

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования

«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ»

ДАВЫДОВ В.Н.

**ИССЛЕДОВАНИЕ БАРЬЕРНОЙ ФОТОЭДС
В ДИФФУЗИОННЫХ $p-n$ - ПЕРЕХОДАХ**

Методические указания
по выполнению лабораторной работы

ТОМСК 2022

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ.....	3
2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.....	3
2.1. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках.....	3
2.2. Квазиуровни Ферми в полупроводнике.....	6
2.3. Электронно-дырочные переходы.....	7
2.4. Барьерная фотоэдс.....	10
2.5. Полевые свойства барьерной фотоэдс.....	13
2.6. Частотные свойства барьерной фотоэдс.....	14
3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ЗНАНИЙ.....	16
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.....	17
4.1. Описание экспериментальной установки.....	17
4.2. Задание к лабораторной работе.....	18
4.3. Методические указания к выполнению работы.....	18
4.4. Порядок выполнения работы.....	19
4.4.1 Измерение частотных зависимостей фотоэдс.....	20
4.4.2 Измерение полевых зависимостей фотоэдс.....	20
6. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА.....	21
7. ЛИТЕРАТУРА.....	22

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы – изучение процессов, протекающих в диффузионных гомогенных фотодиодах при их освещении оптическим излучением с различной частотой амплитудной модуляции и при различных значениях напряжения, приложенного к фотодиоду, а также вычисление из полученных зависимостей параметров фотодиода.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках

При освещении полупроводника изменяется не только его электропроводность, но также возникают электродвижущие силы. Общая причина возникновения фотоэлектродвижущей силы (или фотоэдс), по крайней мере, в наиболее важных случаях, одна и та же: пространственное разделение неравновесных носителей заряда за счет их диффузии или за счет действия внутреннего электрического поля полупроводника, которое создается специально или возникает случайным образом. Двигаясь от места их генерации, неравновесные носители создают направленные потоки зарядов, которые продолжают до тех пор, пока пространственное разделение электронов и дырок не создаст электрическое поле - фотоэдс, препятствующее дальнейшему перемещению неравновесных носителей.

Несмотря на общую картину происхождения фотовольтаических эффектов, удобно

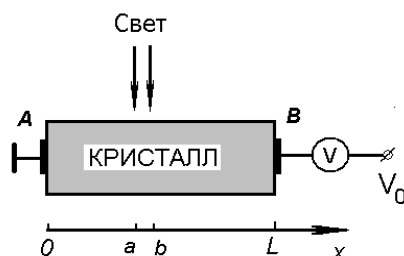


Рисунок 1 – Возникновение фотоэдс при освещении полупроводника

говорить о разных типах фотоэдс в зависимости от особенностей строения полупроводника и условий проведения регистрации излучения. Рассмотрим условия возникновения фотоэдс. Пусть образец имеет вид прямоугольного параллелепипеда, часть которого « ab » освещается излучением из полосы собственного поглощения. Образец ограничен слева и справа одинаковыми металлическими электродами A и B для измерения фотоэдс (рис. 1). Полупроводник может быть неоднородным, т.е. примеси в нем могут быть распределены неравномерно по длине образца, а отдельные его части могут иметь даже различный тип проводимости (электронный или дырочный). Будем считать, что подвижности электронов и

дырок при освещении не меняются. Неравновесные концентрации электронов и дырок δn и δp будем предполагать зависящими только от координаты, отсчитываемой x вдоль образца в направлении регистрации фотоэдс (контактов). Пусть к полупроводнику приложено постоянное напряжение V_0 .

При освещении в образце появятся токи с плотностями, содержащими дрейфовую и диффузионную компоненты:

$$j_p = \sigma_p E - qD_p \frac{dp}{dx}; \quad j_n = \sigma_n E + qD_n \frac{dn}{dx}.$$

Полная плотность тока будет:

$$j = j_n + j_p = \left(E_0 + q \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\sigma} \right)$$

где $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$ – полная электропроводность в данном материале. С другой стороны, согласно закону Ома, можно записать:

$$j = \sigma \cdot (E_0 + E^*)$$

где E^* – напряженность поля, возникшая из-за освещения полупроводника. Сравнивая оба выражения для j , найдем

$$E^* = \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p}.$$

Тогда полное фотонапряжение, измеренное на торцах образца A и B , будет

$$V^* = \int_0^L E^* dx = \int_0^L \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p} dx, \quad (1)$$

где интегрирование проводится вдоль образца по направлению к контактам.

Из выражения (1) следует, что возникающая на торцах полупроводника фотоэдс тем больше, чем значительнее различие в величинах диффузионных потоков электронов и дырок, а также чем меньше темновая проводимость полупроводника. При этом важно, что регистрируется фотонапряжение, поэтому в выражении (1) в этот параметр дают вклады градиенты концентраций и равновесных, и неравновесных электронов и дырок. Чтобы выяснить общие свойства фотоэдс, исследуем подробно полученное выражение.

Однородный полупроводник. Предположим, что $p = p_0 + \delta p$; $n = n_0 + \delta n$. Поскольку исходно полупроводник считается однородным, то $\frac{dn_0}{dx} = \frac{dp_0}{dx} = 0$.

В случае одинакового градиента неравновесных электронов и дырок

$$D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \left[\mu_n \frac{d\delta n}{dx} - \mu_p \frac{d\delta p}{dx} \right] = \frac{kT}{q} [\mu_n - \mu_p] \frac{d\delta p}{dx},$$

поскольку градиенты избыточных концентраций носителей заряда обычно одинаковы. Тогда по выражению (1)

$$V^* = \frac{kT}{q} (\mu_n - \mu_p) \int_{\delta p(0)}^{\delta p(L)} \frac{d(\delta p)}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \delta p}.$$

Здесь подынтегральное выражение представляет дифференциал функции

$$\ln \left[\frac{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \cdot \delta p}{\mu_n + \mu_p} \right]$$

и потому, вычислив ее значение в точках A и B , получим разность двух значений логарифмической функции, отличающихся друг от друга только небольшим значением $\delta p(x)$. В этом случае фотоэдс V^* будет малой величиной.

Таким образом, в однородном полупроводнике с одинаковыми градиентами неравновесных электронов и дырок фотоэдс на освещаемом полупроводнике оказывается малым.

Примесное освещение. Пусть свет создает только основные носители. Будем для определенности рассматривать полупроводник n -типа. Для него справедливы следующие неравенства:

$$D_n \frac{dn}{dx} \gg D_p \frac{dp}{dx}, \quad \mu_n n \gg \mu_p p.$$

Поэтому выражение (1) дает:

$$V^* = \frac{kT}{q} \int_{\delta n(0)}^{\delta n(L)} \frac{d\delta n}{n_0 + \delta n} = \frac{kT}{q} \int_{\delta n(0)}^{\delta n(L)} \frac{d(1 + \delta n / n_0)}{(1 + \delta n / n_0)} \cong \frac{kT}{q} \left[\frac{\delta n(L) - \delta n(0)}{n_0} \right].$$

В знаменателе данного выражения стоит большое число: концентрация основных носителей, а в числителе малое – избыток концентрации электронов. Следовательно, примесное освещение полупроводника, в результате которого создаются только основные неравновесные носители заряда, создает малую по величине фотоэдс.

Если продолжить этот анализ, то можно показать (приводится без доказательства), что для возникновения значительной по величине фотоэдс необходимо, чтобы полупроводник должен быть неоднородным по уровню легирования вдоль направления регистрации фотонапряжения (это обеспечит большой градиент концентраций) или же (и) свет должен создавать большое количество неосновных носителей заряда. Поясним это простым примером. Пусть в полупроводнике имеется 1000 основных носителей, например, электронов и 100

неосновных – дырок. Освещение полупроводника создает одинаковое количество тех и других: по 10 штук. Освещение изменило число основных носителей на 1%, а неосновных – на 10%. Поэтому и вклад в фотоэдс от изменения числа неосновных носителей следует ожидать больший, чем вклад от основных.

2.2. Квазиуровни Ферми в полупроводнике

Существует достаточно простой и наглядный способ оценки величины фотоэдс, возникающей в полупроводниковом приборе при его освещении. Для его рассмотрения обратимся к оценке вероятности заполнения уровней энергии. В термодинамически равновесном состоянии (например, при отсутствии освещения полупроводника) вычислить концентрации электронов и дырок в зонах можно, если воспользоваться распределением Ферми-Дирака. При этом необходимо знать положение уровня Ферми F . Если концентрация электронов в полупроводнике (например, за счет его легирования) будет увеличиваться, то уровень Ферми, оставаясь в запрещенной зоне, будет смещаться к дну зоны проводимости (см. рис. 2, *а*). В случае увеличения концентрации дырок он смещается к потолку валентной зоны. Поэтому уровни энергий, лежащие вблизи уровня Ферми, при изменении его энергетического положения меняют вероятность заполнения электронами. Такой подход к описанию изменений заполнения энергетических состояний в равновесии прост и удобен.

Однако часто необходимо знать концентрации носителей в валентной зоне и зоне проводимости в неравновесных условиях, например, при освещении полупроводника. Попробуем применить для этой цели равновесную функцию распределения Ферми-Дирака. Использовать ее будет возможно, если удастся определить положение уровня Ферми F в неравновесных условиях. Займемся этим.

При отсутствии освещения уровень Ферми в полупроводнике определяется концентрациями равновесных носителей заряда в зонах разрешенных энергий, т.е. в конечном счете – концентрацией легирующей донорной или акцепторной примеси (см. рис.2, *а*). Освещение полупроводника увеличивает концентрацию электронов, и потому в неравновесных условиях уровень Ферми должен сместиться вверх относительно своего равновесного положения. Одновременно с освещением увеличивается и концентрация дырок и тогда, опять-таки согласно рассуждениями первого абзаца этого параграфа, уровень Ферми должен переместиться вниз (см. рис.2, *б*). Но он не может при освещении одновременно двигаться вверх и вниз. Значит, введение в рассмотрение единичного уровня Ферми в этих условия невозможно. Поэтому распределение свободных носителей по энергии в неравновесных условиях описать поведение концентраций электронов и дырок одним уровнем Ферми невозможно.

Однако можно обобщить равновесную статистику на неравновесную ситуацию, если вместо одного уровня Ферми формально ввести два квазиуровня Ферми: один - для описания распределения электронов по энергии в неравновесных условиях, а другой – для описания распределения дырок. Тогда вероятность заполнения электроном состояния с энергией E в

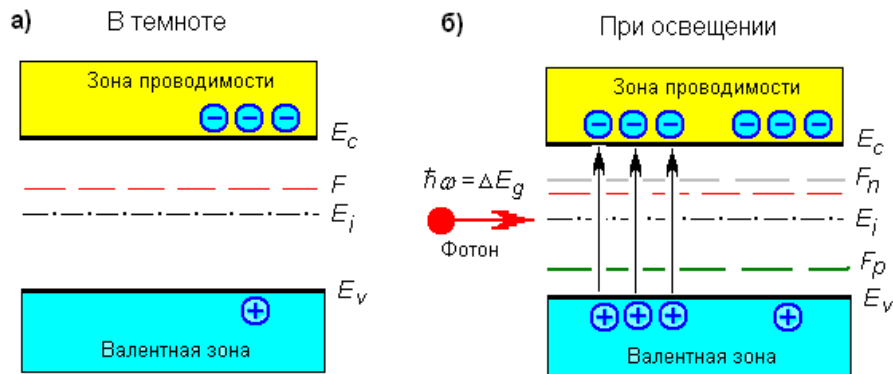


Рисунок 2 – Введение квазиуровней Ферми при освещении полупроводника

зоне проводимости можно представить в виде функции Ферми-Дирака:

$$f_n = \left(1 + \exp \frac{E - F_n}{kT} \right)^{-1}.$$

Здесь F_n есть квазиуровень Ферми для электронов. Аналогично, для вероятности обнаружения дырки на уровне с энергией E в валентной зоне положим

$$f_p = \left(1 + \exp \frac{F_p - E}{kT} \right)^{-1},$$

где по определению F_p есть квазиуровень Ферми для дырок. Введение квазиуровней для неравновесных состояний полупроводника допустимо, т.к. созданные светом носители заряда, как уже указывалось выше, через очень короткое время ($\sim 10^{-12}$ с) термализуются.

Таким образом, появление в зонах неравновесных электронов и дырок можно описать как расщепление первоначального уровня Ферми F на два квазиуровня F_n и F_p , которые смещаются по направлению к своей зоне: F_n – к зоне проводимости, а F_p – к валентной зоне.

Можно показать, что разность квазиуровней Ферми связана с разностью потенциалов на торцах полупроводника. Следовательно, разность квазиуровней Ферми для электронов и для дырок есть та фотоэдс, которую можно измерить вольтметром на концах полупроводникового образца при его освещении.

2.3 Электронно-дырочные переходы

Из выражения для величины фотовольтаического эффекта (1) следует, что она тем больше, чем меньше проводимость полупроводника, т.е. чем более высокоомный

полупроводник. Наибольшим сопротивлением обладает полупроводник с концентрациями носителей заряда, равными собственной концентрации $n = p = n_i$. Однако изготовить массивный образец с собственной концентрацией сложно. Поэтому для регистрации оптического излучения целесообразно использовать образец, в котором имеется отдельная область собственной проводимости. Такую область можно получить, изготовив полупроводниковый $p-n$ переход. Он образуется при соединении двух полупроводников, обладающих разными типами проводимости: электронной (n -тип) и дырочной (p -тип). Чтобы избежать неконтролируемого влияния поверхностей на свойства $p-n$ -перехода, его изготавливают на одном монокристалле легированием с торцов образца донорной и акцепторной примесями, а затем вжиганием примесей в объем высокотемпературной обработкой.

Требуемое распределение доноров и акцепторов осуществляется с помощью специальных технологических приемов. Распределение концентраций электронов и дырок в $p-n$ -переходе показано на рис. 3 сплошными линиями. Причина формирования именно такого хода зависимостей концентраций равновесных носителей кроется в большом различии концентраций подвижных носителей заряда в n - и p -областях. В результате этого электроны из n -области устремляются туда, где их мало, т.е. в p -область, а дырки из p -

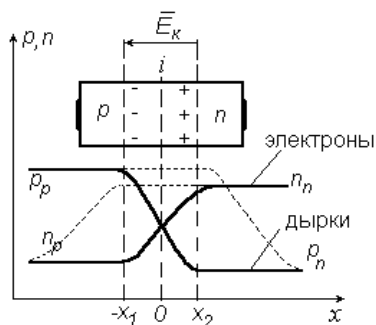


Рисунок 3 – Распределение носителей заряда в $p-n$ переходе

области будут диффундировать в n -область. Эти два встречных потока будут продолжаться до тех пор, пока оставляемые без подвижного заряда положительные ионы в n -области и отрицательные в p -области не создадут электрическое поле $-\bar{E}_k$ (рис. 3), которое затормозит диффузию равновесных носителей. Оно направлено от n - к p -области.

Одним из важных параметров $p-n$ -перехода является высота потенциального барьера $-q\varphi_0$. Для того чтобы ее оценить, вспомним, что в равновесном состоянии положение уровня Ферми в n - и p -областях должно быть одинаковым (см. рис. 4):

$$q \cdot \varphi_0 + (F_p - E_v) = F_n - E_v.$$

Известно, что положение уровня Ферми в n -области перехода относительно уровня Ферми в собственном полупроводнике F_i определяется концентрацией донорной примеси в ней:

$$F_n - F_i = kT \cdot \ln(N_d / n_i).$$

Положение уровня Ферми в p -области перехода определяется концентрацией акцепторов:

$$F_p - F_i = -kT \cdot \ln(N_a / n_i).$$

Поэтому будем иметь:

$$\cdot q\varphi_0 = kT \cdot \left\{ \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \right\} \quad \text{или} \quad \varphi_0 = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right).$$

Такова высота потенциального барьера между n - и p -областями в отсутствие освещения, электрического поля и других факторов, нарушающих состояние термодинамического равновесия в полупроводнике. Она оказывается тем выше, чем выше уровень легирования

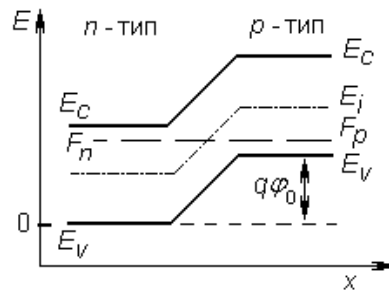


Рисунок 4 – Энергетическая диаграмма p - n перехода в отсутствие освещения

областей и ниже собственная концентрация полупроводника. Обычно величина барьера p - n -перехода не превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, т.к. в уровень Ферми в n -области, приблизившись к дну зоны проводимости E_c , оставит уровень донорной примеси ниже себя. Это вызовет заполнение данного уровня электронами, что означает снижение легирующего действия донорной примеси – уровень Ферми начнет опускаться, не достигнув E_c , и в итоге остановится при $F \cong E_c - E_d$. Аналогичная картина имеет место в p -области при увеличении концентрации акцепторной примеси: уровень Ферми остановится вблизи E_v .

Важной характеристикой p - n -перехода является его вольтамперная характеристика. Ее аналитическое выражение таково (приводится без вывода):

$$j(V) = j_{об} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right].$$

Данная характеристика дает экспоненциальный рост тока при приложении положительного напряжений («+» на p области) и постоянство тока в области отрицательных напряжений:

$$j(V) = -j_{об}, \quad \text{где ток } j_{об} \text{ называется обратным током или током насыщения.}$$

Пусть теперь к переходу приложено внешнее напряжение так, что на p -области находится «+» источника (рис. 4). Это приложенное напряжение частично компенсирует

внутреннее поле \bar{E}_k . В результате равновесие между диффузионным потоком носителей и током проводимости поля \bar{E}_k будет нарушено в пользу первого. В результате дырки из p -области устремятся в n -область, где они станут неосновными носителями заряда. Так как $p_p \gg p_n$, то эти дырки в n -области будут рекомбинировать с электронами. Однако вследствие конечного значения времени жизни дырок τ_p , рекомбинация произойдет не сразу, и поэтому в некоторой области за пределами перехода концентрация дырок будет больше p_n . По этим же причинам увеличится концентрация электронов в n -области, так как дополнительные электроны войдут из левого электрода для компенсации объемного заряда пришедших дырок. Основные носители из n -области – электроны будут переходить в p -область, становясь там неосновными носителями, и постепенно рекомбинировать с основными носителями – дырками. Поэтому, слева от перехода концентрация электронов увеличивается, а также увеличивается концентрация дырок, которые войдут из левого электрода для компенсации объемного заряда электронов. Это явление получило название инжекции неосновных носителей. Распределение концентраций неосновных носителей при инжекции показано на рис. 3 штриховыми линиями.

В результате приложения напряжения V указанной полярности величина тока через p - n -переход будет расти по экспоненте с ростом величины V .

2.4 Барьерная фотоэдс

Вернемся к вопросу о влиянии освещения на свойства полупроводников. При освещении p - n -перехода высота барьера понижается на величину, пропорциональную уровню освещения. Изменение высоты барьера на границе раздела двух типов проводимости называют барьерной фотоэдс. Она возникает в том случае, когда свет генерирует носители заряда вблизи p - n -перехода. Здесь следует различать две принципиально различные схемы включения освещаемого перехода. В первой из них p - n -переход замкнут на внешнюю нагрузку без внешнего источника напряжения, и является преобразователем световой энергии в электрическую (рис. 5, а). Такое включение реализует так называемый фотовентильный режим работы p - n перехода.

Другая схема во внешней цепи содержит источник напряжения, включенный так, чтобы на p - n -переходе было запирающее напряжение (рис. 5, б) – это так называемый фотодиодный режим. В схеме б существующий в цепи ток сильно изменяется с освещением. Поэтому изменяется падение напряжения на сопротивлении R_H . При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина сигнала в фотодиодном режиме может быть сделана в несколько раз больше, чем в вентильном режиме. Причина увеличения связана с

расширением толщины p - n перехода с увеличением обратного напряжения смещения, которое происходит по закону \sqrt{V} .

Физическая причина возникновения барьерной фотоэдс заключается в том, что

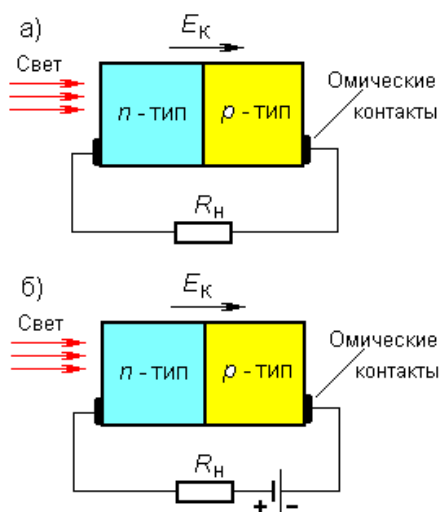


Рисунок 5 – Схемы включения p - n перехода для регистрации барьерной фотоэдс.

электрическое поле p - n -перехода разделяет потоки фотодырок и фотоэлектронов, подошедших к переходу. Поясним это, предположив, что сильно поглощенное излучение падает на одну из граней кристалла, параллельную плоскости p - n -перехода. Для определенности будем считать, что освещается n -область, излучение полностью поглощается в n -слое. Толщина этого слоя выбирается меньше длины диффузии неосновных носителей в нем (дырок). На концах прибора измеряется эдс холостого хода. Фотоэлектроны и фотодырки в n -слое будут диффундировать вглубь слоя, и некоторая их доля, не успев прорекомбинировать, достигнет p - n -перехода. Однако для основных носителей (электронов) в p - n -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому они не пройдут в p -область. Для неосновных носителей (дырок) потенциального барьера нет, и потому все достигшие перехода дырки перенесутся полем перехода в p -область. При этом они создадут фототок $j_{фт}$. Если g – скорость световой генерации электронно-дырочных пар в n -области, а β – их доля, дошедшая до p - n -перехода, η – квантовая эффективность преобразования фотонов в свободные носители заряда, то $j_{фт} = qg\eta\beta$. Вследствие появления фототока $j_{фт}$ p -область будет заряжаться положительно, а n -область – отрицательно, и между n - и p -областями появится разность потенциалов – барьерная фотоэдс V_0^* . Снижение высоты барьера между n - и p - областями перехода согласно вольтамперной характеристике приводит к увеличению темнового тока, созданного основными носителями заряда – $j_{пр}$:

$$j_{np} = j_{об} \left[\exp\left(\frac{qV_6^*}{kT}\right) - 1 \right].$$

Он направлен противоположно току $j_{фт}$. Его стационарное значение может быть найдено из условия равновесия, при котором полный ток через переход отсутствует: $j_{фт} = j_{np}$. Это дает выражение для величины фототока p - n -перехода при его освещении:

$$j_{фт} = j_{об} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_6^*}{kT}\right) - 1 \right],$$

где $j_{об}$ – обратный ток p - n -перехода. Отсюда можно найти величину барьерной фотоэдс:

$$V_6^* = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{фт}}{j_{об}} \right]. \quad (2)$$

Как следует из данного выражения, барьерной фотоэдс тем больше, чем меньше обратный ток перехода и выше уровень освещенности. Значит, для получения высокочувствительного фотодиода необходимо сильное легирование n - и p -областей p - n перехода.

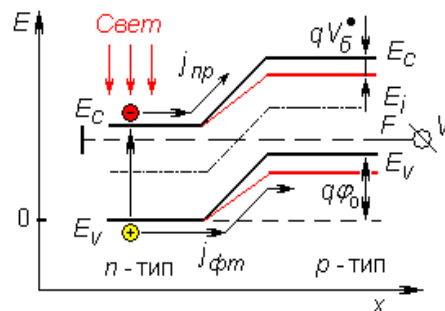


Рисунок 6 – Энергетическая диаграмма p - n перехода при его освещении; формирование барьерной фотоэдс

Согласно выражению (5.18), при малых уровнях освещения барьерная фотоэдс равна

$$V_6^* = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{фт}}{j_{об}} \right] \approx \frac{kT}{q} \cdot \left(\frac{j_{фт}}{j_{об}} \right) = R_d \cdot j_{фт},$$

т.е. она прямо пропорциональна величине дифференциального сопротивления p - n перехода $R_d(V)$ и интенсивности падающего излучения, т.к.

$$j_{фт} = q\beta g = q\beta\eta \cdot I_0(1 - R).$$

Здесь $\beta = \beta_0 \sqrt{(\varphi_6 - V)/\varphi_6}$ – коэффициент собираемости неравновесных носителей заряда полем p - n перехода, а $\beta_0 = 0.01 \div 0.05$ – коэффициент собираемости в отсутствие смещения.

Таким образом, величина барьерной фотоэдс может быть вычислена по выражению

$$V_6^* = q\eta \cdot \beta_0 \sqrt{(\varphi_6 - V)/\varphi_6} \cdot I_0(1 - R)R_d. \quad (3)$$

Как следует из выражения (3), барьерная фотоэдс растет с ростом дифференциального сопротивления $R_d(V)$ и коэффициента собираемости неравновесных дырок полем p - n перехода β . Однако её рост не беспределен. Поскольку V_0^* направлено противоположно к φ_0 – высоте барьера, то она не может быть больше высоты барьера. Следовательно, величина фотоэдс не может превышать контактную разность потенциалов между n - и p -областями, а ее максимальная величина сопоставима с шириной запрещенной зоны ΔE_g :

$$V_{\max}^* \approx \frac{\Delta E_g}{q}.$$

Так, для кремния $V_{\max}^* \approx 1$ В, а для германия $V_{\max}^* \approx 0.6$ В при быстродействии, определяемом временем жизни неравновесных носителей заряда в p - n -переходе. В зависимости от физико-химического состава полупроводникового материала оно колеблется в диапазоне от 10^{-3} до 10^{-6} с.

В настоящее время p - n -переход – один из наиболее широко используемых фотодатчиков, т.к. он обладает высокой чувствительностью и приемлемым быстродействием, не требует посторонних источников напряжения (как фоторезистор), технологически совместим со схемой обработки сигналов, т.е. фотоприемник на основе барьерной фотоэдс можно в одном технологическом цикле изготовить со схемой усиления фотоэдс, детектирования и т.д. на одном полупроводниковом кристалле.

2.5. Полевые свойства барьерной фотоэдс

Выражение (3) позволяет выяснить полевые свойства барьерной фотоэдс. Для этого необходимо в это выражение добавить зависимость коэффициента собираемости от напряжения смещения на p - n переходе V : $\beta = \beta(V)$. Физически происхождение этой зависимости объясняется тем, что с ростом запирающего напряжения расширяется область обедненного заряда перехода и, как следствие, большее число неравновесных носителей попадают в это поле и переносятся из освещенной n -области в неосвещенную p -область. Поскольку коэффициент собираемости зависит от топологии p - n перехода, то обычно этот параметр определяют экспериментально. Он не превышает единицу. Для расчетных задач определим коэффициент собираемости следующим образом (через толщину перехода W):

$$\beta(V) = \beta_0 \frac{W(V)}{W(0)} = \beta_0 \sqrt{\frac{\varphi_0 - V}{\varphi_0}}.$$

Здесь β_0 – коэффициент собираемости при отсутствии смещения. Обычно он равен $0.05 \div 0.10$. Тогда полевые свойства барьерной фотоэдс будут описываться выражением:

$$V_6^*(V) = q\eta \cdot I_0(1-R) \cdot \beta_0 \sqrt{\frac{\varphi_6 - V}{\varphi_6}} R_d(V). \quad (4)$$

В данном выражении отрицательные значения напряжения соответствуют запорному включению p - n перехода, а положительные - области прямых смещений, открывающих переход. Запорным напряжениям соответствует выражение для вычисления дифференциального сопротивления в виде

$$R_d(V < 0) = \frac{kT}{qJ_{об}}, \quad (5)$$

а в области прямых смещений выражение имеет вид

$$R_d(V > 0) = \frac{kT}{qJ_{об}} \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right). \quad (6)$$

Исходя из приведённых выражений, можно сделать следующий вывод относительно полевых свойств барьерной фотоэдс: в области прямых смещений дифференциальное сопротивление резко падает с ростом напряжения и потому величина барьерной фотоэдс быстро уменьшается при увеличении положительного напряжения смещения. В области отрицательных напряжений величина дифференциального сопротивления остается постоянной, но увеличивается коэффициент собираемости. Поэтому величина барьерной фотоэдс с ростом отрицательного напряжения будет расти по корневому закону. Данный рост ограничен соотношением размеров диффузионной длины неосновных носителей заряда и шириной обедненной области перехода.

2.6. Частотные свойства барьерной фотоэдс

При рассмотрении частотных свойств полупроводниковых приборов часто прибегают к их представлению в виде эквивалентной RC цепи. Применительно к p - n переходу известно, что он может быть представлен в виде параллельной цепочки, в которой в качестве ёмкости выступает емкость обедненной части перехода C_{p-n} , а сопротивление описывает утечки носителей заряда между областями p - n перехода и является дифференциальным сопротивлением перехода - R_{p-n} . При таком подходе барьерная фотоэдс будет представлять собой падение напряжения на этом сопротивлении при протекании по нему фототока.

Рассматривая импеданс параллельной RC цепи, можно выделить его реальную часть, которая отвечает за величину фотоэдс. Пересчитывая параллельную цепь в последовательную, можно показать, что она будет описываться выражением:

$$R_d(\omega) = \frac{R_d(0)}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{p-n}^2}, \quad (7)$$

где $R_d(0)$ - дифференциальное сопротивление перехода на предельно низкой частоте модуляции света, а τ_{p-n} - время релаксации фотоэдс

$$\tau_{p-n}(V) = C_{p-n}(V) \cdot R_d(V) \quad (8)$$

Из выражения (11) следует, что фотоэдс полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции оптического излучения. При этом частота среза определяется как величина, обратная времени релаксации фотоэдс:

$$\tau_{p-n} = \frac{1}{f_0}$$

Выражение (14) показывает, что с ростом частоты дифференциальное сопротивление р-п перехода и, следовательно, фотоэдс, сначала не зависят от частоты, но на частотах выше частоты f_0 падает по квадратичному закону. Значит, исследуя частотные свойства фотоэдс, можно по приведенным выражениям вычислить f_0 , R_d и C_{p-n} .

В заключение этого раздела отметим, что применение квадратичного детектора для детектирования напряжения фотоэдс на частоте модуляции света ω ввиду функциональной особенности детектора изменяет зависимость (7) до вида

$$V_0^*(V, \omega) = q\eta \cdot I_0(1-R) \cdot \beta_0 \sqrt{\frac{\varphi_0 - V}{\varphi_0}} \frac{R_d(V)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{p-n}^2}}. \quad (9)$$

Механизмы рекомбинации в р-п переходе

Частотные характеристики несут важную информацию о механизмах рекомбинации носителей заряда в фотодиодах. Рассмотрим способ извлечения этой информации.

Измеренные экспериментально частотные зависимости часто представляют собой наложение зависимостей с различной величиной «полочки», различными частотами среза и различными наклонами высокочастотной ветви. Таким образом, измеренную зависимость можно разложить на несколько частотных зависимостей. Каждую из них, в совокупности составляющих суммарную зависимость, можно описать зависимостью следующего вида

$$V_0^*(\omega) = q\eta \cdot I_0(1-R) \cdot \beta_0 \sqrt{\frac{\varphi_0 - V}{\varphi_0}} \frac{R_d(V)}{\sqrt{1 + \omega^n \tau_{p-n}^n}} \quad (10)$$

Здесь n - коэффициент, определяющий угол наклона высокочастотной ветви, может принимать значение от 0.5 до 3.5 в зависимости от механизма рекомбинации неравновесных носителей заряда. По этой причине его необходимо знать. Покажем, как его найти.

Для удобства анализа перепишем выражение (10) в краткой форме

$$V_0^*(\omega) = \frac{V_0^*(0)}{\sqrt{1 + \omega^n \cdot \tau_{p-n}^n}}, \quad (11)$$

Здесь числитель дроби есть величина напряжения фотопроводимости на низкой частоте, условно обозначенной нулем. Выразим из (11) неизвестный параметр n :

$$n = \lg \left[\left(V_0^*(0) / V_0^*(\omega) \right)^2 - 1 \right] / \lg(\omega \tau_{p-n}). \quad (12)$$

Вычисляя значение параметра n для каждого участка частотной характеристики, получим информацию о механизмах рекомбинации неравновесных носителей заряда в данном фотодиоде и последовательности их взаимного преобразования.

3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ЗНАНИЙ

1. Что такое фотоэдс в полупроводник?
2. Каковы механизмы возникновения фотоэдс?
3. Почему в фотоэдс не учитывают эффект изменения подвижности горячих электронов?
4. Что такое квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
5. Что такое скорость генерации неравновесных носителей заряда и как она зависит от параметров полупроводника?
6. Такой тип носителей заряда в $p-n$ переходе определяет величину барьерной фотоэдс и почему?
7. Что такое фототок в освещённом $p-n$ переходе и чем он определяется?
8. Что такое время релаксации барьерной фотоэдс и как его измеряют экспериментально?
9. Как можно измерить квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
10. Что характеризует частота среза и как ее найти экспериментально?
11. Почему с ростом частоты модуляции света синусоидальным сигналом переменная часть концентрации неравновесных носителей заряда уменьшается?
12. Почему при постоянной интенсивности света с увеличением прямого смещения величина барьерной фотоэдс уменьшается?
13. Почему при постоянной интенсивности света с увеличением обратного смещения величина барьерной фотоэдс растет?
14. Какие способы увеличения барьерной фотоэдс существуют?
15. Что такое вентильный и фотодиодный режим работы фотодиода?

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

4.1. Описание лабораторной установки

Структура и состав установки. Структура установки для исследования барьерной фотоэдс приведена на рис.10. Она состоит из электрической и оптической частей.

Электрическая часть. Эта часть лабораторной установки находится в правой половине рисунка и предназначена для выделения сигнала фотоэдс, его усиления и регистрации. Электрическая часть установки включает в себя: исследуемый объект – двухполюсник, обозначенный на рисунке как CD; источник напряжения смещения V_1 , вольтметр напряжения смещения ВТМ-1; малошумящий усилитель МУС; вольтметр для измерения величины фотопроводимости ВТМ-2; осциллограф для визуального наблюдения сигнала фотопроводимости ОСЦ.

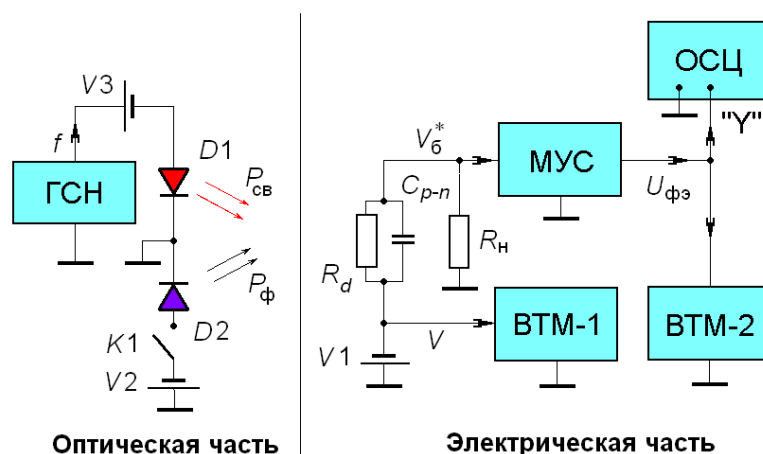


Рисунок 10 – Блок – схема установки для исследования барьерной фотоэдс

Электрическая часть. Эта часть лабораторной установки находится в правой половине рисунка и предназначена для выделения сигнала фотопроводимости, его усиления и регистрации. Электрическая часть установки включает в себя: исследуемый объект – двухполюсник, показанный на рисунке как параллельная RC цепь; источник напряжения смещения фотодиода V_1 , вольтметр напряжения смещения ВТМ-1; малошумящий усилитель МУС; вольтметр для измерения величины фотоэдс ВТМ-2; осциллограф для визуального наблюдения сигнала фотоэдс ОСЦ.

Оптическая часть. Оптическая часть установки представлена на рисунке 10 в его левой половине. В данной работе освещение исследуемого фотодиода осуществляется с помощью оптического блока, включающего в свой состав блок светодиодов модулированного зеленого (0,55 мкм), красного (0,64 мкм). Блок светодиодов показан на рис.3 как D1. Для создания фоновой засветки используется светодиод с длиной волны излучения 0,45 мкм – D2. Необходимое для их работы напряжение прямого смещения

подается с источников постоянного напряжения, обозначенных $V2$ и $V3$ соответственно. Полярность прикладываемого к светодиодам постоянного напряжения соответствует их прямой полярности. Модуляция оптического излучения производится с помощью стандартного генератора ГЗ-112. Амплитуда переменного напряжения выбирается равной величине постоянного напряжения на светодиоде. Этим достигается 100%-ная модуляция тестового светового потока источника $D1$.

4.2. Задание к лабораторной работе

В данной работе необходимо измерить полевые и частотные зависимости барьерной фотоэдс полупроводникового фотодиода на основе Si при различных значениях параметров, задающих условия измерения.

Частотные зависимости фотоэдс представляют собой зависимость величины фотоэдс на выходе малошумящего усилителя $U_{фэ}$ от частоты модуляции тестового излучения f при заданном значении постоянного напряжения, приложенного к фотодиоду V и мощности фоновой засветки $P_{ф}$. Из полученных зависимостей фотоэдс вычисляется время жизни неравновесных электронов и дырок, а также определяется его зависимость от мощности фоновой засветки.

Полевые зависимости представляют собой изменение фотоэдс на выходе малошумящего усилителя $U_{фэ}$ от величины постоянного напряжения, приложенного к фоторезистору V при фиксированном значении частоты модуляции тестового излучения V и мощности фоновой засветки $P_{ф}$. Значения этих параметров следует получить в виде индивидуального задания у преподавателя. Из полученных численных значений фотоэдс необходимо вычислить время пролета неравновесными электронами и дырками фоторезистора размерами (5.6×5.6) мм².

4.3. Методические указания к выполнению работы

1. Перед началом работы внимательно ознакомьтесь с вопросами формирования и измерения фотоэдс, описанием лабораторной установки. До ее включения проверьте правильность соединения приборов в соответствии со структурной схемой. Производить какие-либо переключения на приборах без ведома преподавателя запрещается.
2. Включать установку необходимо в определенной последовательности: сначала включаете осциллограф, вольтметры, генератор модуляции тестового излучения. После этого включаете блок питания малошумящего усилителя, блок напряжений оптического блока и смещения фотодиода.

3. При правильной работе установки на экране осциллографа должен появиться синусоидальный сигнал большой амплитуды, вызванный искусственным освещением с частотой 100 Гц. Затемнение фотоприемного устройства позволяет убрать этот сигнал и добиться на экране осциллографа ровной шумовой дорожки, чувствительной к изменению напряжения смещения и амплитуды тестового генератора.
4. При снятии частотной зависимости сигнал, подаваемый с генератора ГЗ-112 на светодиод, вызывает изменение интенсивности генерируемого оптического излучения. Поглощаясь в полупроводнике, оно вызывает появление в нем фотоэдс, которое регистрируется в виде переменного напряжения на частоте модуляции света. Это изменение регистрируется осциллографом «ВеeTech 3002» и измеряется вольтметром ВЗ-38Б. В данном эксперименте изменяемым параметром, задающим условие измерения, является напряжение смещения на фотодиоде.
5. При снятии полевой зависимости, где изменяемым параметром является частота модуляции оптического излучения, производится изменение напряжения, подаваемого на структуру. Обе зависимости могут быть использованы для определения основных параметров фотодиода: времени релаксации, квантовой эффективности внутреннего фотоэффекта, скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике.
6. Если в процессе измерения на милливольтметре ВЗ-38Б зашкалит стрелка, необходимо изменить диапазон входного напряжения. Для этого следует произвести переключение положения входного аттенюатора вольтметра на более высокое значение. Если на экране осциллографа будет обнаружено значительное искажение синусоидальной формы сигнала (происходит срез синусоиды по верхнему или нижнему уровням), то следует уменьшить уровень тестового излучения. Для этого отодвинуть столик с фоторезистором и усилителем в сторону на необходимое расстояние (0,5-2см). Если же регистрируемое значение напряжения фотопроводимости меньше 0,1В, то следует изменить диапазон входного аттенюатора на более низкий или перемещением столика с фоторезистором увеличить интенсивность тестового излучения (контролируется по уровню сигнала на экране осциллографе).

4.4. Порядок выполнения работы

1. В начале работы последовательно включить приборы лабораторной установки: источники питания, осциллограф, милливольтметр ВЗ-38Б и генератор ГЗ-112 с помощью их тумблеров питания. Малошумящий усилитель МУС включается в последним. Его тумблер включения сетевого напряжения находится на передней стенке блока питания БПС-2В -30Р.

2. Установить на генераторе ГЗ-112 указанную преподавателем частоту модуляции и амплитуду излучения. Перемещением оптического столика с фотоприемным устройством относительно оптического блока подобрать условия освещения тестовым излучением фоторезистора для получения устойчивого сигнала, регистрируемого на экране осциллографа.

4.4.1. Измерение частотных зависимостей

1. С помощью источника постоянного напряжения V_2 установите указанное преподавателем значение напряжения смещения V , контролируя его величину вольтметром ВТМ-2. Выберите первый уровень фоновой засветки $U_{фэ}$ из заданных преподавателем.

2. Измерьте частотные зависимости фотоэдс фотодиода, изменяя частоту измерения f с помощью лимба и декадного переключателя генератора в последовательности: 10 Гц, 20 Гц, 40 Гц, 60 Гц, 100 Гц, 200 Гц, 400 Гц, 600 Гц, 1 кГц, 2 кГц, 4 кГц, 6 кГц, 10 кГц. Значения напряжения фотоэдс считывайте со стрелочного прибора вольтметра ВЗ-38Б, используя при необходимости декадный аттенюатор на его входе.

3. Закончив измерения, полученные значения фотоэдс $U_{фэ}$ прологарифмируйте по основанию 10 и в двойном логарифмическом масштабе нарисуйте график $U_{фэ}(f)$. По частоте среза фотоэдс определите время жизни неравновесных носителей заряда τ_{p-n} .

4. Измените величину напряжения на фотодиоде, а при необходимости и мощность фоновой засветки и повторите измерения по п.4. Повторите эту процедуру столько раз, сколько численных значений V и $P_{ф}$ заданы преподавателем.

5. Закончив измерения, прологарифмируйте значения $U_{фэ}(f)$ по основанию 10 и нарисуйте графики частотных зависимостей шума фотодиода при различных напряжениях на нем. Вычислите из каждой полученной зависимости время жизни τ_{p-n} для заданных значений V и $P_{ф}$.

4.4.2. Измерение полевых зависимостей

1. Последовательно с помощью лимба и декадного переключателя на ГЗ-112В установите заданное преподавателем значение частоты (не менее трех) и мощность фоновой засветки, при которых будете проводить измерение полевых зависимостей напряжения фотопроводимости.

2. Изменяя напряжение смещения с помощью источника постоянного напряжения V_2 и контролируя это напряжение вольтметром ВТМ-2, измерьте зависимость напряжения фотопроводимости $U_{фэ}(f)$ от напряжения V . Повторите эту процедуру для всех частот модуляции, заданных преподавателем.

3. Включите синий светодиод фоновой подсветки на оптическом блоке и установите напряжение V_3 уровень фоновой засветки фоторезистора. Затем проведите измерение полевой зависимости по п.2 этого задания.

4. Объясните полученные зависимости, полученные как в условиях полной темноты, так и при наличии фоновой подсветки.

5. Составить отчет и подготовиться его защите.

5. ТРЕБОВАНИЯ К СОСТАВЛЕНИЮ И ОФОРМЛЕНИЮ ОТЧЕТА

1. Отчет по лабораторной работе в обязательном порядке должен содержать следующие разделы:

- цель лабораторной работы,
- теоретическая часть,
- описание экспериментальной установки,
- конкретные данные на выполнение лабораторной работы,
- полученные экспериментальные результаты в виде графиков полевых и частотных зависимостей фотоэдс,
- детальное описание расчета параметров фотодиода из полученных зависимостей;
- обсуждение полученных результатов.

2. Отчет должен быть набран в редакторе Word и представлен в скрепленном виде. Схемы и графики выполнены в графическом редакторе и вставлены в текст отчета. Рекомендуемые параметры для набора текста: шрифт Arial – 12, поля со всех сторон по 2 см, одиночный интервал между строк.

3. В случае выполнения работы несколькими студентами в конце отчета должно быть указано конкретное участие каждого в выполнении работы.

4. Качество выполнения лабораторной работы и оформления отчета оценивается в баллах, которые суммируются с баллами по контрольным работам.

6. ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов В.Н. Основы оптоэлектроники. Учебное пособие. – Томск: ТУСУР, 2021. – 168 с.
2. Давыдов В.Н. Основы оптоэлектроники. Учебно-методическое пособие. – Томск: ТУСУР, 2021. – 83 с.
3. Епифанов Ю.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: Выс. школа, 1971. – 388 с.
4. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов.
Пер. с англ. С.И. Баскакова. – М.: Мир, 1991. – 501 с.
5. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергия. - 1991, - 416с.