

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ (ЭП)

ДАВЫДОВ В.Н,

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Методическое пособие к лабораторной работе
для студентов направлений подготовки
210700.62 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи»

ТОМСК – 2013

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Теоретическая часть
 - 2.1. Основные понятия и параметры
 - 2.2. Фотопроводимость полупроводников. Собственная и примесная фотопроводимость
 - 2.3. Полевые свойства фотопроводимости
 - 2.4. Частотные свойства фотопроводимости
3. Вопросы для самостоятельной проверки знаний
4. Экспериментальная часть
 - 4.1. Описание экспериментальной установки
 - 4.2. Задание к лабораторной работе
 - 4.3 Методические указания к выполнению работы
 - 4.4. Порядок выполнения работы
5. Требования к составлению и оформлению отчета
6. Литература

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы – изучение процессов, протекающих в фоторезисторе при его освещении непрерывным излучением различной частоты и при различных значениях напряжения, приложенного к фоторезистору, а также вычисление из полученных зависимостей параметров полупроводника.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий (освещения, электрического поля и т.д.) концентрации электронов и дырок могут изменяться во много раз. Это приводит к ряду специфических явлений, которые лежат в основе действия многих полупроводниковых приборов. К таким явлениям можно отнести фотопроводимость полупроводников. Являясь физически простым, данное явление позволяет изучить основные черты и многие особенности формирования фотоэлектрических характеристик разнообразных полупроводниковых приборов.

Данная лабораторная работа имеет своей целью помочь студентам инженерных специальностей понять физику формирования фотопроводимости в полупроводнике, освоить экспериментальные методы исследования свойств фотопроводимости, а также в наглядной форме наблюдать влияние величины электрического поля, уровня тестового освещения, частоты его модуляции и мощности фоновой подсветки на фотопроводимость и ее свойства.

2.1. Основные понятия и параметры

При нарушении термодинамического равновесия, например, при освещении полупроводника, концентрации электронов и дырок в зонах (n и p) изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т.к. в зонах появляются неравновесные носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$.

Скорости генерации и рекомбинации. Установление концентраций в зонах определяется процессами генерации и рекомбинации электронов и дырок. Существует несколько разновидностей процессов генерации (световая, тепловая и т.д.) и рекомбинации (тепловой заброс носителей заряда «зона-зона», тепловой заброс носителей заряда с участием примесного уровня «зона – уровень – зона» и т.д.). Суммарные скорости этих процессов

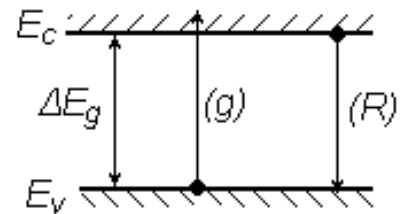


Рис. 1

(количество генерируемых или рекомбинируемых частиц в единичном объеме в единицу времени) принято обозначать как g и R , соответственно (см. рис. 1). Это два противоположно направленных процесса, равенство которых создает термодинамическое равновесие в зонах разрешенных энергий полупроводника.

Время жизни неравновесных носителей.

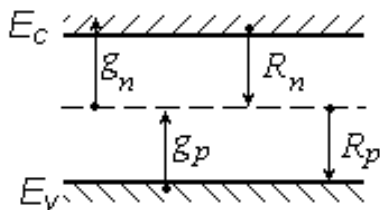


Рис. 2

Пусть под влиянием внешнего воздействия в единице объема полупроводника в единицу времени возникает g_n электронов проводимости и соответственно g_p дырок в валентной зоне.

Скорости генерации g_n и g_p будем считать

постоянными по всему объему полупроводника, хотя и не обязательно равными друг другу. Пусть R_n и R_p – скорости исчезновения электронов и дырок в результате их рекомбинации. Если в полупроводнике нет электрического тока, то суммарная скорость изменения неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется скоростями их генерации и рекомбинации (рис.2):

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - R_n; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - R_p .$$

Для описания кинетики неравновесных электронных процессов (развития процессов во времени) вводят понятие **среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости τ_n и дырок в валентной**

зоне τ_p , которые определяются через скорости рекомбинации электронов и дырок:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

или иначе: $1/\tau_n$ – это вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени в результате рекомбинации с дыркой; $1/\tau_p$ – вероятность рекомбинации одной дырки в единицу времени.

Пользуясь понятиями времени жизни носителей заряда, уравнения кинетики неравновесных концентраций электронов и дырок в однородном образце, можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (1)$$

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда $(\delta n)_s$ и $(\delta p)_s$, устанавливающиеся после длительного воздействия внешней генерации, можно найти, если в (1) приравнять к нулю левые части. Действительно, стационарное состояние характеризуется неизменностью концентраций свободных носителей в зонах, что требует в выражениях (1) положить все производные по времени равными нулю. В результате этого упрощения из (1) можно найти стационарные концентрации свободных носителей заряда в зонах:

$$(\delta n)_s = g_n \tau_n; \quad (\delta p)_s = g_p \tau_p. \quad (2)$$

Теперь рассмотрим кинетику изменения концентраций носителей заряда. В простейшем случае, когда τ_n и τ_p не зависят от n и p , интегрирование кинетических уравнений (1) с учетом выражений (2) дает:

$$\begin{aligned} \delta n(t) &= g_n \tau_n - C_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right); \\ \delta p(t) &= g_p \tau_p - C_p \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь C_n, C_p – постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий: если в начале полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени $t = 0$ включено внешнее воздействие (создающее генерацию носителей заряда), то при $t = 0$ будем иметь $\delta n = 0$. Использование данного начального условия позволяет найти постоянные интегрирования:

$$\begin{aligned} C_n = g_n \tau_n = (\delta n)_s; \quad \delta n(t) &= (\delta n)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right]; \\ C_p = g_p \tau_p = (\delta p)_s; \quad \delta p(t) &= (\delta p)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Ход этих зависимостей показан на рис. 2 сплошной линией. Если в некоторый момент времени $t = t_1$ освещение выключить, то для времен $t \geq t_1$, $g_n = 0$ и начальное условие принимает вид: $t = t_1$, $\delta n = (\delta n)_1$. Тогда:

$$C_n = -(\delta n)_1 \cdot \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_n}\right)$$

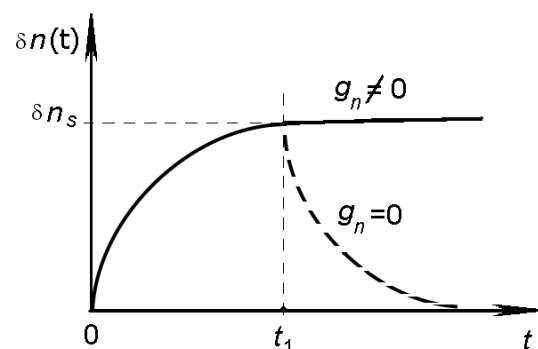
и далее

$$\delta n(t) = (\delta n)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_1)}{\tau_n}\right). \quad (5)$$

По аналогии можно записать:

$$\delta p(t) = (\delta p)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_1)}{\tau_p}\right). \quad (6)$$

Ход этой зависимости показан на рис. 3 пунктирной линией. Как следует из рисунка, выключение генерации носителей заряда приводит к тому, что избыточные концентрации электронов и дырок за счет процессов рекомбинации



будут стремиться к своим равновесным значениям. Согласно выражениям (4) - (6), при постоянных значениях параметров τ_n и

Рис.3

τ_p установление избыточных концентраций электронов и дырок в зонах разрешенных значений энергии, а также их исчезновение описываются экспоненциальным законом. Поэтому можно определить физический смысл констант τ_n и τ_p так: это промежуток времени, в течение которого неравновесная концентрация электронов (дырок) при включении или выключении источника генерации носителей заряда увеличивается или уменьшается в e - раз. В большинстве практических случаев $\tau_n \approx \tau_p$.

2.2. Фотопроводимость полупроводников.

Собственная и примесная фотопроводимость

Простейший способ создания неравновесных носителей заряда состоит в освещении полупроводника электромагнитным излучением. Возникновение неравновесных носителей проявляется в изменении электропроводности кристалла – в таких случаях говорят о возникновении фотопроводимости. Под **фотопроводимостью** полупроводника понимают изменение его проводимости, вызванное освещением полупроводника. Полупроводник, используемый для регистрации оптического излучения за счет возникновения в нем фотопроводимости, называют **фоторезистором**. Изменение проводимости может регистрироваться при приложении к фоторезистору как постоянного напряжения, так и переменного. В соответствии с этим различают фотопроводимость на постоянном токе и на переменном.

Физическая причина возникновения фотопроводимости полупроводника $\Delta\sigma$ одна: изменение (возрастание) концентрации свободных носителей заряда (Δn и (или) Δp) в разрешенных зонах энергии за счет поглощения падающего излучения. Однако электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. Если энергия фотонов $\omega > \Delta E_g$, то неравновесные электроны и дырки образуются в результате возбуждения электронов,

переходящих из валентной зоны в зону проводимости, а также дырок, остающихся в валентной зоне. Это так называемая собственная оптическая генерация и, соответственно, **собственная фотопроводимость**. Обратный процесс есть прямая рекомбинация «свободный электрон – свободная дырка». В результате оптической генерации в области собственного поглощения в полупроводнике образуется пара свободных носителей заряда противоположных знаков.

При наличии достаточного количества примесей в полупроводнике фотопроводимость может возникать и при $\omega < \Delta E_g$. Тогда при падении света $\omega \geq E_c - E_d$, где E_d - энергия уровня донорной примеси, происходит возбуждение электронов, связанных с примесью, в зону проводимости. В этом случае имеет место примесная оптическая генерация и, соответственно, в результате возникает **примесная фотопроводимость**. Когда $\omega \geq E_a - E_v$ возможна генерация дырок в валентной зоне. Оба случая – случаи монополярной фотопроводимости, поскольку в результате освещения генерируются носители одного знака. Поглощение в собственной полосе длин волн на несколько порядков больше поглощения в примесной области.

Скорость оптической генерации связана с коэффициентом поглощения света. Пусть $I(x)$ есть монохроматический световой поток, рассчитанный на единицу поверхности, на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника, а α – коэффициент поглощения. Тогда число фотонов, поглощаемых в единицу времени в слое с единичной площадкой в слое, расположенном между слоями x и $x+dx$, есть:

$$\begin{aligned} -dI &= I(x+dx) - I(x) = I_{пр} \exp(-\alpha(x+dx)) - I_{пр} \exp(-\alpha x) = \\ &= I_{пр} \exp(-\alpha x) \exp(-\alpha \cdot dx) - I_{пр} \exp(-\alpha x) = I_{пр} \exp(-\alpha x) \cdot [\exp(-\alpha \cdot dx) - 1] = \\ &= I(x) \cdot [1 - \alpha \cdot dx - 1] = -I(x) \cdot \alpha \cdot dx, \end{aligned}$$

где обозначено $I_{пр} = I_0(1-R)$. Здесь произведено разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора по степеням dx вблизи точки x . Следовательно, число

поглощаемых фотонов за единицу времени в кристалле единичной длины в направлении падающего света, равно $I(x) \cdot \alpha$. Скорость оптической генерации во всем кристалле при условии полного поглощения света будет равна:

$$G = \eta(\lambda) \cdot \alpha \cdot \int_0^L I_0(1-R) \cdot \exp(-\alpha x) dx.$$

Взяв этот интеграл, получим

$$G = \eta(\lambda) I_0(1-R).$$

Здесь $\eta(\lambda)$ – **квантовый выход внутреннего фотоэффекта**, который равен числу пар свободных носителей, рождаемых в среднем одним поглощенным фотоном. Квантовый выход может быть больше единицы, если при поглощении одного фотона высокой энергии возникает две или более электронно-дырочные пары. Обычно, однако, квантовый выход меньше единицы, поскольку часть фотонов поглощается либо решеткой (фононами), либо свободными носителями в зонах без образования дополнительных электронов и дырок. В общем случае g различно в разных точках полупроводника – случай **неоднородной генерации**. Если $\alpha \cdot d \ll 1$ (где d – толщина образца), то $I(x) \approx \text{const}$ (слабо поглощаемый свет) и g можно считать постоянным по объему. Этот случай называют случаем **однородной генерации** носителей заряда, т.к. при таком коэффициенте поглощения число генерируемых светом электронно-дырочных пар примерно постоянно по всей длине полупроводника в направлении падающего света.

Для того чтобы определиться в количестве возможных фотоэффектов в полупроводнике при его освещении излучением из собственной полосы поглощения, обратимся к выражению для проводимости полупроводника, которая в общем случае представляет собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами – σ_n , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками – σ_p :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p. \quad (7)$$

Экспериментально установлено, что при падении на полупроводник излучения с интенсивностью I проводимость полупроводника изменяется на некоторую величину $\delta\sigma(I)$. Так как рассматриваются только слабые световые потоки, то, согласно правилам дифференциального исчисления, без каких-либо дополнительных предположений можно вычислить полный дифференциал выражения (7):

$$\delta\sigma(I) = en \cdot \delta\mu_n + ep \cdot \delta\mu_p + e\mu_n \cdot \delta n + e\mu_p \cdot \delta p, \quad (8)$$

где $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, δn , δp представляют собой полные дифференциалы от соответствующих величин. Таким образом, согласно выражению (8), освещение полупроводника может изменить его проводимость двумя путями: изменив концентрации свободных носителей в зонах, а также изменив их подвижности. Однако относительное влияние этих двух причин в реальности оказывается различным. Действительно, возникающая при поглощении фотона пара «электрон – дырка» получает некоторый квазиимпульс и энергию ($\omega - \Delta E_g$), которая идет на кинетическую энергию электрона. Если кинетическая энергия велика, то электрон быстро перемещается в межузлии кристалла и испытывает множественные столкновения, происходящие чаще, чем у свободного электрона, находящегося внизу зоны проводимости. Поэтому его избыточная энергия быстро растрачивается. В результате через некоторое время, именуемое **временем релаксации энергии** – $\tau_E \sim 10^{-12}$ с и которое много меньше τ_n , τ_p , средняя энергия фотоэлектронов, имевших в момент своего рождения большую кинетическую энергию, принимает значение, соответствующее температуре решетки. В таком случае говорят, что электрон **термолизировался** – его кинетическая энергия стала соответствовать температуре кристалла.

Таким образом, за время своей жизни фотоэлектроны в зоне успевают быстро термолизироваться (прийти в состояние термодинамического равновесия с решеткой), так что все их параметры в течение практически всего времени

жизни будут такими же, как и у равновесных носителей. В этом случае подвижности фотоэлектронов равны подвижности темновых (равновесных) электронов. Значит, даже если освещать полупроводник светом с $\omega \gg \Delta E_g$, то избыток энергии вызывает изменение и концентрации носителей, и изменение их подвижностей, но через очень короткое время $\tau_E \ll \tau_n, \tau_p$ подвижности фотоносителей становятся такими же, что и у темновых электронов и дырок. Следовательно, с высокой степенью точности можно считать, что в результате поглощения света в полупроводниках изменяются только концентрации свободных носителей заряда: электронов и (или) дырок. Тогда выражение (8) для фотопроводимости освещаемого полупроводника можно переписать:

$$\delta\sigma = e(\mu_p \cdot \delta p + \mu_n \cdot \delta n).$$

В дальнейшем будут рассматриваться только такие ситуации.

Будем считать, что происходит однородная генерация пар ($g_n = g_p = g = \text{const}$) и что в полупроводнике нет тока. Тогда, умножая кинетические уравнения для концентраций носителей в зонах (1) на $e\mu_n$, $e\mu_p$ и складывая их, получим:

$$\frac{\partial \delta\sigma}{\partial t} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta\sigma}{\tau_{\text{фп}}}; \quad (9)$$

где обозначено:

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}. \quad (10)$$

Из уравнения (9) видно, что характеристическое время $\tau_{\text{фп}}$ – **время релаксации фотопроводимости** определяет время установления стационарного значения фотопроводимости $\delta\sigma$ при изменении условий освещения. В стационарном состоянии фотопроводимость равна

$$\delta\sigma(t \gg \tau_{\text{фп}}) = \delta\sigma_s = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{\text{фп}}. \quad (11)$$

Здесь под $\tau_{фп}$ следует понимать его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях δp и δn . Отсюда видно, что чем больше $\tau_{фп}$, тем больше $\delta\sigma_s$, т.е. тем выше чувствительность полупроводника к оптическому излучению, т.к. выше уровень стационарного значения фотопроводимости (11). Однако при этом будет больше и время установления (или затухания) фотопроводимости, т.е. полупроводник будет более инерционен и им нельзя будет регистрировать быстрые процессы. С этим противоречием приходится считаться при выборе фотосопротивлений для технических применений.

2.3. Полевые свойства фотопроводимости

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано много различных методик. Рассмотрим одну из них, блок-схема которой показана на рис. 4. Здесь фоторезистор, показанный сопротивлением R и включенный последовательно с источником напряжения V и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска с прорезью.

В отсутствии освещения через фоторезистор течет ток

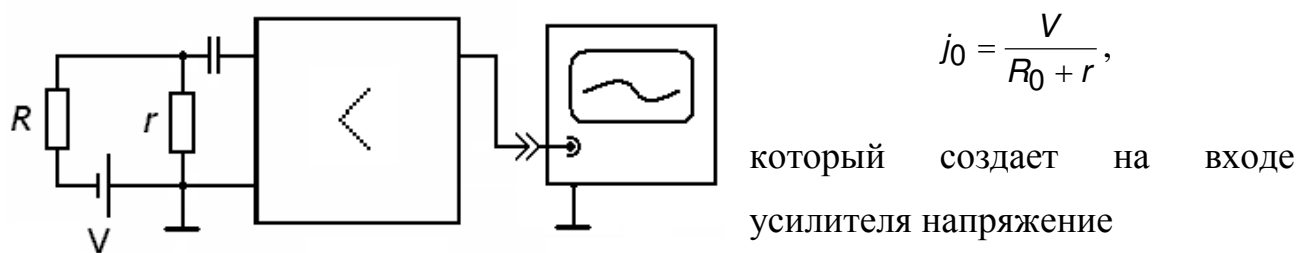


Рис.4

$$U_{вх}^0 = r \cdot j = V \frac{r}{R_0 + r}.$$

При освещении фоторезистора светом его сопротивление изменяется и становится равным $R = R_0 + \delta R$. Изменяется и ток, текущей во входной цепи и потому на входе усилителя будет действовать дополнительное напряжение,

связанное с освещением фоторезистора. Следовательно, полное напряжение на входе усилителя будет

$$U_{\text{вх}} = r \cdot j = V \frac{r}{R+r} = V \frac{r}{R_0 + \delta R + r} = V \frac{r}{(R_0 + r) + \delta R} =$$

$$- V \frac{r}{R_0 + r} \frac{1}{1 + (\delta R / (R_0 + r))} \approx U_{\text{вх}}^0 \left[1 - \frac{\delta R}{R_0 + r} \right].$$

Таким образом, при освещении полупроводника на входе усилителя появляется компонента во входном напряжении, пропорциональная интенсивности освещения и равная:

$$\delta U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r}.$$

Зная параметры входной цепи, теперь можно рассчитать величину фотопроводимости и ее изменение во времени.

Анализируя проведенный расчет, можно сделать ряд полезных выводов. Данное выражение показывает, что величина сигнала от фотопроводимости тем больше, чем больше значение $U_{\text{вх}}^0$, т.е. чем больше постоянное напряжение V , приложенное к фоторезистору через сопротивление нагрузки. Далее, нетрудно показать, что максимальный сигнал на входе усилителя достигается тогда, когда сопротивление сопротивления нагрузки и темновое сопротивление фоторезистора равны: $R_0 = r$. Действительно, сигнал на входе усилителя можно переписать следующим образом:

$$\delta U_{\text{вх}} \approx U_{\text{вх}}^0 \frac{\delta R}{R_0 + r} = V \frac{r}{(R_0 + r)^2} \delta R = V \frac{(r/R_0)}{(1 + r/R_0)^2} \frac{\delta R}{R_0}.$$

Обозначим $x = r/R_0$. Тогда отыскание максимума $\delta U_{\text{вх}}(x)$ сводится к дифференцированию этой функции и приравнению к нулю производной, что дает единственное физически реализуемое условие: $x = 1$.

Если T - длительность светового импульса, за которым следует затемнение фоторезистора такой же продолжительности, то общий период модуляции светового потока составит $2T$. Будем считать, что импульсы света

достаточно длинные: $T \gg \tau_{фп}$ и потому за время его действия фотопроводимость достигает своего максимального значения $\delta\sigma_s$. На отрезке времени $(T; 2T)$ генерация неравновесных носителей заряда отсутствует, а доминирует рекомбинация ранее созданных фотоэлектронов и фотодырок. Потому фотопроводимость полупроводника уменьшается от $\delta\sigma_s$ по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_s \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{фп}}\right).$$

Если $\tau_{фп}$ постоянно во времени, то $\delta\sigma$ изменяется во времени так, как это показано на рис. 5.

Кривые релаксации фотопроводимости могут быть использованы для определения параметров полупроводника. На начальном участке нарастания $\delta\sigma$ в уравнении (9) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части ($\delta\sigma$ – мало). Тогда получим:

$$\delta\sigma(t) \approx e(\mu_n + \mu_p)gt.$$

Линейное увеличение фотопроводимости со временем освещения характеризуется наклоном, тангенс угла которого равен

$$tg(\alpha) = e(\mu_n + \mu_p)\eta \cdot \alpha \cdot I,$$

где η – квантовый выход, α – коэффициент поглощения. Этот участок роста фотопроводимости не зависит от рекомбинации, а определяется только процессами генерации. Поэтому исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости используют для определения квантового выхода η .

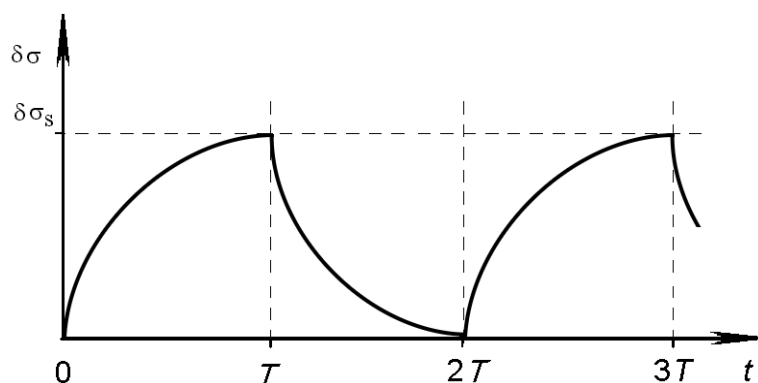


Рис.5

При выключении света спад фотопроводимости используют для определения времени релаксации фотопроводимости как время, за которое фотопроводимость уменьшается от своего максимального значения $\delta\sigma_s$ в e -раз. Нарастающий участок кинетических кривых фотопроводимости для определения времени релаксации не используют ввиду того, что из-за малого сигнала на начальном участке возникает большая ошибка в определении $\tau_{фп}$. Спад фотопроводимости от этого недостатка свободен из-за большого значения фотопроводимости в момент выключения света.

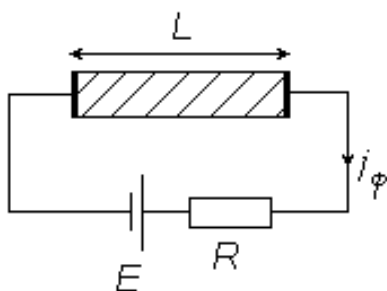
Коэффициент усиления фотопроводимости. Поскольку величина сигнала от фотопроводимости тем больше, чем больше приложенное постоянное напряжение, то резонно задаться вопросом: до каких значений можно увеличивать постоянное напряжение на фоторезисторе? Будем считать, что рассматриваемый полупроводниковый образец с омическими контактами на концах имеет длину L . В цепи с нагрузочным сопротивлением R (рис. 6) фототок при действии электрического поля E будет равен:

$$j_{\phi} = \delta\sigma_s \cdot E,$$

$$j_{\phi} = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{фп} \cdot E.$$

Если $\tau_n \approx \tau_p$, то можно записать (предполагая также $\delta n = \delta p$):

$$j_{\phi} \approx e(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \cdot g \cdot E.$$



Введем в рассмотрение время пролета образца электроном и дыркой соответственно:

$$t_n = \frac{L}{v_n} = \frac{L}{\mu_n \cdot E}; \quad t_p = \frac{L}{v_p} = \frac{L}{\mu_p \cdot E},$$

Рис. 6

где v_n, v_p – скорости электронов и дырок. Тогда будем иметь:

$$j_{\phi} \approx e \cdot \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \cdot L \cdot g.$$

Обозначим: $K = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}$. Эта величина показывает, сколько раз за время своей жизни электронно-дырочная пара может пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом этого

$$j_{\phi} \approx e \cdot K \cdot L \cdot g.$$

Если $K < 1$, то электрон и дырка успевают прорекомбинировать, не пролетев полностью образец. Увеличив прикладываемое электрическое поле, можно уменьшить t_n и t_p , а значит, увеличить j_{ϕ} . Параметр K называют **коэффициентом усиления фотопроводимости**. При решении практических задач необходимо стремиться к тому, чтобы K было максимальным. Зависимость величины фототока от приложенного поля обычно имеет вид, показанный на рис. 7. Величину электрического поля E_0 , при котором достигается предельное значение коэффициента усиления фотопроводимости, можно найти из условия: $t_n \approx \tau_n, (t_p \approx \tau_p)$

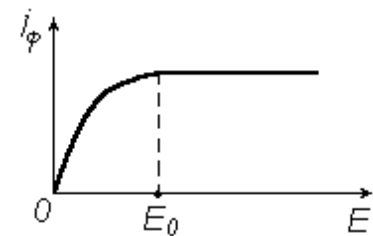


Рис. 7

$$E_0 \approx \frac{L}{\mu_n \cdot \tau_n} \quad \text{или} \quad V_0 \approx \frac{L^2}{\mu_n \cdot \tau_n}.$$

Увеличивать напряжение на образце V выше V_0 нецелесообразно, т.к. при $V = V_0$ через электрический контакт вытягиваются из образца оба неравновесных носителя, и K достигает максимального значения K_{\max} (не больше двух для биполярной фотопроводимости).

2.4. Частотные свойства фотопроводимости

Если интенсивность падающего оптического излучения модулирована по гармоническому закону (так, излучение ламп накаливания модулировано по амплитуде частотой $2 \times 50 = 100$ Гц), то

$$g_n = g_0 \exp(i\omega t), \quad g_p = g_0 \exp(i\omega t). \quad (12)$$

Разумно считать, что изменения концентраций носителей заряда также подчиняются гармоническому закону изменения во времени на той же частоте, и поэтому решения уравнений (1) будем отыскивать в виде

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot \exp(i\omega t), \quad \Delta p = \Delta p_0 \cdot \exp(i\omega t). \quad (13)$$

Подставив выражения (12) и (13) в уравнения (1), найдем, что максимальные значения концентраций неравновесных носителей заряда зависят от частоты модуляции светового потока:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + i\omega \cdot \tau_n}, \quad \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + i\omega \cdot \tau_p}. \quad (14)$$

Однако физический смысл изменения концентраций имеют только реальные части выражений (14). Отыскивая их, получим:

$$\Delta n_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{1 + \omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0 = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{1 + \omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (15)$$

Выражения (15) показывают, что амплитуды изменений концентраций носителей в зонах зависят от соотношения частоты модуляции светового потока и времени жизни носителей. Если частота модуляции ω низкая ($\omega \cdot \tau_n \ll 1$, $\omega \cdot \tau_p \ll 1$), то изменения концентраций носителей заряда максимальны и равны (обозначим этот случай верхним индексом НЧ)

$$\Delta n_0^{НЧ} = g_0 \cdot \tau_n, \quad \Delta p_0^{НЧ} = g_0 \cdot \tau_p. \quad (16)$$

На высокой частоте ($\omega \cdot \tau_n \gg 1$, $\omega \cdot \tau_p \gg 1$) изменения концентраций уменьшаются с ростом частоты (этот случай обозначим индексом ВЧ):

$$\Delta n_0^{BC} = \frac{g_0 \cdot \tau_n}{\omega^2 \cdot \tau_n^2}, \quad \Delta p_0^{BC} = \frac{g_0 \cdot \tau_p}{\omega^2 \cdot \tau_p^2}. \quad (17)$$

В большинстве практически важных случаев $\tau_n = \tau_p$, поэтому обозначим $\tau_{n,p} = \tau_n = \tau_p$. Частота ω_0 , на которой начинается спад амплитуды избыточных концентраций носителей заряда, определяется выражением (15)

$$\omega_0 \cdot \tau_{n,p} = 1 \quad (18)$$

и называется линейной **частотой среза**:

$$f_0 = \frac{1}{\tau_{n,p}}. \quad (19)$$

На этой частоте амплитуда неравновесной концентрации уменьшается по сравнению с максимальным значением в два раза.

Из выражений (15) следует важный вывод: измеряя экспериментально зависимость амплитуд концентраций неравновесных носителей заряда от частоты модуляции светового потока, по частоте среза можно определить время жизни неравновесных носителей заряда. Тогда на низкой частоте модуляции, зная значения времен жизни неравновесных электронов и дырок $\tau_{n,p}$, по выражениям (16) можно найти скорость их генерации, а из неё вычислить квантовую эффективность полупроводника, если известно значение интенсивности I_0 .

Способом, аналогичным рассмотренному выше для вычисления частотной зависимости концентрации носителей заряда, можно найти закон изменения величины фотопроводимости $\Delta\sigma$ от частоты модуляции светового потока и получить следующее выражение:

$$\Delta\sigma = \frac{q(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{фп}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{фп}^2}, \quad (20)$$

где $g = \eta \cdot \alpha \cdot (1 - R) \cdot I_0$ - скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике за счет поглощения падающего излучения, а $\tau_{\text{фп}}$ - время релаксации фотопроводимости ($\delta n \approx \delta p$)

$$\tau_{\text{фп}} = \frac{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}} \approx \frac{\mu_n + \mu_p}{\frac{\mu_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \cdot \tau_n \tau_p}{\mu_n \tau_p + \mu_p \tau_n}. \quad (21)$$

Из выражения (20) следует, что фотопроводимость полупроводника на низких частотах модуляции остается постоянной величиной, а на высоких уменьшается пропорционально квадрату частоты модуляции оптического излучения. При этом **частота среза фотопроводимости** определяется как величина, обратная времени релаксации фотопроводимости:

$$f_0 = \frac{1}{\tau_{\text{фп}}}. \quad (22)$$

Таким образом, исследуя свойства фотопроводимости, можно по приведенным выражениям вычислить фундаментальные параметры полупроводника.

3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ЗНАНИЙ

1. Что такое фотопроводимость полупроводника?
2. Какие виды фотопроводимости в полупроводниках существуют?
3. Какие механизмы возникновения фотопроводимости существуют?
4. Почему в фотопроводимости не учитывают эффект изменения подвижности горячих электронов?
5. Что такое квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
6. Что такое скорость генерации неравновесных носителей заряда и как она зависит от параметров полупроводника?
7. Как выглядят кривые кинетики фотопроводимости при освещении полупроводника импульсами света?
8. Почему на начальной стадии импульсного освещения фоторезистора

- фотопроводимость увеличивается со временем по линейному закону?
9. Что такое время релаксации фотопроводимости и как его измеряют экспериментально?
 10. Как измеряют квантовый выход внутреннего фотоэффекта?
 11. Как экспериментально измерить скорость генерации неравновесных носителей заряда в фоторезисторе?
 12. Что определяет коэффициент усиления фотопроводимости?
 13. Чему равен коэффициент усиления фотопроводимости для собственной и примесной фотопроводимости?
 14. Как можно ли управлять коэффициентом усиления фотопроводимости?
 15. Что характеризует частота среза и как ее найти экспериментально?
 16. Почему с ростом частоты модуляции света синусоидальным сигналом концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается (объяснить физическую картину уменьшения)?
 17. Почему с увеличением постоянного напряжения смещения растет напряжение фотопроводимости при постоянной интенсивности света?
 18. Возможна ли регистрация фотопроводимости полупроводника с помощью переменного напряжения смещения?
 19. Зачем в экспериментальной установке для изучения фотопроводимости используют вращающийся диск с отверстиями?
 20. Какие пути увеличения фотопроводимости существуют?

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

4.1. Описание лабораторной установки

Структура и состав установки. Структура лабораторной установки для исследования фотопроводимости приведена на рис.8. Она состоит из электрической и оптической частей.

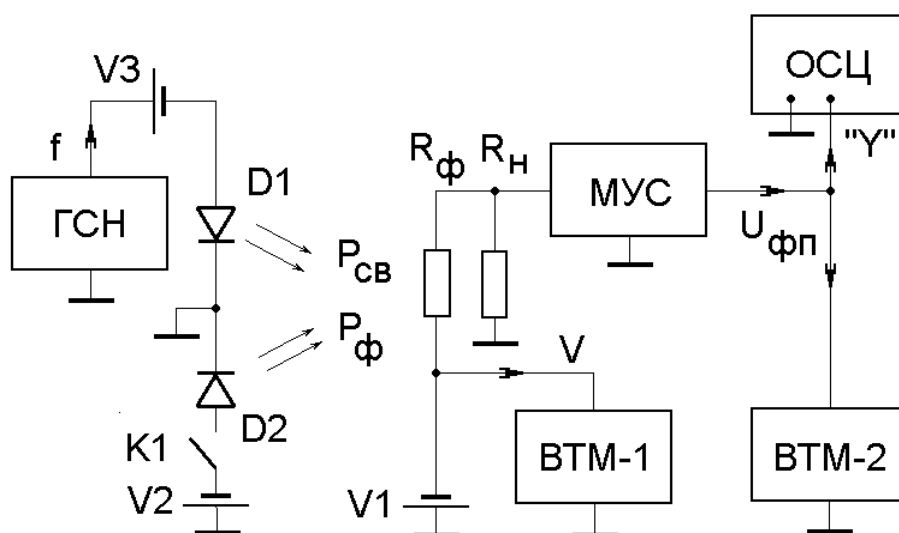


Рис.8.

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, обозначенный на рисунке как Z ; источник напряжения смещения $V1$, вольтметр напряжения смещения ВТМ-1; малошумящий усилитель МУС; вольтметр для измерения величины фотопроводимости ВТМ-2; осциллограф для визуального наблюдения сигнала фотопроводимости ОСЦ.

Оптическая часть. Оптическая часть установки представлена на рисунке 3 в его левой половине. В данной работе освещение фоторезистора 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 фоторезистора с 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 Г3-112. 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 фотопроводимости полупроводникового фоторезистора на основе CdSe при различных значениях параметров, задающих условия измерения.

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

Полевые зависимости представляют собой изменение напряжения фотопроводимости на выходе малошумящего усилителя $U_{фп}$ от величины постоянного напряжения, приложенного к фоторезистору V при фиксированном значении частоты модуляции тестового излучения f и мощности фоновой засветки $P_{ф}$. Значения этих параметров следует получить в виде индивидуального задания у преподавателя. Из полученных численных значений напряжения фотопроводимости необходимо вычислить время пролета неравновесными электронами и дырками фоторезистора размерами (5.6x5.6) мм², а также коэффициент усиления фотопроводимости $K_{фп}$ для заданных значений напряжения V .

4.3. Методические указания к выполнению работы

1. Перед началом работы внимательно ознакомьтесь с теоретическими вопросами формирования и измерения фотопроводимости, описанием

лабораторной установки. До включения установки 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, а затем блок напряжений оптического блока и смещения фоторезистора.
3. При правильной работе установки на экране осциллографа должен появиться синусоидальный сигнал большой амплитуды, вызванный сетевым 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 фотопроводимости, 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 фоторезисторе.
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 фотопроводимости: 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 осциллографа).

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 последнюю очередь. 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.

Измерение частотных зависимостей

3. 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 $P_{фп}$ из заданных преподавателем.

4. Измерьте частотные зависимости фотопроводимости фоторезистора, 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 фотопроводимости считывайте со стрелочного прибора вольтметра ВЗ-38Б, используя при необходимости декадный аттенюатор на его входе.

5. Закончив измерения, полученные значения напряжения фотопроводимости $U_{фп}$ прологарифмируйте по основанию 10 и в двойном логарифмическом масштабе нарисуйте график $U_{фп}(f)$. По частоте среза фотопроводимости определите время жизни неравновесных носителей заряда $\tau_{n,p}$.

6. Измените величину напряжения на фоторезисторе, 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.

7. Закончив измерения, прологарифмируйте значения $U_{фп}(f)$ по основанию 10 и нарисуйте графики частотных зависимостей шума фоторезистора при различных напряжениях на нем $U_{фп}(f)$. Вычислите из каждой полученной зависимости время жизни $\tau_{n,p}$ для заданных значений V и $P_{ф}$. Объясните полученные кривые.

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 $U_{фл}$ от напряжения V . Повторите эту процедуру для всех частот модуляции, заданных преподавателем.

3. Включите синий светодиод фоновой подсветки на оптическом блоке установки 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 подготовить его защиту.

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 по левых и частотных зависимостей фотопроводимости,
- детальное описание расчета параметров фоторезистора 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 лабораторной работы несколькими студентами в конце отчета должно быть указано конкретное участие каждого в выполнении работы.
4. В соответствии с рейтинговой системой качество выполнения лабораторной работы и оформления отчета оценивается в баллах, которые суммируются с баллами по контрольным работам.

6. ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов В.Н. Физические основы оптоэлектроники. Учебное пособие. – Томск: ТУСУР, 2012. – 178 с.
2. Давыдов В.Н. Физические основы оптоэлектроники. Учебно-методическое пособие. – Томск: ТУСУР, 2012. – 99 с.
3. Епифанов Ю.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: Высшая 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.