

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Белосохов Александр Максимович

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Измерение постоянной Холла и подвижности носителей заряда в  
полупроводнике**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №19311

**Научный руководитель:**

к.ф.-м.н. А. А. Симонов  
Оценка научного руководителя

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Преподаватель практикума**

к.ф.-м.н. С. В. Мурашкин  
Оценка преподавателя практикума

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Куратор практикума:**

к.т.н. В.Т. Астрелин  
Итоговая оценка

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Новосибирск 2020

## **Оглавление**

Введение	4
Движение носителей заряда в полупроводнике	5
Экспериментальная установка	10
Методика измерений	11
Заключение	12
Список литературы	13

## **Аннотация**

Целью данной работы являлось определение материала исследуемого полупроводника и типа его проводимости. Для этого была собрана схема, включающая в себя электромагнит для воздействия магнитного поля на образец и возникновения в нем эффекта Холла, источник постоянного напряжения и многофункциональную плату сбора данных National Instruments NI6010 для вывода осциллограмм на экран компьютера и их обработки средствами программного комплекса LabView. Были получены зависимости ЭДС Холла от напряжения в электрической цепи при различных положениях образца в электромагните и различных значениях магнитного поля. На их основании построен график зависимости ЭДС Холла от силы тока в цепи, определены материал образца, тип его проводимости и подвижность носителей заряда в нем.

Ключевые слова: эффект Холла, электромагнит, подвижность носителей заряда, тип проводимости полупроводника.

## **Введение**

Эффект Холла – явление возникновения в проводнике под действием электрического и магнитного полей дополнительного электрического поля, основанное на движении заряженных частиц в проводнике под действием силы Лоренца. Это явление позволяет оценить их концентрацию и подвижность, а также проследить чёткую зависимость между силой тока, внешним магнитным полем и поведением носителей заряда в материале, поэтому его используют для определения электромагнитных свойств и молекулярной структуры различных проводящих материалов. На основе этого эффекта создаются датчики Холла для обнаружения и измерения магнитных полей. В ходе этой работы была поставлена задача определить материал и тип проводимости неизвестного полупроводника с помощью эффекта Холла.

## Движение носителей заряда в полупроводнике

Рассмотрим однородный изотропный полупроводник в форме параллелепипеда (рис. 2).

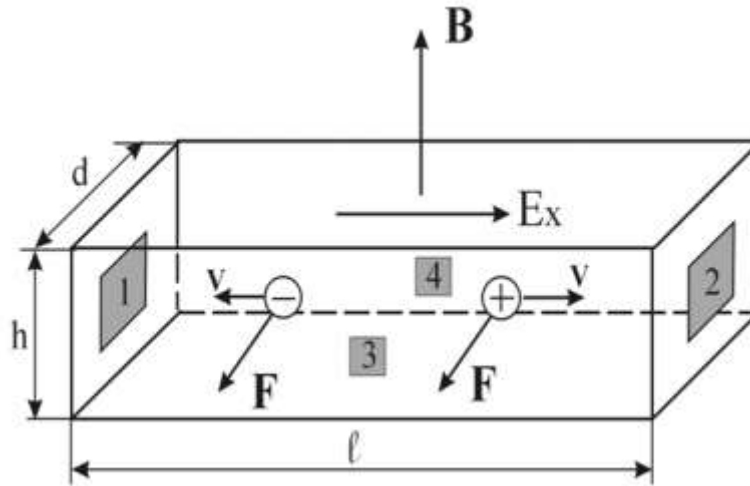


Рис. 1. Движение носителей заряда в полупроводнике

В отсутствие магнитного поля, если образец однороден и изотропен, контакты 3 и 4 находятся на эквипотенциальной поверхности и при пропускании тока через образец, падение напряжения между контактами 3 и 4 равно нулю. Поместим наш образец в однородное магнитное поле, вектор магнитного поля  $\vec{B}$  перпендикулярен вектору  $\vec{j}$ . Скорость движения заряженных частиц состоит из хаотической (тепловой) и дрейфовой составляющих. Дрейфовая скорость возникает вследствие действия на заряженную частицу внешних сил (в нашем случае из-за приложенных внешних электрического и магнитного полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ ). В силу линейности зависимости силы Лоренца от скорости имеем:

$$\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}_T \times \vec{B}] + \frac{q}{c}[\vec{v}_d \times \vec{B}].$$

Так как средняя проекция тепловой скорости на любую ось равна нулю, то при усреднении второе слагаемое в последней формуле становится равным нулю, и средняя сила зависит только от дрейфовой скорости. Видно, что магнитная составляющая силы Лоренца отклоняет как положительно, так и отрицательно заряженные частицы в одну и ту же сторону, поскольку изменение знака заряда компенсируется изменением направления дрейфовой скорости на противоположную.

Предположим, что ток в образце определяется движением заряженных частиц одного типа, например, электронов (иначе придётся учитывать вклад в ток движение заряженных частиц всех типов). В отсутствие магнитного поля ток течёт слева направо. После включения магнитного поля, на электроны начинает действовать магнитная составляющая силы Лоренца, которая отклоняет их в направлении к грани 3. Таким образом, некоторое время после включения магнитного поля происходит движение электронов от грани 4 к грани 3. Электроны, создают на грани 3 отрицательный, а на грани 4 положительный заряды, то есть между этими гранями возникнет дополнительное электрическое поле  $\vec{E}_H$ . Заряд на гранях 3 и 4 будет расти до тех пор, пока магнитная составляющая силы Лоренца не уравнивается этим дополнительным электрическим полем:

$$e \cdot \vec{E}_y + \frac{e}{c} [\vec{v}_d \times \vec{B}] = 0.$$

В этой ситуации имеем:  $E_y = \frac{v_d}{c} B$ . Так как мы рассматриваем движение электрона за время свободного пробега, то ясно, что в формуле стоит средняя скорость дрейфа, определяемая средним по ансамблю электронов временем свободного пробега  $\langle \tau \rangle$  (средним временем релаксации). Поскольку  $j_x = -en v_d$ , то  $E_y = E_H = -\frac{j_x B}{en}$ .

Величина  $E_H$  называется полем Холла. Таким образом, электрическое поле (для нашей ориентации векторов) имеет компоненты  $E_x$  и  $E_y$ , следовательно, полный вектор электрического поля  $\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{k}E_y$  не будет совпадать по величине и направлению с первоначальным, (когда  $\vec{B} = 0$ ) между ними будет угол  $\varphi_H$ , получивший название угол Холла. Для тангенса этого угла можно записать:  $tg(\varphi_H) = \frac{E_y}{E_x}$  или  $tg(\varphi_H) = -\frac{\sigma B}{en} = -u_n B$ .

На практике удобнее измерять не напряженность электрического поля, а соответствующую разность потенциалов (между гранями 3 и 4 на рисунке),

которая называется ЭДС Холла:  $U_H = E_H \cdot d = -\frac{j_x B d}{en}$ . Если выразить полный ток через плотность тока ( $I = j_x d \cdot h$ ), то

$$U_H = -\frac{IB}{enh} = \frac{R_H IB}{h},$$

где  $R_H = (en)^{-1}$  — постоянная Холла.

В случае полупроводника p-типа проводимости в уравнении

$$E_y = E_H = -\frac{j_x B}{en}$$

следует изменить знак носителей заряда с  $-e$  на  $+e$ . Тогда будем иметь:

$$E_H = \frac{j_x B}{ep}, \quad tg(\varphi_H) = -\frac{\sigma B}{ep} = -u_p B, \quad U_H = -\frac{IB}{eph} = \frac{R_H IB}{h}, \quad \text{где } p \text{ —}$$

концентрация дырок,  $u_p$  — их подвижность,  $R_H = (ep)^{-1}$  — постоянная Холла для дырочного полупроводника. Сопоставляя последние формулы, можно видеть, что по знаку ЭДС Холла можно определить в эксперименте тип носителей заряда, а по величине  $R_H$  — их концентрацию. Кроме того, если возможно измерение и проводимости, и постоянной Холла, то по ним определяют подвижность носителей:  $u_p = \sigma R_H$ .

Теперь рассмотрим ситуацию, когда в полупроводнике есть и электроны, и дырки. Запишем общий вид уравнений движения для электронов и дырок в электрическом и магнитном полях:  $m \frac{d\vec{v}_n}{dt} = -e\vec{E} - \frac{e}{c} [\vec{v}_n \vec{B}]$  - для

электронов,  $m \frac{d\vec{v}_p}{dt} = -e\vec{E} - \frac{e}{c} [\vec{v}_p \vec{B}]$  - для дырок. Проинтегрировав эти

уравнения, и используя соотношение для подвижности  $u_n = \frac{e\langle\tau\rangle}{m_n}$ , получим:

$$\vec{v}_{n(p)} = -u_{n(p)}\vec{E} - \frac{u_{n(p)}^2}{c} [\vec{E} \times \vec{B}].$$

Помножив первое уравнение на  $e_n$ , а второе на  $e_p$ , получим уравнения для электронного и дырочного токов:

$$\vec{j}_{n(p)} = -en(p)u_{n(p)}\vec{E} - en(p)\frac{u_{n(p)}^2}{c} [\vec{E} \times \vec{B}].$$

Таким образом, полный ток:

$$\vec{j} = e(nu_n + pu_p)\vec{E} - e\frac{nu_n^2 + pu_p^2}{c} [\vec{E} \times \vec{B}],$$

или в скалярной форме:

$$j_x = e(nu_n + pu_p)E_x - e \frac{nu_n^2 + pu_p^2}{c} E_y B_z = j,$$

$$j_y = e(nu_n + pu_p)E_y - e \frac{nu_n^2 + pu_p^2}{c} E_x B_z = 0.$$

Поскольку магнитное поле слабое, то второе слагаемое в первом уравнении системы много меньше первого. С учетом этого, решив систему относительно  $E_y$ , получим  $E_H = R_H j B$ ,  $R_H = \frac{pu_p^2 - nu_n^2}{e(nu_n + pu_p)^2}$ . Из этого выражения видно, что при  $n \gg p$   $R_H = (en)^{-1}$ , а при  $n \ll p$   $R_H = (ep)^{-1}$ . В случае собственного полупроводника, где  $n = p = n_i$ ,  $R_H = \frac{u_p - u_n}{en_i(u_n + u_p)} = \frac{1 - b}{en_i(1 + b)}$ , где  $b = \frac{u_n}{u_p}$ . Согласно последней формуле  $R_H < 0$  при  $b > 1$  и  $R_H > 0$  при  $b < 1$ .

Выше мы полагали, что все носители заряда имеют одно и то же время релаксации, иными словами — мы считали вероятность рассеяния независимой от скорости движения. При строгом рассмотрении необходимо учитывать распределение носителей по скоростям; следствием этого будет зависимость времени релаксации электронов (дырок) от их кинетической энергии. Описание кинетических явлений в ансамбле частиц при учете их распределения по энергии обычно выполняют с помощью кинетического уравнения Больцмана. Следствием рассмотрения эффекта Холла с помощью этого уравнения будет появление множителя  $r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$  в выражении для постоянной Холла:  $R_H = -r(en)^{-1}$  — для электронов,  $R_H = -r(ep)^{-1}$  — для дырок,  $R_H = \frac{r pu_p^2 - nu_n^2}{e(nu_n + pu_p)^2}$  — для биполярной проводимости. Здесь  $\langle \tau \rangle$  — среднее время релаксации,  $\langle \tau^2 \rangle$  — средний квадрат времени релаксации. Соответственно все полученные выше формулы, где есть множители  $(en)^{-1}$  и  $(ep)^{-1}$  верны с точностью до множителя  $r$ ; в частности, для подвижности:  $u_n^H = \frac{r\sigma}{en} = ru_n$ ,  $u_p^H = \frac{r\sigma}{ep} = ru_p$ . Поэтому подвижность, определяемую с помощью эффекта Холла, называют холловской, в отличие от истинной (дрейфовой). Множитель  $r$  получил название фактора Холла.



Поскольку  $r$  определяется временем релаксации  $\tau$ , то его величина будет зависеть от механизмов рассеяния носителей заряда. Подсчитано, что при рассеянии на акустических колебаниях кристаллической решетки  $r = \frac{3}{8}\pi \approx 1,18$ , а при рассеянии на примесных ионах  $r = 1,93$ . При низких температурах (для Ge  $T < 250\text{K}$ , для Si  $T < 100\text{K}$ ) обычно доминирует рассеяние носителей на ионах примесей, а при высоких температурах (для Ge и Si — в том числе и при комнатной температуре) преобладает рассеяние на колебаниях решетки.

Как отмечалось выше, полученные нами результаты справедливы для случая слабого магнитного поля. Поскольку  $\tau = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle v \rangle}$ , то соотношение между длиной свободного пробега  $\langle \lambda \rangle$  носителя заряда и радиусом его круговой орбиты в магнитном поле можно заменить на следующее:  $\tau \ll T = \frac{2\pi}{\omega_c}$  — для слабого поля,  $\tau \gg T = \frac{2\pi}{\omega_c}$  — для сильного поля, где  $T$  — период вращения частицы,  $\omega_c$  — циклотронная частота (частота вращения носителя заряда по круговой траектории в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$ ). Поскольку  $\omega = \frac{qB}{m^*}$ , то подставив  $\omega_c$  в выражение выше, получим:  $\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{uB}{2\pi} \ll 1$  — для слабого поля,  $\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{uB}{2\pi} \gg 1$  — для сильного поля.

Приведенное определение сильного и слабого полей является классическим. Здесь не учитывается изменение энергетического спектра электрона в магнитном поле.

## Экспериментальная установка

Характер проводимости полупроводников, концентрацию и подвижность носителей можно определить на установке, схема которой приведена на рис.

3.

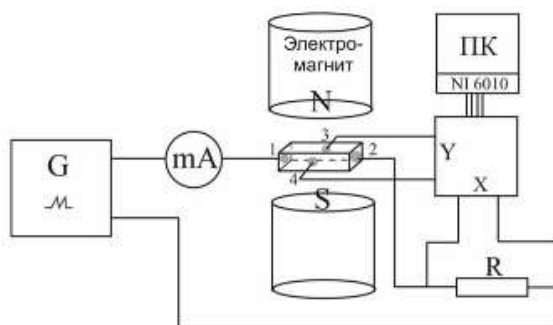


Рис. 2. Схема установки

Исследуемый образец полупроводника, изготовленный в виде прямоугольной пластинки с размерами  $l \times d \times h$ , указанными на держателе, помещается в постоянное магнитное поле, создаваемое электромагнитом. Величина поля между полюсами N, S пропорциональна току в катушках, коэффициент пропорциональности K указан на магните. Направленное движение носителей происходит под действием ЭДС источника линейно меняющегося напряжения. Падение напряжения на сопротивлении R, пропорциональное току через образец, и возникающая в точках (3), (4) разность потенциалов подаются на входы X и Y переходного модуля, содержащего соединительный блок NI CB-37F-LP. Специальным многожильным кабелем (SH37F37M) блок соединён непосредственно с платой аналого-цифрового преобразователя многофункциональной платы сбора данных National Instruments NI 6010, которая позволяет регистрировать осциллограммы сигналов на экранах виртуального осциллографа в YТ и XY режимах средствами программного комплекса LabView. Плата NI 6010 установлена в слот расширения компьютера типа PCI. Максимальный диапазон принимаемых сигналов –  $\pm 5\text{В}$ , поэтому для сигналов большей амплитуды используются делители, которые уменьшают сигналы до регистрируемого диапазона. Измеренная разность потенциалов является

суммой холловской, контактной, термо-ЭДС, а также ЭДС за счет расположения контактов (3), (4) на неэквипотенциальных поверхностях. Для исключения указанных сторонних ЭДС можно воспользоваться тем, что они не меняют знак при изменении направления магнитного поля.

### Методика измерений

Вначале были сняты осциллограммы зависимости  $U_{34}$  от  $U_{1(2)}$  при разном положении полупроводника (рис. 4 для  $U_1$ , рис. 5 для  $U_2$ ,  $B = 0,880$  Тл).

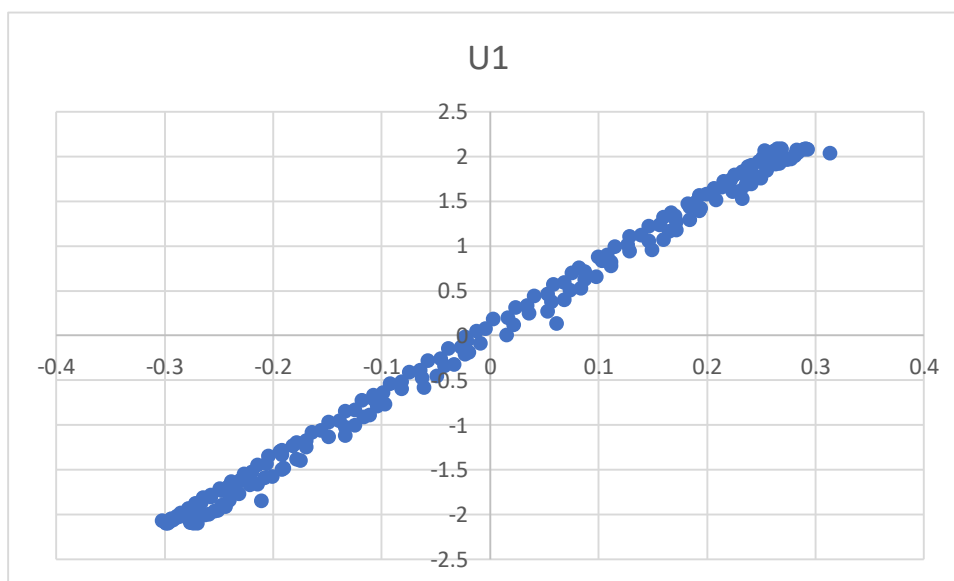


Рис. 3

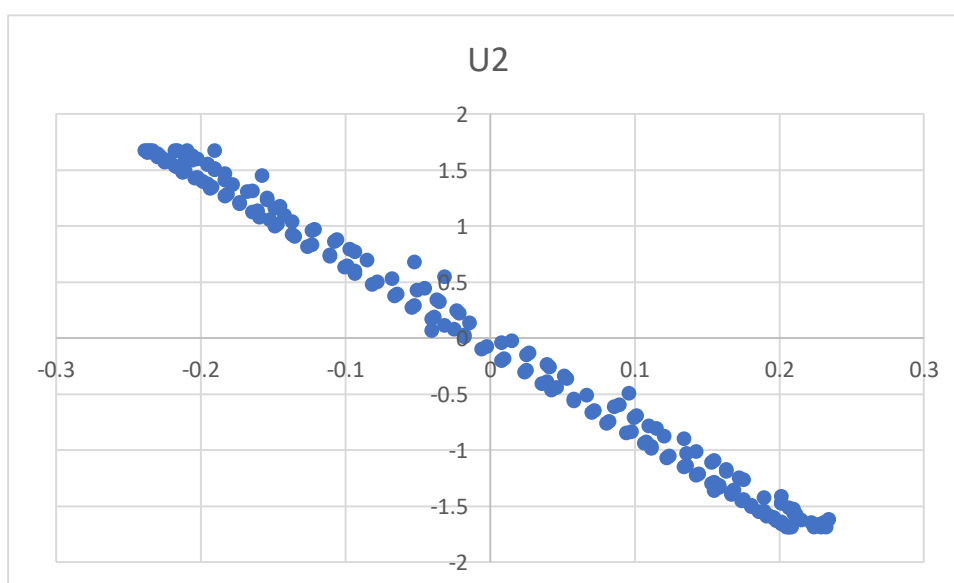


Рис. 5

Посредством соотношений

$$U_1 = U_{34} + U_{\text{доп}}, U_2 = -U_{34} + U_{\text{доп}}, U_H = \frac{1}{2}(U_1 - U_2)$$

была определена зависимость  $U_H$  от  $I$  при разных значениях магнитного поля (рис. 6).

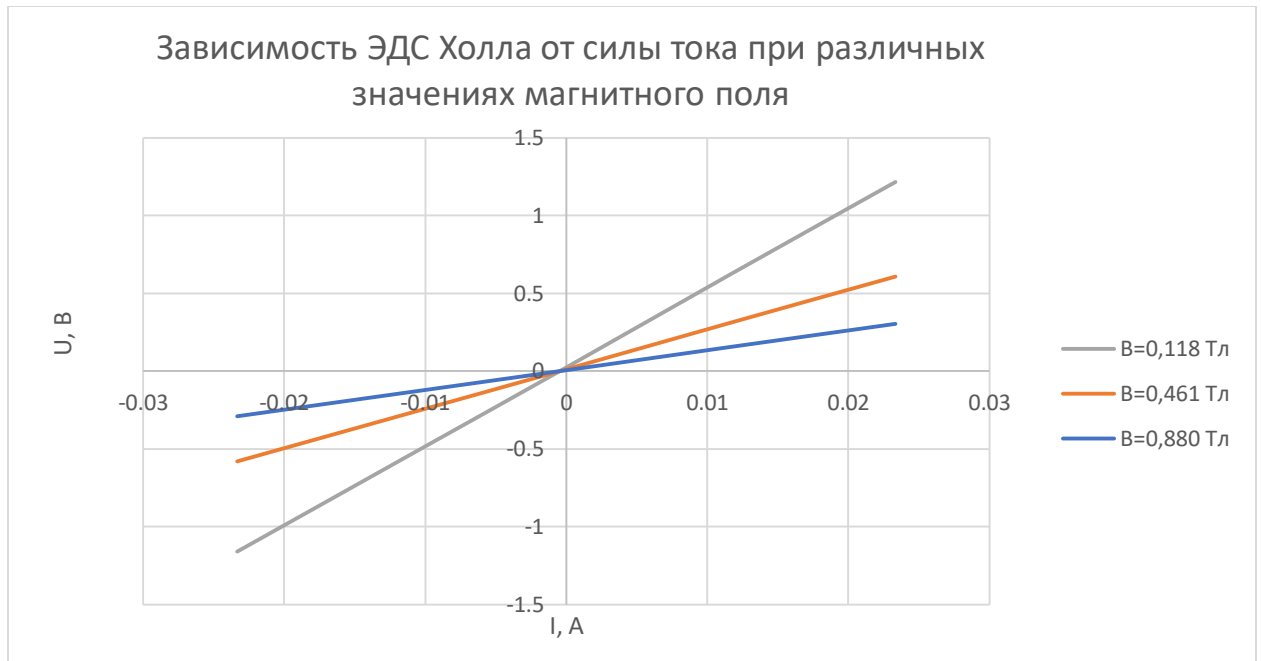


Рис.6

Затем была вычислена подвижность носителей заряда в полупроводнике (для  $I=0,012$  А):

1.  $n = \frac{I \cdot B}{U_H \cdot e \cdot h} = 3,69 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  — концентрация носителей заряда в рассматриваемом образце;
2.  $\sigma = \frac{l}{RS} = 583,43 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$  — проводимость образца;
3.  $\mu = \frac{\sigma}{en} = 98,82 \frac{\text{м}^2}{(\text{В} \cdot \text{с})}$  — подвижность носителей заряда в образце

### Заключение

Графики зависимости  $U_{34}$  от  $U_1$  (рис. 4) и от  $U_2$  (рис. 5) позволяют определить тип проводимости образца – электронный (n). Кроме того, значение подвижности электронов в образце соответствует табличному значению для антимонида индия.

## Приложение

Кристалл	$E_g$ (эВ) при 300 К	$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	Подвижность электронов $(\frac{см^2}{В·с})$	Подвижность дырок $(\frac{см^2}{В·с})$	$\sigma_1$ $(Ом \cdot см)^{-1}$
Кремний (Si)	1,14	0,26	0,49	1300	500	$5 \cdot 10^6$
Германий (Ge)	0,67	0,12	0,3	3900	1900	$2 \cdot 10^{-2}$
Антимонид индия (InSb)	0,18	0.013	0,5	77000	750	$2 \cdot 10^2$

Таблица 1. Физические характеристики некоторых полупроводников

I, А	B, Тл
0,5	0,118
1,0	0,235
1,5	0,347
2,0	0,461
2,5	0,580
3,0	0,690
4,0	0,880

Таблица 2. Зависимость индукции магнитного поля

в электромагните от силы тока в катушке

## Список литературы

1. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит: Изд-во МФТИ, 2002. Т. 3: Электричество.
3. [https://elmag.nsu.ru/doku.php?id=lab4:%D0%B4%D0%B2%D0%B8%D0%B6%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5\\_%D0%BD%D0%BE%D1%81%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D0%B5%D0%B9](https://elmag.nsu.ru/doku.php?id=lab4:%D0%B4%D0%B2%D0%B8%D0%B6%D0%B5%D0%BD%D0%B8%D0%B5_%D0%BD%D0%BE%D1%81%D0%B8%D1%82%D0%B5%D0%BB%D0%B5%D0%B9)
4. <https://elektro.guru/osnovy-elektrotehniki/effekt-holla.html>