

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»  
(МФТИ, Физтех)

КАФЕДРА ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ОТЧЕТ  
ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО  
СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОБСТВЕННОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Работу выполнили

\_\_\_\_\_ И.Д. Бессонов  
\_\_\_\_\_ Е.С. Иванова  
\_\_\_\_\_ Е.О. Коробкина  
\_\_\_\_\_ А.А. Макоткин  
\_\_\_\_\_ И.С. Потапова  
(подпись, дата)

Работу принял, оценка

\_\_\_\_\_  
(подпись, дата, оценка)

# Содержание

<b>1. Аннотация</b>	<b>2</b>
<b>2. Теоретическая часть</b>	<b>2</b>
<b>3. Экспериментальная часть</b>	<b>3</b>
3.1. Экспериментальная установка . . . . .	3
3.2. Ход работы . . . . .	4
3.3. Кремний . . . . .	4
<b>4. Выводы</b>	<b>5</b>
<b>5. Ответы на вопросы</b>	<b>5</b>
<b>6. Список литературы</b>	<b>12</b>

# 1. Аннотация

**Цель работы:** ознакомиться с основами теории собственной фотопроводимости полупроводников, определить ширину запрещённой зоны кремния по спектральной зависимости собственной фотопроводимости и найти скорость поверхностной рекомбинации.

## 2. Теоретическая часть

При воздействии на полупроводник излучения с энергией кванта  $h\nu$ , превышающей ширину запрещённой зоны  $E_g$  в зоне проводимости, и соответственно в валентной зоне возникают неравновесные электроны и дырки. Их появление связано с переходами электронов из валентной зоны проводимости. В результате увеличивается проводимость кристалла. Это явление называется собственной фотопроводимостью.

В непрямозонных полупроводниках типа германия и кремния минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны расположены в различных точках зоны Бриллюэна. В этом случае оптический переход электрона из вершины валентной зоны в минимум зоны проводимости возможен лишь при участии третьей частицы – фонона. В соответствии с законом сохранения импульса квазиимпульс такого фонона  $q_\Phi \approx \hbar k_B$ , а энергия  $\hbar\omega$  должна удовлетворять закону сохранения энергии:

$$h\nu = E_g \pm \hbar\omega_q + \hbar^2(k_n - k_c)^2/2m_n + \hbar^2k_p^2/2m_p \quad (1)$$

где  $k_n$  и  $k_p$  – начальные волновые числа электрона и дырки, а  $k_c$  – конечное волновое число электрона.

Таким образом, край основной полосы поглощения в полупроводниках типа кремния и германия определяется непрямными оптическими переходами, сопровождающимися поглощением и испусканием фононов. При этом для разрешённых переходов, которые доминируют в полупроводниках такого типа, коэффициент поглощения:

$$K = C \left[ \frac{(h\nu - E_g + \hbar\omega_q)^2}{\exp \frac{\hbar\omega_q}{kT} - 1} + \frac{(h\nu - E_g - \hbar\omega_q)^2}{1 - \exp - \frac{\hbar\omega_q}{kT}} \right] \quad (2)$$

При больших энергиях квантов  $h\nu > (E_g + \hbar\omega_q)$  начинают преобладать переходы с эмиссией фононов и зависимость  $K^{1/2}$  от  $h\nu$  должна аппроксимироваться прямой, пересекающей ось энергии в точке  $h\nu_1 = E_g + \hbar\omega_q$ .

При рассмотрении случая сильного поглощения излучения в образце (оптически толстый образец), то есть при  $d/K \ll 1$ , где  $d$  – толщина образца, скорость генерации электронно-дырочных пар экспоненциально уменьшается от поверхности вглубь образца:

$$g(x) \approx K(1 - R)N_0 \exp -Kx \quad (3)$$

где  $R$  – коэффициент отражения света, а  $N_0$  – поток квантов на единицу поверхности.

Неоднородная германия электронов и дырок в направлении освещения приводит к появлению диффузионно-дрейфовых потоков носителей заряда: быстро диффундирующие носители (электроны) опережают медленные (дырки), что приводит к возникновению электрического поля, ускоряющего медленные носители и замедляющего быстрые и к появлению дрейфовых составляющих потоков. При этом изменение проводимости  $\Delta\Sigma$  существенным образом зависит от граничных условий на поверхности образца:

$$\Delta\Sigma \sim N_0 \left( 1 + \frac{S}{D} \frac{1}{K} \right) \quad (4)$$

где  $S$  – скорость поверхностной рекомбинации,  $D$  – коэффициент амбиполярной диффузии.

### 3. Экспериментальная часть

#### 3.1. Экспериментальная установка

Для изменения фотоответа полупроводника  $\Delta\Sigma$  образец включается последовательно с нагрузочным сопротивлением и источником постоянного напряжения. При освещении проводимость образца возрастает, происходит перераспределение напряжения между образцом и нагрузкой. В результате падение напряжения  $U$  на образце при малом относительном увеличении проводимости уменьшается на величину

$$\Delta U = \varepsilon \frac{R_H \cdot R_0^2}{(R_H + R_0)^2} \Delta \Sigma \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  – постоянное напряжение,  $R_H$  и  $R_0$  – сопротивление нагрузки и образца,  $\Sigma$  – проводимость.

Для повышения чувствительности измерения обычно проводят при периодическом прерывании светового потока. При этом соотношение (5) характеризует амплитуду отрицательных импульсов напряжения на концах образца. Для исследования интересных нас зависимостей  $\Delta\Sigma/N_0$  от энергии кванта  $h\nu$  наряду с  $\Delta U$  необходимо знать спектральное распределение интенсивности источника излучения  $N_0(h\nu)$ .

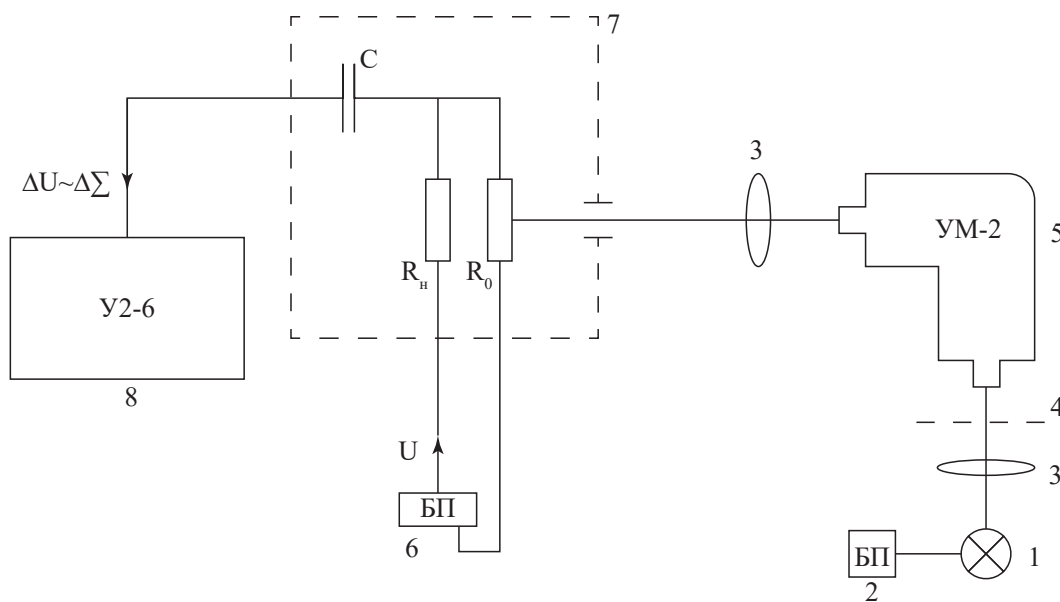


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – линзы, 4 – механический модулятор излучения, 5 – монохроматор, 6 – блок питания образца, 7 – схема включения образца, 8 – усилитель

### 3.2. Ход работы

### 3.3. Кремний

Включаем лампу накаливания и фокусируем излучение монохроматора на образец Si. Подаём постоянное смещение  $U$  на образец от источника напряжения. Вращая барабан длин волн, снимаем зависимость сигнала фотопроводимости  $\Delta U$  от длины волны излучения. С помощью графика спектрального распределения интенсивности лампы составляем таблицу  $\Delta U/I_0$  от делений барабана. С помощью градуировочной кривой переводим деления барабана в энергии кванта  $h\nu$ . Получаем зависимость  $h\nu\Delta U/I_0$ , после чего строим зависимость  $\sqrt{h\nu\Delta U}/I_0$ .

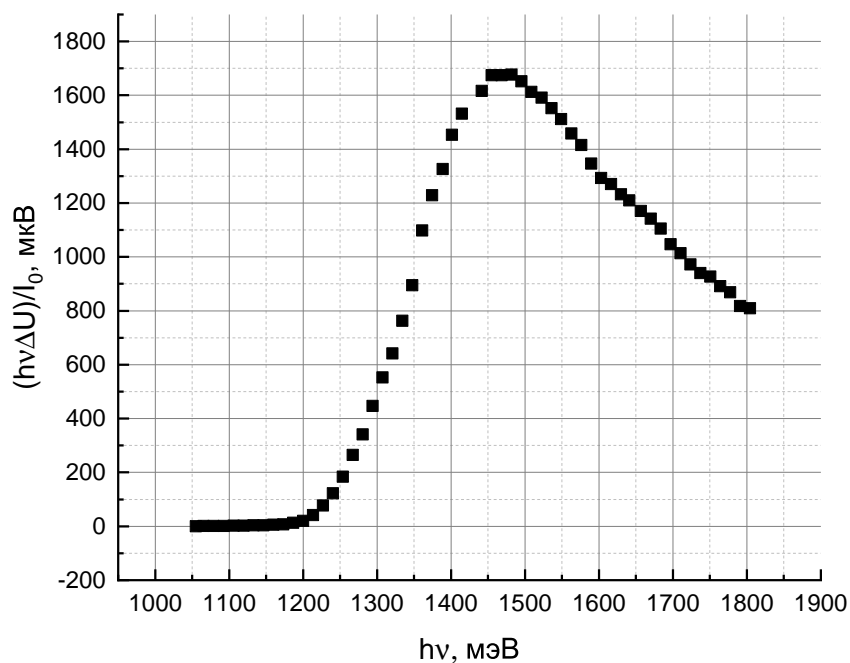


Рис. 2: Зависимость  $h\nu\Delta U/I_0$  от  $h\nu$  для Si.

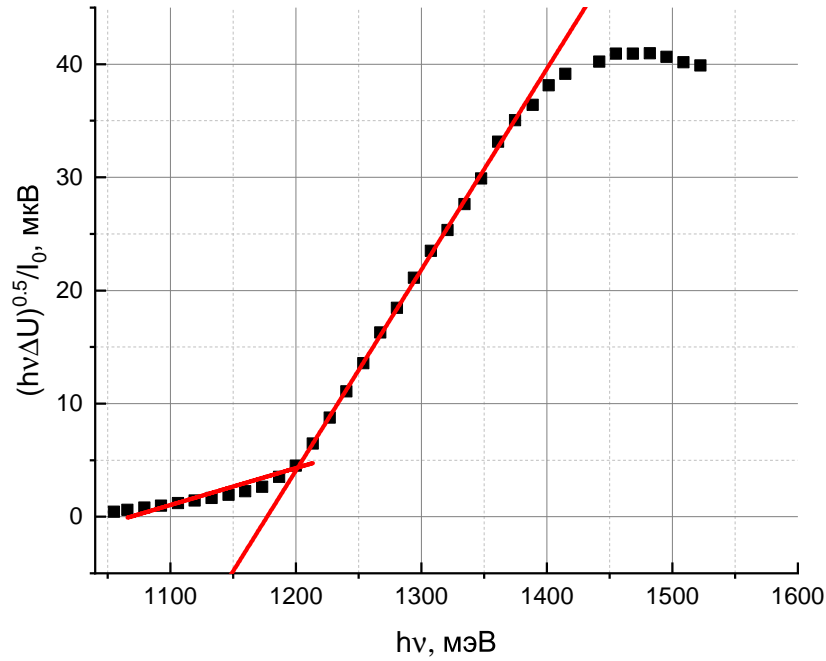


Рис. 3: Зависимость  $\sqrt{h\nu\Delta U}/I_0$  от  $h\nu$  для Si.

Аппроксимируя линейный участок графика до оси энергии, получаем величину  $E_g + \hbar\omega_{ph}$  как точку пересечения прямой с осью. Учитывая энергию фонона  $\hbar\omega_{ph} = 50$  мЭВ, находим ширину запрещённой зоны кремния  $E_g \approx 1100$  мЭВ.

## 4. Выводы

## 5. Ответы на вопросы

- 1) Что такое скорость оптической генерации? Её размерность?

$$g(x) = \frac{dn}{dt} = \left[ \frac{1}{\text{м}^3\text{с}} \right] - \text{скорость создания пар электрон+дырка в данном объеме вещества.}$$

- 2) Разъяснить понятие «оптически тонкий образец».

Понятие «оптически тонкий образец» означает, что свет, проходя через такой образец, практически не изменяет свою интенсивность, то есть слабо поглощается. Пусть  $k$  — коэффициент поглощения в веществе, из которого сделан образец,  $d$  — его толщина, тогда условие оптически тонкого образца записывается в виде:  $kd \ll 1$ .

- 3) Получить выражение для скорости оптической генерации в случае, когда образец можно считать оптически тонким.

Считаем, что потери идут только на возбуждение электрона, тогда:

$$g(x) = \frac{j_{\Phi} k S dx}{S dx} e^{-kx} + j_{\Phi} k e^{-k(d-x)} e^{-kd} R + j_{\Phi} k e^{-kx} e^{-2kd} R^2 + \dots = j_{\Phi} k (e^{-kx} + R e^{-k(d-x)}) \sum_{n=0}^{\infty} (R e^{-kd})^{2n}$$

где первое слагаемое - это отражение от прямой волны, второе - от отразившейся один раз волны, третье - от отразившейся два раза волны и так далее. Причем  $R$  - коэффициент отражения,  $e^{-kd}$  - ослабление интенсивности света при прохождении через образец,  $j_\Phi$  - число фотонов в прогонке. Применяя формулу для суммы геометрической прогрессии, получаем:

$$g(x) = \frac{j_\Phi k}{1 - (Re^{-kd})^2} (e^{-kx} + Re^{-k(d-x)})$$

Считаем, что  $j_\Phi = \frac{I_0(1-R)}{h\nu}$ , где  $I_0$  - интенсивность падающего света, а  $h\nu$  - энергия одного фотона. Условие оптически тонкого образца:  $kd \ll 1$ , тогда  $e^{-kd} = 1 - kd$ . В итоге:

$$g(x) = \frac{I_0 k (1 - R)}{h\nu (1 - R^2 (1 - kd)^2)} (1 - R) = \frac{I_0 k (1 + R)}{h\nu (1 - R^2)} (1 - R) = \frac{I_0 k}{h\nu}.$$

- 4) Как зависит фотопроводимость от коэффициента поглощения при энергиях света, когда образец можно считать оптически тонким? Оптически толстым?

В оптически толстом образце  $Kd \gg 1$  и

$$g(x) = kN_0(1 - R)e^{-kx} \quad (6)$$

Тогда система уравнений непрерывности примет вид:

$$kN_0(1 - R)e^{-kx} = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (7)$$

Экспонента убывает сильнее, тогда решив уравнения, можно сказать, что изменение проводимости образца  $\Delta \Sigma \approx \frac{1}{K}$

Для оптически тонкого образца  $\Delta \Sigma \approx K$

- 5) Рассчитать коэффициент пропорциональности между энергией кванта света в эВ и соответствующей длиной волны в мкм.

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (8)$$

Значение  $hc$  и есть коэффициент пропорциональности между энергией и длиной волны.

$$hc = 1.05 \cdot 10^{-24} \cdot 2\pi \cdot 2 \cdot 10^{10} = 19.8 \cdot 10^{-17} \text{ эрг} \cdot \text{см} = 19.8 \cdot 10^{-17} \cdot 6.24 \cdot 10^{11} \text{ эВ} \cdot \text{см} \quad (9)$$

Окончательно,

$$hc = 12.4 \cdot 10^{-5} \cdot 10^4 \text{ эВ} \cdot \text{мкм} = 1.24 \text{ эВ} \cdot \text{мкм} \quad (10)$$

- 6) Ширина зоны прямозонного полупроводника 0,8 эВ. Чтобы определить длину волны, при которой можно наблюдать собственную фотопроводимость в прямозонном полупроводнике, воспользуемся соотношением между шириной запрещённой зоны  $E_g$  и длиной волны  $\lambda$  света:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g}.$$

Подставив значения, найдем длину волны, при которой можно наблюдать собственную фотопроводимость:

$$\lambda = \frac{(4.135667696 \times 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}) \cdot (3 \times 10^8 \text{ м/с})}{0.8 \text{ эВ}} \approx 1.55 \text{ мкм}.$$

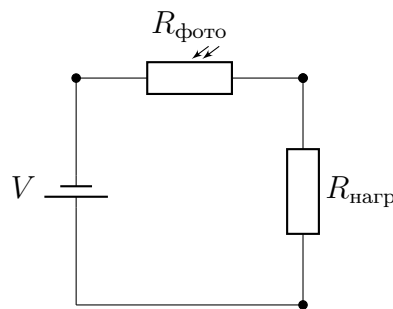
- 7) Темновое сопротивление фоторезистора составляет 40 кОм. Для получения максимального сигнала на фоторезисторе необходимо согласовать нагрузочное сопротивление с темновым сопротивлением фоторезистора, что следует из **теоремы о максимальной мощности**: максимальная мощность передаётся в нагрузку, когда сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению источника.

Мощность, выделяемая на нагрузке, определяется формулой:

$$P = I^2 R_{\text{нагр}},$$

где  $I$  — ток в цепи, который зависит от напряжения источника и общего сопротивления (фоторезистор + нагрузка):

$$I = \frac{U}{R_{\text{темн}} + R_{\text{нагр}}},$$



Таким образом, при  $R_{\text{нагр}} = R_{\text{темн}} = 40 \text{ кОм}$  достигается баланс между током и напряжением, что обеспечивает максимальный сигнал (максимум мощности).

- 8) Чтобы найти на какое расстояние успеют продиффундировать избыточные электроны в Si, если время жизни носителей составляет  $\tau = 10^{-4} \text{ с}$ , воспользуемся уравнением диффузии:

$$L = \sqrt{D\tau},$$

где  $L$  — диффузионное расстояние и  $D$  — коэффициент диффузии электронов,

Для кремния при комнатной температуре (300 К) коэффициент диффузии электронов:

$$D \approx 36 \text{ см}^2/\text{с},$$

поскольку

$$D = \mu V_T,$$

где  $\mu = 1400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  — подвижность электронов, а  $V_T = \frac{kT}{q} \approx 0.0259 \text{ В}$  — тепловое напряжение. Подставляем значения в формулу:

$$L = \sqrt{D\tau} = \sqrt{(36 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}) \cdot (10^{-4} \text{ с})} = 600 \text{ мкм}.$$

Если температура или другие параметры отличаются от стандартных, коэффициент диффузии  $D$  будет другим, и результат изменится.

- 9) На Рис. 4 показаны спектральные зависимости фотопроводимости CdS и CdSe. Пунктирные и сплошные линии соответствуют разным температурам.



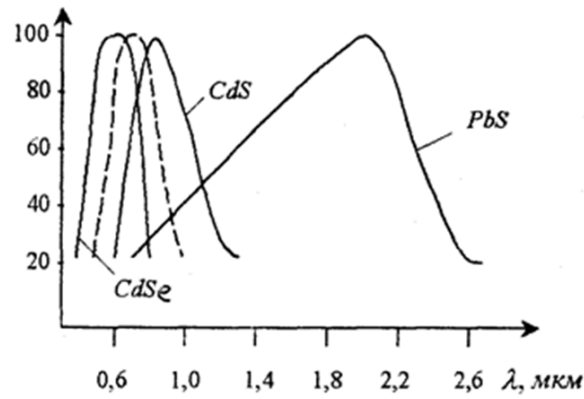


Рис. 4

Для CdS и CdSe ширина запрещённой зоны определяет длину волны, при которой наблюдается максимальная фотопроводимость. Таким образом, при низких температурах пик фотопроводимости соответствует  $E_g$ , а при высоких температурах пик сглаживается из-за тепловой генерации носителей.

Сплошные линии на графике соответствуют низким температурам, где фотопроводимость более выражена и определяется в основном поглощением света. Пунктирные линии соответствуют высоким температурам, где тепловые эффекты сглаживают спектральную зависимость. Это связано с физикой фотопроводимости и влиянием температуры на полупроводниковые материалы.

- 10) Нарисуйте качественно зависимость сигнала фотопроводимости кремниевого фоторезистора от энергии кванта. Энергия фонона  $\approx 50$  мэВ.

Кремний (Si) является непрямозонным полупроводником с шириной запрещённой зоны:

$$E_g \approx 1.12 \text{ эВ} \quad (\text{при } T \approx 300 \text{ К}).$$

Непрямой характер перехода означает, что при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости необходимо компенсировать разность волновых векторов (импульсов) с помощью фонона.

Фонон с энергией

$$E_{ph} \approx 50 \text{ мэВ} \quad (0.05 \text{ эВ})$$

может либо излучаться (эмиссия), либо поглощаться при межзонном переходе.

Поглощение фонона даёт порог

$$E_{\min 1} = E_g - E_{ph},$$

однако такая схема требует, чтобы в кристалле был «готовый» фонон соответствующей энергии; при комнатной температуре этот процесс статистически менее вероятен.

Испускание (эмиссия) фонона даёт порог

$$E_{\min 2} = E_g + E_{ph},$$

и этот процесс обычно даёт основной вклад в фотопроводимость при  $E \gtrsim E_g$ .

Таким образом, два характерных порога в спектре поглощения (и, соответственно, во включении фотопроводимости) при косвенных переходах обычно появляются примерно в областях:

$$E_g - E_{ph} \quad \text{и} \quad E_g + E_{ph}.$$

В реальном кремнии это около 1.07 эВ и 1.17 эВ. Но более интенсивный рост фотопроводимости всё же наблюдается чуть выше  $E_g + E_{ph}$ .

Можно заметить, что:

- При энергиях ниже  $E_g - E_{ph}$  фотопроводимость практически равна нулю, так как даже с учётом поглощения/эмиссии фонона фотогенерация электронно-дырочных пар маловероятна.
- При дальнейшем росте  $h\nu$  (энергии фотона) фотопроводимость возрастает, достигая максимума в области, немного превышающей  $E_g + E_{ph}$ .
- При очень больших энергиях (намного выше  $E_g$ ) кривая может вновь снижаться за счёт:
  - увеличения поверхностной рекомбинации (фотоносители генерируются близко к поверхности и быстро рекомбинируют);
  - дополнительных процессов рассеяния, нелинейных эффектов и т.д.

Итоговый качественный вид кривой:

- «Старт» около  $E_g - E_{ph}$ ;
- Основной рост вблизи  $E_g + E_{ph}$ ;
- Пик (или плато) чуть выше  $E_g + E_{ph}$ ;
- Убывание на больших энергиях.

Для качественного воспроизведения указанной формы удобно взять простую «кусковую» или «параболическо-гауссовскую» модель. Ниже приведён один из вариантов.

Обозначим:

$$E_1 = E_g - E_{ph} \quad (\text{нижний порог}),$$

$$E_2 = E_g + E_{ph} \quad (\text{основной порог}).$$

Введём некую модельную функцию  $\sigma_{ph}(E)$ , задающую сигнал фотопроводимости:

$$\sigma_{ph}(E) = \begin{cases} 0, & E < E_1, \\ A(E - E_1)^2, & E_1 \leq E < E_2, \\ A(E_2 - E_1)^2 \exp\left[-\frac{(E - E_2)}{\Gamma}\right], & E \geq E_2. \end{cases}$$

При  $E < E_1$  фотопроводимость равна нулю. Между  $E_1$  и  $E_2$  она плавно растёт по закону  $(E - E_1)^2$ . После  $E_2$  мы ввели экспоненциальное убывание с некоторой «шириной»  $\Gamma$ . Такое убывание моделирует возрастание потерь на рекомбинацию при слишком больших энергиях.

Коэффициент  $A$  задаёт «масштаб» по вертикали. Параметр  $\Gamma$  регулирует, насколько резко будет падать кривая после максимума. (Рис 5.)

- 11) Как зависит фотопроводимость  $U/N$  при  $kd \ll 1$  от  $h\nu$  в прямозонных полупроводниках? В прямозонных полупроводниках для энергий фотонов, близких к ширине запрещённой зоны  $E_g$ , коэффициент поглощения имеет вид:

$$\alpha(h\nu) = K_{d1}(h\nu - E_g)^n,$$

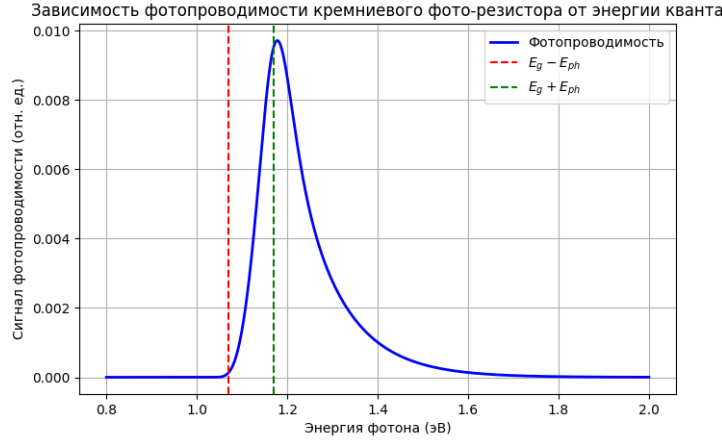


Рис. 5

где  $K_{d1}$  — константа, зависящая от материала, а показатель степени  $n$  определяется характером оптического перехода.

Разрешённые переходы:

При разрешённых переходах оптический момент ненулевой, а плотность состояний приводит к зависимости

$$\alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_g)^{1/2}.$$

При условии, что фотопроводимость пропорциональна количеству поглощённых фотонов, получаем:

$$\frac{U}{N} \sim \alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_g)^{1/2}.$$

Запрещённые переходы:

При запрещённых переходах оптический момент равен нулю при прямом переходе, и переход возможен только с участием фононов или вследствие нарушения правил отбора, что приводит к дополнительному энергетическому множителю:

$$\alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_g)^{3/2}.$$

Таким образом,

$$\frac{U}{N} \sim (h\nu - E_g)^{3/2}.$$

Подытожим, зависимость фотопроводимости от энергии фотона выглядит следующим образом:

$$\frac{U}{N} \sim \begin{cases} (h\nu - E_g)^{1/2}, & \text{при разрешённых переходах,} \\ (h\nu - E_g)^{3/2}, & \text{при запрещённых переходах.} \end{cases}$$

Эта зависимость вытекает из учёта плотности состояний и правил отбора для оптических переходов в прямозонных полупроводниках

- 12) На Рис. 6 приведены результаты измерения сигнала  $U$  фотопроводимости (ФП) образца CdSe в зависимости от энергии  $h\nu$  падающего на образец света. Этот ПП — прямозонный. Оцените ширину запрещенной зоны CdSe.



Рис. 6

13) Рассчитать удельное сопротивление кремния, данные – в таблице в конце описания работы.

1. Определение концентрации носителей

Концентрация носителей определяется по формуле:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp \left( -\frac{E_g}{2k_B T} \right),$$

где:

- $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,
- $N_v = 1.02 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,
- $E_g = 1.11 \text{ эВ}$  — ширина запрещённой зоны,
- $k_B = 8.617 \times 10^{-5} \text{ эВ/К}$  — постоянная Больцмана,
- $T = 300 \text{ К}$  — абсолютная температура.

Подставляем данные:

$$n_i = \sqrt{(2.8 \times 10^{19})(1.02 \times 10^{19})} \exp \left( -\frac{1.11}{2 \cdot 8.617 \times 10^{-5} \cdot 300} \right).$$

Сначала вычислим предфактор:

$$\sqrt{N_c N_v} = \sqrt{2.8 \times 10^{19} \cdot 1.02 \times 10^{19}} \approx \sqrt{2.856 \times 10^{38}} \approx 1.69 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Вычисляем показатель экспоненты:

$$\frac{E_g}{2k_B T} = \frac{1.11}{2 \cdot 8.617 \times 10^{-5} \cdot 300} \approx \frac{1.11}{0.0517} \approx 21.45.$$

Таким образом,

$$n_i \approx 1.69 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \exp(-21.45) \approx 1.69 \times 10^{19} \cdot 4.8 \times 10^{-10} \approx 8.1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

2. Расчёт проводимости и удельного сопротивления

Проводимость внутреннего полупроводника определяется по формуле:

$$\sigma = q n_i (\mu_n + \mu_p),$$

где:

- $q = 1.602 \times 10^{-19} \text{ С}$  — элементарный заряд,
- $\mu_n \approx 1350 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  — подвижность электронов,
- $\mu_p \approx 480 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  — подвижность дырок.

Суммарная подвижность равна:

$$\mu_n + \mu_p \approx 1350 + 480 = 1830 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

Подставляем значения:

$$\sigma \approx 1.602 \times 10^{-19} \cdot 8.1 \times 10^9 \cdot 1830 \approx 2.37 \times 10^{-6} \text{ СМ/см}.$$

Удельное сопротивление  $\rho$  находится по соотношению:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \approx \frac{1}{2.37 \times 10^{-6}} \approx 4.21 \times 10^5 \Omega \cdot \text{см}.$$

Таким образом, удельное сопротивление кремния при  $T = 300 \text{ К}$  составляет:

$$\boxed{\rho \approx 4.2 \times 10^5 \Omega \cdot \text{см}}.$$

- 14) По спектрам поглощения (см методичку) показать область прямых и непрямых переходов в Si и Ge

## 6. Список литературы

- Определение ширины запрещенной зоны полупроводников по спектральной зависимости фотопроводимости: лабораторная работа №3., О.И. Смирнова. – Москва: МФТИ, 2021. – 16 с.
- **Физика полупроводников.**, К.В.Шалимова, М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.