

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМО-ЭДС

Лабораторная работа

Явлением термоэлектродвижущей силы (ТЭДС или термо-эдс) называется возникновение разности потенциалов на концах однородного или неоднородного (спаянного или сварного) материала при создании на его концах разности температур.

$$\frac{d\phi_i}{dT} = \alpha, \quad (1)$$

где $d\phi_i$ - изменение разности потенциалов при изменении разности температур на концах материала; α - термо-эдс [В/К].

Различают два механизма возникновения ТЭДС – контактный и объемный. При контакте двух металлов с различной работой выхода происходит обмен электронами между этими металлами (рис. 1).

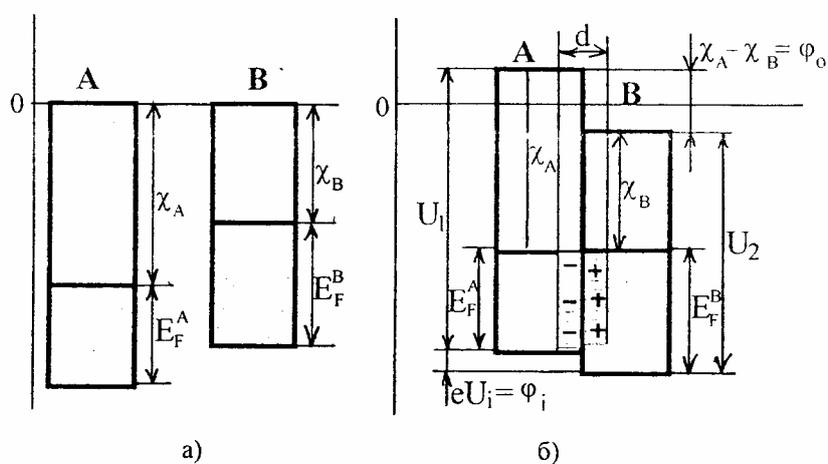


Рис. 1. Контакт металлов с разной работой выхода

Электроны из металла с меньшей работой выхода χ_B будут переходить в металл с большей работой выхода χ_A , и на границе двух металлов возникает разность потенциалов, обусловленная разностью зарядов в металлах «А» и «В».

Между металлами возникает электрическое поле, локализованное в слое $d = 10^{-8}$ см. Направленный поток электронов прекратится в момент выравнивания уровней Ферми.

Контактная разность потенциалов определяется числом электронов перешедших из «В» в «А». В свою очередь концентрация электронов в металле связана с положением уровня Ферми, μ :

$$\mu_0 = \frac{h^2}{2m^*} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где n - концентрация электронов, m^* - эффективная масса электронов, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж/с - постоянная Планка.

При изменении температуры контакта величина разности потенциалов на концах цепи определяется разностью энергий Ферми электронов металлов «А» и «В».

$$\phi = \mu_B - \mu_A = \frac{h^2}{2} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \left(\frac{n_B^{2/3}}{m_B^*} - \frac{n_A^{2/3}}{m_A^*} \right) \quad (3).$$

Следовательно, внутренняя контактная разность потенциалов на контакте двух металлов определяется концентрацией электронов в изолированных металлах и их эффективными массами. Для металлов $d\phi_i \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ мВ. Значения α зависят от природы соприкасающихся проводников и для любой пары металлов или металла и полупроводника различно.

Значение ТЭДС для большинства пар металлов постоянны в широком диапазоне температур, что делает контакт металлов, так называемую термопару, удобным средством измерения температуры.

$$\Delta T = \frac{\Delta\phi}{\alpha} \quad (4)$$

Так как такой контакт показывает изменение разности потенциалов при изменении температуры от какой-то начальной величины, например комнатной, то для определения температуры необходимо к ΔT прибавлять величину начальной температуры (комнатной).

$$T = T_K + \frac{\Delta\phi_i}{\alpha}. \quad (5)$$

Наиболее распространенная термопара медь-константан (Cu-(Cu-Ni)) имеет термо-эдс $\alpha = 40$ мкВ/К.

В полупроводнике имеют место контактная и объемная разности потенциалов, обусловленные разностью температур на концах цепи. В однородном полупроводнике градиент температуры вызывает появление как градиента концентрации носителей, так и градиента их средней энергии, что является причиной движения зарядов, т. е. электрического тока. В разомкнутой цепи в стационарном состоянии плотность тока во всех точках равна нулю, что в данном случае возможно лишь при появлении электрического поля, которое в каждой точке полупроводника вызывает ток, компенсирующий движение зарядов, обусловленное градиентом температуры. На образце возникает электродвижущая сила, которую называют термо-эдс.

При измерении ТЭДС на границах полупроводника и измерительных металлических электродов существуют контактные разности потенциалов, которые не равны друг другу, вследствие существующего температурного градиента. Измерительный прибор в этом случае фиксирует эдс, равную ТЭДС и разности контактных потенциалов измерительных электродов.

Независимо от характера проводимости (собственная, примесная или смешанная) при небольших концентрациях свободных носителей из условия электронейтральности ($j = 0$) полупроводника выражение для концентрации носителей заряда имеет вид:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\Delta E / kT} \quad (6)$$

$\Delta E = (E_C - F)$ - энергетический интервал от уровня Ферми (F) до дна зоны проводимости E_C .

Предэкспоненциальный член обозначается N_C и называется эффективной плотностью состояний в зоне проводимости. Для концентрации дырок

$$p = N_C e^{-(F - E_v) / kT} \quad (7)$$

Для невырожденных и собственных полупроводников концентрация носителей зависит от температуры. При неодинаковом нагреве в разных точках полупроводника концентрации в зоне проводимости будут неодинаковыми, в частности на концах полупроводника. Свободные электроны, избыток которых образуется на горячем конце образца, будут диффундировать из этой области в область с меньшей концентрацией – к холодному концу. Для дырочного полупроводника явление обратное, на горячем конце избыток положительных зарядов. В результате диффузии зарядов горячий конец электронного полупроводника заряжается положительно. Таким образом, если полупроводник примесный, то направление внутреннего электрического поля и полярность термо-эдс определяются знаком носителей заряда, следовательно, по знаку термо-эдс можно определить тип примесной проводимости исследуемого образца.

Электрическое поле, возникающее в результате диффузии носителей между разнотемпературными концами полупроводника, препятствует дальнейшей диффузии, и при динамическом равновесии его величина и определяет ТЭДС.

В состоянии динамического равновесия концентрация свободных зарядов в зоне проводимости должна быть постоянной. Тогда $dn_{св} = 0$.

Так как концентрация $n_{св}$ является функцией температуры и поля, то

$$dn_{св} = \frac{\partial n_{св}}{\partial U} du + \frac{\partial n_{св}}{\partial T} dT. \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_{св}}{\partial U} = VT^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F + eU(x)}{kT}} \left(\frac{e}{kT} \right) = - \frac{e}{kT} n_{св}. \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{св}}{\partial T} &= V \left(\frac{3}{2} T^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_F(x)}{kT}} + T^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F(x)}{kT}} \cdot \frac{E_c - E_F(x)}{kT^2} \right) = \\ &= VT^{3/2} e^{-\frac{E_c - E_F(x)}{kT}} \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_F(x)}{kT^2} \right) = n_{св} T^{3/2} \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_F(x)}{kT^2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

Подставив выражения (9), (10) в (8) получим

$$-\frac{e}{kT} n_{cb} dU + n_{cb} \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_{F(x)}}{kT^2} \right) = 0. \quad (11)$$

$$\frac{e}{k} dU = \left(\frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_{F(x)}}{kT^2} \right) dT, \quad (12)$$

где e – заряд электрона, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

$$\frac{dU}{dT} = \frac{3k}{2e} + \frac{E_c - E_{F(x)}}{kT} \quad (13)$$

Будем считать, что потенциал и температура изменяются линейно вдоль образца, тогда

$$\alpha = \frac{\Delta U}{\Delta T} = \frac{U_2 - U_1}{T_2 - T_1} = \frac{3k}{2e} + \frac{E_c - E_{F(x)}}{kT}, \quad (14)$$

где T_1, T_2 – температуры на концах образца, U_1, U_2 – потенциалы на концах образца.

Таким образом

$$\alpha = \frac{3k}{2e} + \frac{E_c - E_{F(x)}}{kT_{cp}}, \quad (15)$$

где $T_{cp} = \frac{T_1 + T_2}{2}$ и α считается постоянными в интервале температур

$\Delta T = T_2 - T_1$; $k/e = 86$ мкВ/К.

Если воспользоваться формулами для концентрации электронов невырожденного полупроводника (6), (7), то можно выражение для дифференциальной термо-эдс полупроводника записать в виде

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left(\frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \right) \left\{ n\mu_n \left(2 + \ln \frac{2(2\pi m_n kT)}{nh^3} \right) - p\mu_p \left(2 + \ln \frac{2(2\pi m_p kT)}{ph^3} \right) \right\} \quad (16)$$

где μ_p, μ_n – подвижности дырок и электронов.

Термо-эдс полупроводника определяется двумя слагаемыми, каждое из которых соответствует вкладу, вносимому электронами и дырками, причем эти слагаемые имеют противоположные знаки.

Для собственного полупроводника $p = n = n_i$, $E_F = \Delta E/2$, $\Delta E = E_v - E_c$ и термо-эдс равна

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left(\frac{b-1}{b+2} \right) \left\{ 2 + \frac{\Delta E}{2kT_{cp}} \right\}, \quad (17)$$

$$b = \mu_n / \mu_p.$$

Выражения для термо-эдс (15) и (17) идентичны и показывают линейную зависимость $\alpha(1/T)$. Откуда можно определить ΔE , которая характеризует ширину запрещенной зоны для собственного полупроводника или энергию глубины уровня Ферми от края зоны.

Вид зависимости дифференциальной термо-эдс от температуры для металлов (Cu) и полупроводников (Si и Ge) представлены на рис. 2, 3, 5 [4, стр. 116, 117].

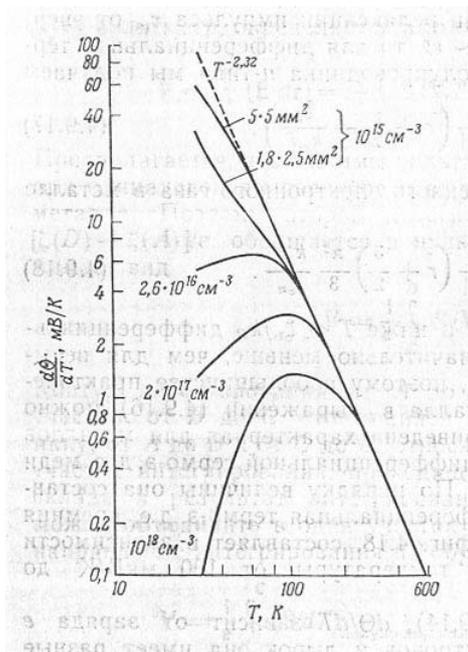


Рис. 2. Дифференциальная термо-эдс p-Si для различных концентраций акцепторов (бор) и компенсирующих доноров (образцы с концентрацией 10^{15} см^{-3} отличаются только поперечным сечением (Вертикальные стрелки определяют энергии Ферми в единицах элементарного заряда)

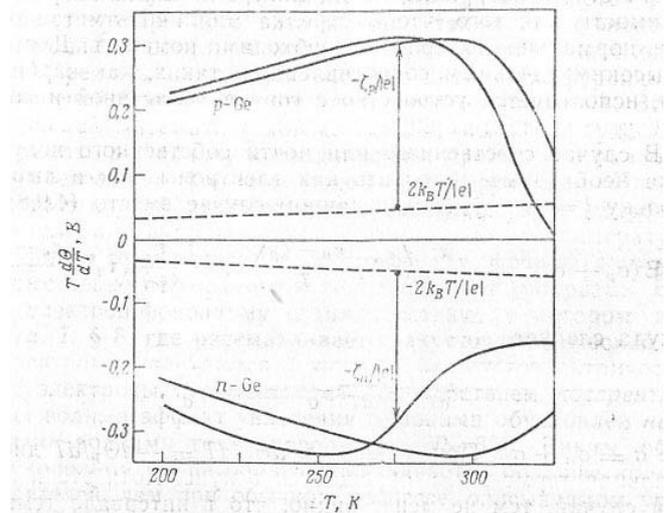


Рис.3. Дифференциальная термо-эдс p- и n-Ge (экспериментальные и теоретические кривые) (Вертикальные стрелки определяют энергии Ферми в единицах элементарного заряда)

На рис. 4 [4, стр. 118] представлена иллюстрация к определению типа проводимости полупроводника по знаку термо-эдс.

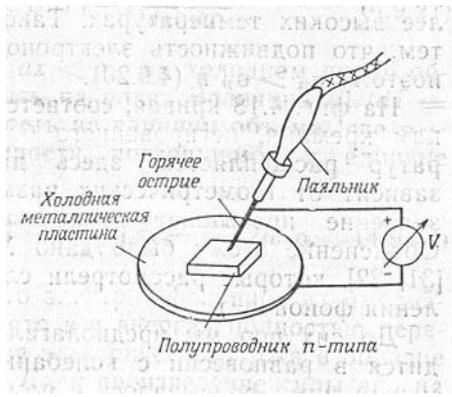


Рис. 4. Устройство для термоэлектрического определения типа проводимости полупроводника с помощью горячего зонда (показана полярность для полупроводника n- типа; для полупроводника p-типа полярность меняется на обратную)

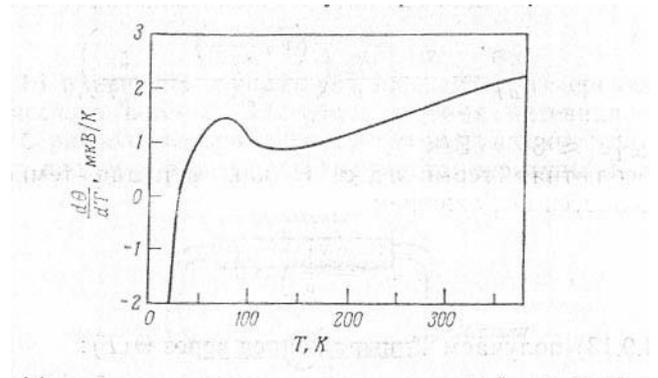


Рис. 5. Дифференциальная термо-эдс меди высокой чистоты

Штриховые линии на рис. 3 соответствуют случаю $T = 2kT/e$ для зарядов обоих знаков при учете рассеяния на акустических фононах ($r = -1/2$) и $E_F - E_c = 0$, т.е. для электронов в зоне проводимости в условиях вырождения. Разность между экспериментальной кривой и штриховой линией для одного из типов проводимости дает энергию Ферми в единицах «е». Стрелки определяют эту энергию при произвольно выбранной температуре 275 К. Эти стрелки имеют почти одинаковую длину и приблизительно равны 0,3 В. Хотя образцы n- и p-типов легированы разными примесями и их энергии Ферми F_p и F_n нельзя сравнивать, сумма $F_n + F_p \simeq \Delta E_g$ для Ge, равна 0,7 эВ. Это также показывает, что дифференциальная термо-эдс определяется энергией Ферми.

В случае вырожденного электронного газа в металле

$$\alpha = \frac{dU}{dT} = -\frac{k}{e} \left(r + \frac{3}{2} \right) \frac{\pi^2}{3} \frac{kT}{E_F - E_c}. \quad (18)$$

На Рис. 5 показано, что в области температур свыше 150К имеет место линейная зависимость дифференциальной термо-эдс от температуры для меди.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для получения зависимости термо-эдс от температуры образец германия с размером в сечении $2,5 \times 3,5 \text{ мм}^2$ зажимается в держателях. Один из держателей подогревается сопротивлением типа С5-47В-10Вт для поддержания в образце градиента температуры вдоль образца на уровне 3-5 К. Дифференциальная термопара медь-константан подведена к краям образца. Концы термопары подключены к вольтметру, который измеряет в единицах ЭДС разность температур холодного и горячего концов образца. Вся установка помещается в сушильный шкаф СШ-150, в объеме которого задается изменение общей температуры образца. Установка позволяет одновременно измерять зависимость проводимости от температуры. Для этого через тепловые контакты пропускается ток 3 мА от источника Б5-67, контроль за величиной которого осуществляется стрелочным миллиамперметром. Вычисления проводимости проводятся из данных измерений падения напряжения на оловянных зондах, размещенных в средней части образца германия. Расстояние между зондами 3 мм. Измерения производятся вольтметром РВ7-32.

Литература

1. В. П. Малиненко, Л. А. Алешина, А. М. Ильин. Физические явления и эффекты для получения и преобразования информации: Учеб. пособие / ПетрГУ. – Петрозаводск, 2003. – 126 с.
2. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / под.ред. К. В.Шалимовой К. В. М.: Высш. шк. 1967. с. 463
3. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 390 с.
4. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.