

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

# Определение ширины запрещенной зоны полупроводников по спектральной зависимости собственной фотопроводимости

Лабораторная работа по курсу  
твдотельная электроника

Выполнили: студенты 654 группы.  
Нехаев А.С.

г. Долгопрудный  
2019 год

# Содержание

1. Цели и задачи исследования	2
2. Теоретическая часть	2
3. Экспериментальная часть	3
4. Ход работы	4
4.1. Кремний . . . . .	4
4.2. Селенид кадмия . . . . .	5
5. Выводы	5

# 1. Цели и задачи исследования

- 1) Ознакомление с основами теории собственной фотопроводимости полупроводников;
- 2) Определение ширины запрещённой зоны кремния по спектральной зависимости собственной фотопроводимости;
- 3) Определение скорости 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  $q_\Phi \approx \hbar k_\Phi$ , 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 непрямыми 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

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  $N_0(h\nu)$ .

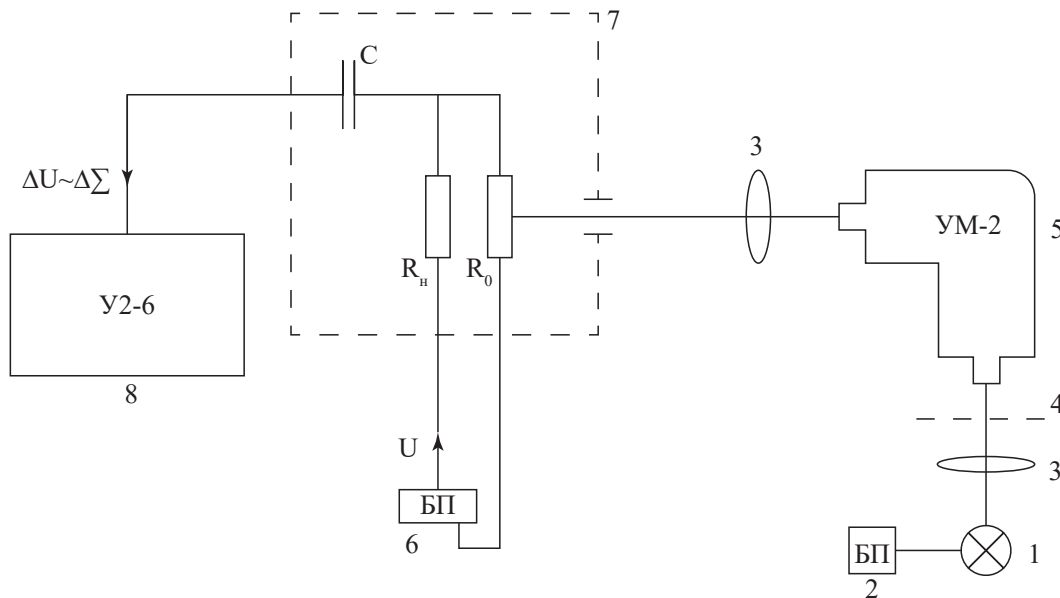


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. 1 – осветитель, 2 – блок питания осветителя, 3 – линзы, 4 – механический модулятор излучения, 5 – монохроматор, 6 – блок питания образца, 7 – схема включения образца, 8 – усилитель

## 4. Ход работы

### 4.1. 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  $\sqrt{h\nu\Delta U}/I_0$ .

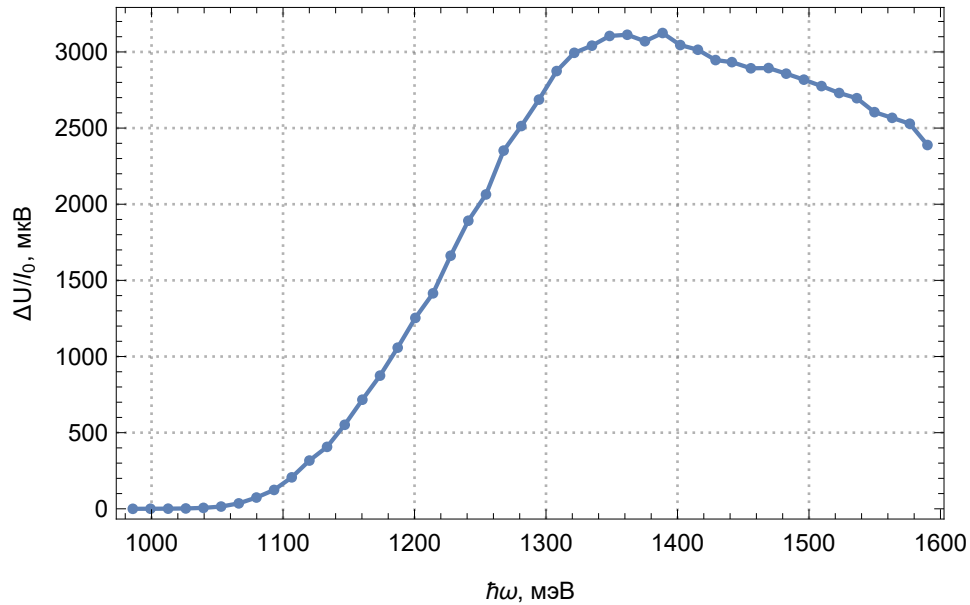


Рис. 2: Зависимость  $h\nu\Delta U/I_0$  от  $h\nu$  для Si.

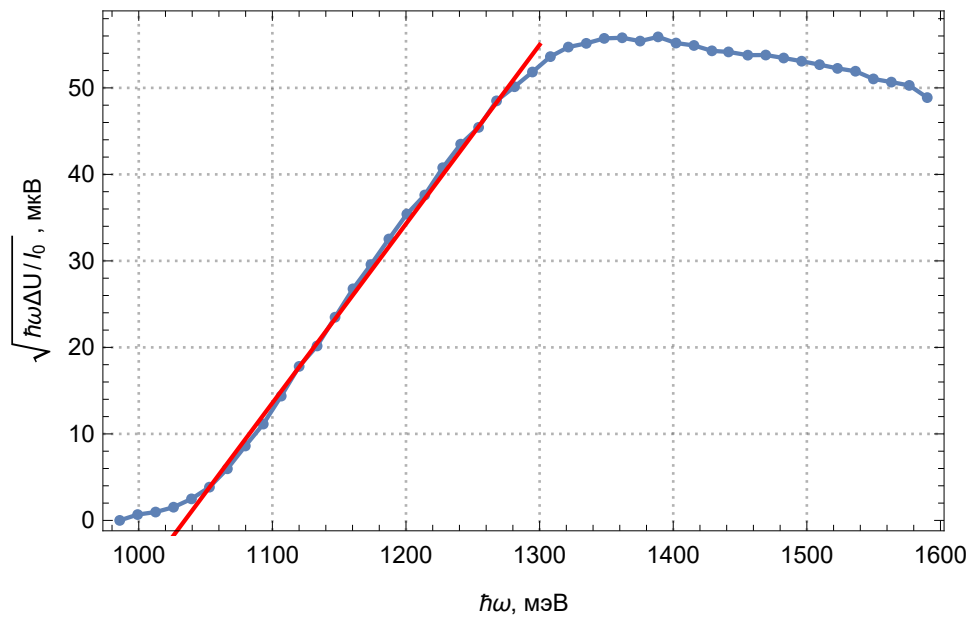


Рис. 3: Зависимость  $\sqrt{h\nu\Delta U}/I_0$  от  $h\nu$  для Si.

Таблица 1: Параметры аппроксимации

	Estimate	Standard Error	t-Statistic	P-Value
1	-214.171	3.83204	-55.8897	$7.99 \cdot 10^{-19}$
x	0.207038	0.00322285	64.2407	$9.98 \cdot 10^{-20}$

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  $E_g = 1084.45$  мэВ.

## 4.2. Селенид кадмия

Схожую операцию проделываем для образца CdSe. Получаем зависимость  $h\nu\Delta U/I_0$ , после чего строим график зависимости  $(h\nu\Delta U)^2/I_0$ .

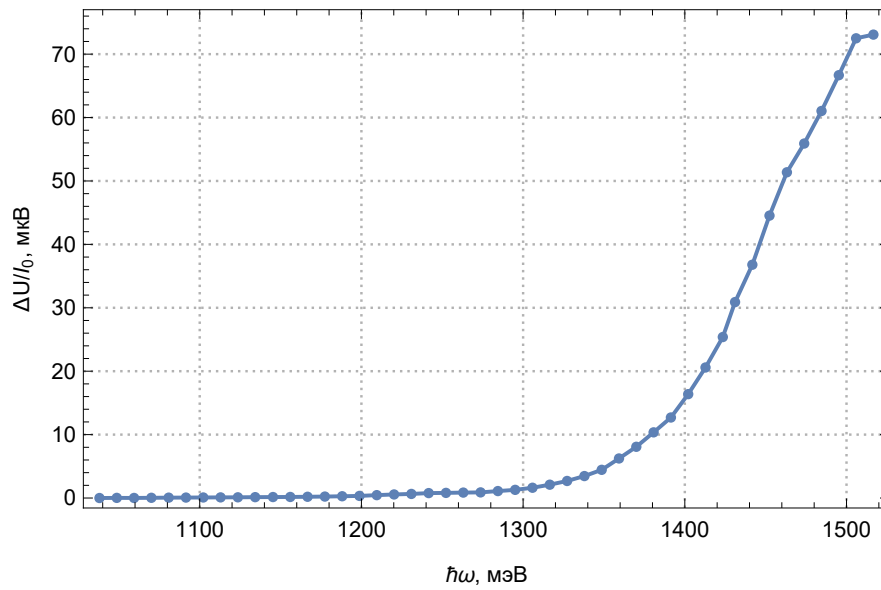


Рис. 4: Зависимость  $h\nu\Delta U/I_0$  от  $\hbar\omega$  для CdSe.

Таблица 2: Параметры аппроксимации

	Estimate	Standard Error	t-Statistic	P-Value
1	-789.897	37.1082	-21.2863	0.0000287995
x	0.57392	0.0254531	22.5481	0.0000229106

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  $E_g = 1426.32$  мэВ.

## 5. Выводы

- 1) Изучили принципы собственной фотопроводимости в полупроводниках
- 2) При проведении работы нашли ширину запрещённой зоны кремния и селенида кадмия: 1084.45 мэВ и 1426.32 мэВ соответственно.

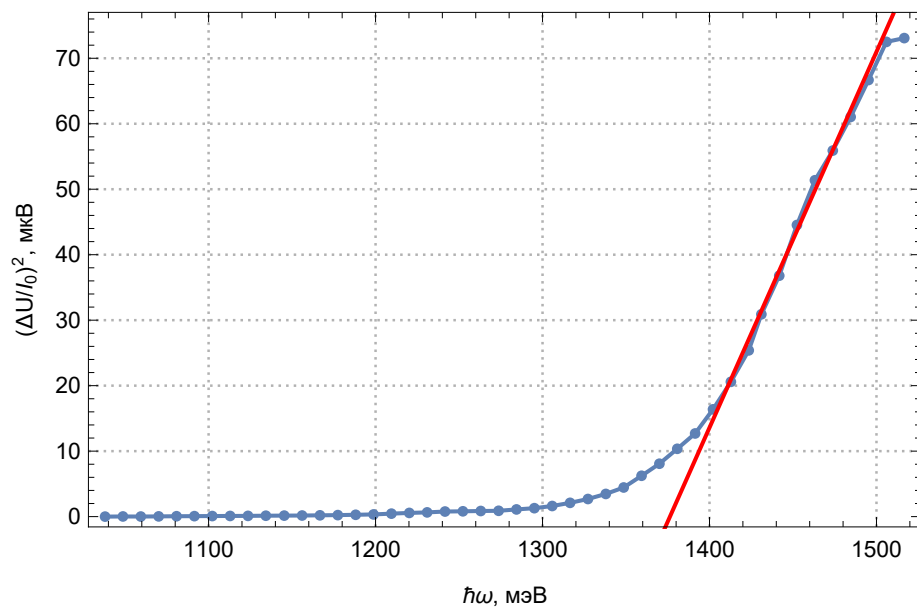


Рис. 5: Зависимость  $(h\nu\Delta U)^2/I_0$  от  $\hbar\omega$  для CdSe.