендикуляр на ось времени из точки пересечения этой касательной с прямой, полученной экстраполяцией участка насыщения. Проведенный перпендикуляр отсечёт на оси времени отрезок, численно равный τ_n (см. рис. 6).

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА МЕТОДОМ КОМПЕНСАЦИИ СДВИГА ФАЗ

Как известно, при подаче на RC - цепочку прямоугольных импульсов напряжения, на обкладках конденсатора оно меняется по закону:

для нарастания

$$U = U_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] \quad (2.19)$$

для спада
$$U = U_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (2.20)$$

Величина RC , входящая в эти формулы, имеет размерность времени и называется временем релаксации для данной RC - цепочки. На совпадении математической формы законов релаксации проводимости образца [ур. (2.13) и (2.14)] и релаксации сигнала в RC - цепочке [ур. (2.19) и (2.20)] и основан метод компенсации сдвига фаз.

П-импульсы света с помощью полупрозрачного зеркала направляются одновременно на образец и на безинерционный вакуумный фотоэлемент (см. рис. 8). Сигнал от образца подаётся на вертикальные пластины осциллографа, а от фотоэлемента – через RC -цепочку (параметры которой сопротивление R и ёмкость C можно изменять) - на горизонтальные. Из-за того, что эти сигналы имеют некоторую относительную разность фаз, на экране осциллографа будут образовываться фигуры Лиссажу.

Результирующая кривая, которую прочертит светящаяся точка, в общем случае $RC \neq \tau_n$, имеет вид петли, показанной на рис. 7г. Действительно, как видно из рисунка 7б, от момента 1 светящаяся точка начнёт быстро перемещаться по вертикали (ось Y) и медленнее вправо (вдоль оси X), описывая кривую, круто наклоненную к оси X . Однако далее сигнал вдоль Y достигает насыщения и перестаёт меняться, в то время как смещение вправо вдоль оси X всё ещё продолжается. При этом наклон кривой уменьшается. Точка 2 соответствует насыщению по обеим осям.

Рассуждая аналогично для спадающих ветвей экспонент на рис. 7б и 7в, получаем вторую ("возвратную") часть петли (рис. 7г) от точки 2 до точки 3. Итак, при $RC \neq \tau_n$ на экране осциллографа получается замкнутая петля.

Исключая время из (2.13) и (2.19), а также из (2.14) и (2.20), получим, что прямая и обратная ветвь петли являются параболами:

прямая ветвь
$$\frac{Y}{Y_0} = 1 - \left(1 - \frac{x}{x_0}\right)^{\frac{RC}{\tau_n}}, \quad (2.21)$$

обратная ветвь

$$\frac{Y}{Y_0} = \left(\frac{x}{x_0}\right)^{\frac{RC}{\tau_n}} \quad (2.22)$$

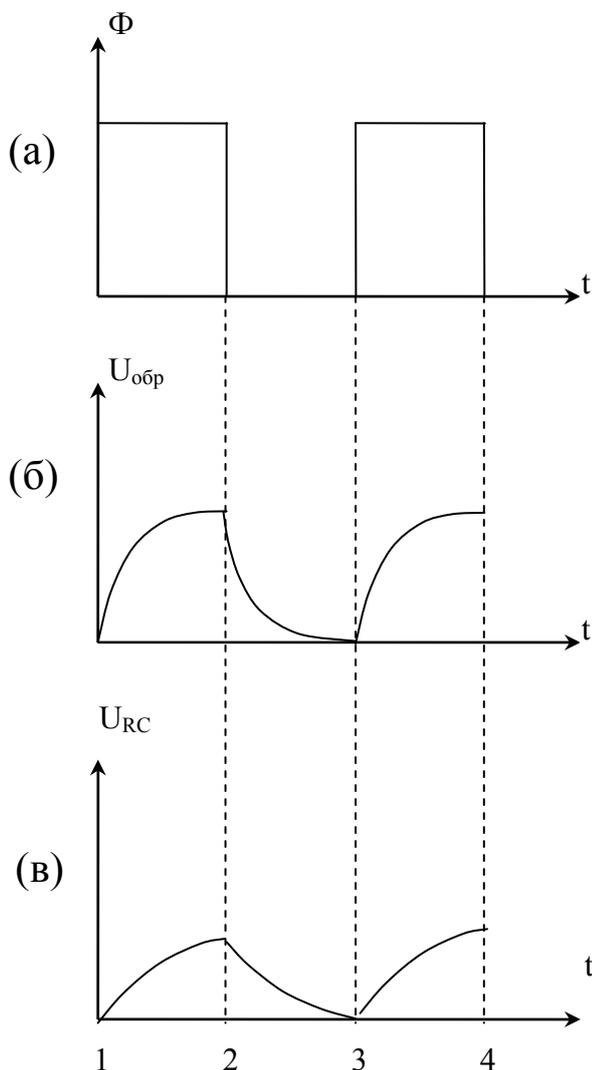
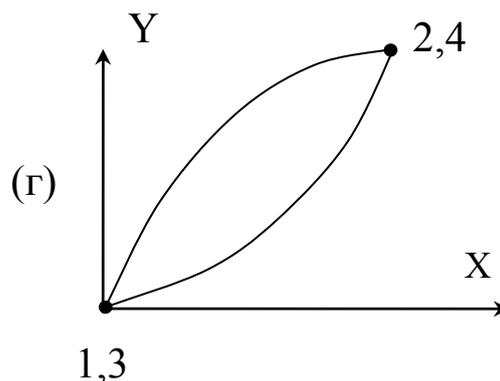


Рис. 7. Образование петли на экране осциллографа (г) при подаче на него синхронных сигналов от образца (б) и RC - цепочки (в), полученных от импульсов света (а).



При этом координате X соответствует сигнал от RC - цепочки, а Y - от образца. Нетрудно видеть, что при полной компенсации, т.е.

$$RC = \tau_n \quad (2.23)$$

обе параболы вырождаются в совпадающие прямые:

$$\frac{Y}{Y_0} = \frac{X}{X_0} \quad (2.24)$$

Этот момент настройки фиксируется визуально.

Следует иметь в виду, что используемые формулы применены в самом простом виде, для принципиального описания сути происходящих процессов. Предполагается, что люкс-амперная характеристика для образца линейная,

интенсивность возбуждающего света невелика и осуществляется монополярная рекомбинация. В этом случае в используемых формулах отсутствует интенсивность света Φ_0 и концентрация носителей противоположного знака "р". Вообще говоря, это неверно. В результате на экране осциллографа в момент полной компенсации может наблюдаться не прямая линия, а более сложная фигура. В этом случае под вырождением следует понимать минимум площади внутри замкнутой фигуры рис. 7 г.

§ 4. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема для измерения величины τ_n представлена на рис. 8. С помощью полупрозрачного зеркала 3 часть света отражается на образец, а часть попадает на фотоэлемент ФЭ. Интенсивность излучения регулируется с помощью автотрансформатора при замкнутом тумблере T_2 . Мотор с диском М служит для получения модулированных П-импульсов света. Частота световых вспышек регулируется изменением скорости вращения диска путём подачи различных напряжений от автотрансформатора L_{T1}

Под действием П-импульсов света происходит релаксация фототока. Сигнал, возникающий при этом на нагрузочном сопротивлении R_n , снимается на вертикальные пластины осциллографа.

Выбор исследуемого образца производится изменением положения кристаллодержателя относительно светового пучка. Смещение на соответствующий образец подаётся переключателем Π_1 . В крайнем правом положении переключателя Π_1 - "Калибровка" - к осциллографу подключается генератор звуковых частот "ЗГ" для калибровки оси времени.

В схеме предусмотрена возможность определения времени жизни также методом компенсации сдвига фаз. Для этого на горизонтальные пластины осциллографа подаётся сигнал от фотоэлемента. Собственную развёртку осциллографа при этом необходимо выключать. Благодаря быстрому времени срабатывания ($\sim 10^{-8}$ сек) фототок, возникающий в фотоэлементе, почти точно

повторяет форму импульсов света. Время релаксации полученных электрических сигналов можно регулировать, подбирал переключателем Π_2 сопротивления $R_1 - R_5$ и магазином емкостей соответствующее значение C .

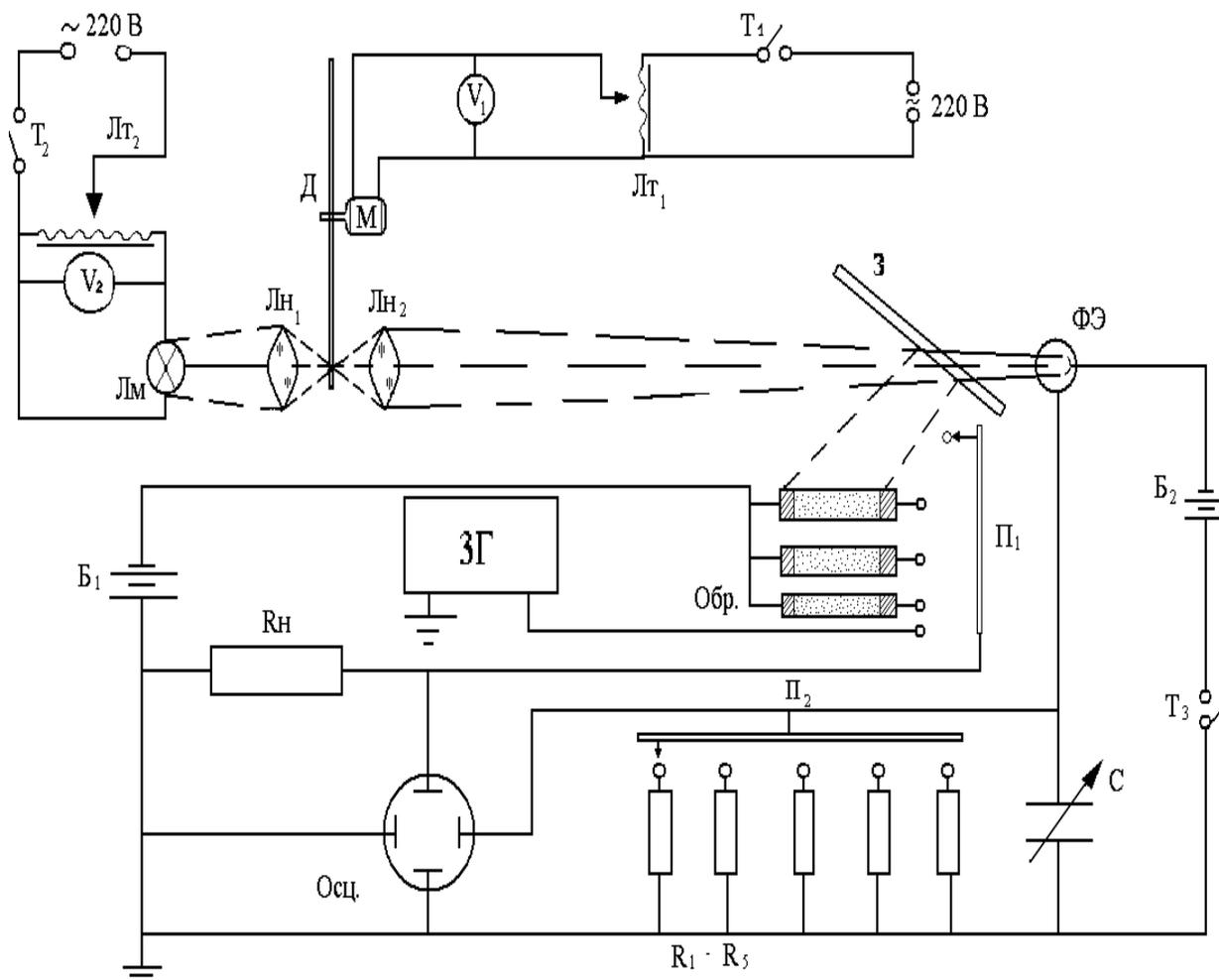


Рис. 8. Принципиальная схема для определения времени жизни неравновесных носителей заряда.

ЗАДАНИЕ

Определить время жизни неравновесных носителей тока в исследуемых образцах из анализа кривых релаксации фототока и методом компенсации сдвига фаз.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

I. Определение τ_n по наклону касательной на начальном участке релаксационной кривой.

1. Включить осциллограф и звуковой генератор, дать им прогреться в течении 3-5 минут.

2. Тумблерами T_1 и T_2 подать напряжение на осветительную лампочку L_m и мотор M с диском D .

3. Перемещая рамку кристаллодержателя, добиться, чтобы световой поток попадал на выбранный образец.

4. С помощью переключателя Π_1 ("Род работы") подать напряжение на освещённый образец.

5. Меняя скорость вращения диска с помощью ЛАТРа L_{T1} , получить на экране осциллографа релаксационную кривую с ясно различимым участком насыщения. Перерисовать полученную картинку на кальку, либо сфотографировать осциллограмму.

6. Не меняя скорости развёртки осциллографа, подать на него сигнал от звукового генератора, установив переключатель "Род работы" в положение "Калибровка". Регулируя частоту сигнала генератора, получить устойчивую синусоиду на экране. Определить частоту переменного сигнала по генератору. Прокалибровать ось времени осциллографа.

7. На кальке или фотографии провести касательную к релаксационной кривой в момент $t = 0$ (начало светового импульса). Проэкстраполировать участок насыщения до пересечения с касательной. Опустить перпендикуляр из точки пересечения на ось времени, определить τ_n .

8. Повторить измерения для других образцов.

II. Определение τ_n методом компенсации сдвига фаз

1. Отключить развёртку осциллографа.
2. Подать питание на вакуумный фотоэлемент ФЭ, включив тумблер Т₃.
3. Установить переключатель "Выбор сопротивления" на максимальное значение R .
4. Изменяя скорость движения диска, яркость освещения и усиление осциллографа добиться изображения петли на экране (рис. 7г).
5. С помощью магазина емкостей добиться вырождения петли в линию при минимальной ёмкости. Определить τ_n .

Необходимо учесть, что исследуемый процесс возбуждения кристалла является периодическим и, значит, описывается рядами Фурье. Поскольку они состоят из периодических функций, то существует множество их корней. В нашем случае – множество значений емкости, при которых на экране осциллографа наблюдается вырождение петли. Необходимо определить именно первое, наименьшее значение.

6. Уменьшить величину R переключателем П₂ . Скомпенсировать сдвиг фаз. Определить τ_n . Значение R необходимо уменьшать до тех пор, пока сигнал остаётся ясно различимым, определяя для каждого значения τ_n .

Усреднить полученные значения времён жизни.

Учитывать при этом, что усреднение возможно только для близких величин. Если по какой-либо причине разброс значений слишком велик, следует или отбросить значительно отличающиеся цифры, или провести более тщательные измерения.

7. Повторить измерения для других образцов.
8. Сравнить рассчитанные значения с величинами, полученными первым методом.

Контрольные вопросы:

1. Что такое время жизни носителя заряда?
2. У каждого из носителей, участвующих в токопереносе, своё время жизни. Каким образом используемая методика измерений позволяет получать **среднее** время жизни носителей заряда в исследуемом кристалле?
3. В результате измерений будет получено время жизни равновесных или неравновесных носителей? Может ли оно быть одинаковым?
4. В результате измерений будет получено время жизни основных или неосновных носителей? Может ли оно быть одинаковым?
5. В чём заключается определение времени жизни методом импульсного освещения?
6. В чём заключается определение времени жизни методом сдвига фаз? Какой из методов даёт большую экспериментальную погрешность и почему?
7. Почему в расчётных формулах отсутствует концентрация носителей противоположного знака и интенсивность возбуждающего света?
8. Каким образом в исследовательской установке добиваются, чтобы начало увеличения концентрации носителей в кристалле в момент освещения совпадало с началом релаксации заряда на ёмкости между фотоэлементом и горизонтальными пластинами осциллографа?
9. Почему нарастающая и спадающая ветвь параболы на осциллограмме несимметричны?

10. В результате измерений будет получено время жизни собственных или несобственных носителей?

ЗАДАЧА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

§1. ДИФФУЗИЯ И ДРЕЙФ НЕОСНОВНЫХ ИЗБЫТОЧНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Рассмотрим диффузию и дрейф неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике при наличии внешнего однородного электрического поля E .

Допустим, что имеется полупроводник n -типа, поперечные размеры которого значительно меньше его длины. Очень узкая область полупроводника освещается светом, так что во всём объёме освещенной области происходит равномерная генерация электронов и дырок (рис.9). Пусть концентрация основных носителей заряда - электронов - велика по сравнению с избыточной концентрацией неосновных носителей заряда Δp , время жизни которых τ_p .

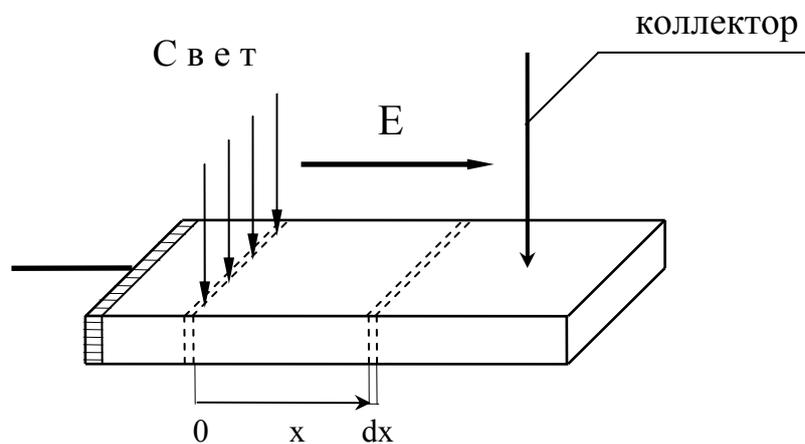


Рис. 9. Схематическое изображение образца с узкой освещенной областью.

В освещенной области электронного полупроводника, где возбуждаются в равном количестве избыточные электроны и дырки ($\Delta n = \Delta p$), концентрация неравновесных дырок будет значительно больше, чем их концентрация в неосвещенной части образца. Благодаря наличию градиента концентрации

дырок возникнет их диффузия. В неосвещённой части образца, куда диффундируют дырки, появится объёмный положительный заряд и электронейтральность образца нарушится. Этот объёмный заряд создаёт статическое электрическое поле, которое вызовет перераспределение носителей заряда, так что в эту область из освещённой части образца будут подтянуты электроны и заряд избыточных дырок будет скомпенсирован. Полная компенсация объёмного заряда будет в том случае, если число избыточных дырок в любой точке образца будет равно числу избыточных электронов. Таким образом, избыточные носители заряда - дырки, диффундируя в глубь электронного полупроводника, увлекают за собой равное количество основных носителей заряда - электронов, так что объёмный заряд не создаётся, а диффузия неосновных носителей заряда происходит как диффузия незаряженных частиц. По мере продвижения в глубь полупроводника избыточные дырки и электроны будут рекомбинировать, и их концентрации с расстоянием будут убывать.

Если к такому полупроводнику приложить однородное электрическое поле E , то избыточные носители заряда будут дрейфовать в этом поле, и их дрейф будет осуществляться со скоростью дрейфа неосновных носителей заряда - дырок, таким образом, что будет сохраняться условие электронейтральности. При ускоряющем поле дырки будут затягивать за собой электроны, а если поле будет замедлять движение дырок, то соответствующим образом произойдёт и перераспределение основных носителей заряда. Следовательно, и во внешнем поле избыточные неосновные носители заряда дрейфуют как незаряженные частицы, не создавая объёмного заряда.

§2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФFUЗИОННОЙ ДЛИНЫ И ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Будем рассматривать движение избыточных носителей заряда одного знака за одну секунду, например дырок, через сечение 1 см^2 слоя толщиной dx находящегося на расстоянии x от освещенной области (рис. 9). Тогда уравнение баланса для числа этих частиц, находящихся в слое будет:

$$\Delta e = e - e_1 \quad (3.1)$$

Здесь e и e_1 - полные числа частиц соответственно входящих и выходящих через 1 см^2 , за 1 сек. Обозначим через e_{D1} и e_D составляющие этих потоков, связанные с диффузией носителей.

Нетрудно видеть, что

$$e_D = -D \frac{d\Delta P}{dx}$$

$$e_{D1} = e_D + \frac{de_D}{dx} dx = -D \frac{d\Delta P}{dx} - D \frac{d^2\Delta P}{dx^2} dx \quad (3.2)$$

где D - коэффициент диффузии.

Число входящих e_E и выходящих e_{E1} носителей из слоя вследствие дрейфа в поле напряжённостью E равно:

$$e_E = \Delta p \mu_p E$$

$$e_{E1} = e_E + \frac{de_E}{dx} dx = \Delta p \mu_p E + \mu_p E \frac{d\Delta p}{dx} dx \quad (3.3)$$

где μ_p - подвижность дырок.

Приращение числа частиц в слое с учётом (3.2) и (3.3) равно:

$$\Delta e = (e_D + e_E) - (e_{D1} + e_{E1}) = D \frac{d^2\Delta p}{dx^2} dx - \mu_p E \frac{d\Delta p}{dx} dx$$

Приращение Δe числа частиц в стационарном состоянии должно равняться числу частиц, исчезающих за тот же промежуток времени вследствие рекомбинации:

$$\Delta e = \frac{\Delta p}{\tau_p} dx$$

Поэтому уравнение баланса числа частиц в стационарном состоянии имеет вид

$$D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} dx - \mu_p E \frac{d \Delta p}{dx} dx - \frac{\Delta p}{\tau_p} dx = 0 \quad (3.4)$$

Разделив обе части уравнения на D и введя обозначения

$$L_p^2 = D \tau_p, \quad (3.5)$$

$$L_E = \tau_p \mu_p E \quad (3.6)$$

преобразуем уравнение (3.4) к виду

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{L_E}{L_p^2} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = 0$$

Общим решением этого уравнения будет

$$\Delta P = A_1 \exp(h_1 x) + A_2 \exp(h_2 x)$$

Где A_1 и A_2 - некоторые постоянные, а h_1 и h_2 - корни характеристического уравнения

$$h^2 - \frac{L_E}{L_p^2} h - \frac{1}{L_p^2} = 0$$

Значит

$$h_{1,2} = \frac{L_E}{2L_p^2} \pm \left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Если внешнее электрическое поле направлено вдоль оси X , то положительное значение h не имеет физического смысла, поскольку оно даёт незатухающую составляющую. Поэтому $A_1 = 0$ и

$$h = \frac{L_E}{2L_p^2} - \left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Проведём анализ полученных выражений. Пусть внешнее электрическое поле отсутствует ($E = 0$). В этом случае имеет место только диффузия избыточных носителей. Так как $L_E = \tau_p \mu_p E = 0$, то избыточная концентрация неосновных носителей заряда - дырок в результате рекомбинации будет изменяться с расстоянием по закону

$$\Delta p = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (3.7)$$

Из этого выражения следует, что спад концентрации неосновных носителей заряда, обусловленный рекомбинацией, будет происходить по экспоненциальному закону и определяться величиной L_p , называемой диффузионной длиной неосновных носителей заряда - в данном случае дырок. L_p - это **среднее** расстояние, на которое смещаются неравновесные дырки при диффузии за время жизни.

Полученные выводы справедливы и для неравновесных электронов, так как при решении задачи предполагалось выполнение электронейтральности, по которому $\Delta p = \Delta n$.

Рассмотрим теперь случай, когда $E \neq 0$. При достаточно больших полях, когда $L_E \gg 2L_p^2$, согласно приближённому соотношению, получаемому на основании разложения в ряд Тейлора

$$\left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{L_E}{2L_p^2} + \frac{1}{L_E},$$

Получим

$$h = -\frac{1}{L_E}$$

и

$$\Delta p = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_E}\right) \quad (3.8)$$

т.е., так же, как и в случае только диффузии, избыточная концентрация дырок спадает с ростом x экспоненциально, но только теперь с постоянной спада L_E , которая называется длиной затягивания (- это **среднее** расстояние, на которое смещаются носители заряда за время жизни в результате диффузии и дрейфа).

Из рассмотренного видно, каким образом можно определить диффузионную длину и время жизни [согласно (3.5)] носителей заряда. Для этого необходимо исследовать изменение концентрации неравновесных неосновных носителей вдоль полупроводника.

В данной работе для этого определяют потенциал зонда, приложенного в определённой точке к образцу, в зависимости от расстояния до освещенной области. Чем дальше носители рождаются от коллектора, тем большая часть их успевает прорекомбинировать и концентрация носителей в месте расположения зонда, а значит и его потенциал, оказываются меньшими. Если при этом к образцу приложено электрическое поле, то в полулогарифмических координатах, согласно (3.8), по котангенсу угла наклона полученной прямой можно определить длину затягивания неравновесных носителей заряда (рис.10).

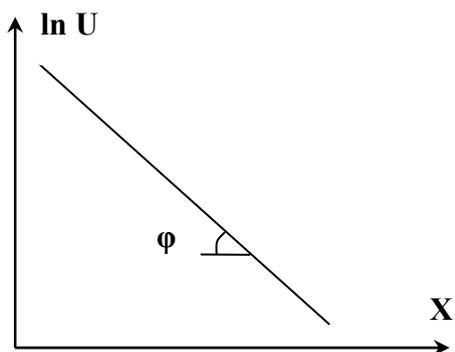


Рис. 10. Зависимость потенциала коллектора от расстояния до освещенной области.

Зная длину затягивания, нетрудно вычислить диффузионную длину неосновных носителей тока. Из уравнений (3.5),(3.6) с учётом соотношения Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu_p} = \frac{e}{kT},$$

получим

$$L_p = \left(L_E \frac{kT}{eE} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

По известной диффузионной длине время жизни неравновесных неосновных носителей заряда можно определить из уравнения (3.5) при заданном коэффициенте диффузии.

§ 3. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение диффузионной длины неосновных носителей заряда производится на монокристаллических образцах германия.

Установка состоит из манипулятора (рис. 11), на котором крепится образец, осветитель и мотор с диском. Для того чтобы отделить часть коллекторного сигнала, связанную с неравновесными носителями заряда от постоянной составляющей, применяется импульсное освещение. Свет прерывается вращающимся диском с прорезями (аналогично способу освещения в задаче 2).

Частота прерывания света выбирается из следующих соображений. Во время освещения в образце должно устанавливаться равномерное распределение неосновных носителей. За время, когда образец затемнён, неосновные носители должны полностью рекомбинировать. Эти требования удовлетворяются при длительности освещения и затемнения, значительно превышающих время жизни неравновесных носителей заряда в образце. В нашей установке частота прерывания света составляет порядка 300 Гц.

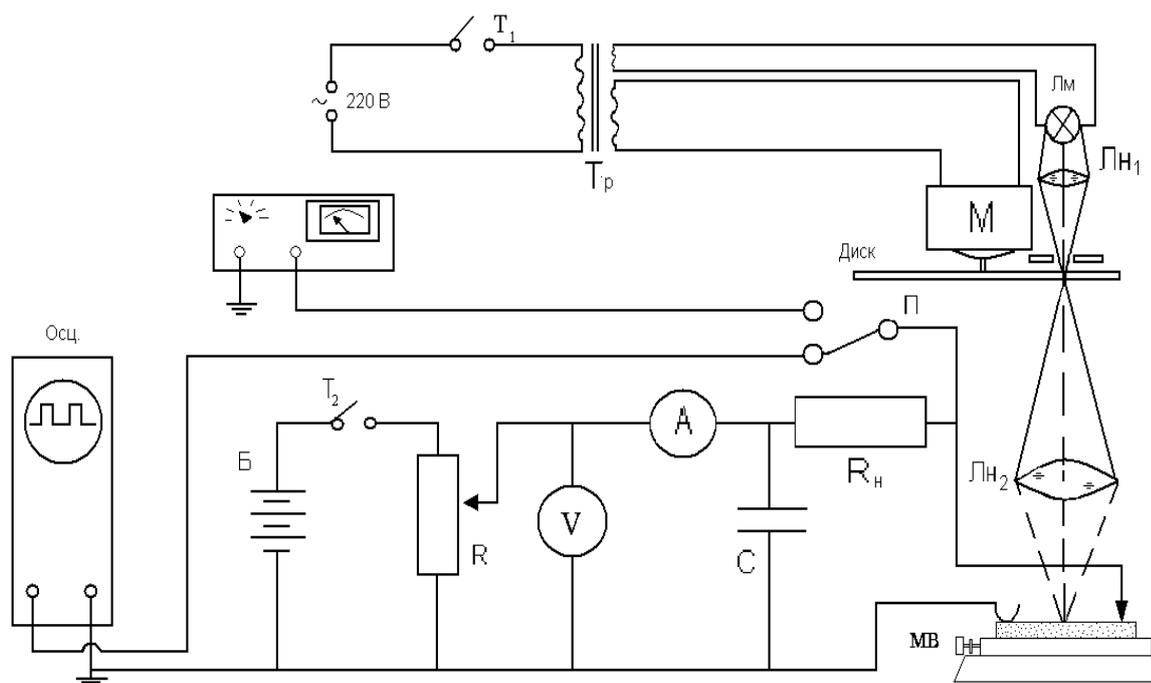


Рис. 11. Экспериментальная установка для исследования процессов диффузии и дрейфа неосновных неравновесных носителей тока.

Поверхность образца освещается узким пучком света, идущим от лампы L_m через простую оптическую систему в виде тонкой полоски, пересекающей верхнюю грань образца параллельно его торцам. Такая система освещения сводит решение задачи диффузии и дрейфа неравновесных носителей к одномерному случаю, рассмотренному выше.

Отсчёт продольного перемещения кристаллодержателя производится с помощью микрометрического винта $МВ$ барабанного типа. При полном обороте барабана вокруг оси кристалл смещается на 1мм. К образцу приложен зонд из вольфрамовой проволоки, служащий коллектором.

Смещение на образец подается от источника питания $Б$. Величина смещения устанавливается с помощью делителя напряжения и регистрируется вольтметром. Сопротивление R_n , служит нагрузкой коллектора, с него снимается переменная составляющая коллекторного сигнала. Переключатель $П$ позволяет производить подключение нагрузочного сопротивления R_n , либо на вход осциллографа, либо на вход милливольтметра.

ЗАДАНИЕ

1. Включить милливольтметр и осциллограф. Дать возможность приборам прогреться в течение 5-10 мин.
2. Подключить питание образца. Установить смещение, подаваемое на образец, в пределах шкалы измерительного прибора.
3. Включить освещение образца. Одновременно начинает работать мотор, вращающий диск с прорезями.
4. Перемещая световой зонд вдоль поверхности образца, измерить расстояние между контактами. Зная величину смещения, рассчитать напряжённость электрического поля E в кристалле.
5. Измерить зависимость потенциала коллектора от расстояния до светового зонда по осциллографу. Измерения необходимо производить через 0,1 мм.
6. Построить график зависимости $U(x)$ в полулогарифмических координатах. Определить длину затягивания неосновных носителей заряда.
7. Повторить измерения, используя ламповый милливольтметр, предварительно определив величину фона и вычитая её из последующих измерений. Определить величину длины затягивания неравновесных неосновных носителей заряда. Сравнить полученное значение с величиной, определённой с помощью осциллографа.
8. Рассчитать диффузионную длину неосновных носителей заряда в исследуемом кристалле.
9. Вычислить время жизни неравновесных носителей заряда. При этом учесть коэффициент диффузии в германии:

для электронов

$$D_n = 93 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$$

для дырок

$$D_p = 44 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$$

Контрольные вопросы:

1. Что такое диффузионная длина носителей тока? Что такое длина затягивания? Кто из них больше по величине?
2. Зачем в данном методе применяется импульсное освещение? Каковы требования к параметрам этого света?
3. Как лучше менять расстояние между освещённой областью и коллектором - перемещая световое пятнышко или двигая зонд?
4. Как, зная диффузионную длину, определить время жизни носителей тока?
5. Используемая методика измерений позволяет определить диффузионную длину равновесных или неравновесных носителей заряда? Основных или неосновных?
6. Зачем световое пятнышко следует делать предельно узким?
7. Изменится ли длина затягивания, если поменять полярность приложенного поля?
8. Чтобы не сколоть край образца, коллектор помещается в его центральной части. Следует ли производить измерения от коллектора (максимальный сигнал) ко второму контакту, или уводить световое пятнышко в противоположную сторону?

9. Каковы особенности графика $U(x)$ на больших расстояниях от зонда и в его окрестности? Сохраняется ли прямая в полулогарифмических координатах для этих областей?

10. Образец освещается белым светом. Можно ли сделать предположения о том, какая диффузионная длина определяется - для собственных носителей или примесных?

ЗАДАЧА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ОПТИЧЕСКОГО (ИНФРАКРАСНОГО) ГАШЕНИЯ ФОТОТОКА

§ 1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭФФЕКТА ИНФРАКРАСНОГО ГАШЕНИЯ ФОТОТОКА

Эффектом инфракрасного гашения фототока называется уменьшение величины тока, образованного свободными носителями, возбужденными светом из области собственного поглощения, при воздействии на образец дополнительно длинноволновой (инфракрасной) подсветки.

Подобная реакция на освещение длинноволновым светом к настоящему времени обнаружена в полупроводниковых кристаллах CdS, CdSe и некоторых других. Она обусловлена наличием в них двух типов центров рекомбинации: уровней 1-го класса - быстрых рекомбинационных центров или S - центров (“speed”), у которых эффективное сечение захвата для дырок и электронов равны:

$$S_{p1} = S_{n1} = 10^{-16} \text{ см}^2$$

и уровней II - го класса - медленных рекомбинационных центров или R – центров (“recombination”), у которых сечение захвата для дырок того же порядка, что и у S - центров:

$$S_{p2} = 10^{-16} \text{ см}^2,$$

а сечение захвата электронов значительно меньше:

$$S_{n2} = 10^{-21} \text{ см}^2.$$

Энергетическая схема такого полупроводника представлена на рис.12. При освещении кристалла светом из области собственного поглощения образуется неравновесные электроны и дырки, которые захватываются центрами I-го и II

-го классов и рекомбинируют на них (рис. 13а). При этом темп рекомбинации через центры I-го класса значительно больше, чем через центры II - го класса поскольку $S_{n2} \ll S_{n1}$. Установившийся уровень фототока обуславливается рекомбинацией через оба типа центров.

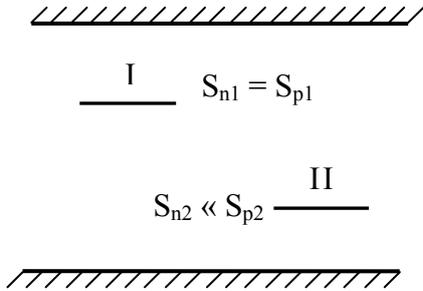


Рис.12. Зонная диаграмма полупроводника с двумя классами центров рекомбинации.

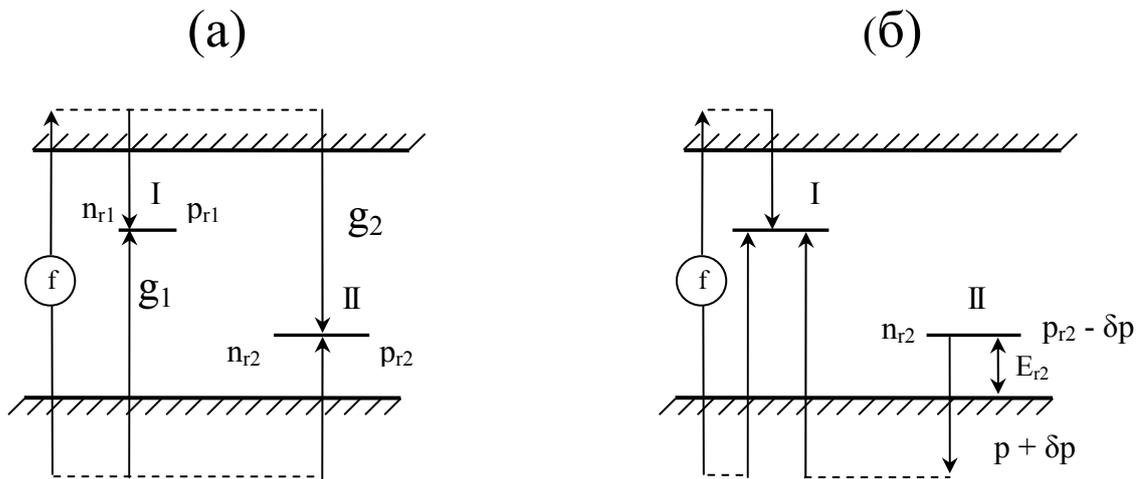


Рис. 13. К объяснению эффекта инфракрасного гашения фототока.

При освещении полупроводника длинноволновым (инфракрасным) светом скопившиеся на центрах медленной рекомбинации дырки будут возбуждаться в V - зону. Освобождённые дырки, вообще говоря, имеют одинаковую вероятность быть захваченными как рекомбинационными центрами I-го класса, так и центрами II -го класса. Однако, поскольку действие ионизирующего инфракрасного излучения продолжается, процесс повторного захвата на центры медленной рекомбинации оказывается неэффективным и дырки

преимущественно попадают на центры I-го класса (рис. 13б). В результате этого интенсивность рекомбинации через центры I-го класса увеличивается, что приводит к уменьшению концентрации неравновесных носителей, а значит и к уменьшению фототока.

За величину гашения принимается

$$Q = \frac{I_{\phi}(\epsilon) - I_{\phi}(\epsilon; \epsilon)}{I_{\phi}(\epsilon)} 100\%, \quad (4.1)$$

где $I_{\phi}(\epsilon)$ - фототок при действии только возбуждающего света из области собственного поглощения, $I_{\phi}(\epsilon; \epsilon)$, - фототок при одновременном освещении образца возбуждающим светом и длинноволновой гасящей подсветкой.

Число фотовозбуждённых дырок с центров II -го класса будет максимальным, когда энергия квантов инфракрасного света окажется равной энергетическому расстоянию от этих центров до потолка валентной зоны

$$\frac{hc}{\lambda_0} = E_{r2} \quad (4.2)$$

Это даёт возможность, измеряя зависимость $Q(\lambda)$, по положению максимума определять глубину залегания центров II – го класса.

Иногда на кривой гашения наблюдается не один, а два максимума. Для сульфида кадмия максимум гашения при энергии кванта 0.89 э.в. обусловлен дополнительным энергетическим уровнем, соответствующим возбуждённому

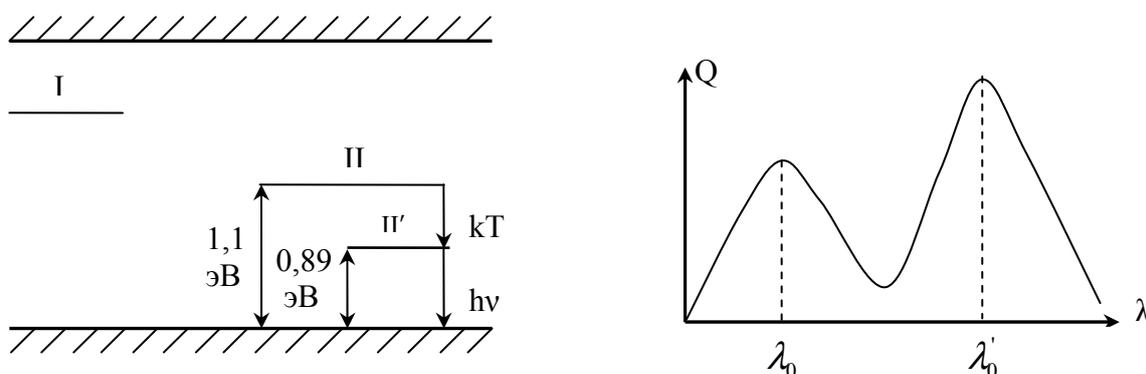


Рис. 14. К объяснению существования двух максимумов оптического гашения.

состоянию дырки (рис. 14). При понижении температуры (до $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ и ниже) он исчезает. Это указывает на то, что в данном случае в гашении принимают участие термические переходы. Дырки с центров II-го класса термически возбуждаются на центры II', а затем при поглощении фотона переводятся в валентную зону.

При повышении температуры от комнатной и выше эффект инфракрасного гашения фототока в образце будет уменьшаться, поскольку дырки получают возможность термически освобождаться с центров II - го класса в валентную зону. При достижении температуры порядка $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ эффект оптического гашения фототока исчезает. Процессы, происходящие при этом в полупроводнике, будут подробнее рассмотрены в задаче 5.

Величина оптического гашения фототока зависит от интенсивности возбуждающего света. Начиная с некоторых её значений, эффект гашения уменьшается. Это объясняется тем, что с увеличением уровня возбуждения концентрация свободных электронов – основных носителей в сульфиде кадмия – всё больше возрастает и убыль их на рекомбинацию по мере поступления дырок на S-центры сказывается всё меньше.

Очевидно, повышение интенсивности гасящей подсветки увеличивает поток дырок с центров II-го класса с последующим захватом их на центры I-го класса, что приводит к повышению величины гашения фототока.

§2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Принципиальная схема для измерений величины инфракрасного гашения при различных интенсивностях возбуждающего и гасящего света приведена на рисунке 15.

Возбуждение образца производится лампой L_{M1} , ток накала, а значит и интенсивность свечения которой, регулируется резистором R_1 . При этом миллиамперметр "mA" позволяет оценивать по току накала величину интенсивности света. Фильтр Φ служит для выделения из сплошного спектра свечения лампы участок, соответствующий области собственного поглощения для данного образца.

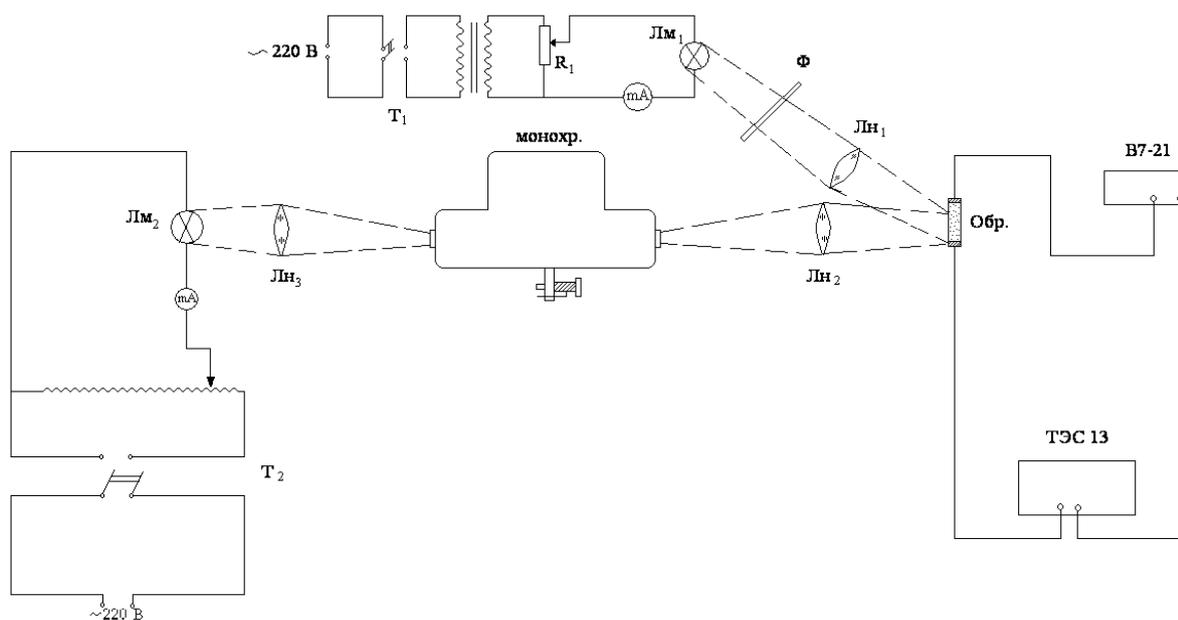


Рис. 15. Схема установки для исследования эффекта инфракрасного гашения фототока.

Длинноволновая подсветка создается лампой L_{M2} , ток накала которой регулируется потенциометром и контролируется по миллиамперметру «mA». Световой поток от лампочки попадает на образец через оптическую систему, состоящую из фокусирующих линз и монохроматора двойного разрешения, который позволяет изменять длину волны инфракрасного света. Ширина выходной щели монохроматора выбирается таким образом, чтобы обеспечить высокую разрешающую способность в рабочей области спектра с учётом большой дисперсии для инфракрасного света. Обычно значение ширины выходной щели выбирается порядка 0,1 - 0,15 мм.

С помощью монохроматора можно получать монохроматический свет из различных участков спектра, поэтому перед началом измерений необходимо определить точку отсчёта. Для этого нужно зафиксировать фототок, текущий в образце под действием возбуждающего света выбранной интенсивности, а затем, вращая барабан монохроматора, определить длину волны, соответствующую началу гашения. Для полупроводниковых кристаллов сульфида кадмия она обычно составляет 900 - 960 нм.

Ток, текущий через образец фиксируется цифровым микроамперметром В7-21. Для питания образца используется выпрямленное, сглаженное и стабилизированное напряжение.

Для исследований подбираются очень чувствительные кристаллы, у которых световое значение тока I_c намного превосходит темновое I_T . Поэтому измеряемое значение тока совпадает с фототоком $I_\phi = I_c - I_T \approx I_c$.

ПОРЯДОК РАБОТЫ

1. Включить источник питания ТЭС-13. Дать ему возможность в течение нескольких минут войти в рабочий режим. Установить смещение, прикладываемое к образцу.
2. Тумблером T_1 включить возбуждающий свет. По прибору "mA" подобрать необходимую интенсивность этого света. Зафиксировать полученное значение тока $I_\phi(\epsilon)$. Следует помнить, что при изменении интенсивности возбуждающего света величина $I_\phi(\epsilon)$ также меняется. Поэтому, исследуя эффект гашения при других уровнях возбуждения, значение тока $I_\phi(\epsilon)$ необходимо измерять заново.
3. Включить питание лампы монохроматора. Регулируя ток накала, установить необходимую интенсивность длинноволновой подсветки. Измерения проводить с длины волны, соответствующей началу гашения.

4. Меняя длину волны гасящего света, измерить спектральное распределение величины гашения. Измерения необходимо производить от меньших длин волн к большим.

ЗАДАНИЕ

Измерить спектральное распределение эффекта оптического гашения фототока для нескольких (не менее двух) интенсивностей гасящего света при постоянной интенсивности возбуждающего света.

Измерить спектральное распределение оптического гашения для нескольких уровней возбуждения при фиксированной интенсивности инфракрасного света. Объяснить наблюдаемые изменения кривой оптического гашения.

По положению максимумов кривой $Q(\lambda)$ определить энергетическую глубину залегания уровней II - го класса.

Контрольные вопросы:

1. В чём заключается механизм инфракрасного гашения фототока? Какие особенности легирования кристалла его обеспечивают?
2. Как зависит величина гашения от интенсивности собственного и гасящего света?
3. Почему на графике $Q(\lambda)$ наблюдается два максимума? Почему с понижением температуры длинноволновый максимум исчезает?
4. Почему коротковолновый максимум $Q(\lambda)$ ниже длинноволнового?
5. Как определить энергии активации R-центров?
6. Как поменяется гашение фототока при нагреве кристалла?
7. При комнатной температуре средняя энергия фононов 0,025 эВ. Каким образом дырки термически переводятся с основного на возбуждённое состояние R-центров, преодолевая зазор в 0,2 эВ?

8. Как величина гашения фототока зависит от концентрации R - и S - центров?
 9. Каково зарядовое состояние R- и S - центров?

ЗАДАЧА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГАШЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

§1. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Эффект температурного гашения фототока заключается в том, что при повышении температуры, начиная с некоторых её значений, происходит переход полупроводника из состояния высокой фоточувствительности в состояние низкой фоточувствительности.

Механизм этого явления аналогичен рассмотренному в задаче 4 явлению оптического гашения фототока и обусловлен наличием в кристалле двух типов центров рекомбинации: уровней I - го и II - го классов.

Рассмотрим энергетическую схему полупроводника, содержащего указанные уровни рекомбинации (рис. 16). При освещении кристалла светом из области собственного поглощения образуются неравновесные электроны и дырки.

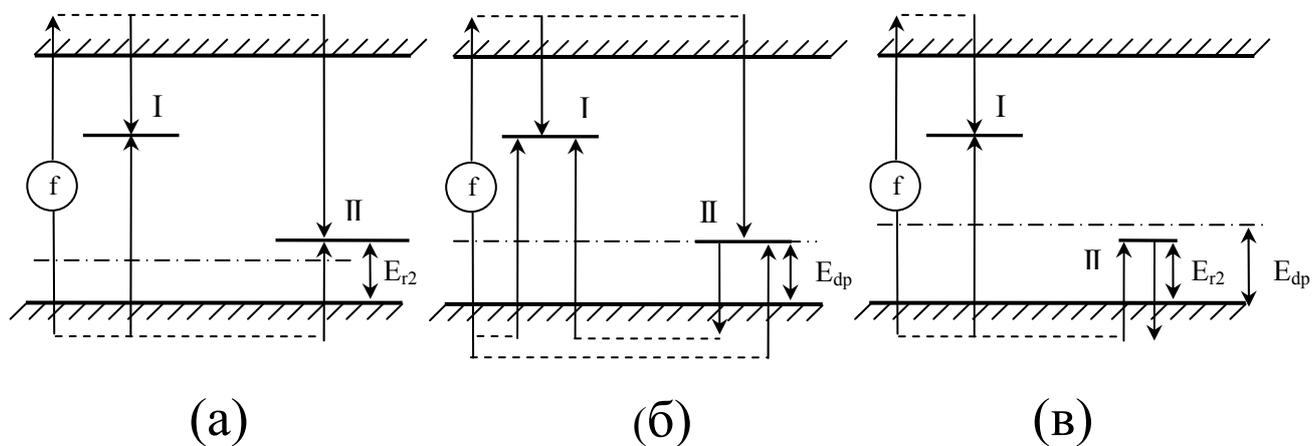


Рис. 16. Зонная схема полупроводника при температурах, обуславливающих:

а) - высокую фоточувствительность; б) - переход от высокой фоточувствительности к низкой; в) - низкую фоточувствительность.

Для описания процессов их рекомбинации на локальных центрах, вводится понятие демаркационного уровня. Его смысл аналогичен уровню Ферми. Только уровень Ферми определяет степень заполнения центров, а демаркационный уровень – интенсивность происходящих там процессов. По определению, если демаркационный уровень совпадает с энергетическим положением центра (рис. 16б), носитель имеет равную вероятность как прорекомбинировать на нём, так и быть просто захваченным как на ловушку. Чем выше энергетическое положение центра над демаркационным уровнем (рис. 16а), тем интенсивнее на нём идут процессы рекомбинации. Наоборот, - чем глубже центр находится под демаркационным уровнем (рис. 16в), тем с большей вероятностью это – ловушка прилипания.

При малых температурах, когда дырочный демаркационный уровень проходит ниже уровней II – го класса (см. рис. 16а), т.е. $E_{dp} < E_{r2}$, последние являются рекомбинационными центрами. В этом случае дырки захватываются на центры II - го класса и рекомбинируют со свободными электронами. Фоточувствительность кристалла оказывается высокой, поскольку это – неэффективные центры рекомбинации, $S_{n2} \ll S_{p2}$.

По мере повышения температуры дырочный демаркационный уровень поднимается вверх. Когда E_{dp} становится равным E_{r2} (рис. 16б) происходит переход уровней II - го класса из разряда центров рекомбинации в разряд уровней прилипания. С этого момента рекомбинация начинает происходить в большей степени через центры I-го класса, т.е. время жизни электронов уменьшается, фоточувствительность падает. Когда температура достигнет такого значения, что будет выполняться неравенство $E_{dp} \gg E_{r2}$ (рис. 16в), весь рекомбинационный поток идёт через центры I-го класса. Полупроводник оказывается в низкочувствительном состоянии.

Переход от высокой чувствительности к низкой можно использовать для определения параметров центров рекомбинации. Для этого рассмотрим подробно условие начала температурного гашения фототока. Очевидно, фототок начинает уменьшаться с ростом температуры, по определению демаркационного уровня, когда темп рекомбинации электронов проводимости с дырками, находящимися на центрах II - го класса становится равным темпу термического освобождения дырок с этих центров, т.е.

$$n \nu S_{n2} p_{r2} = p_{r2} \nu S_{p2} P_V \exp\left(-\frac{E_{r2}}{kT}\right) \quad (5.1)$$

Откуда

$$n = P_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}} \exp\left(-\frac{E_{r2}}{kT}\right) \quad (5.2)$$

Логарифмируя это выражение, находим:

$$\ln n = \ln\left(P_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}}\right) - \frac{E_{r2}}{kT} \quad (5.3)$$

Следует измерить несколько температурных зависимостей концентраций электронов при различных интенсивностях возбуждающего света. Затем, по наклону прямой, проведённой через точки перехода от высокой фоточувствительности к низкой (рис. 17), можно определить энергию активации центров медленной рекомбинации:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta(\ln n)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{E_{r2}}{k} \quad (5.4)$$

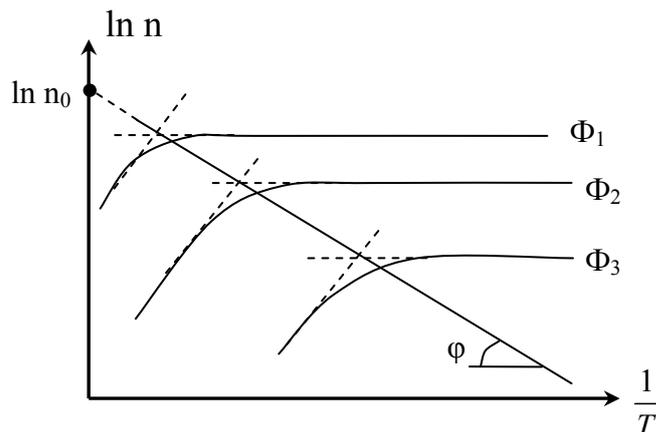


Рис. 17. Температурные зависимости концентрации неравновесных носителей тока, измеренные при различных интенсивностях возбуждающего света $\Phi_1 > \Phi_2 > \Phi_3$.

Экстраполяция прямой (5.3) до пересечения с осью ординат при $\frac{1}{T} = 0$ даёт величину S_{p2}/S_{n2} :

$$(\ln n_0)_{\frac{1}{T}=0} = \ln \left(\frac{S_{p2}}{S_{n2}} P_V \right) \quad (5.5)$$

Концентрация электронов определяется по величине сопротивления образца. Известно, что проводимость

$$\sigma = en\mu_n, \quad (5.6)$$

где μ_n - подвижность электронов. С учётом того, что

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{S_0}, \quad (5.7)$$

где l - длина образца, а S_0 - его площадь поперечного сечения, получаем величину n :

$$n = \frac{1}{R} \frac{l}{S_0} \frac{1}{e\mu_n}. \quad (5.8)$$

Или

$$n = \frac{I}{U} \frac{l}{S_0} \frac{1}{e\mu_n} \quad (5.9)$$

Здесь I – протекающий по образцу ток под действием приложенного напряжения U .

§ 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерение эффекта температурного гашения осуществляется на установке, принципиальная схема которой показана на рис. 18. Установка включает в себя три ветви – электрическую, вакуумную и оптическую.

Исследуемый образец помещается в вакуумной камере ВК на медной подложке, в которую вмонтирован нагреватель. Питание нагревателя осуществляется от сети переменного тока с помощью автотрансформатора. Температура кристалла контролируется медь - константановой термопарой, соединённой с гальванометром.

Ток в образце фиксируется цифровым миллиамперметром В7 – 21. Напряжение задаётся от стабилизированного источника питания ТЭС – 13.

Измерение температурных зависимостей производится в вакууме. Разряжение в камере достигается с помощью форвакуумного насоса ВН. Вакуумный кран КР служит для напуска воздуха в систему.

Освещение исследуемого образца обеспечивается оптической системой, состоящей из лампы накаливания L_m , фокусирующих линз L_{H1} и L_{H2} и монохроматора М. В питающем устройстве предусмотрена возможность изменения накала лампы. Миллиамперметр "mA" служит для контроля накала.

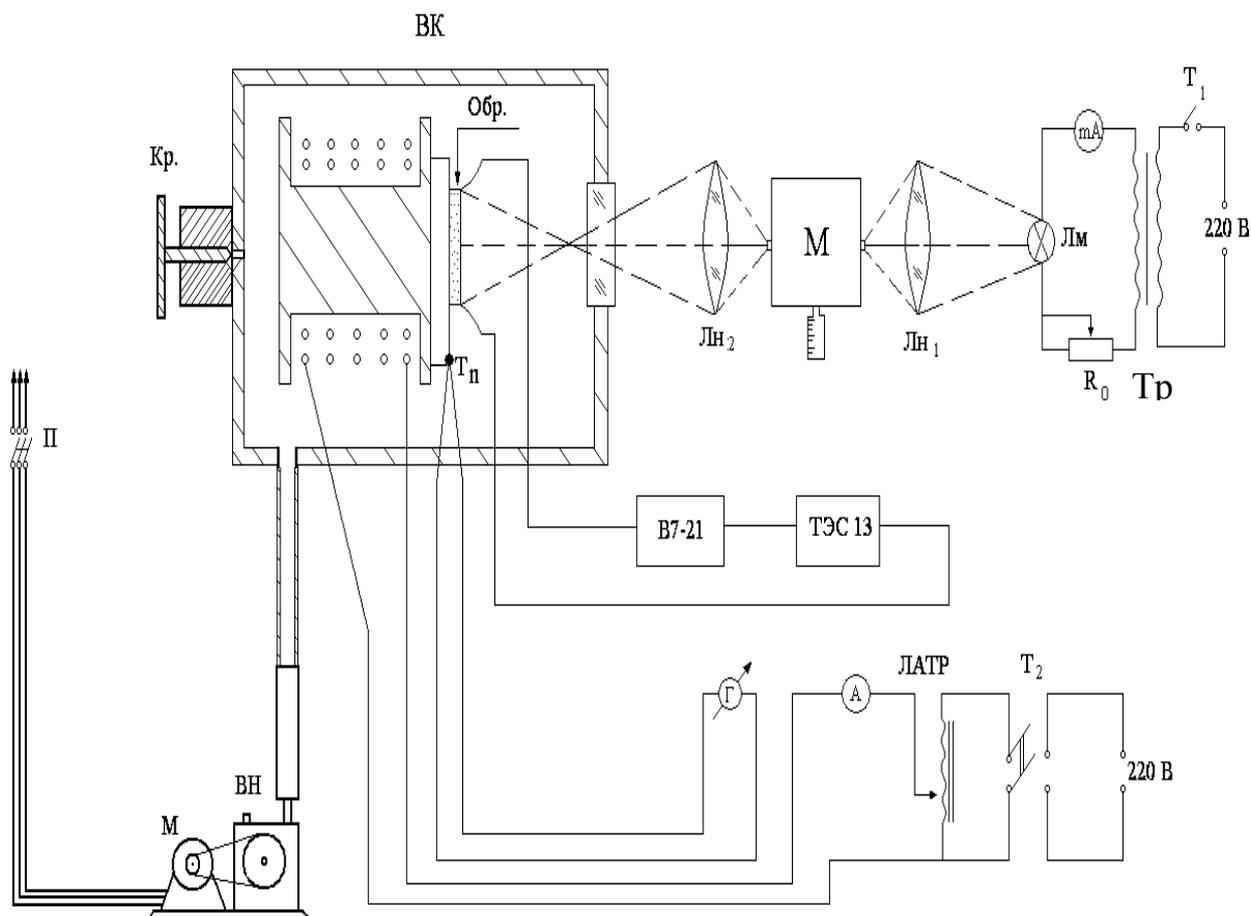


Рис. 18. Схема установки для исследования эффекта температурного гашения фотопроводимости.

ЗАДАНИЕ

По температурным зависимостям фотопроводимости, измеренным при различных интенсивностях возбуждающего света, определить параметры центров II - го класса - энергию активации E_{r2} и отношение сечений захвата S_{p2}/S_{n2} в исследуемом образце.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Закрыть кран Кр. Включить вакуумный насос.
2. Включить источник питания и цифровой миллиамперметр. Перед началом измерений необходимо, чтобы приборы прогрелись в течение 5-10 мин.

3. Включить ток накала лампы монохроматора. Вращая барабан монохроматора добиться, чтобы падающий свет соответствовал собственному поглощению полупроводника. При этом протекающий собственный ток максимальный.
4. Включить нагреватель. По мере разогрева определить изменение протекающего тока в образце с температурой при нескольких фиксированных освещённостях. Гашение для каждой из них можно считать состоявшимся, если величина тока уменьшилась, по крайней мере, на порядок по сравнению с исходной. Вычислить согласно (5.9) изменение концентрации $n(T)$.
5. По окончании цикла измерений выключить нагреватель и охладить образец до комнатной температуры.
6. Отключить форвакуумный насос. Впустить воздух в вакуумную систему.
7. Построить графики зависимостей $\ln n$ от $\frac{1}{T}$. По наклону прямой, проведённой через точки перехода полупроводника из состояния высокой фоточувствительности к низкой, определить энергетическое положение центров рекомбинации II - го класса согласно (5.4).
8. Рассчитать отношение сечений захвата S_{p2}/S_{n2} , используя соотношение (5.5). Для нахождения отсечки $\ln n$ на оси ординат при значении $\frac{1}{T} = 0$ удобно применить уравнение прямой: $y = ax + b$. В нашем случае a – это тангенс наклона прямой ($a = \frac{dy}{dx}$). Определяя в произвольной точке прямой значения $y = y_0$ и $x = x_0$ легко найти величину отсечки b . При расчетах использовать данные таблицы.

Таблица 2. Параметры исследуемого образца

Подвижность электронов в сульфиде кадмия, μ_n	$210 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}$
Площадь поперечного сечения образца, S_0	$0,02 \text{ см}^2$

Расстояние между контактами, l	0,2 см
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, P_v	10^{19} см ⁻³

Контрольные вопросы:

1. В чём заключается механизм температурного гашения фототока?
2. Какие параметры полупроводника можно определить, исследуя температурное гашение фототока? Как это сделать?
3. Что такое демаркационный уровень?
4. Как меняется положение демаркационного уровня с повышением температуры?
5. Как меняется положение демаркационного уровня с повышением интенсивности собственного возбуждения?
6. Почему по мере увеличения интенсивности света точка перелома графика $\ln n$ смещается к меньшим значениям $\frac{1}{T}$?
7. Почему на графике $\ln n \left(\frac{1}{T}\right)$ наблюдается только один наклон? Какая энергия активации при этом определяется – основного или возбуждённого состояния R-центров (см. задачу 4)?

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова К.В. “Физика полупроводников”– М., “Энергия”, 1976. – 416 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. “Физика полупроводников”. Из-во “Наука”. Главная редакция физ.мат. литературы. Москва. 1977 г. 673 с.
3. Сердюк В.В., Чемересюк Г.Г., Терек М. “Фотоэлектрические процессы в полупроводниках” – Киев, Головное изд-во, 1982 г. – 151 с.
4. С.М.Рывкин “Фотоэлектрические явления в полупроводниках” – М; Физматгиз, 1963 г., - 234 с.
5. А.Роуз. “Основы теории фотопроводимости”- М., «Мир», 1966 г. – 192 с.

ДОПОЛНЕНИЯ:

Приставки СИ и множители для
образования десятичных кратных и
дольных единиц и их наименование

Приставка	Обозначение приставки		Множитель
	Международное	Русское	
экса-	E	Э	10^{18}
пета-	P	П	10^{15}
тера-	T	Т	10^{12}
гига-	G	Г	10^9
мега-	M	М	10^6
кило-	k	к	10^3
гекто-	h	г	10^2
дека-	da	да	10^1
деци-	d	д	10^{-1}
санти-	c	с	10^{-2}
милли-	m	м	10^{-3}
микро-	μ	мк	10^{-6}
нано-	n	н	10^{-9}
пико-	p	п	10^{-12}
фемто-	f	ф	10^{-15}
атто-	a	а	10^{-18}
$1 \text{ \AA} (\text{ангстрем}) = 10^{-10} \text{ м}$			

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

Заряд электрона $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Масса свободного электрона $m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28}$ г.

Скорость света в вакууме $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/с.

Постоянная Планка $h = 6,607 \cdot 10^{-34}$ Дж · с = $4,124 \cdot 10^{-15}$ эВ · с.

Постоянная Больцмана $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $8,614 \cdot 10^{-5}$ эВ/К.

Тепловая энергия:

$kT = 0,02584$ эВ при комнатной температуре (300 °К = 27 °С);

$kT = 0,00663$ эВ при температуре жидкого азота (77 °К = -196 °С);

$kT = 0,00036$ эВ при температуре жидкого гелия ($4,2$ °К = -269 °С).

Энергия, соответствующая 1 эВ:

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Для вычисления энергии фотонов (во внесистемных единицах):

$$h \cdot c = 1239 \text{ эВ} \cdot \text{нм.}$$

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к лабораторным работам по спецпрактикуму
“Фотоэлектрические процессы в полупроводниках”
ЧАСТЬ I

*Для студентов IV курса стационара и V курса
заочного отделения физического факультета*

Георгий Гаврилович Чемересюк
Юрий Николаевич Каракис

Видано в авторській редакції

Підп. до друку 20.01.2011. Формат 60x84/8.
Гарн. Таймс. Тираж 100 прим.

Редакційно-видавничий Центр
Одеського національного університету
імені І.І. Мечникова,
65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12, Україна
Тел.: (048) 723 28 39