

Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)  
Факультет общей и прикладной физики

Лабораторная работа №6.11.1  
(Основы современной физики)

## **Определение ширины запрещенной зоны полупроводника**

Работу выполнил:  
Иванов Кирилл, 625 группа

г. Долгопрудный  
2019 год

**Цель работы:** исследовать температурную зависимость проводимости полупроводника; определить ширину запрещенной зоны полупроводника из полученной зависимости.

## 1. Теоретическое введение

### 1.1 Температурная зависимость проводимости металлов

Свойства металлов достаточно хорошо описываются *моделью свободных электронов*: в отсутствии внешних полей электроны движутся прямолинейно и с постоянной скоростью, столкновения их друг с другом и с ионами считаются мгновенными.

При наличии постоянного электрического поля  $E$  возникает постоянный ток, и дрейфовая скорость электронов равна:

$$v_d = \frac{eE\tau}{m}$$

Здесь  $\tau$  - время релаксации.

Из закона Ома, плотность тока  $j$  пропорциональна напряженности поля  $E$ :  $j = \sigma E$ ,  $\sigma$  - удельная проводимости вещества.

С учетом выражения для плотности тока  $j = env_d$ , где  $n$  - концентрация электронов, получим:

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{ne^2\tau}{m}$$

Концентрация  $n$  электронов в зоне проводимости мало зависит от температуры, а время релаксации  $\tau$  уменьшается при нагревании из-за увеличения числа фононов. Причем в большом диапазоне температур верно:

$$\sigma_m \propto 1/T$$

### 1.2 Температурная зависимость проводимости полупроводников

Проводимость в полупроводниках зависит от количества электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Вероятность заполнения  $f(\varepsilon)$  энергетических уровней электронами определяется функцией Ферми:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right)}$$

Здесь  $\varepsilon$  - значение энергии уровня в зоне проводимости,  $\mu$  - уровень Ферми.

В приближении  $(\varepsilon - \mu) \gg kT$  имеем:

$$f(\varepsilon) \approx \exp\left(-\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right)$$

При небольших температурах электроны занимают нижние уровни, то есть  $\varepsilon \approx \varepsilon_c$ ,  $\varepsilon_c$  - энергия, соответствующая дну зоны проводимости. Тогда количество электронов  $n_n$  равно:

$$n_n = Q_n \cdot f(\varepsilon) \approx Q_n \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \mu}{kT}\right)$$

Здесь  $Q_n$  - количество занятых электронами уровней.

Вероятность возникновения дырки равна  $1 - f(\varepsilon)$ . В рассматриваемом приближении энергию дырок будем считать равной энергии верхней границы валентной зоны  $\varepsilon_v$ , тогда число дырок  $n_p$  в валентной зоне определяется аналогично:

$$n_p = Q_p \cdot (1 - f(\varepsilon)) \approx Q_p \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \mu}{kT}\right)$$

В чистых полупроводниках  $n_n \approx n_p$ , следовательно верно:

$$n_p n_n = n^2 = Q_n Q_p \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_v}{kT}\right)$$

Ширину запрещенной зоны обозначим  $\Delta = \varepsilon_c - \varepsilon_v$ , тогда получим:

$$n \propto \exp\left(-\frac{\Delta}{2kT}\right)$$

В присутствии электрического поля  $E$  средняя скорость  $v$  носителя заряда пропорциональна ему:  $v \propto E$ .

Плотность тока в случае полупроводника запишется так:  $j = j_n + j_p = |e|(n_n v_n + n_p v_p) \propto nE$ , где индексы  $n$  и  $p$  соответствуют электронам и дыркам. Из полученной пропорциональности следует температурная зависимость проводимости полупроводника:

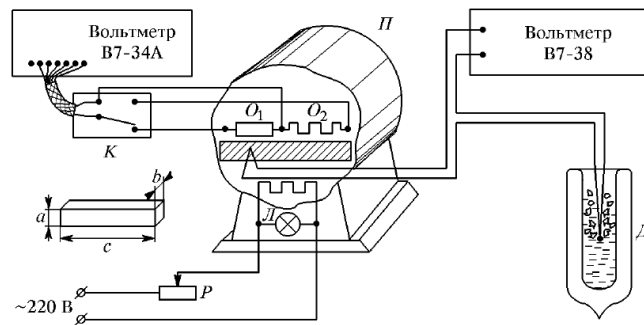
$$\sigma_s \propto \exp\left(-\frac{\Delta}{2kT}\right)$$

## 2. Экспериментальная установка

Схема установки, используемой в работе, приведена на рисунке 1. Исследуемые образцы  $O_1$  и  $O_2$  помещены в электронагревательную печь П; их сопротивление измеряется вольтметром В7-34А. Абсолютную погрешность измерений сопротивления примем равной  $2 \cdot 10^{-4}$  кОм.

Полупроводниковый образец имеет форму параллелепипеда, его параметры:  $4.0 \times 4.0 \times 39$  (в мм). Медный образец - тонкая проволока длиной  $l = 20$  м диаметра  $d = 0.05$  мм.

Удельная проводимость  $\sigma$  связана с измеряемым сопротивлением  $R$  следующей формулой:

Рис. 1: Схема установки для измерения зависимости  $\sigma(T)$ 

$$\sigma = \frac{l}{RS} \quad (1)$$

Здесь  $l$  - длина образца,  $S$  - его поперечное сечение.

Температура образцов измеряется с помощью термопары, один спай которой расположен в печи, а другой - в сосуде Дьюара Д.

### 3. Выполнение работы

В соответствии с графиком термопары, приложенным к установке, будем изменять значение напряжения на ней и устанавливать соответствующую температуру. Измерения начнем с  $T_0 = 26^\circ$

Измерения зависимости сопротивлений меди  $R_{Cu}$  и полупроводника  $R_s$  от температуры  $T$  приведены в таблице. Также рассчитаны  $\sigma$  по формуле (1) для полупроводника и меди, и значения  $1/T$  и  $\ln \sigma, \ln \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)$ , где  $\sigma_0 = \sigma(T_0)$ . Построим графики зависимости  $\sigma(T)$  для полупроводника, а также график  $\ln \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)$  от  $1/T$  для полупроводника.

Таблица 2: Результаты фитингов линейными функциями  $y = ax + b$ 

	Estimate	Standard Error
Для графика рис. 3		
$b$	-0.94	0.45
$a$	0.59	0.15
Для графика рис. 4		
$b$	4.83	0.07
$a$	-2.14	0.06

Из графика рис. 3 получаем, что для  $\sigma_{Cu} = \frac{l}{R_{Cu}S} = aT + b \Rightarrow$

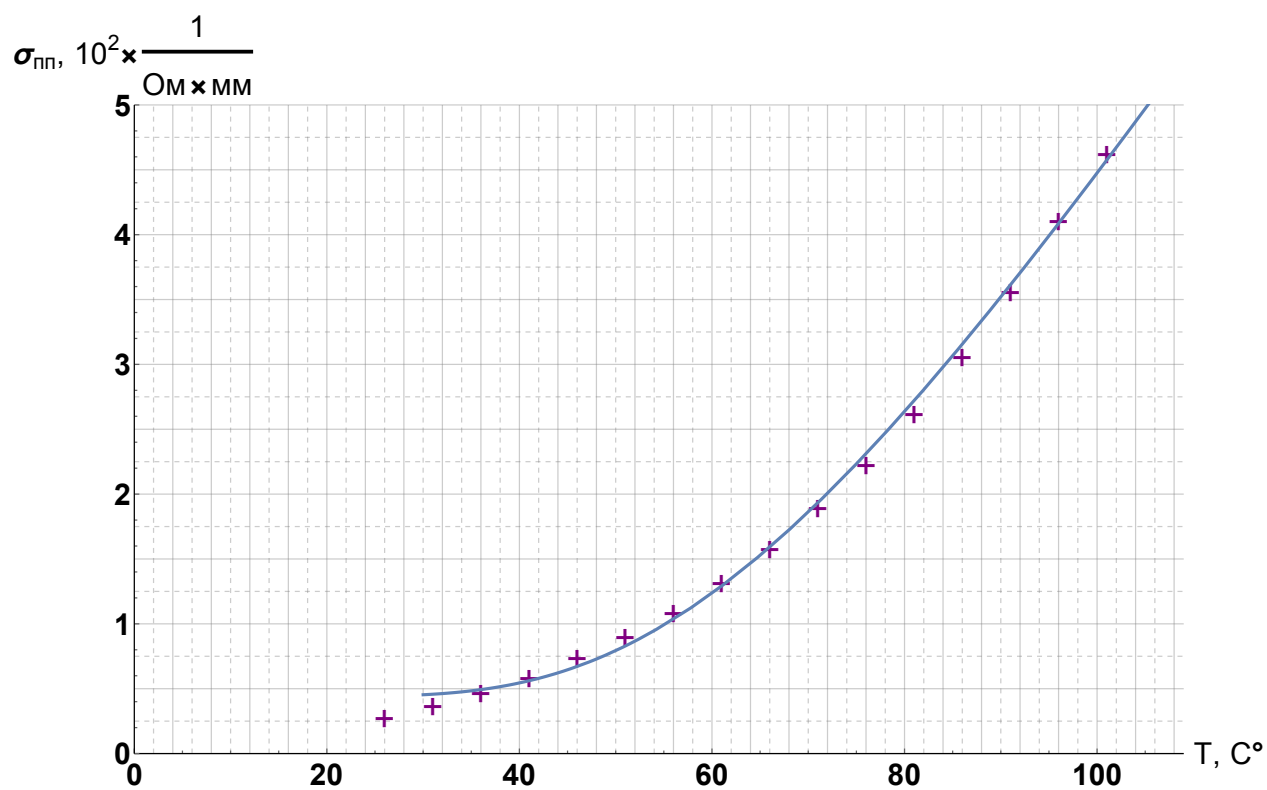
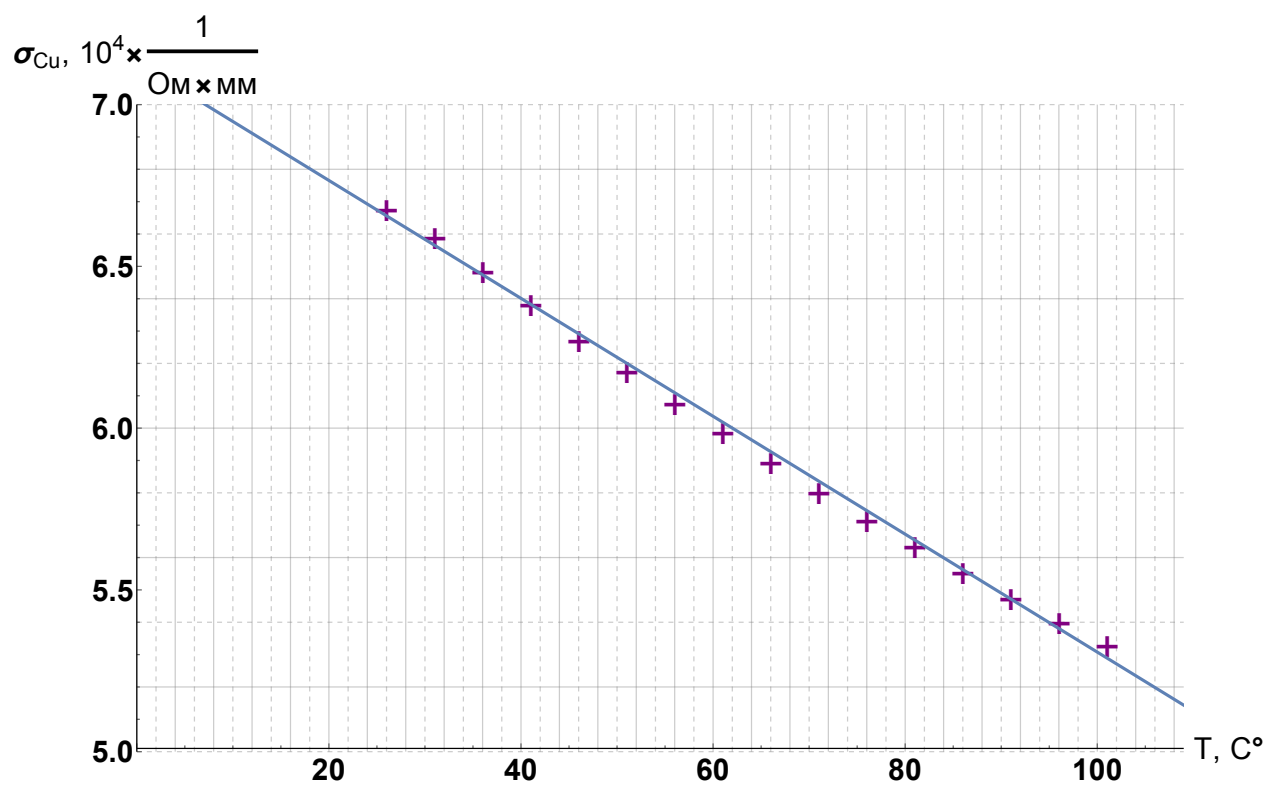
Таблица 1: Результаты измерений

№	$\mathcal{E}$ , мВ	$R_{\text{шп}}$ , кОм	$R_{Cu}$ , кОм	$T$ , °	$\sigma_{\text{шп}}, \frac{10^2}{\text{Ом} \cdot \text{мм}}$	$\sigma_{Cu}, \frac{10^4}{\text{Ом} \cdot \text{мм}}$	$\frac{10^2}{T}, ^\circ\text{C}^{-1}$	$\ln \sigma_{\text{шп}}$	$\ln \frac{\sigma_{\text{шп}}}{\sigma_0}$
1	-0.08	0.7703	0.091	26	0.3	6.69	3.85	-5.8	0
2	0.12	0.604	0.0922	31	0.39	6.6	3.23	-5.56	0.24
3	0.32	0.4775	0.0937	36	0.49	6.49	2.78	-5.32	0.48
4	0.52	0.3805	0.0952	41	0.61	6.39	2.44	-5.09	0.71
5	0.72	0.307	0.0969	46	0.76	6.28	2.17	-4.88	0.92
6	0.92	0.2535	0.0984	51	0.92	6.18	1.96	-4.69	1.11
7	1.12	0.2095	0.1	56	1.11	6.08	1.79	-4.5	1.3
8	1.32	0.1736	0.1015	61	1.34	5.99	1.64	-4.31	1.49
9	1.52	0.1456	0.1031	66	1.6	5.9	1.52	-4.13	1.67
10	1.72	0.1215	0.1047	71	1.92	5.81	1.41	-3.95	1.85
11	1.92	0.1038	0.1063	76	2.25	5.72	1.32	-3.8	2
12	2.12	0.0882	0.1078	81	2.64	5.64	1.23	-3.63	2.17
13	2.32	0.0757	0.1094	86	3.08	5.56	1.16	-3.48	2.32
14	2.52	0.0651	0.111	91	3.58	5.48	1.1	-3.33	2.47
15	2.72	0.0565	0.1125	96	4.13	5.41	1.04	-3.19	2.61
16	2.92	0.0501	0.114	101	4.65	5.34	0.99	-3.07	2.73

Из графика зависимости  $\ln \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)$  от  $1/T$  для полупроводника мы получаем,

$$\ln \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right) = \frac{a'}{100} \cdot \frac{1}{T} + b, \Rightarrow a' = -214 \pm 6 \text{ K}^{-1} = -\frac{\Delta}{2k} \Rightarrow \Delta = 2 \cdot 214 \cdot 8,6 \cdot 10^{-5}$$

#### 4. Вывод

Рис. 2: Зависимость  $\sigma(T)$  для полупроводникаРис. 3: Зависимость  $\sigma(T)$  для меди

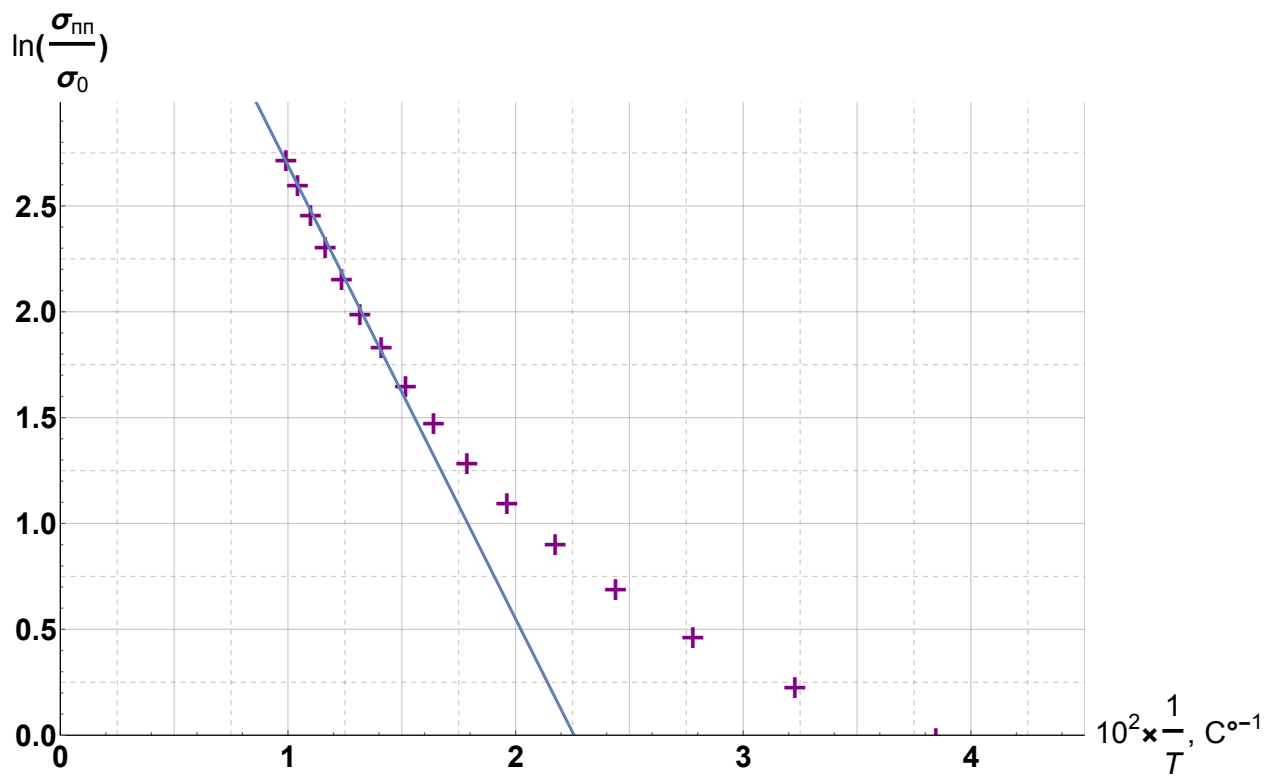


Рис. 4: Зависимость  $\ln\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)$  от  $1/T$  для полупроводника