

Лабораторная работа № 23

Изучение основных электрофизических характеристик полупроводника

Составитель и ведущий преподаватель:
Засавицкий Иван Иванович.

Учебное пособие посвящено изучению основных электрофизических характеристик (тип проводимости, концентрация и подвижность носителей заряда) полупроводника и их зависимости от легирования и температуры. В работе используется автоматизированная установка для гальваномагнитных измерений в области температур от 78 до 300 К. Для измерений могут использоваться как классические холловские образцы, так и образцы с геометрией Ван дер Пау. Анализируются два основных механизма протекания тока в полупроводниковых кристаллах: рассеяние на ионизированных примесях и рассеяние на фононах. Пособие предназначено для выполнения лабораторного практикума студентами третьего и четвертого курсов МФТИ.

Содержание

1. Введение.....	5
2. Элементы зонной теории кристалла.....	7
3. Температурная зависимость концентрации носителей заряда.....	11
4. Температурная зависимость подвижности носителей заряда.....	14
5. Фононы.....	15
6. Определение концентрации и подвижности носителей заряда из эффекта Холла.....	18
7. Измерение эффекта Холла методом Ван дер Пау.....	20
8. Образцы.....	24
9. Порядок выполнения работы.	26
9.1. Подготовка к работе.....	26
9.2. Порядок работы.....	28
10. Заключение.....	30
11. Список литературы.....	31
Приложение.....	32

Предостережения и требования безопасности

- Необходимо включить в начале работы водяное охлаждение электромагнита и выключить его по окончании работы.
- При работе с жидким азотом используйте защитные рукавицы и специальную воронку для его залива в криостат. Измерительная ячейка требует медленного охлаждения, поэтому время ее охлаждения до азотной температуры должно быть не менее 8 мин.
- Во избежание повреждения приборов не подключайте и не отключайте кабели при включенных приборах.
- При использовании ручного режима управления током нагревателя не перегревайте измерительную ячейку выше температуры 350 К.

Цель работы: Определить основные электрофизические характеристики (тип проводимости, концентрация и подвижность носителей заряда) полупроводника, используя автоматизированную установку для гальваномагнитных измерений в области температур 80–300 К. Изучить механизм протекания тока в полупроводниковых кристаллах в зависимости от легирования и температуры.

1. Введение

Большой теоретический и практический интерес представляет изучение электронов (дырок) проводимости в неравновесном состоянии, когда они движутся в кристалле под действием приложенных полей: электрического, магнитного, температурного. Такие процессы, связанные с перемещением электронов и дырок, называются явлениями переноса или кинетическими эффектами.

Для того, чтобы при действии электрического поля, ускоряющего электроны, ток был стационарен, необходимо, чтобы электроны проводимости сталкивались (рассеивались) на каких-либо неоднородностях решетки (колебаниях атомов или дефектах кристалла) и отдавали бы накопленную в электрическом поле энергию. В большинстве случаев столкновение (рассеяние) электрона практически можно рассматривать как упругое, и электрическое сопротивление будет определяться средней скоростью изменения составляющей импульса (скорости) электрона в направлении электрического поля при его рассеянии.

Важной особенностью неравновесных процессов является то, что они существенно зависят от механизма взаимодействия в системе, в нашем случае – от взаимодействия электрона проводимости с колебаниями решетки и дефектами кристалла. Это делает теорию кинетических процессов сложной, однако их изучение позволяет понять механизмы взаимодействия в системе и такие ее структурные свойства, которые не могут быть определены из изучения равновесных систем.

Описание движения электронов и дырок в полупроводниках при наложении поля основано на понятии *эффективной массы* m^* . Основное уравнение движения есть

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m^*}, \quad (1)$$

где \vec{F} – сила, действующая на носитель заряда, \vec{a} – приобретаемое ускорение.

В реальном кристалле, содержащем дефекты (включая и колебания решетки), поведение электрона отличается от поведения свободной частицы. Его можно представить следующим образом. Набирая энергию в электрическом поле, электрон успевает много раз столкнуться с различными дефектами. При этом для всех электронов устанавливается некоторое среднее значение скорости. Вместе с тем, в каждом отдельном акте столкновения значение импульса отдельно взятого электрона претерпевает сильные изменения. Количество энергии, отдаваемой электроном при соударении с тяжелым ионом, весьма мало; можно также показать, что энергия, затрачиваемая электроном на возбуждение колебаний решетки, также невелика. Соударения электронов можно в этом случае рассматривать как упругие. При таких соударениях волновой вектор электрона меняется лишь по направлению, оставаясь на одной и той же поверхности постоянной энергии в k -пространстве.

Для вычисления плотности тока J в зависимости от напряженности электрического поля E необходимо знать неравновесную функцию распределения носителей тока, определение которой является задачей теории. В случае полупроводников с простой зонной структурой и параболическим законом дисперсии плотность тока выражается как

$$J = \frac{ne^2}{m^*} \langle \tau \rangle \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad (2)$$

где σ – удельная электропроводность кристалла, n – концентрация электронов, e – заряд электрона, $\langle \tau \rangle$ – среднее время релаксации электрона, которое в общем случае зависит от энергии. Если время релаксации τ от энергии не зависит, то вводится коэффициент

$$\mu = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} = \frac{V_{др}}{E}, \quad (3)$$

который называется подвижностью электронов и численно равен дрейфовой скорости $V_{др}$ при напряженности электрического поля,

равной единице. Тогда удельная электропроводность кристалла, когда ток создается и электронами, и дырками, равна

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p). \quad (4)$$

Подвижности электронов и дырок различны по величине вследствие различия в эффективных массах и времени свободного пробега электрона и дырки, которое зависит от механизма рассеяния электронов и дырок в кристаллической решетке полупроводника (см. формулу (3)).

Таким образом, проводимость полупроводникового кристалла определяется типом проводимости, концентрацией и подвижностью носителей заряда, которые являются функцией легирования и температуры.

2. Элементы зонной теории кристалла

Твердое тело состоит из атомов, т.е. из ядер и окружающих их электронов. Ядра атомов образуют кристаллическую решетку, которая обладает пространственной периодичностью. Движение свободных (валентных) электронов в твердом теле эквивалентно движению электронов в пространственно периодическом поле. Период такого поля соизмерим с длиной волны де Бройля электрона, поэтому необходим квантовомеханический расчет поведения электронов в кристалле. Известно, что электроны в изолированном атоме обладают дискретными значениями энергии, а при объединении N одинаковых атомов, образующих твердое тело, каждый уровень энергии расщепляется на N близко лежащих уровней, которые образуют зону (рис. 1). Таким образом, вместо системы отдельных уровней энергии в твердом теле появляется система энергетических зон, каждая

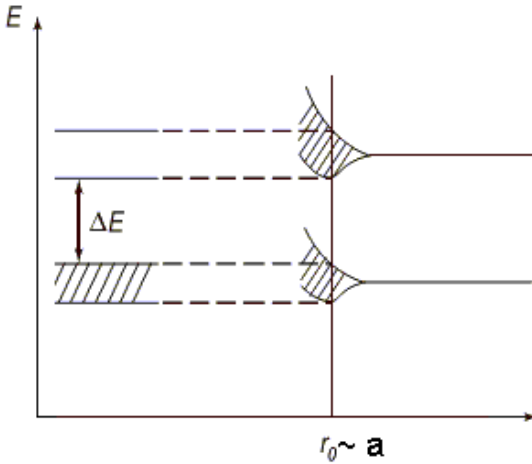


Рис 1. Энергетические уровни изолированного атома и их превращение в энергетические зоны при сближении атомов (образовании кристалла).

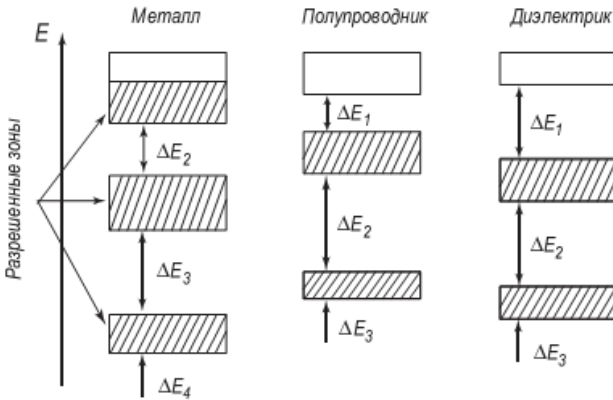


Рис 2. Структура энергетических зон в случае металла, полупроводника и диэлектрика.

из которых состоит из близко расположенных уровней. Зоны разрешенных значений энергии отделены друг от друга некоторым интервалом, называемым запрещенной зоной (рис. 2). Энергети-

ческие «расстояния» между разрешенными зонами (т.е. ширина запрещенных зон) определяется энергией связи электронов с атомами решетки.

Далее важным моментом является заполнение образовавшихся разрешенных зон, часть из которых заполнена имеющимися электронами. При этом у металла последняя заполняемая разрешенная зона заполнена частично, а у полупроводника и диэлектрика она заполнена полностью. При изучении электрических свойств полупроводника представляют интерес именно верхняя заполненная зона, называемая валентной зоной, и самая нижняя, пустая разрешенная зона, называемая зоной проводимости, а также находящаяся между ними запрещенная зона, а именно $\Delta E_I = E_g$ (рис. 2). Ширина запрещенной зоны E_g – это важнейший параметр полупроводникового или диэлектрического материала, и он во многом определяет его свойства. Диэлектрик отличается от полупроводника в основном шириной запрещенной зоны E_g , которая у диэлектриков составляет более ~ 5 эВ, а у полупроводников она изменяется от ~ 5 эВ и, в принципе, до нуля. Для наиболее распространенного полупроводника кремния она равна $E_g = 1,1$ эВ. Ясно, что в твердом теле существуют еще и другие валентные (заполненные) зоны и зоны проводимости (пустые), которые могут проявляться в других экспериментах.

На свойства полупроводников существенное влияние оказывают атомы постороннего вещества, находящиеся в кристаллической решетке. Примесь нарушает периодичность кристалла и образует в энергетическом спектре полупроводника дополнительные уровни, расположенные в запрещенной зоне. Если энергетический уровень примеси находится вблизи дна зоны проводимости (рис. 3), то тепловой переборс электронов с этих уровней в зону



Рис. 3. Энергетические уровни примеси: а) донорный; б) акцепторный.

проводимости будет более вероятен, чем переход их из заполненной зоны, т. к. концентрация электронов в зоне проводимости в этом случае будет больше концентрации дырок в валентной зоне. Такие примеси называют донорными, а проводимость – электронной или *n*-типа. Если уровни примеси находятся вблизи границы валентной зоны, то электроны, попадающие на них под действием теплового движения, окажутся связанными. В этом случае основными носителями тока будут дырки в заполненной зоне. Такие примеси называются акцепторными, а полупроводник обладает дырочной проводимостью или *p*-типа.

Поясним сказанное на примере элементарного полупроводника германия, расположенного в четвертой подгруппе таблицы Менделеева. Каждый из его атомов имеет четыре валентных электрона и четыре тетраэдрически ориентированных в пространстве связи. Благодаря парному электронному (ковалентному) взаимодействию соседних атомов, его валентная зона оказывается полностью занятой. Замещение атомов основного вещества атомами примесных элементов пятой подгруппы – сурьмы Sb, мышьяка As, фосфора P – означает включение в систему парно-электронных связей атомов с «лишними» электронами. Эти электроны связаны с окружающими атомами значительно слабее, чем остальные и сравнительно легко могут освободиться от валент-

ных связей. На энергетическом языке это означает появление вблизи нижнего края зоны проводимости донорных уровней с энергией ионизации. Аналогичный результат получается при введении примесей третьей подгруппы – алюминия Al, индия In, галлия Ga: недостаток электронов из валентной зоны приводит к образованию акцепторных уровней. Существенно, что концентрация атомов примесей много меньше атомов основного вещества – в таком случае энергетические уровни атомов можно считать локальными, и на зонной картине они условно обозначаются пунктирными линиями.

3. Температурная зависимость концентрации носителей заряда

Проводимость вещества определяется концентрацией и подвижностью носителей заряда. Чтобы понять влияние внешних условий на проводимость, необходимо выяснить зависимость концентрации и подвижности от внешних условий, и в первую очередь от температуры. Нас интересует число носителей заряда в зонах. Чтобы подсчитать их число, необходимо знать число состояний и вероятность нахождения носителей заряда в этих состояниях. Расчет показывает, что для *собственного* (нелегированного) полупроводника концентрация носителей заряда ($n = p = n_i$) в зависимости от температуры T может быть выражена соотношением:

$$n_i = n = p = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_0 T}\right), \quad (5) \text{ где}$$

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n k_0 T}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{и} \quad N_v = 2\left(\frac{2\pi m_p k_0 T}{h^2}\right)^{3/2}, \quad (5a)$$

E_g – ширина запрещенной зоны, m_n и m_p – эффективная масса соответственно электронов и дырок, k_0 – постоянная Больцмана и h – постоянная Планка. Коэффициенты N_c и N_v отражают эффек-

тивную плотность энергетических состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне.

Из выражения (5) видно что, концентрация свободных носителей n_i зависит от температуры T , ширины запрещенной зоны E_g , значений эффективных масс носителей заряда m_n и m_p . При $E_g \gg k_0T$ (например, для Si при 300 К: $E_g = 1,1$ эВ и $k_0T = 0,026$ эВ) температурная зависимость концентрации n_i определяется в основном экспоненциальным членом уравнения (5). Соотношение (5) используется для определения (термической) ширины запрещенной зоны E_g по экспериментальным данным о зависимости собственной концентрации n_i от температуры. Для этого откладывается зависимость $\ln(n_i T^{-3/2}) = f(1/T)$ и по наклону прямой определяется значение E_g .

Для *примесного* полупроводника из-за относительно малых ($\sim 0,05$ эВ) значений энергии ионизации E_d целесообразно начать рассмотрение с низких температур. В этом случае расчет концентрации электронов для полупроводника n-типа (донорная примесь) дает следующее выражение:

$$n = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{E_d}{2k_0T}\right), \quad (6)$$

где N_d – концентрация донорной примеси. При выводе этой формуле считается, что число электронов, перешедших в зону проводимости мало по сравнению с N_d , а также пренебрегается эффектом компенсации примесью другого типа (акцепторами). Видно, что концентрация электронов зависит в основном от энергии ионизации и температуры. Измеряя в эксперименте концентрацию в зависимости от температуры и откладывая зависимость $\ln(nT^{-3/4}) = f(1/T)$, по наклону прямой определяем значение энергии активации донорной примеси E_d .

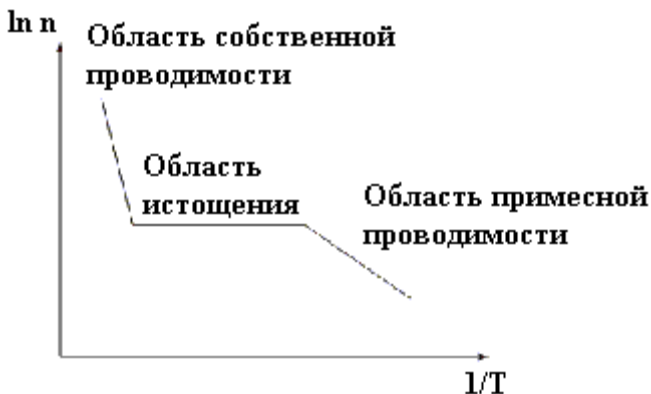


Рис. 4. Зависимость концентрации носителей заряда в примесных полупроводниках от обратной температуры.

На рис. 4 показана зависимость концентрации носителей заряда в примесных полупроводниках от обратной температуры. Здесь пренебрегли слабой температурной зависимостью степенного предэкспоненциального множителя. Видно, что при низких температурах концентрация электронов увеличивается с ростом температуры. При более высокой температуре $k_0 T > E_d$, когда все электроны с донорных уровней могут перейти в зону проводимости, концентрация электронов в зоне проводимости становится равной концентрации донорной примеси $n = N_d$. Эта область температур, при которой происходит полная ионизация примеси, носит название области истощения примеси, и на рис. 4 она соответствует полке. При дальнейшем росте температуры начинается ионизация атомов основного вещества. Концентрация электронов в зоне проводимости будет увеличиваться уже за счет переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости, появляются неосновные носители заряда - дырки в валентной зоне. Когда уровень Ферми достигает середины запрещенной зоны, то $n = p = n_i$ и полупроводник от примесной проводимости полностью переходит к собственной. Аналогично проводятся рассуждения и расчеты для полупроводника *p*-типа (акцепторная примесь).

4. Температурная зависимость подвижности носителей заряда

Как отмечалось, подвижность носителей заряда зависит от эффективной массы и времени свободного пробега, которое зависит от механизма рассеяния в кристаллической решетке полупроводника.

Выделяются несколько механизмов рассеяния носителей заряда: на фононах (тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки); на ионизированных примесях; на нейтральных примесях; на макродефектах решетки (дислокации, границы кристаллитов и др.); на носителях заряда. Для совершенных кристаллов рассеянием на макродефектах и носителях заряда можно пренебречь ввиду малости их концентрации. Рассеяние носителей на нейтральных примесях не зависит ни от температуры, ни от энергии носителей и оказывает влияние при очень низких температурах, когда тепловые колебания решетки не играют заметной роли и степень ионизации примесей мала. Наиболее существенными механизмами рассеяния являются рассеяние на фононах и ионизированных примесях.

В случае рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях решетки подвижность, обусловленная этим видом рассеяния, уменьшается с ростом температуры по закону

$$\mu_{ph} \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (7)$$

Рассеяние на тепловых колебаниях решетки преобладает при высоких температурах.

В случае рассеяния носителей на ионизированных примесях подвижность растет с температурой:

$$\mu_i \sim T^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

Этот механизм рассеяния преобладает при низких температурах.

Если в рассеянии носителей участвуют оба рассматриваемых механизма, и они независимы, то температурная зависимость подвижности μ может быть представлена в виде:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_{ph}} = aT^{\frac{3}{2}} + bT^{-\frac{3}{2}} \quad (9)$$

где a и b – коэффициенты пропорциональности.

Подвижность носителей тока определяется механизмом рассеяния, зависит от температуры и является важной характеристикой вещества. Очевидно, чем выше подвижность, чем она ближе к теоретическому значению, тем ближе структура кристалла к идеальной.

5. Фононы

Твердое тело состоит из правильно расположенных атомов, которые удерживаются в положении равновесия различными типами связи (ионная, ковалентная, металлическая, ван-дер-ваальсовская) благодаря взаимодействию с ближайшими соседями в решетке. Физические процессы в таком кристалле связаны с тепловым движением атомов вблизи своих идеализированных положений равновесия. Для простейшего описания такого движения используется модель Эйнштейна, согласно которой каждый атом колеблется подобно простому гармоническому осциллятору в потенциальной яме, образованной силами его взаимодействия с соседями. При этом спектр возбуждений кристалла состоит из уровней, расположенных на расстоянии $\hbar\omega_E$ друг от друга, где ω_E – эйнштейновская частота осцилляций каждого атома в своей потенциальной яме.

Модель Эйнштейна может быть полезна, если достаточен лишь очень грубый учет тепловых колебаний – особенно при относительно высоких температурах, когда предположение о независимости колебаний различных колебаний атомов оправдано. Сразу видно, однако, что если два или более атомов движутся

синхронно, то силы между ними, стремящиеся возратить эти атомы в положение равновесия, уменьшаются и, следовательно, квант энергии возбуждения будет несколько меньше. Существует тенденция к корреляции движений соседних атомов.

Квантовомеханический расчет колебаний решетки показывает, что они квантованы, то есть собственные значения энергии равны

$$E = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \text{ где } n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

Такой квант колебаний кристаллической решетки называется фононом.

Чтобы получить спектр всей решетки, нужно задать локальные силы и полностью описать движение. Эта проблема была бы неразрешимой, если бы не существовало свойство трансляционной инвариантности решетки. Тожественность структуры всех элементарных ячеек приводит к тому, что для расчета движения всей системы надо иметь информацию лишь об одной из ячеек. В конечном итоге находится $3N$ нормальных колебаний N атомов в элементарной ячейке.

Чтобы понять свойства колебаний решетки, полезно рассмотреть простейший случай линейной цепочки. Пусть мы имеем одномерную «решетку», в которой на каждую элементарную ячейку приходится один атом и взаимодействуют лишь ближайšie соседи. Тогда получаем уравнение простого гармонического осциллятора:

$$\omega = 2\sqrt{\frac{\beta}{M}} \sin\left(\frac{qa}{2}\right) \approx \sqrt{\frac{\beta}{M}} aq \quad (\text{при } aq \ll 1), \quad (11)$$

где M – масса атома, a – расстояние между атомами, β – коэффициент упругого взаимодействия. Для малых значений q частота пропорциональна волновому вектору аналогично хорошо известному свойству упругих волн в сплошной среде (рис. 5а).

Рассмотрим теперь более сложный случай: линейную цепочку атомов, расположенных на одном и том же расстоянии друг от друга, с такими же силовыми постоянными, как и прежде, но с двумя различными чередующимися массами M_1 и M_2 . Теперь

элементарная ячейка содержит два атома, и получается два решения, графически представленные на рис. 5б. Как и в случае

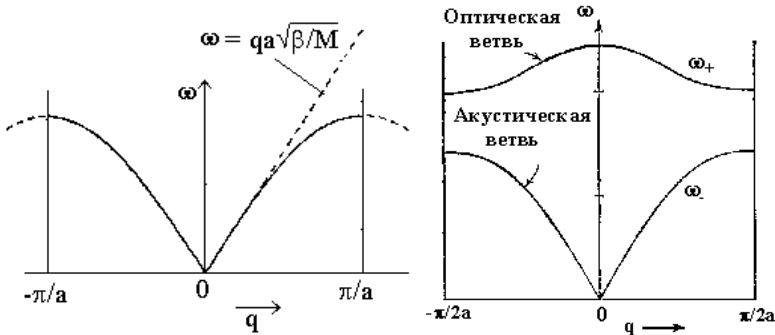


Рис. 5. Дисперсия частоты колебаний для линейной цепочки одинаковых (а) и различных (б) атомов

одноатомной цепочки, имеется корень, которой вблизи точки $q = 0$ становится пропорциональным q . Соответствующее колебание называется *акустическим*, так как оно аналогично длинноволновому колебанию цепочки, рассматриваемой как упругий континуум. Есть, однако, еще одно решение. Вблизи $q = 0$ соответствующая частота есть

$$\omega^2 \sim 2\beta \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right). \quad (12)$$

Эта ветвь значительно удалена от акустической, однако при увеличении значения q частоты обеих ветвей стремятся сблизиться. Соответствующее колебание называется *оптическим*. Нетрудно проверить, что при $q = 0$ подрешетки легких и тяжелых атомов движутся без деформаций в противоположных направлениях. Иначе говоря, двухатомная молекула в каждой ячейке колеблется так, как если бы она была независима от своих соседей. Если, как это бывает в случае ионных кристаллов, электрический заряд противоположного знака, то возникает оптически активный осциллирующий дипольный момент.

Атомы в предельно короткой акустической волне колеблются в фазе, а в предельно короткой оптической волне в противофазе. Атомы при оптических колебаниях движутся навстречу друг другу, причем так, что центр их масс в ячейке остается фиксированным. Если ионы заряжены противоположно, то движение такого типа можно возбудить электрическим полем световой волны, и наоборот. Таким образом, оптический фонон может как поглощать, так и излучать фотоны.

6. Определение концентрации и подвижности носителей заряда из эффекта Холла

Эффект Холла был открыт в 1879 году и в настоящее время стал мощным инструментальным методом при исследовании фундаментальных свойств металлов, полупроводников и даже изоляторов. Привлекательность метода заключается в том, что с его помощью можно изучать кинетические эффекты, так как он непосредственно связан с концентрацией и подвижностью носителей заряда. Наряду с этим изучение температурной зависимости эффекта Холла может дать очень важную информацию о механизмах рассеяния носителей заряда, ширине запрещенной зоны полупроводника и энергии ионизации различных примесей.

Суть эффекта Холла состоит в следующем (рис. 6). Если через пластинку полупроводника толщиной d протекает ток I_x и перпендикулярно к пластинке приложено

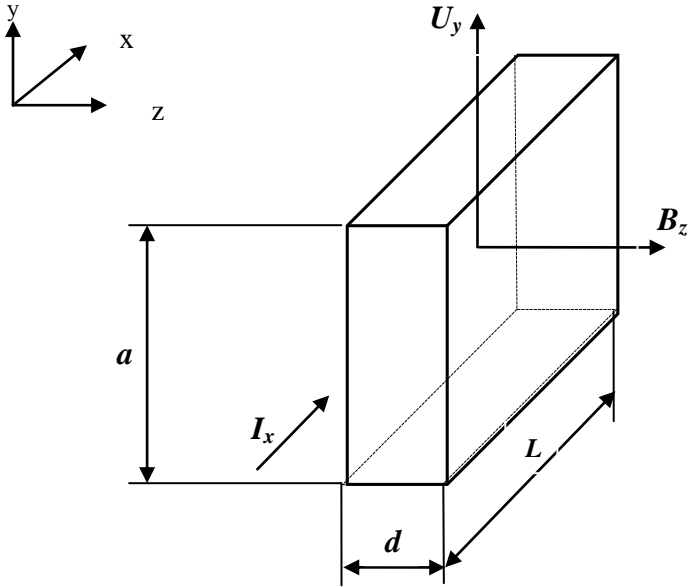


Рис.6. Схема наблюдения эффекта Холла

однородное магнитное поле B_z то в третьем координатном направлении возникает ЭДС U_y , называемая ЭДС Холла и равная

$$U_y = R_H \frac{I_x B_z}{d}, \quad (13)$$

где R_H – постоянная Холла, которая в случае электронов (n -тип проводимости кристалла) равна

$$R_H = -\frac{A}{ne}. \quad (14)$$

Величина A в принципе зависит от механизма рассеяния и магнитного поля, но для большинства практических случаев близка к единице.

Из формулы (13) видно, что, измеряя ЭДС Холла, ток через образец, величину магнитной индукции и толщину образца, можно найти знак и значение R_H , а далее можно легко определить знак основных носителей заряда и их концентрацию.

Для определения подвижности в опыте измеряется величина удельной электропроводности σ (или удельного сопротивления $\rho=1/\sigma$) и концентрация электронов n (или дырок p). Комбинируя затем равенства (14) и (4) в случае одного типа носителей, имеем

$$R_H \sigma = \mu, \quad (15)$$

т.е. определяем так называемую холловскую подвижность носителей заряда. Значение удельной электропроводности σ (сопротивления ρ) находят, измеряя падение напряжения между двумя зондовыми контактами и зная расстояние между ними и площадь сечения образца.

Отметим, что в физике полупроводников постоянная Холла обычно измеряется в $\text{см}^3/\text{Кл}$, а магнитную индукцию удобно выражать в единицах $B \cdot \text{с}/\text{см}^2$, при этом $1 B \cdot \text{с}/\text{см}^2 = 10^4 T = 10^8 \text{ Гс}$.

7. Измерение эффекта Холла методом Ван дер Пау

В связи с бурным развитием эпитаксиальной технологии в последние десятилетия для измерения электропроводности и эффекта Холла тонких слоев полупроводников на изолирующей подложке стал весьма широко применяться метод, предложенный Ван дер Пау. Этот метод в отличие от классических холловских образцов прямоугольной формы, в принципе, пригоден для плоскопараллельных образцов любой конфигурации. Идеальная геометрия образца Ван дер Пау соответствует форме четырехлепесткового листка клевера, т.е. с разрезами между контактами. Однако это неудобно практически. Поэтому обычно берутся однородные по толщине образцы простой формы (квадратные или круглые) с минимальным количеством омических контактов. Как правило, используются четыре точечных контакта, расположенные по периметру на боковой поверхности пластины. Напри-

мер, в случае образца квадратной формы контакты наносятся на углы квадрата.

Основная особенность метода заключается в способе измерения удельного электрического сопротивления. Ток I_{AD}

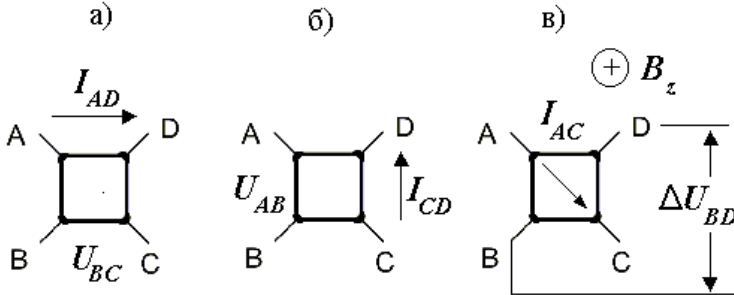


Рис. 7. Образец Ван дер Пау квадратной формы: а – измерение $R_{AD,BC}$; б – измерение $R_{CD,AB}$; в – измерение $\Delta R_{AC,BD}$ в магнитном поле пропускается через два соседних контакта, а разность потенциалов U_{BC} измеряется между двумя другими (рис. 7а). В результате определяется «сопротивление» $R_{AD,BC} = U_{BC}/I_{AD}$ (индексы соответствуют номерам контактов). Затем процедура повторяется, но для других пар контактов (рис. 7б), и определяется «сопротивление» $R_{CD,AB} = U_{AB}/I_{CD}$. Тогда удельное электрическое сопротивление ρ находится из выражения

$$\exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_{AD,BC}\right) + \exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_{CD,AB}\right) = 1 \quad (16)$$

по формуле

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \frac{\langle R_{AD,BC} \rangle + \langle R_{CD,AB} \rangle}{2} \cdot f\left(\frac{R_{AD,BC}}{R_{CD,AB}}\right), \quad (17)$$

где d – это толщина пленки или эпитаксиального слоя;

$$\langle R_{AD,BC} \rangle = \frac{\langle U_{BC} \rangle}{I_{AD}} = \frac{|U_{BC}(I)| + |U_{BC}(-I)|}{2 \cdot I_{AD}}$$

$$\text{и } \langle R_{CD,AB} \rangle = \frac{\langle U_{AB} \rangle}{I_{CD}} = \frac{|U_{AB}(I)| + |U_{AB}(-I)|}{2 \cdot I_{CD}}. \quad (18)$$

Обычно $I_{AD} = I_{CD} = I$, но за этим необходимо следить в процессе измерения; функция $f(R_{AD,BC}/R_{CD,AB})$ – поправочный коэффициент, учитывающий отличие сопротивлений $R_{AD,BC}$ и $R_{CD,AB}$. При значениях аргумента, близких к единице, функция f может быть аппроксимирована следующим образом:

$$f\left(\frac{R_{AD,BC}}{R_{CD,AB}}\right) \approx 1 - \frac{\ln 2}{2} \left(\frac{R_{AD,BC} - R_{CD,AB}}{R_{AD,BC} + R_{CD,AB}}\right)^2. \quad (19)$$

О характере поправочной функции f можно судить по данным, приведенным в Табл. 1. Если $R_{AD,BC}$ и $R_{CD,AB}$ близки, то значение функции f берем равным 1.

Таблица 1. Зависимость функции f от отношения $R_{AD,BC}/R_{CD,AB}$

$\frac{R_{AD,BC}}{R_{CD,AB}}$	1	2	5	10	20	50	100
f	1	0,96	0,82	0,70	0,59	0,47	0,40

Тогда вычисление значения удельного сопротивления (в Ом·см) проводится по формуле:

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2 \cdot I} \cdot U_{\rho} = \frac{4,52d}{I} U_{\rho} \quad (17a)$$

Коэффициент Холла (в см³/Кл) находится из выражения:

$$R_H = \frac{U_{AC}(B) - U_{AC}(-B) + U_{BD}(B) - U_{BD}(-B)}{4 \cdot I \cdot B} \cdot d, \quad (20)$$

где $U_{AC}(B, -B)$ – значение напряжения между контактами A и C при включенном положительном и отрицательном магнитном поле (рис. 7в). Как видно, способ определения R_H не отличается от классического. Принципиальным отличием является то, что в процессе измерений нужно изменять направление магнитного поля.

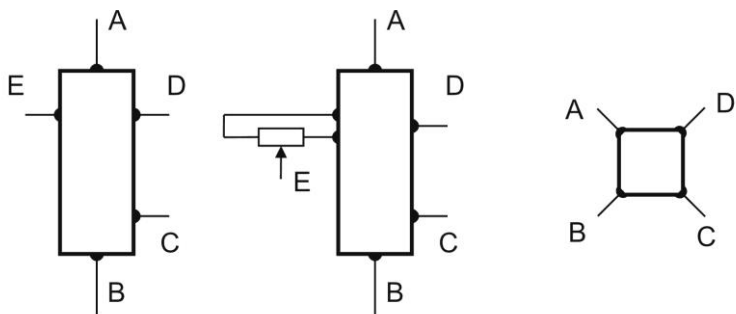
Холловская подвижность рассчитывается на основе полученных значений ρ и R_H :

$$\mu = \frac{R_H}{\rho}. \quad (15a)$$

Благодаря кажущейся простоте измерений эффекта Холла в образцах произвольной формы и необходимости знать лишь один размер образца – его толщину d , метод Ван дер Пау получил широкое распространение. Однако он имеет ряд недостатков, связанных с формой как образца (главным образом однородность по толщине), так и контактов.

8. Образцы

Образцы для измерений изготовлены из различных полупроводниковых материалов (Ge, Si, InSb, PbSSe, PbSnSe), ширина запрещенной зоны которых варьируется в широких пределах (0,1–1 эВ), что позволяет сильно изменять собственную концентрацию носителей заряда и электропроводность уже при 300 К. Концентрация носителей заряда изменяется благодаря различному легированию примесями. Идеальная форма классического образца для холловских измерений показана на рис. 8: токовые контакты A и B , холловские контакты E и D , зондовые контакты для измерения падения напряжения C и D . Магнитное поле направлено перпендикулярно рисунку.



классический классический Ван дер Пау
с компенсацией

Рис.8. Распайка контактов к образцу при классической схеме измерения эффекта Холла и по методу Ван дер Пау

В случае классического образца с компенсацией контакт E расщепляется на две близко расположенные точки, охватывающие точку D . Это необходимо для нахождения эквипотенциальной точки по отношению к контакту D на образце и достигается с помощью переменного сопротивления-потенциометра, включенного параллельно расщепленным контактам (рис. 8). Третья форма образца на рис.8 относится к схеме измерений по методу Ван дер Пау (см. выше).

Максимальный размер (длина L) образца должен быть примерно в три раза меньше диаметра наконечников в магните, чтобы считать магнитное поле достаточно однородным. Отношение длины к ширине образца L/a должно быть также $L/a \geq 3$, чтобы не вводить поправку, связанную с нарушением холловской геометрии. Для образцов Ван дер Пау должно быть большим отношение эффективного диаметра образца к его толщине.

Толщина образца d в соответствии с формулой (13) выбирается малой (0,1–1 мм для объемных образцов и 1–10 мкм для эпитаксиальных слоев), чтобы получать большие значения ЭДС Холла.

Держатель образца представляет собой трубку из нержавеющей стали, внутри которой пропущены измерительные провода. Один конец трубки снабжен разъемом, а на другом конце укреплена площадка с контактами для размещения образца. После монтажа образец закрывается защитным экраном. Для перестройки температуры в системе реализована схема «перевернутого стакана», при которой пары азота вытесняют жидкий азот из полости внешнего экрана вставки при закрытом патрубке вставки.

9. Порядок выполнения работы

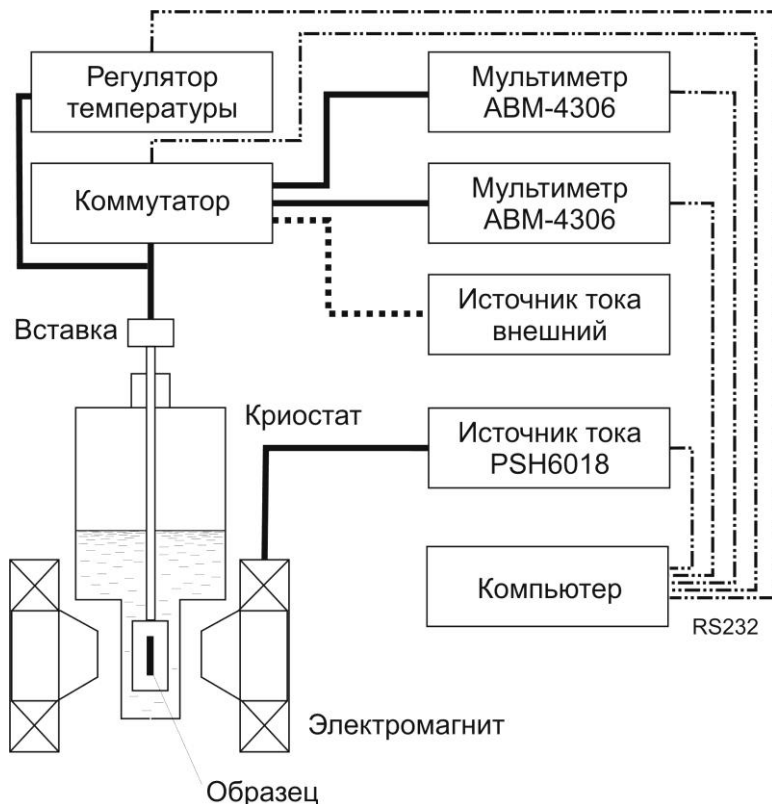


Рис. 9. Блок-схема автоматизированной установки для холловских измерений при температурах от 80 до 350 К

9.1. Подготовка к работе

1. Перед работой внимательно изучите настоящее описание лабораторной работы. Ознакомьтесь с блок-схемой автоматизированной установки для холловских измерений при изменении температуры от 80 до 300 К (рис. 9).

2. Убедитесь, что выключатели питания 220 В приборов установлены в положение «0».
3. Убедитесь в отсутствии перекрытия вентиляционных отверстий приборов.
4. С помощью микроскопа МБС-2 измерить геометрические размеры образца и расстояние между потенциальными контактами (С и D на рис. 8) для измерения электропроводности. Для пленочных образцов толщина (1–10 мкм) прикладывается.

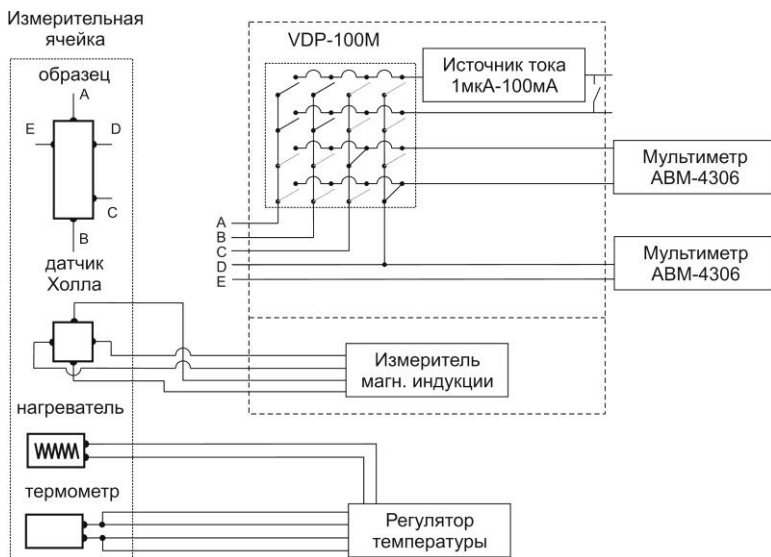


Рис. 10. Схема построения измерительной ячейки в автоматизированной установке для холловских измерений

5. Ознакомьтесь с устройством измерительной ячейки в автоматизированной установке для холловских измерений (рис. 10). Установите полупроводниковый образец (тип образца определяет преподаватель) в держатель и осторожно припаяйте контакты в соответствии с рис. 8.

6. Установите измерительную вставку с образцом в криостат и подключите её соответствующим кабелем к коммутатору (разъем insert).
7. Включить (открыть кран) водяное охлаждение электромагнита.
8. Убедитесь, что выключатель ручного управления нагревателем на лицевой панели регулятора температуры находится в положении “off”, а ручка развертки тока нагревателя находится в крайнем левом положении.
9. Включите приборы: два вольтметра АВМ-4306, блок питания электромагнита PSH-6018, регулятор температуры, коммутатор, компьютер (включается последним) и запустите программное обеспечение «Холл» на компьютере.
10. В диалоговом окне «Приборы» убедитесь в наличии и корректности связи с используемыми приборами (активность соответствующих окон и корректности показаний). Проверьте соответствие подключения вольтметров АВМ-4306 к клеммам коммутатора U и U_H , в случае необходимости поменяйте местами провода.
11. В диалоговом окне «Выбор типа эксперимента» выберите используемую схему подключения образца («Классическая», «классическая с компенсацией», «Ван-дер-Пау») и задайте геометрические размеры и значение тока через образец.
12. При использовании схемы «Классическая с компенсацией», включите тумблер «compensation» на коммутаторе и установите путем регулировки переменного сопротивления «compensation» нулевое значение холловского сигнала (клеммы U_H).

9.2. Порядок работы

1. **Проведение измерений при комнатной температуре ($T = 300 \text{ K}$).** Для этого установите в основном окне программы значение тока электромагнита (8 А), отвечающее требуемому значению магнитного поля (3 кЭ). Ослабьте гайку сальника вставки и выставьте ячейку с образцом в центр магнитного поля путем поворота вокруг вертикальной оси и перемещения вставки вверх-вниз, наблюдая за показаниями значения магнитного поля (дат-

чик магнитного поля находится рядом с образцом). Затяните гайку сальника и закрепите фиксирующий флажок. Очистите окно с картинкой и нажмите «Старт». Помимо удельного и холловского сопротивления результат измерений будет состоять из типа носителей заряда, их концентрации и подвижности. Знак носителей заряда определяется по знаку, стоящему перед значением концентрации (или подвижности). Запишите результаты измерений в свой файл. Выведите ток в электромагните.

2. Проведение измерений при температуре жидкого азота ($T = 80 \text{ K}$). Для этого освободите резиновый шланг, соединенный с измерительной ячейкой и находящийся в верхней части криостата. Контролируя температуру измерительной ячейки, постепенно залейте необходимое количество жидкого азота в отверстие на капке криостата. Это количество определяется так. Когда температура измерительной ячейки достигнет около 80 K и почти одновременно прекратится бурное испарение жидкого азота через широкий боковой фланец криостата, необходимо продолжить заливку жидкого азота в количестве не более $0,3 \text{ л}$. Далее снова установите в основном окне программы значение тока электромагнита (8 A), отвечающее требуемому значению магнитного поля (3 кЭ). Очистите окно с картинкой и нажмите «Старт». Результат запишите в свой файл.

3. Проведение измерений при температурах выше 80 K .

Для измерения температурных зависимостей удельного и холловского сопротивлений, концентрации и подвижности носителей заряда:

- пережмите струбциной резиновый шланг штуцера ампулы,
- установите в основном окне программы значение тока электромагнита, отвечающее требуемому значению магнитного поля,
- выберите в качестве оси X температуру,
- установите требуемое значение скорости развертки мощности, рассеиваемой нагревателем,
- введите название файла для записи данных и включите запись данных в файл,

- включите развертку мощности, рассеиваемой нагревателем,
- при достижении необходимой верхней температуры диапазона измерений остановите развертку и сбросьте ток нагревателя, или, при необходимости повторить измерения при охлаждении, запустите развертку в обратную сторону.

Внимание! При выборе значения скорости развертки мощности, рассеиваемой нагревателем, необходимо учесть, что **максимальные точность измерения температуры и чувствительность установки достигаются при минимальной скорости изменения температуры.**

Завершайте эксперимент в следующем порядке:

- установите нулевые значения тока нагревателя и тока электромагнита,
- снимите струбцину с резинового шланга штуцера измерительной вставки,
- постепенно в несколько этапов поднимите вставку в верхнее положение (Рекомендуемое время подъема вставки 5–10 мин.),
- выключите программу, компьютер и приборы.
- отсоедините сигнальный кабель от вставки и достаньте вставку из криостата..

10. Заключение

Нарисовать в программе “Origin” графики температурной зависимости концентрации и подвижности носителей для образца, изготовленного из полупроводника n -InSb. Вычислить по формуле (5) собственную концентрацию носителей заряда для образца InSb и сравнить ее с полученными значениями. Данные для InSb приведены в Приложении (Табл. 2). При вычислении эффективной плотности состояний N_v , использовать эффективную массу тяжелых дырок.

Для дальнейшего овладения физикой полупроводников необходимо изучение понятия эффективной массы и законов дисперсии носителей заряда в полупроводниках со структурой алма-

за (Ge, Si), цинковой обманки (соединения типа III-V и II-VI) и каменной соли (соединения типа IV-VI).

К зачету проработать следующие вопросы:

1. Элементы зонной теории кристаллов
2. Механизм протекания тока в полупроводниковом кристалле
3. Понятие фонона и закон дисперсии для акустического и оптического фонона

11. Список литературы

1. *Ансельм А. И.* Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
2. *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. Изд. “Наука”, М., 1978. – 792 с.
3. *Зеегер К.* Физика полупроводников. – М.: Мир, 1977. – 615 с.
4. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г.* Физика полупроводников. – 2-е изд. – М.: Наука, 1977. – 688 с. 5. *Кучис Е.В.* Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.

Приложение

Таблица 2. Основные характеристики InSb при 300 К

Кристаллическая структура	Цинковая обманка
Группа симметрии	T_d^2-F43m
Постоянная решетки, нм	0,6479
Число атомов в $см^3$	$2,94 \cdot 10^{22}$
Плотность, г/ $см^3$	5,77
Ширина запрещенной зоны при 300 К, эВ	0,17
Величина спин-орбитального расщепления, эВ	0,80
Эффективная масса электрона	0,014 m_0
Эффективная масса тяжелых дырок	0,43 m_0
Эффективная масса легких дырок	0,015 m_0
Электронное сродство, эВ	4,59
Статическая диэлектрическая проницаемость	16,8
Высокочастотная диэлектрическая проницаемость	15,7
Температура Дебая, К	160
Энергия оптического фонона, эВ	0,025