

ВВЕДЕНИЕ

В зависимости от величины электрического сопротивления все твердые вещества обычно разделяют на три группы: проводники (металлы), полупроводники и изоляторы (диэлектрики).

Проводники имеют удельное сопротивление $10^{-6} \div 10^{-4}$ ом.см или $10^{-8} \div 10^{-6}$ ом.м, удельное сопротивление полупроводников гораздо больше и меняется в больших пределах - $10^{-3} \div 10^9$, еще большее сопротивление имеют изоляторы $10^{10} \div 10^{18}$. Однако, между металлами с одной стороны и полупроводниками и изоляторами с другой, существуют и принципиальные различия (с точки зрения механизма электропроводности).

Эти различия состоят в следующем:

1. Разный характер температурной зависимости электропроводности (или сопротивления). Металлы характеризуются положительным температурным коэффициентом ($\rho \sim \alpha T$), а полупроводники и изоляторы - отрицательным ($\rho \sim e^{-\beta T}$).

2. Разный характер зависимости теплопроводности от примесей: в металлах увеличение количества примесей приводит к возрастанию сопротивления, в полупроводниках и изоляторах – к уменьшению сопротивления.

3. Зависимость сопротивления (электропроводности) полупроводников и изоляторов от различного рода облучений (световых и корпускулярных) и независимость от таковых у металлов.

Причина высокой электропроводности металлов кроется в специфических условиях связи валентных электронов атомов металла с его ядром. В кристалле эта связь настолько слаба, что потенциал ионизации электрона равен нулю – валентные электроны, при сколь угодно низких температурах отрываются от своих атомов и начинают свободно перемещаться по всему объему металла. Эти хаотически блуждающие электроны уже не принадлежат отдельному атому и становятся, следовательно, коллективизированными. Поведение подобных электронов в какой-то мере аналогично поведению одноатомных газовых молекул, поэтому совокупность коллективизированных электронов и получила название электронного газа. Важно подчеркнуть, что отрыв валентных электронов от своих атомов происходит без какого-либо внешнего воздействия на них. Способность валентных электронов свободно передвигаться по всему объему металла, позволила назвать их свободными электронами.

Рассматривая движение свободных электронов с позиций классической механики, удалось объяснить основные закономерности электропроводности в металлах. Однако, ряд эффектов остался необъясненным. Это прежде всего теплоемкость металлов, парамагнитная восприимчивость и, конечно, сверхпроводимость. Понять эти и некоторые другие явления удалось лишь с позиций квантовой механики.

В изоляторах и полупроводниках энергия ионизации не равна нулю, но в

полупроводниках она мала, скажем, менее 3 электрон-вольт, (в типичных, наиболее часто используемых в техники полупроводниках энергия ионизации порядка одного электрон-вольта, а в изоляторах – велика.

При комнатной температуре в чистых полупроводниках ионизируется очень небольшое число атомов, ибо энергия ионизации намного превосходит среднюю энергию частиц, равную $\frac{3}{2}kT$ (при $T = 300K$ $\frac{3}{2}kT$ составляет всего 0.04 электрон-вольта). Отсюда следует, что число свободных электронов в таком полупроводнике при комнатной температуре намного меньше числа свободных электронов в металле и это число сильно зависит от температуры (множитель kT стоит в показателе экспоненты). Поэтому проводимость полупроводника сильно зависит от примесей – даже небольшое число примесных, чрезвычайно ионизируемых атомов резко меняет число свободных электронов.

В последующих параграфах мы рассмотрим все это подробнее, пользуясь квантово-механическими представлениями, но не делая, конечно, квантово-механических выводов, которые либо громоздки, либо требуют специальных знаний.

§1. Энергетический спектр электронов в кристалле.

С позиции квантовой механики, каждый электрон, входящий в состав свободного атома, может обладать лишь какими-то вполне определенными энергиями. Это означает, что энергетический спектр ионов не непрерывен, а имеет дискретную структуру. Электроны распределены по строго определенным энергетическим состояниям, или, как их еще называют, уровнями. При определенных условиях электроны могут переходить с одного энергетического уровня на другой, но не могут находиться в каком-либо промежуточном состоянии.

Условия квантования энергии электронов строго соблюдаются во всех без исключения атомах веществ, а также и при объединении атомов в кристаллы. Однако, законы квантования энергии электронов в кристалле оказываются несравненно более сложными.

При конденсировании N отдельных атомов в твердое тело, вследствие того, что электрические поля атомов оказывают сильное влияние друг на друга, каждый невырожденный уровень прежде изолированного атома “расщепляется” на N близких по величине, но все же различных подуровней кристалла, на каждом из которых, согласно принципу Паули, может находиться по два электрона, отличающихся друг от друга направлением спинового момента количества движения.*

**) Состояние электронов в атоме характеризуется набором четырех квантовых чисел. Принцип Паули гласит, что не может быть двух электронов с одинаковым набором квантовых чисел. При такой формулировке принципа Паули, в набор квантовых чисел входит и проекция спинового момента количества движения. В свободном атоме равным набором квантовых чисел может соответствовать одинаковая энергия. На таком энергетическом уровне, обычно называемом вырожденным, может находиться столько электронов, сколько наборов квантовых чисел ему соответствует. При взаимодействии атомов вырождение обычно снимается.*

Совокупность этих уровней образует энергетическую полосу или, как ее называют, разрешенную зону. Разрешенные зоны отделяются друг от друга областями, в которых электроны в силу квантово-механических законов находиться не могут, эти области называются запрещенными зонами.

Ширина разрешенной зоны определяется величиной взаимодействия атомов между собой. Внутренние оболочки многоэлектронных атомов взаимодействуют между собой слабо и соответствующие им зоны очень узкие. Взаимодействие валентных оболочек гораздо сильнее и их зоны гораздо шире.

При абсолютном нуле температуры все электроны в кристалле занимают наинизшие уровни и при этом могут встретиться несколько вариантов заполнения (внутренние оболочки всегда заполнены, кроме атомов переходных элементов, но их мы рассматривать не будем):

а) если число электронов в кристалле соответствует числу возможных мест в одной или нескольких низших зонах и зоны не перекрываются, то эти зоны будут полностью заполнены (верхнюю из них обычно называют основной или валентной зоной), а остальные зоны будут совершенно пустыми (возбужденные зоны или зоны проводимости). Такая ситуация наблюдается в проводниках или диэлектриках,

б) если число электронов в кристалле меньше числа возможных состояний в наинизших зонах, то часть зоны остается свободной. Это характерно для одновалентных металлов,

в) если число электронов соответствует числу возможных состояний в валентной зоне, но последняя перекрывается с соседней пустой зоной, то в объединенной зоне (зона проводимости) верхняя ее часть остается пустой. Такая ситуация встречается у двухвалентных электронов, например, бериллия.

При повышении температуры в металлах электроны легко переходят на соседние более высокие свободные уровни, и распределение по уровням в таких условиях описывается формулой Ферми-Дирака:

$$\omega = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1} \quad (1)$$

где ω - вероятность заполнения электроном уровня с энергией E , μ - энергия (или уровень) Ферми, k - постоянная Больцмана и T - абсолютная температура. если $T = 0$, то показатель экспоненты бесконечно велик, причем он положителен, если $E > \mu$; отрицателен, если $E < \mu$; т.е. $\omega = 0$ при $E > \mu$ и $\omega = 1$ при $E < \mu$. Отсюда следует, что энергия Ферми μ - представляет собой энергию самого высокого уровня, еще занятого электронами при $T = 0$ (в случае металлов). Энергия Ферми очень велика и имеет величину порядка 10 эв, заметим, что kT при комнатной температуре равно всего лишь 0.026 эв. Поэтому, в металлах, даже при комнатной температуре, распределение электронов по уровням мало отличается от распределения при $T = 0$ (рис1.). Лишь относительно немного уровней оказываются занятыми при $E > \mu$ и

немного уровней свободно при $E < \mu$. Только эти электроны, с энергией близкой

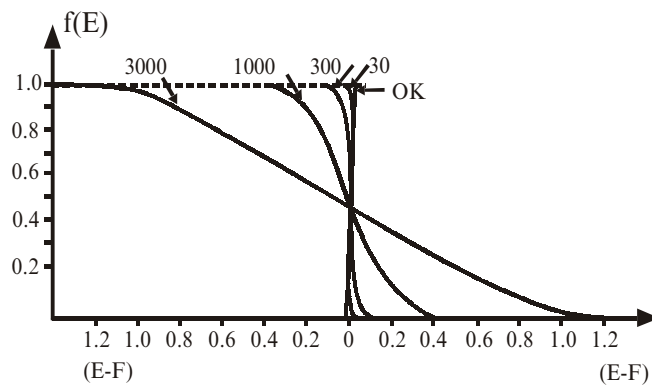


Рис.1. Вид функции распределения Ферми-Дирака.

к μ , могут легко переходить с уровня на уровень под влиянием внешних воздействий и именно они обуславливают теплоемкость металла, его парамагнитную восприимчивость и участвуют в проводимости.

В чистых полупроводниках уровень Ферми лежит между верхним краем валентной зоны и нижним краем зоны проводимости. Тогда внутри разрешенных зон $|E - \mu| \gg kT$ и при температурах, отличных от абсолютного нуля, но не слишком высоких, можно пользоваться приближенными выражениями для ω

для валентной зоны, где $E - \mu < 0, e^{\frac{E-\mu}{kT}} \ll 1$

$$\omega = 1 - e^{\frac{E-\mu}{kT}} \quad (2)$$

а для зоны проводимости $E - \mu > 0, e^{\frac{E-\mu}{kT}} \gg 1$

$$\omega = e^{-\frac{E-\mu}{kT}} \quad (3)$$

Для валентной зоны удобно вместо вероятности заполнения электронов некоторого уровня использовать вероятность того, что уровень останется пустым.

Обозначим эту вероятность ω_p - $\omega_p = 1 - \omega = e^{\frac{E-\mu}{kT}}$.

Таким образом, вероятность заполнения некоторого уровня в зоне проводимости равна вероятности освобождения уровня в валентной зоне, если эти уровни находятся на одинаковом расстоянии от уровня Ферми.

/ Количество уровней в разрешенных зонах столь велико и расстояния между ними столь малы, что энергия электронов в зоне проводимости фактически меняется почти непрерывно. По этой причине электроны этой зоны могут практически непрерывно менять свою энергию, ускоряясь электрическим полем, т.е. участвуют в проводимости. Но и электроны в валентной зоне могут изменять свою энергию, так как при $T \neq 0$ некоторое число незанятых уровней там имеется. Рассмотрение сложного движения огромного количества электронов вблизи верхнего края валентной зоны удобно заменить рассмотрением движения

сравнительно небольшого числа пустых мест, дырок, как их обычно называют. Количество свободных электронов в чистом полупроводнике всегда равно числу дырок, ибо всякий переход электрона из валентной зоны в зону проводимости приводит к рождению пары электрон-дырка, а возврат электрона из зоны проводимости в валентную – к рекомбинации пары электрон-дырка. Такие переходы происходят всегда, и время существования свободных электронов и дырок ограничено. Вероятность перехода между зонами зависит от ширины запрещенной зоны, т.е. от расстояния между верхним краем валентной зоны и нижним краем зоны проводимости./

Концентрация свободных носителей определяется не только вероятностью ω , но и плотностью расположения уровней, т.е. числом уровней в единичном интервале энергии, отнесенном к единице объема кристалла - $N(E)$. Расчет $N(E)$ довольно прост.

/Оно не меньше числа атомов в объеме данного кристалла, т.е. при размерах кристалла, когда его объем составляет 1см^3 , число уровней имеет порядок $10^{24} - 10^{26}$. Расчет показывает, что ширина зоны проводимости имеет порядок электрон-вольта, следовательно расстояние между двумя ближайшими уровнями составляет величину $10^{-26} - 10^{-24}$./

Число разрешенных состояний в интервале импульсов от p до $p+dp$ определяется числом элементарных ячеек в фазовом пространстве (пространство импульсов), т.е. частным от деления объема шарового слоя $4\pi p^2 dp$ на объем одной ячейки, равный h^3 :

$$N(p)dp = \frac{4\pi p^2}{h^3} dp$$

Далее нас будут интересовать лишь состояния в экстремуме функции $E(\vec{p})$, точнее $E(\vec{k})$, где \vec{k} - волновой вектор электрона. Свяжем начало отсчета энергии с минимумом E (край зоны) в зоне проводимости. Перейдя в написанной выше формуле от p к E ($p = \sqrt{2m^*E}$), получим:

$$N_e(E)dE = \frac{4\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}E^{1/2}}{h^3} dE$$

Здесь $N_e(E)dE$ - общее число состояний в интервале от E до $E+dE$, m^* - эффективная масса электрона (см. §3).

Тогда в общем виде собственная концентрация электронов n_i в зоне проводимости запишется:

$$n_i = 2 \int_0^{E_{\max}} N_e(E)\omega(E)dE$$

Множитель 2 дает учет принципа Паули, E_{\max} - верхняя граница зоны проводимости.

Поставив сюда выражение $N_e(E)$ и $\omega(E)$, получим:

$$n_i = 8\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}h^{-3} \int_0^{E_{\max}} \frac{E^{1/2}dE}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}}$$

Заменяем верхний предел интеграла E_{\max} на бесконечность, что оправдано быстрым убыванием подинтегральной функции. Тогда получим гамма-функцию, значение которой известно, т.е.

$$n_i = 8\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}h^{-3}e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2}dE}{e^{\frac{E}{kT}}} \quad \text{или} \quad n_i = 2\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} m_n^{*3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \quad (4)$$

Подобным путем находится выражение для концентрации p_i собственных дырок в валентной зоне:

$$p_i = 2\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} m_n^{*3/2} e^{-\frac{\mu+\Delta E}{kT}}$$

Перемножив n_i и p_i , получим:

$$n_i p_i = n_i^2 = 4\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^3 m_n^{*3/2} m_p^{*3/2} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

Так как $n_i = p_i$, то

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} m_n^{*3/4} m_p^{*3/4} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = AT^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (5)$$

Видим, что собственная концентрация определяется шириной запрещенной зоны ΔE и она очень сильно зависит от температуры.

§2. Влияние примесей на свойства полупроводников.

Примесями принято считать, как внедренные в кристаллическую решетку посторонние атомы, так и разного рода дефекты решетки. Наличие примесей приводит к появлению в запрещенной зоне отдельных уровней. При малой концентрации примесей эти уровни практически не расщепляются и их можно считать вырожденными одиночными уровнями. На концентрацию носителей в полупроводнике сильно влияют уровни, расположенные либо близко к верхней границе валентной зоны, либо к нижней границе зоны проводимости. Первые называются акцепторными уровнями, вторые – донорными уровнями. В германии и кремнии такие уровни образуются в первом случае трехвалентными элементами (индий, алюминий), во втором случае пятивалентными (сурьма, фосфор, мышьяк). В типичных случаях разность энергий между верхним краем валентной зоны и акцепторными уровнями ΔE_1 , и между нижним краем зоны проводимости и донорными уровнями ΔE_2 составляют одну или несколько сотых электрон-вольта. Таким образом, и ΔE_1 , и ΔE_2 значительно меньше ширины запрещенной зоны.

Рассмотрим влияние донорных уровней на концентрацию носителей в

полупроводнике. При $T = 0$ все уровни в валентной зоне и все донорные уровни полностью заполнены электронами, а зона проводимости пустая. С повышением температуры электроны с донорных уровней легко переходят в зону проводимости (ΔE_2 мало) и при $\Delta E_2 \ll kT$ практически все электроны донорных уровней оказываются в зоне проводимости. При дальнейшем росте температуры в некотором ее диапазоне количество ее носителей (свободных электронов) в зоне проводимости почти не меняется. Только тогда, когда становятся сравнимыми ΔE и kT , количество носителей в зоне проводимости снова начинает расти, одновременно растет и количество дырок в валентной зоне.

Таким образом, при низких температурах проводимость осуществляется в основном одним типом носителей, в данном случае электронами, а при высоких температурах – обоими типами носителей. Температурная зависимость концентрации свободных электронов и дырок изображена на рисунке 2.

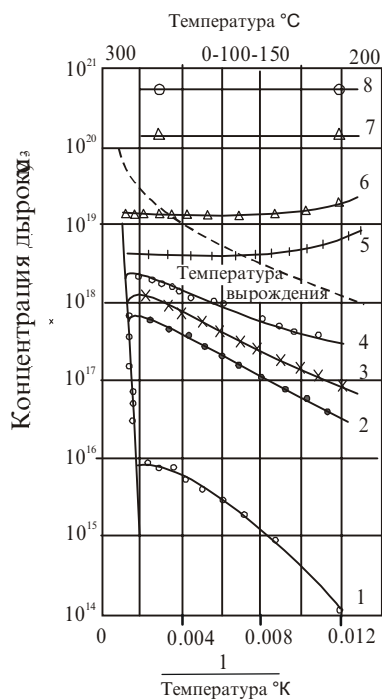


Рис.2. Температурная зависимость концентрации носителей.

температурах проводимость, в основном, осуществляется свободными электронами. Проводник, содержащий, в основном, акцепторные примеси, называется полупроводником p -типа (от “positive”). В нем при низких температурах проводимость, в основном, осуществляется дырками. При обычном количестве примесей в полупроводниках, идущих на изготовление диодов, транзисторов и т.д., низкими температурами можно считать для германия температуры меньше 350К, а для кремния меньше 500К.

Проводимость полупроводника определяется не только концентрацией носителей, но и их подвижностью, т.е. средней скоростью дрейфа, которую

Лабораторная работа №90

носители приобретают в электрическом поле единичной напряженности (1в/м или 1 в/см). Подвижность свободных электронов, как правило, всегда больше подвижности дырок и в разных веществах имеет разную величину. В основном подвижность носителей связана с величиной эффективной массы носителей (см. след. §). Чем меньше эффективная масса, тем выше подвижность. Обозначим подвижность свободных электронов - u_n , а подвижность дырок - u_p . Проводимость полупроводника σ записывается следующим образом:

$$\sigma = q(u_p p + u_n n) \quad (6)$$

где q - заряд электрона, n и p - концентрации свободных электронов и дырок соответственно. Если $n \gg p$ или $p \gg n$, то можно пользоваться более простыми формулами, отбрасывая в формуле (6) одно из слагаемых.

Следует отметить, что величины u_n и u_p зависят как от температуры, так и от концентрации примесей, уменьшаясь с их повышением. Более того, подвижности при достаточно больших значениях напряженности электрического поля E , начинают зависеть и от E .

Определенную роль играют примеси, уровни которых располагаются вблизи середины запрещенной зоны. При наличии таких уровней сокращается время существования носителей, обычно называемое временем жизни, как в валентной зоне, так и в зоне проводимости. Вероятность, что свободный электрон из зоны проводимости вернется в валентную определяется величиной $e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$, а вероятность того, что свободный электрон уйдет на примесный уровень определяется величиной $e^{-\frac{\Delta E_2}{2kT}}$, где ΔE_2 , как и раньше, разность энергий между нижней границей зоны проводимости и примесным уровнем. Так как $\Delta E_2 < \Delta E$, то переходы на примесный уровень совершаются чаще. Все сказанное, конечно, относится и к переходам из валентной зоны на примесные уровни. Такие переходы сокращают время жизни дырок.

§3. Эффективная масса носителей заряда.

Движение электрона, хотя он и назван свободным, в периодическом электрическом поле кристалла значительно отличается от совершенно свободного движения того же электрона в вакууме. Нейтральные атомы кристалла при отсутствии колебаний не мешают движению электронов. Препятствиями являются колеблющиеся атомы и ионы (при $T = 0$ часть атомов, хотя и не большая, ионизированы), а также атомы и ионы примесей.

Можно показать, что в периодическом электрическом поле кристалла зависимость энергии электрона E от его импульса p также является периодической функцией. К сожалению, это доказательство проводится методами квантовой механики, мы его здесь привести не можем. В простейшем случае эта зависимость оказывается похожей на синусоидальную (см. рис.3).

Вблизи минимумов и максимумов этой зависимости функция $E=E(p)$ может быть аппроксимирована параболой. Параболическая зависимость же между E

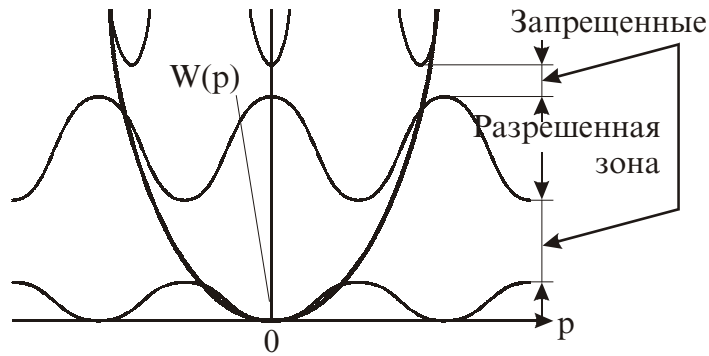


Рис.3. Зависимость энергии электрона от импульса в одномерной кристаллической решетке.

и p характерна для свободного электрона:

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}$$

Коэффициент перед p^2 равен $\frac{1}{2m}$, где m - масса свободного электрона. В кристалле, в зависимости от того, тупым или острым оказывается экстремум функции $E(p)$, коэффициент перед p^2 может быть любым и даже отрицательным (для максимумов $E(p)$). Поэтому вблизи экстремумов зависимость между E и p записывается так:

$$E = \frac{p^2}{2m^*}$$

где m^* - эффективная масса электрона.

Если в общем определить эффективную массу как: $m^* = \frac{1}{d^2E/dp^2}$,

то в середине зон эффективная масса оказывается бесконечной.

Таким образом, в нижней части зоны электрон ведет себя как частица с отрицательным зарядом и некоторой массой, которая может сильно отличаться от массы свободного электрона. Так, например, эффективная масса свободного электрона* для германия $m^* = 0,22m$, а для арсенида галлия $m^* = 0,07m$. В верхней части зоны электрон ведет себя как частица с отрицательным зарядом и отрицательной массой. Такой электрон называется эквивалентным частице с положительным зарядом и положительной массой, такая частица называется дыркой.

В реальном кристалле зависимость E от p , хотя и периодическая, но более сложная, к тому же равная для разных направлений p . В пределах одного периода

*) В кристалле эффективная масса зависит от направления \vec{p} и, вообще говоря, является тензором. Ниже приведены эффективные массы для направлений, наиболее важных в полупроводниковой технике.

может быть и несколько максимумов и минимумов. На рис.4 приведены несколько таких зависимостей.

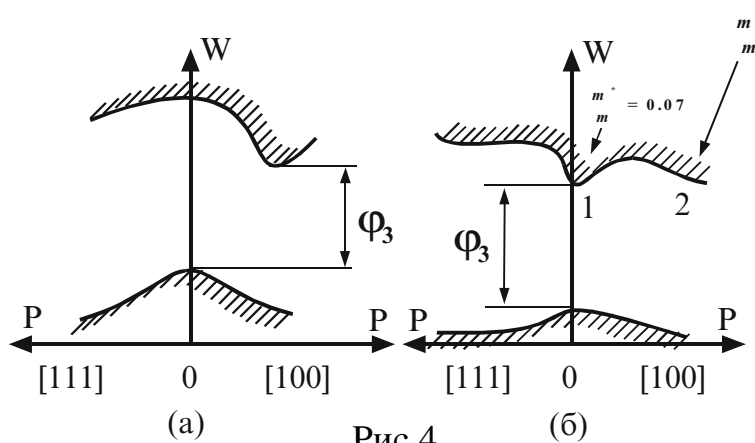


Рис.4. Зонный рельеф кремния (а) и арсенида галлия (б) для двух кристаллографических направлений (ср. с верхней и средней кривыми на рис. 1 - 10 в пределах I положительного “полупериода”).

Чем меньше эффективная масса носителей, тем больше их подвижность и, соответственно, проводимость.

Температурная зависимость подвижности довольно сложна, ибо, как мы упоминали, рассеяние электронных волн происходит по разным причинам.

В области температур 100-300 К в моноатомных полупроводниках основную роль в рассеянии вносят колебания решетки: акустические и неполярные оптические. Учет рассеяния на одной лишь акустической ветви колебаний приводит к зависимости $\mu \sim T^{-3/2}$. Экспериментальные значения показателя у T отличаются от $-3/2$ и зависят от типа носителей, а также и от вида полупроводника. Для германия показатель равен $-1,66$ для электронов и $-2,33$ для дырок, для кремния соответствующие цифры равны $-2,6$ и $-2,3$. Такая температурная зависимость μ объясняется совместным рассеянием на акустической и оптической ветвях и различием структуры экстремумов зон.

§4. Неравновесные процессы в полупроводниках.

Образование носителей заряда может происходить не только под влиянием теплового движения, но и под действием других факторов, например, излучения света или действием сильных электрических полей. В этом случае обычно образуются как свободные электроны, так и дырки. Если облучение непрерывно, то через некоторое время возникает **стационарное состояние** – количество носителей, образующихся за счет действия излучения, оказывается равным количеству рекомбинировавших и ушедших из области излучения носителей.

В общем случае движение носителей заряда в полупроводниках обусловлено двумя процессами: диффузией под действием градиента концентрации и дрейфом

под действием градиента потенциала электрического поля. Диффузная составляющая плотности тока (для простоты будем считать, что у нас имеются носители только одного знака, а именно свободные электроны) в одномерном случае может быть записана так:

$$(j_n)_{\text{диф}} = qD_n \frac{\delta n}{\delta x} \quad (7)$$

где D_n - коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью соотношением Эйнштейна.

$$D_n = \frac{kT}{q} U_n \quad (8)$$

q - заряд электрона, n концентрация свободных электронов. Дрейфовая составляющая плотности тока записывается так:

$$(j_n)_{\text{др}} = qnU_n \frac{\delta \phi}{\delta x} = qnU_n \varepsilon \quad (9)$$

где ϕ - потенциал электрического поля, а ε - его напряженность.

Таким образом, плотность тока, обусловленная свободными электронами оказывается равной:

$$j_n = qD_n \frac{\delta n}{\delta x} + qnU_n \varepsilon \quad (10)$$

В случае биполярной проводимости следует учитывать полную плотность тока $j = j_n + j_p$, т.е. нужно добавить дрейфовую и диффузную составляющую, обусловленную дырками. Протекание неравновесных процессов в полупроводниках описывается так называемым уравнением непрерывности.

$$\frac{\delta n}{\delta t} = \Delta g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \text{div}(j_n) \quad (11)$$

Слева, в этом уравнении, стоит изменение количества свободных электронов в единицу времени в некотором элементарном объеме. Справа, первый член выражает генерацию электронов за счет внешних факторов, например, облучения светом. Второй член выражает убыль электронов за счет рекомбинации. τ_n постоянная времени этого процесса, называемая временем жизни. Изменение количества электронов за счет протекающего тока, количество пришедших в данный элементарный объем носителей может быть не равно количеству ушедших, учтено в последнем члене. В одномерном случае:

$$\text{div}(j_n) = \frac{\delta j_n}{\delta x}$$

Таким образом, для электронного полупроводника уравнение непрерывности будет выглядеть так:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = \Delta g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\delta j_n}{\delta x} \quad (12)$$

Дифференцируя по x обе части формулы (10) и подставляя $\frac{\delta j_n}{\delta x}$ в формулу (12) получаем уравнение непрерывности для электронов в следующем виде:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = \Delta g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\delta^2 n}{\delta x^2} + U_n \epsilon \frac{\delta n}{\delta x} + n U_n \frac{\delta \epsilon}{\delta x} \quad (13)$$

В отсутствии внешних факторов $\Delta g_n = 0$ в стационарном состоянии $\frac{\delta n}{\delta t} = 0$

для однородного полупроводника $\frac{\delta \epsilon}{\delta x} = 0$ получаем:

$$D_n \frac{\delta^2 n}{\delta x^2} - U_n \epsilon \frac{\delta n}{\delta x} - \frac{n}{\tau_n} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\delta^2 n}{\delta x^2} - \frac{U_n \epsilon}{D_n} \frac{\delta n}{\delta x} - \frac{n}{D_n \tau_n} = 0$$

что справедливо при малой концентрации неосновных носителей – электронов по сравнению с концентрацией основных носителей – дырок, в рассматриваемом случае.

Используя соотношение Эйнштейна $\frac{U_n}{D_n} = \frac{q}{kT}$ и введя обозначения

$\frac{U_n}{D_n} \epsilon = \frac{q\epsilon}{kT} = \bar{x}$ и $D_n \tau_n = l_0^2$ получаем уравнение:

$$\frac{\delta^2 n}{\delta x^2} - \bar{x} \frac{\delta n}{\delta x} - \frac{n}{l_0^2} = 0 \quad (14)$$

Общим решением этого уравнения будет: $n = c_1 e^{k_1 x} + c_2 e^{k_2 x}$ (15),

где k_1 и k_2 удовлетворяют характеристическому уравнению $k^2 - \bar{x}k - \frac{1}{l_0^2} = 0$,

которое дает - $k_{1,2} = \frac{\bar{x}}{2} \pm \sqrt{\frac{\bar{x}^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}} = 0$.

Поскольку физический смысл имеет только затухающая экспонента, то $c_1 = 0$ и при $x=0$, $n=n_0$ следовательно,

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{l}}, \quad \text{где} \quad l = -\frac{1}{k_1} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\bar{x}^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}} - \frac{\bar{x}}{2}} \quad (17)$$

Таким образом, мы видим, что концентрация, созданных светом неравновесных носителей тока, убывает с увеличением расстояния от места возникновения по экспоненте. Величина l в показателе экспоненты, равная расстоянию, на котором концентрация убывает в e раз, называется длиной затягивания носителя. Из общего решения можно получить два предельных случая:

1. $\epsilon = 0$

Тогда $\bar{x} = \frac{q\epsilon}{kT} = 0$ и $l = l_0$, что дает $n = n_0 e^{-\frac{x}{l_0}}$ (17a),

где l_0 - средняя длина диффузного смещения неравновесных носителей, движущихся только под влиянием градиента концентрации (диффузия),

$$2. \frac{\bar{x}}{2} \geq \frac{1}{l_0}$$

Тогда $\sqrt{\frac{\bar{x}^2}{4} + \frac{1}{l_0^2}} = \frac{\bar{x}}{2} \sqrt{1 + \frac{4}{\bar{x}^2 l_0^2}} \approx \frac{\bar{x}}{2} + \frac{1}{\bar{x} l_0^2}$. Откуда $e \approx \frac{1}{\frac{1}{\bar{x} l_0^2}} = \bar{x} l_0^2 = \frac{D_n \tau_n q}{kT} \varepsilon = \tau_n U_n \varepsilon$

Подставляя значение в формулу $n = n_0 e^{-\frac{x}{l}}$ и учитывая, что $x = U_n \varepsilon t$, где t -

время жизни носителей, получим:
$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (17b)$$

Полученные соотношения позволяют из наблюдения нарастания и спада в зависимости от времени сигнала, пропорционального концентрации возбужденных светом неравновесных носителей, определить время жизни, а из измерений величины сигнала в зависимости от расстояния до места возникновения неосновных носителей найти длину диффузного смещения.

§5. Явление Холла.*

Явление Холла заключается в отклонении носителей в направлении, перпендикулярном как направлению тока, так и направлению магнитного поля. Это отклонение приводит к появлению поперечной электродвижущей силы, которая легко может быть измерена.

Разберем это явление несколько подробнее. Пусть по пластинке толщиной d и шириной b течет ток I в положительном направлении оси x . Магнитное поле действует в направлении оси y , и ток создает движение положительных зарядов. В этом случае направление движения носителей должно совпадать с направлением тока, т.е. скорость должна совпадать с положительным направлением оси x .

Магнитное поле, как известно, действует на положительно движущиеся в нем заряды с силой Лоренца

$$\vec{F} = q [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (18)$$

которая в данном случае будет направлена вверх. Под действием этой силы положительные носители будут смещаться в направлении оси z , концентрируясь у верхнего края пластинки и обнажая отрицательные заряды у нижнего края. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока разность потенциалов между верхним и нижним краем пластинки, обычно E_x (ЭДС Холла), не создаст в пластинке электрическое поле, сила которого уравнивает силу Лоренца. Это

равновесие возникает, когда

$$q \frac{\vec{E}_x}{b} = q [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (*)$$

Откуда:
$$E_x = bvB \quad (19)$$

Для нас существенно, что при положительных носителях верхний край

*) Этот параграф читают студенты, выполняющие работы по изучению явления Холла.

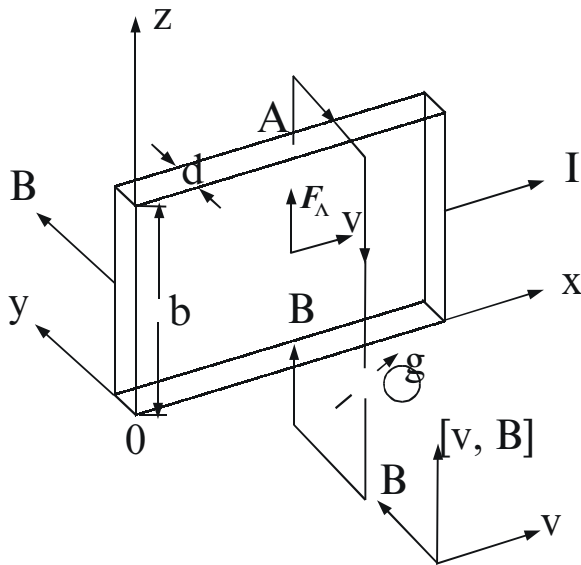


Рис.5.

зарядится положительно, а нижний отрицательно. Если соединить точки А и В пластинки через гальванометр, то в гальванометре потечет ток от А к В.

Если ток, текущий в пластинке, создается движением отрицательных зарядов (электронов), то считая по-прежнему, что ток направлен по оси x, скорость движения зарядов \vec{v} должна совпадать с отрицательным направлением оси x (см. рис.5).

На движущийся отрицательный заряд магнитное поле действует с силой (**), которая отличается от выражения (*)

знаком (-) у заряда носителя. Однако, изменение направления скорости \vec{v} приводит к изменению знака $[\vec{v} \times \vec{B}]$, что совместно с изменением знака заряда приводит в (20) к тому же направлению силы, которое было и раньше в случае положительных носителей.

Таким образом, и в том, и в другом случае магнитное поле будет отклонять носители вверх, и верхний край пластинки вновь обогатится носителями тока, только на этот раз отрицательными носителями. В соответствии с этим на нижнем крае будет наблюдаться недостаток отрицательных носителей, и, следовательно, нижний край зарядится положительно. Если вновь соединить точки А и В через гальванометр, то в гальванометре возникнет ток обратного направления, от В к А, и знак ЭДС Холла в этом случае будет противоположным.

Определяя таким образом знак ЭДС Холла, можно выявить тип проводимости, т.е. указать за счет подвижности дырок или за счет подвижности электронов осуществляется ток в данном полупроводнике.

В формулу (19) входит скорость движения носителей, которую легко связать с плотностью тока j и концентрацией носителей n или p .

Действительно, через поверхность S , расположенную перпендикулярно вектору скорости, за одну секунду переместятся все те носители, которые к началу рассматриваемой секунды находились от поверхности на расстоянии, численно не превышающем v . Это значит, что за секунду, через поверхность S переместятся все носители, заполнявшие в начале рассматриваемой секунды объем прямоугольного параллелепипеда с площадью основания S и высотой v . Если носителями являются электроны, то в таком объеме сосредоточен заряд $n v q S^*$, который перемещаясь через поверхность S дает плотность тока: $j = n v q$.

Так как
$$j = \frac{I}{bd}, \text{ то } v = \frac{I}{nqbd}.$$

*) Здесь и далее вместо n следует подставить p , если носителями являются дырки.

Подставляя полученное выражение в формулу (19), получим:

$$E_x = \frac{1}{nq} \frac{VI}{d} \quad (21)$$

Величину $(nq)^{-1}$ обычно обозначают буквой R и называют постоянной Холла.

Если точная теория, учитывающая распределение скоростей носителей, дает для постоянной Холла такое выражение:

$$R = A \frac{1}{nq},$$

где A - коэффициент, значение которого определяется механизмом рассеяния электронов в кристаллической решетке твердого тела. Для металлов, например,

$$A=1, \text{ а для полупроводников с атомной решеткой (Ge, Si и др.) - } A = \frac{3\pi}{8}$$

Если же ток через пластинку создается носителями обоих знаков, то постоянная Холла выражается следующим образом:

$$R = \frac{A}{q} \frac{pU_p^2 - nU_n^2}{(pU_p - nU_n)^2}.$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ. *

§1. Эффект Холла в металлах.

Настоящая работа посвящена определению знака носителей тока и их концентрации в металлических образцах (медь, олово). Эти определения основываются на измерении знака и величины постоянной Холла и выполняются на основе соотношений, выведенных ранее. Для определения знака и величины постоянной Холла имеется комплект приборов, состоящий из:

1. электромагнита, способного создать однородное магнитное поле на площади круга 10 см,
2. низкоомного потенциометра З-306, предназначенного для измерения ЭДС Холла,
3. нуль-гальванометра со световым указателем типа М-195,
4. зеркального гальванометра ГЗ-1, используемый как баллистический гальванометр для измерений магнитного поля в зазоре магнита,
5. двух магазинов сопротивлений,
6. двух амперметров и двух реостатов.

**) В лаборатории имеется пять установок по изучению свойств металлов и полупроводников:*

- 1) эффект Холла в металлах;
- 2) эффект Холла в полупроводниках №1;
- 3) эффект Холла в полупроводниках №2
- 4) определение ширины запрещенной зоны в германии;
- 5) определение коэффициента диффузии и времени жизни носителей.

Эти установки описаны в §§1-5 и каждый студент читает описание своей установки, не забывая о ссылках на предыдущие параграфы.

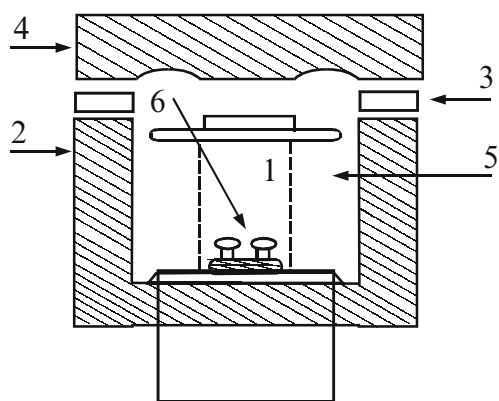


Рис.6.

I. Конструкция электромагнита изображена на рис.6.

Сердечник электромагнита (1) представляет собой железный стержень 100 мм в диаметре. Сердечник жестко связан с магнитопроводом (2), на концы которого кладутся калибровочные прокладки (3) и якорь (4). Воздушный зазор между плоскостью верхнего торца стержня и отшлифованной поверхностью в средней части якоря имеет толщину прокладки (3). намагничивающая катушка (5) имеет $N=100$

витков и выполнена из проволоки 3 мм сечения. Концы обмотки выведены к клеммам (6) и обозначены “+” и “-”. Если включить питающий магнитный ток в направлении, соответствующем обозначению полярности на клеммах (6), то в его зазоре возникнет магнитное поле, направленное вверх.

II. Измерение ЭДС Холла производится компенсационным методом при помощи потенциометра Р-306.

Компенсационный метод обеспечивает ЭДС в отсутствии тока, т.е. в условиях, когда нет падения напряжения на внутреннем сопротивлении. В условиях нашей работы это не существенно, так как внутреннее сопротивление пластинки Холла ничтожно. Иначе было бы, если бы пришлось измерять ЭДС Холла на полупроводнике, внутреннее сопротивление которого очень велико и иногда точно не известно. Измерение ЭДС Холла на полупроводниках, путем измерения тока в гальванометре, в этом случае просто не возможно, так как к гальванометру будет приложена не ЭДС Холла, а разность между ЭДС Холла и внутреннем падении напряжения. Последнее же из-за неизвестности внутреннего сопротивления найдено быть не может.

Метод компенсации обеспечивает несравненно большую точность измерения. Точность измерений из-за целого ряда недостатков гальванометра никогда не превосходит 1%. В случае компенсации всегда можно достигнуть, при достаточно чувствительном нуль гальванометре, точности, с которой определены сопротивления, что применительно к обычным заводским установкам,

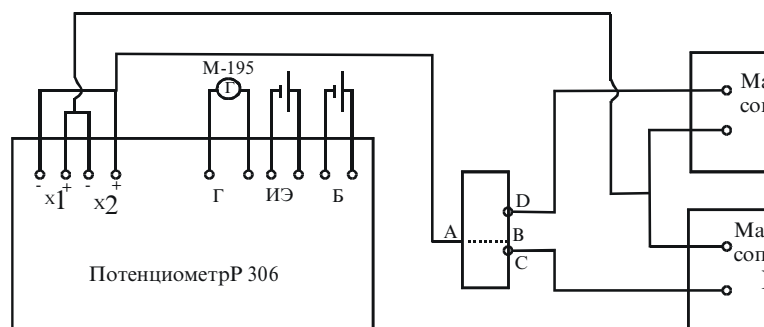


Рис.7.

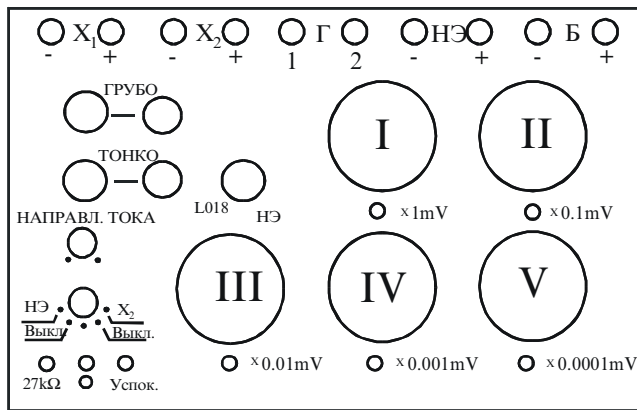


Рис.8.

обеспечивает снижение ошибки до нескольких тысячных %. Компенсационный метод дает точность почти на три порядка большую, чем непосредственное измерение.

III. Схема подключения потенциометра Р-306 к исследуемой пластинке приведена на рис.7 и 8.

Так как никогда не удастся сделать отводы от пластины в точках, принадлежащих к

эквипотенциальной поверхности, то с одной стороны пластины делается два отвода С и Д. Один из этих отводов попадает на эквипотенциальную поверхность потенциала большего, чем потенциал точки А, а другой – на эквипотенциальную поверхность, потенциала меньшего, чем потенциал точки А. Между точками С и Д включается последовательно два магнита сопротивлений M_1 и M_2 . Подбирая величины сопротивлений этих магазинов, можно обеспечить эквипотенциальность точек А и В, в отсутствии магнитного поля, т.е. тогда, когда ЭДС Холла равна нулю. При наличии магнитного поля между точками А и В, возникает некоторое напряжение, которое будет равно ЭДС Холла, если сопротивление магазинов M_1 и M_2 (обозначим их R_1 и R_2) достаточно велико. Эта ЭДС Холла измеряется потенциометром Р-306. Заметим, что слишком большие значения сопротивлений R_1 и R_2 уменьшают точность измерения ЭДС потенциометром. Так что, на величины сопротивлений R_1 и R_2 накладываются противоречивые требования. В описываемой установки сопротивление R_1 может выбираться в пределах 0,5-5 ом.

IV. Лабораторный потенциометр постоянного тока Р-306 предназначен для точных измерений малых электродвижущих сил и напряжений. По своей точности он относится к классу 0,015. Предельная величина измеряемой ЭДС равна 20,111 мВ. Цена наименьшего деления равна одной десятой микровольта.

Погрешность прибора определяется формулой $\pm |1,5 \times 10^{-4} U + 0,4 \Delta U|$

где U - величина измеряемого напряжения, в микровольтах,

- ΔU цена одной ступени младшей декады в микровольтах.

Измерение электродвижущих сил напряжений потенциометром производится следующим образом:

а) проверяется точность установки рабочего тока. Для этого ручку переключатель НЭ-Х и Х (рис.8) поставить в положение НЭ (нормальный элемент) и ручками регулировки рабочего тока (ручки с надписью “грубо”, “тонко”) добиться наименьшего отклонения гальванометра вначале при разомкнутых кнопках, затем при нажатой “2.7 ком” и в конце при нажатой

кнопке “0”.

б) производится измерение ЭДС. Для этого переключатель НЭ-Х –Х перевести в положение Х или Х и декадные переключатели устанавливаются в такие положения, чтобы отклонение гальванометра было наименьшим, сначала при разомкнутых кнопках, затем при нажатой кнопке “2.7” и потом при нажатой кнопке “0”.

с) далее изменяется направление рабочего тока ручкой “направление тока” и заново повторяется предыдущий пункт. После этого истинное значение измеряемой электродвижущей силы получается как среднее арифметическое измерений, полученных при равных направлениях рабочего тока. Таким способом исключается наличие в измерительной схеме паразитных термоэлектродвижущих сил, если последние не меняются во времени.

V. Магнитное поле измеряется по величине отброса баллистического гальванометра, при вдвигании или выдвигании витка, вмонтированного в плексигласовую пластинку в зазор электромагнита:

$$B = \frac{c_6 R \phi}{S}$$

где: $c_6 R$ - постоянная гальванометра, равная $0,4 \times 10^{-2} \left[\frac{\text{гНа}}{\text{м}} \right]$, ϕ - баллистический

отброс, S - площадь витка, равная $6,85 \text{ см}^2$

Порядок выполнения работы изложен в руководстве, выдаваемом в лаборатории.

Задание:

1. Измерить ЭДС Холла с помощью компенсационной схемы, определив предварительно положение эквипотенциальных точек на изучаемой пластине.
2. Определить магнитную индукцию B с помощью измерительного витка.
3. На основании полученных данных вычислить величину постоянной Холла R и определить по ней концентрацию носителей.
4. Определить знак носителей тока.

Требования, предъявляемые к отчету:

1. Дать схему всей установки.
2. Привести все необходимые формулы.
3. Привести таблицу экспериментальных результатов и среднее значение постоянной Холла.
4. Указать погрешность полученного результата.
5. Указать знак носителей тока и вычислить концентрацию носителей тока.

§2. Эффект Холла в полупроводниках №1.

В настоящей работе определяется знак носителей тока, их концентрация и подвижность в германии. Эти определения основываются на измерении знака и величины постоянной Холла, для сего имеется комплект приборов состоящий из:

1. Электромагнита, реостата для измерения тока через его обмотку,

амперметра и переключателя. Концы намагничивающей катушки электромагнита выведены к клеммам переключателя и обозначены (+) и (-). При соответствующем подключении постоянного напряжения в воздушном зазоре электромагнита возникает поле, направленное вниз.

2. Зеркального баллистического гальванометра для измерения магнитной индукции в зазоре электромагнита. (Произведение баллистической постоянной на сопротивление гальванометра:

$$c_6 R = 3,4 \times 10^{-3} \left[\frac{\text{Гна}}{\text{М}} \right].$$

3. Образца германия, смонтированного на плексигласовой пластинке, схематически изображенного на рис.9.

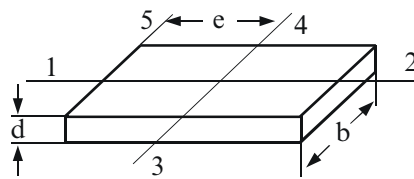


Рис.9.

Здесь: 1 и 2 – токопроводящие отводы, 4 и 3 – зонды для измерения ЭДС Холла, 5 – вспомогательный зонд для измерения электропроводности.

Толщина образца $d = 0,57$ мм, ширина образца $b = 3,8$ мм, расстояние между зондами для определения электропроводности $e = 4,34$ мм. В эту же пластинку вмонтированы три витка для измерения магнитной индукции, радиус витков 1 см.

4. Магазины сопротивлений, включенного последовательно с образцом в качестве добавочного сопротивления, и миллиметра для измерения тока через образец.

5. Потенциометра Р-307 и нуль-гальванометра, со световым указателем типа М-195, при помощи которых измеряется ЭДС Холла.

Схема выводов потенциометра Р-307 на рис.10.

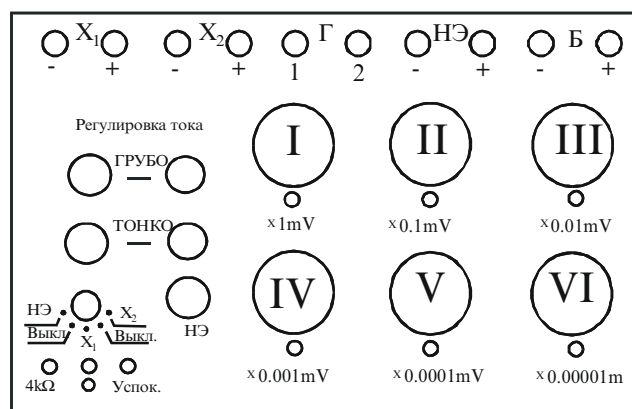


Рис.10.

Измеряемая ЭДС подключается к контактам X –X, к контактам Г присоединяется гальванометра, к контактам В – батарея, к контактам НЭ – нормальный элемент.

Таким образом, схема установки выглядит так, как изображено на рис.11.

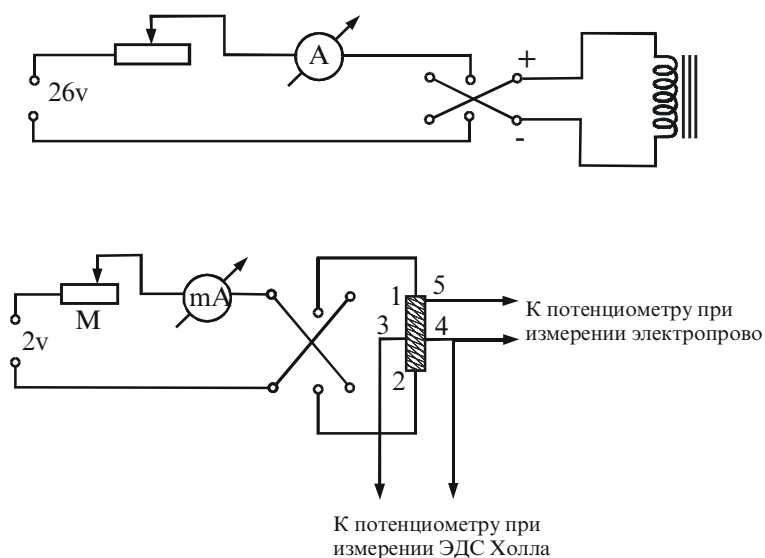


Рис.11.

При измерении ЭДС Холла надо иметь ввиду, что образец имеет только два зонда (3 и 4), за симметричность подключения которых нельзя ручаться. Если зонды подключены не симметрично, то при прохождении тока через образец между ними окажется напряжение Δv . ЭДС Холла, которая возникнет при включении магнитного поля, будет либо складываться, либо вычитаться из Δv в зависимости от направления токов через магнит и через образец. Таким образом на зондах 3 и 4 будет измеряться не ЭДС Холла, а некоторый суммарный эффект. Небольшой вклад в измеряемую ЭДС будут вносить и термоэлектронные силы, возникающие при контактах разных материалов. Таким образом, измеряемое напряжение будет состоять из ЭДС Холла E_x , ЭДС компенсации Δv и термо ЭДС Δv_1 . Если при каких-то направлениях тока в пластинке и магнитного поля эти ЭДС складываются, то

$$E_1 = E_x + \Delta v + \Delta v_1$$

Изменив только направление магнитного поля, можно изменить знак перед E_x , а изменив направление только тока в пластинке, можно изменить знаки перед E_x и Δv . Таким образом изменяя направления токов через магнит и образец, можно проводить такие комбинации измерений, которые дадут возможность исключить величины Δv и Δv_1 и определить ЭДС Холла. При этом следует внимательно следить и обязательно записывать не только величину измеряемой ЭДС, но и ее знак. Ее полярность определяется по маркировке клемм на потенциометре.

Для измерения магнитной индукции в зазоре электромагнита используется баллистический гальванометр и три витка провода, вмонтированные в ту же плексигласовую пластинку, что и образец. Так как в этом случае быстро вытащить витки из-за зазора невозможно, то изменять магнитный поток следует переключением тока через обмотку магнита (обязательно переключением, а не выключением или включением, чтобы исключить гистерезисные явления).

Измерение электропроводности образца также производится потенциометром Р-307. Для этого измеряется напряжение между выводами 5 и 4. Удельное сопротивление определяется по величине падения напряжения на образце и

значению тока через него, т.е.

$$\rho = \frac{U S}{I l},$$

где l – расстояние между зондами 4 и 5, S – сечение образца.

Задание:

1. Измерить ЭДС между выводами 3 и 4 при разных направлениях тока в пластинке и обмотке электромагнита и вычислить величину и знак ЭДС Холла.
2. Измерить напряженность поля в зазоре электромагнита, при которых производились измерения ЭДС Холла.
3. Вычислить постоянную Холла.
4. Определить концентрацию носителей тока и их знак.
5. Измерить электропроводность образца.
6. Вычислить подвижность носителей тока в данном образце.

Требования, предъявляемые к отчету:

1. Дать схему всей установки.
2. Привести формулу для определения ЭДС Холла, подставить в нее измеренные величины и привести результат с указанием погрешности.
3. Привести значения напряженностей магнитного поля, при которых измерялась ЭДС Холла.
4. Привести формулу для определения постоянной Холла, ее значение с указанием размерности и погрешности ее определения.
5. Привести полученные значения концентрации носителей тока и указать их знак.
6. Указать величину электропроводности образца с оценкой погрешности ее определения.
7. Указать величину подвижности носителей с оценкой погрешности ее определения.

§3. Эффект Холла в полупроводниках №2.

В настоящей работе определяется знак носителей тока и их концентрация в полупроводнике PbS. Для этого необходимо измерить знак и величину постоянной Холла.

Установка состоит из:

1. Электромагнита с источником питания УИП-1.*

*) Изменение направления тока в обмотке магнита можно производить только при выключенном источнике питания.

2. Измерителя магнитной индукции Е11-3.
 3. Низкоомного потенциометра Р-306.
 4. Нуль-гальванометра со световым указателем типа М-195.
 5. Пластинки с образцом.
 6. Стабилизатора тока, питающего образец, с миллиамперметром.
- Образец смонтирован на текстолитовой пластинке, схематически изображен

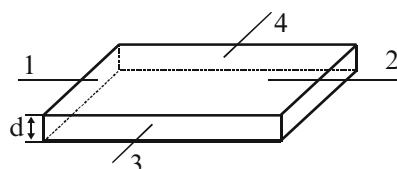


Рис.12.

на рис.12.

Здесь 1 и 2 токопроводящие отводы, 3 и 4 – зонды для измерения ЭДС Холла. Толщина образца $d = 0,5$ мм.

Схема подключения потенциометра Р-306 к исследуемому образцу показана на рис.13.

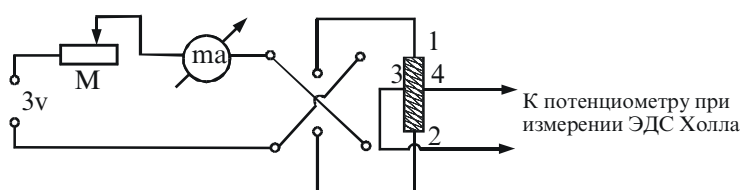


Рис.13.

Порядок измерения электродвижущих сил и напряжений потенциометром Р-306** приведен на стр 18, описание измерителя магнитной индукции Е11-3 приведено в руководстве, выдаваемом в лаборатории.

При измерении ЭДС Холла нужно иметь ввиду, что образец имеет только два зонда (3 и 4) за симметричность подключения которых нельзя ручаться. Если зонды подключены не симметрично, то при прохождении тока через образец между ними окажется напряжение Δv . ЭДС Холла, которая возникнет при включении магнитного поля, будет либо складываться, либо вычитаться из Δv в зависимости от направления токов через магнит и через образец. Таким образом, на зондах 3 и 4 будет измеряться не ЭДС Холла, а некоторый суммарный эффект. Чтобы исключить из измеряемой ЭДС напряжение Δv , а также и термо ЭДС воспользуйтесь указанием, приведенном на стр. 20 и 21.

Так как в данном случае измеряемая ЭДС мала, то некоторую роль играют и термо ЭДС, возникающие в потенциометре Р-306. Для их исключения следует повторять все измерения с изменением направления рабочего тока потенциометра. Полярность общего компенсирующего напряжения определяется по маркировке клемм на потенциометре.

Задание:

1. Измерить поперечную ЭДС и вычислить ЭДС Холла.
2. Измерить напряженности поля в зазоре электромагнита, при которых производились измерения ЭДС Холла.
3. Вычислить постоянную Холла.
4. Определить концентрацию носителей тока и их знак.

§4. Определение ширины запрещенной зоны в германии.

Зависимость теплопроводности от температуры для полупроводника, содержащего примеси одного сорта, может быть описано следующей формулой:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + \sigma_1 e^{-\frac{\Delta E_1}{2kT}}$$

Здесь ΔE - ширина запрещенной зоны, а ΔE_1 - ширина промежутка либо между уровнями доноров и нижней границей зоны проводимости, либо между уровнями акцепторов и верхней границей валентной зоны.

Первый член этого выражения отражает характер температурной зависимости собственной проводимости, а второй – примесной. ΔE_1 , как правило, много меньше ΔE , а $\sigma_0 \gg \sigma_1$. Поэтому, при сравнительно низких температурах проявляется, в основном, примесная проводимость, первый же член в вышенаписанной формуле мало отличается от нуля. При высоких температурах существенна лишь собственная проводимость. Граница между областью высоких и низких температур зависит от типа полупроводника и количества примесей в нем. Наш образец таков, что комнатная температура может уже считаться высокой температурой и мы можем пользоваться упрощенной формулой:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

В величину σ входит подвижность носителей и коэффициент при экспоненте $e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ (см. формулу (6) и (5а))* . Коэффициент при экспоненте зависит от температуры как $T^{3/2}$, подвижность носителей в германии типа n (именно такой образец здесь используется) в области используемых температур меняется по закону близкому к $T^{-3/2}$. Таким образом, σ_0 зависит от температуры слабо. Ширина запрещенной зоны ΔE зависит от температуры тоже слабо.

Поэтому, получив экспериментальную зависимость σ и пользуясь этой формулой, можно определить σ_0 и ΔE . Для этого удобнее всего начертить зависимость $\ln \sigma$ от T^{-1} . Если формула справедлива, то эта зависимость должна быть линейной.

Установка для изучения температурной зависимости проводимости включает в себя:

*) В чистом полупроводнике и концентрацию носителей можно получить, извлекая квадратный корень из правой части формулы (5а).

1. Пластинку германия (см. рис.14),

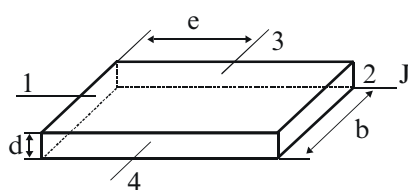


Рис.14.

2. источник питания пластинки германия и микроамперметр для измерения тока через пластинку,

3. печь для подогрева образца; ток через печь регулируется автотрансформатором. Для измерения температуры в печь вмонтирована термопара: ток термопары измеряется гальванометром,

4. потенциометр Р-307, служащий для измерения падения напряжения на образце компенсационным методом и нуль-гальванометр М-195.

Схема соединения этих элементов приведена на рис.15.

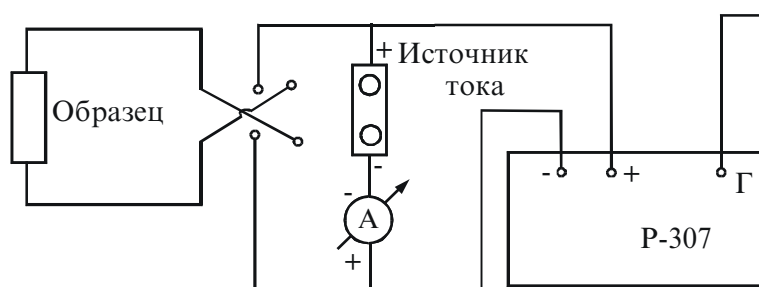


Рис.15.

Задание:

1. Измерить зависимость падение U на образце от температуры как при повышении, так и при понижении температуры.

2. Построить график функции $I_n U = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

3. Методом наименьших квадратов определить ширину запрещенной зоны и вычислить погрешность полученного значения.

§5. Определение длины диффузии и времени жизни неосновных носителей тока в полупроводнике.

В работе определяется диффузионная длина l_0 носителей тока – электронов в дырочном полупроводнике и время жизни τ_n неосновных носителей тока.

Образец представляет собой германий, легированный галлием, элементом III группы периодической системы. Образец вырезан в виде прямоугольного бруска длиной около 1,5 см. Для уменьшения поверхностной рекомбинации поверхность образца специально обработана: очищена травлением в перекиси водорода с последующим промыванием дистиллированной водой. К правому

концу образца чистым оловом припаян медный электрод. На некотором расстоянии от электрода поверхности образца касается точечный контакт, называемый коллектором и представляющий собой вольфрамовую проволоку с диаметром острия в несколько микрон.

Для наблюдения диффузии носителей тока, созданных светом, предусмотрена система освещения образца пучком света, идущим от проекционной лампы и фокусирующимся в виде тонкой прямой линии s . Эта линия пересекает образец и параллельна его торцам.

Для крепления и перемещения образца относительно световой полосы служит окулярный микрометр. Германиевый образец приклеен на подвижной пластинке этого микрометра. При вращении микрометрического винта образец перемещается относительно неподвижной шкалы с делениями от 0 до 8 мм, расположенной в фокальной плоскости окуляра.

При повороте микрометрического винта за накатанную часть барабана на один оборот образец переместится на одно деление шкалы, т.е. на 1 мм. Барабан по окружности разделен на 100 частей, поворот барабана на 1 делений соответствует перемещению образца на 0,01 мм. Таким образом, шкала барабана служит для отсчета сотых долей миллиметра. Это значит, что с точностью отсчета в 0,8 мм можно определить величину перемещения образца относительно световой полосы.

Пучок света прерывается при помощи диска с четырьмя отверстиями, который вращается мотором. Таким образом, свет падает на поверхность образца в виде импульсов прямоугольной формы. Благодаря значительной длительности световых импульсов в образце создается стационарное распределение неравновесных носителей, концентрация которых с увеличением расстояния вдоль образца от освещенного участка уменьшается из-за рекомбинации по показательному закону.

Через кожух окулярного микрометра выведены наружу два провода: первый – от коллектора, а второй – от края образца, которые подключаются к схеме (рис.16).

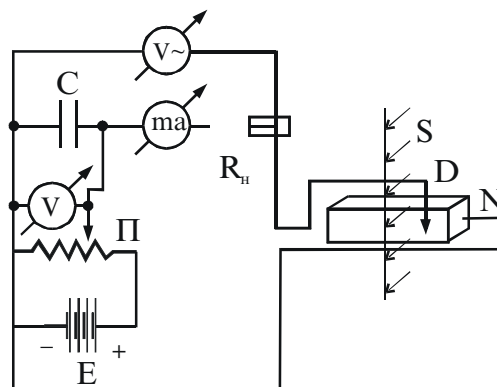


Рис.16.

На контакт K (коллектор, являющийся точечным детектором, от батареи E

Лабораторная работа №90

через делитель напряжения Π , подается постоянное смещение, соответствующее запертому направлению (в нашем случае, положительное), измеряемое вольтметром постоянного тока. Сопротивление контакта в запертом направлении велико, поэтому ток, проходящий по включенному последовательно с ним нагрузочному сопротивлению $R_n = 1 \text{ КОм}$, определяется в основном сопротивлением контакта. чтобы сопротивление делителя напряжения, включенное последовательно с R_n , не искажало величины нагрузочного сопротивления, параллельно делителю включена блокировочная емкость C , замыкающая по переменному току цепь коллектора на землю. С нагрузочного сопротивления напряжение поступает на ламповый вольтметр переменного тока ВЗ-13, который регистрирует изменение тока коллектора.

Поле, создаваемое положительным смещением на коллекторе и достигающее в непосредственной близости от него значительной величины, собирает оказавшиеся вблизи коллектора неосновные носители. Вследствие этого обратный ток коллектора уменьшается, и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении растет. Импульсное освещение образца позволяет отделить часть тока коллектора, обусловленную возбужденными светом неосновными носителями, от его постоянной составляющей. Вследствии этого падение напряжения, фиксируемое вольтметром переменного тока, вызвано непосредственно током дополнительных носителей. Т.к величина этого тока, а также падение напряжения на нагрузочном сопротивлении $V \sim$ при малых концентрациях дополнительных носителей пропорциональны их концентрации, то диффузную длину l_0 можно вычислить по формуле (17а) графически, заменяя n пропорциональной ей величиной V .

В самом деле, прологарифмировав выражение (17а), получим $l_n n = l_n n_0 - \frac{x}{l_0}$.

Измерив $V \sim$ при различных расстояниях коллектора от освещенной плоскости и построив кривую зависимости $l_n V$ от x , пропю тангенсу угла наклона прямолинейного участка кривой можно определить величину $\frac{1}{l_0}$ (замена n на $V \sim$ не изменит угла наклона).

После выключения освещения концентрация неравновесных носители n уменьшается со временем экспоненциально, согласно формуле (17б). Имея осциллограмму сигнала, пропорционального концентрации неравновесных носителей, в зависимости от времени после выключения, можно на участке спада сигнала найти время, равное τ_n - времени жизни неравновесных носителей.

Как видно из формулы (17б), при $t = \tau_n; \frac{n}{n_0} = e^{-1} \approx \frac{1}{3}$. Т.о., на участке спада необходимо найти время, в течении которого сигнал уменьшается в e раз, т.е.

до $\frac{1}{3}$ от начальной величины.

Требования, предъявляемые к отчету

Отчет должен содержать:

1. Схему установки.
2. Таблицу с результатами измерений.
3. Кривую зависимости V от x .
4. Кривую зависимости $I_n V$ от x .
5. Значение диффузной длины l_0 неосновных носителей тока.
6. Значение времени жизни τ_n неосновных носителей тока.