

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ *)

А. Кип

1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСУ

В настоящей статье описываются применения некоторых хорошо известных принципов электромагнитной теории к задачам современной физики твердого тела. Эти применения дают замечательный пример того, как развитие экспериментальной техники открывает возможность осуществления экспериментов совершенно нового типа. Особенно интересно то, что хотя эти эксперименты сами по себе являются по существу классическими, их результаты могут быть интерпретированы разумным образом лишь в том случае, если при описании твердого тела учесть выводы квантовой механики. Мы сначала изложим сущность рассматриваемой задачи.

Задача состоит в исследовании поведения подвижных носителей заряда в твердых телах. Как в проводниках, так и в диэлектриках электрическая проводимость возникает как результат переноса заряда свободно передвигающимися электронами. Этот процесс можно описывать классически, представляя себе электроны проводимости в виде точечных зарядов, которые свободно передвигаются внутри твердого тела (подобно тому, как движутся ионы газов в вакууме) под действием приложенного извне электрического поля. Ясно, однако, что такое описание может быть правильным в лучшем случае лишь качественно, потому что хорошо известно, что при том положении вещей, которое имеет место в твердых телах, электроны должны описываться волновыми функциями, представляющими взаимодействие с периодической решеткой твердого тела. Действительно, уже давно известно, что даже в идеально совершенной кристаллической решетке (в которой не будет происходить соударений носителей заряда с атомами кристалла) ускорение носителей заряда внешним полем влечет за собой непрерывный обмен импульсом между носителями заряда и кристаллической решеткой. Такой непрерывный обмен импульсом существенно изменяет поведение подвижных носителей заряда, попадающих во внешнее поле. Этот, на первый взгляд странный, результат покажется более естественным, если мы вспомним, как происходит дифракция рентгеновских лучей в кристалле. Почти сразу же после открытия рентгеновских лучей было обнаружено, что, хотя в общем рентгеновские лучи хорошо проходят через кристаллы, для некоторых

*) А. К i p, Cyclotron Resonance in Solids, Contemporary Physics 1, № 5, 355 (1960). Перевод В. А. Угарова.

длин волн рентгеновских лучей интерференционные эффекты между рентгеновскими электромагнитными волнами и периодической кристаллической решеткой приводят к сильному отражению рентгеновских лучей. Речь идет о так называемых «брэгговских отражениях», которые так много дали физикам для понимания волновой природы рентгеновских лучей и одновременно принесли с собой подробнейшую информацию о геометрическом расположении атомов в кристалле. Связь этих исследований с нашей задачей о подвижных электронах в металле состоит в том, что электрон в кристалле описывается группой волн, очень сходных с волнами рентгеновских лучей. Спектр этих волн для электрона зависит от его импульса, так что, если на электрон действует внешнее поле, его импульс, а вместе с ним и волновой спектр изменяются. Кроме того, если волны с некоторой длиной волны сильно отражаются благодаря интерференционным явлениям типа брэгговских, то в этом случае должен существовать значительный обмен импульсом между соответствующими волновыми компонентами электрона и кристаллической решеткой. Такой обмен импульсом обычно учитывается путем введения для проводящих электронов (отличной от истинного значения массы) так называемой эффективной массы m^* . Следовательно, если приложенное внешнее поле увеличивает (подобное брэгговскому отражению) отражение волновых компонент электрона, то возникающая при потере импульса, переданного решетке, эффективная масса превышает истинную массу электрона. В других случаях внешнее поле вызывает передачу импульса от кристаллической решетки электрону, причем этот импульс сообщается электрону по направлению его движения (это соответствует уменьшению отражения, подобного брэгговскому), и тогда электрон приобретает большее ускорение, чем следовало бы, если учесть действие одного только внешнего поля. Такая ситуация приводит к тому, что эффективная масса оказывается меньше истинной массы электрона. Это обстоятельство может быть описано следующим образом. Запишем $F + F' = ma$, где $F = eE$ — сила, действующая со стороны внешнего электрического поля E на заряд e , F' — эффективная сила, действующая на электрон и связанная с импульсом, передаваемым электрону от решетки, m — электронная масса, а a — результирующее ускорение. Если ввести понятие об эффективной массе, то приведенное уравнение следует заменить на $F = m^*a$, где m^* вводится так, чтобы получить такое же ускорение, как в первом уравнении. Подчеркнем, что, поскольку отражения типа брэгговских зависят также и от направления движения электронов в кристалле (в точности так же, как и в случае рентгеновских лучей), значения эффективной массы в общем случае меняются с изменением ориентации кристалла относительно приложенного поля.

Такое поведение электронов проводимости, представляющееся на первый взгляд довольно странным, имеет определяющее значение для тех экспериментов, обсуждению которых посвящена эта статья. Уже эксперименты, предшествующие тем, о которых мы будем рассказывать, позволили получить многочисленные сведения, указывающие (хотя и несколько непрямым путем) на то, что теория, опирающаяся на понятие эффективной массы (в общих чертах описанная выше), в принципе правильна. Однако склонивший на свою сторону подавляющее число физиков, работающих в области твердого тела, эксперимент состоял все же в прямом измерении эффективной массы. Хотя на первых порах было много практических затруднений, мешавших осуществить эксперимент такого рода, сама идея его постановки столь проста, что не удивительно, что она была высказана многими физиками почти одновременно. Для свободных частиц в вакууме эта идея восходит еще к Друде, Фохту и Лоренцу.

Первые опубликованные в печати предложения, обеспечивающие постановку прямых экспериментов в твердых телах, были высказаны Я. Дорфманом (Ленинград) и Р. Динглем (Кембридж) в 1951 г., а также Шокли (США) в 1953 г. Все эти предложения касались таких полупроводников, как кремний и германий. Эксперимент был назван циклотронным резонансом в силу его очевидного сходства с принципом действия циклотрона.

Идея эксперимента основана на рассмотрении движения заряженной частицы в однородном магнитном поле. Согласно классической теории проекция траектории частицы с зарядом e и массой m на плоскость, перпендикулярную к магнитной индукции, представляет собой окружность. Частота f обращения заряда по этой окружности равна

$$f = \frac{Be}{2\pi m}.$$

Это (так называемое циклотронное) соотношение имеет очень простой смысл, который легко раскрывается, если применить ньютоновское уравнение движения к движению заряженной частицы в магнитном поле. Если рассматривать только компоненту движения, перпендикулярную магнитному полю, то можно написать

$$F = ma = \frac{mv^2}{r},$$

где mv^2/r — центростремительное ускорение, которое должно создаваться магнитным полем. Оно вызывается силой Лоренца $F = Bev$, где скорость v перпендикулярна к полю B . Если мы выразим скорость через частоту обращения и радиус окружности $v = 2\pi r f$, то получим приведенное выше выражение для «циклотронной частоты». Особенностью этого хорошо известного соотношения является то, что частота обращения не зависит от радиуса круговой орбиты, а также и от скорости частицы. Именно этот факт позволяет ускорять в циклотроне частицы с определенным отношением заряда к массе посредством приложения переменного электрического поля радиочастоты. Эта частота должна быть строго постоянной. В циклотроне электрическое поле создается за счет переменного напряжения, приложенного в щели между двумя полукруглыми полыми электродами, охватывающими путь заряженной частицы. Всякий раз, когда частицы проходят через щель между электродами, синхронность действия прибора такова, что эти частицы ускоряются силой eE . В результате частицы все более и более смещаются к внешней части прибора по мере нарастания их кинетической энергии, пока, наконец, они не уходят из перпендикулярного их движению магнитного поля в виде пучка частиц высокой энергии.

Посмотрим теперь, как можно приложить циклотронный принцип к измерению эффективной массы подвижных носителей заряда в полупроводнике. В конце концов выяснилось, что практически во всех случаях нужно использовать высокочастотное электрическое поле, что требует использования микроволновой техники. Однако для выяснения существа дела мы начнем с описания этих экспериментов в такой форме, когда используется более привычный диапазон низких частот. Кристаллический образец испытуемого материала помещается в однородное магнитное поле, которое заставляет все движущиеся в нем заряды описывать окружности в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю (разумеется, заряды могут обладать также и компонентами скорости вдоль магнитного поля, но их можно не учитывать, поскольку магнитное поле не влияет на эти компоненты). Задача состоит в том, чтобы измерить частоту обращения зарядов, так как именно через нее можно оценить m^* ,

используя циклотронное соотношение, где m следует заменить на эффективную массу m^* . На рис. 1 изображена схема устройства, с помощью которого можно в принципе осуществить такого рода измерения. На рисунке показаны орбиты нескольких носителей заряда в кристалле, а также два параллельных электрода, связанные с электрическим осциллятором, который создает в образце переменное электрическое поле E . Если частота переменного поля произвольна, ничего особенного не наблюдается. Носитель заряда, движущийся в направлении, параллельном действующей силе eE , будет испытывать ускорение. Но в следующее мгновение переменное поле изменит свое направление на обратное, и носитель заряда уменьшит свою скорость. В среднем такое поле не оказывает влияния на движение заряда. Однако допустим, что частота переменного поля в точности совпадает с частотой, определяемой циклотронным соотношением, куда подставлены соответствующие значения e , B и m^* . В этих условиях частота обращения носителя будет совпадать с частотой переменного электрического поля. Пусть некоторые носители заряда, движущиеся по своей орбите слева направо, будут ускоряться электрическим полем*), но они будут продолжать ускоряться полем и тогда, когда начнут двигаться влево, потому что поле меняет свое направление синхронно с движением носителя заряда. Такие носители будут непрерывно получать энергию от электрического поля, и их нарастающая скорость будет уводить их по нарастающей спирали на орбиту все большего радиуса. Мы могли бы ожидать, что окажется равное число носителей

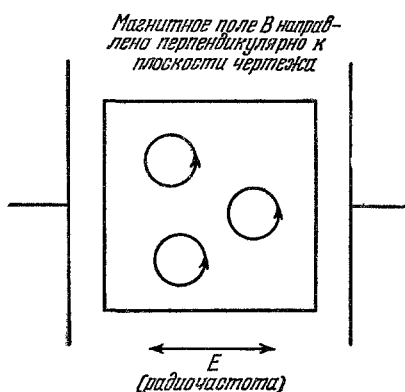


Рис. 1 Схематическое изображение устройства для наблюдения циклотронного резонанса

Кристалл полупроводника помещен в магнитное поле B и переменное электрическое поле E . Резонансное поглощение появляется тогда, когда электрическое поле синхронно с круговым движением подвижных зарядов и позволяет им черпать энергию от себя. Фактически в экспериментах электрическое поле создается в микроволновом резонаторе

лей заряда, находящихся в противоположных фазах, т. е. движущихся по своим орбитам так, что действующая со стороны поля сила непрерывно их замедляет, уменьшая их скорость и вместе с тем — радиус их орбиты. На первый взгляд может показаться, что эти два эффекта могут взаимно уничтожать друг друга, так что в итоге не произойдет никакого изменения полной кинетической энергии носителей заряда. Однако более тщательное рассмотрение обнаруживает, что возникает чистый выигрыш в полной кинетической энергии носителей. Упростим задачу, приняв, что существуют всего две одинаковые группы носителей заряда. Одна из них находится точно в фазе с электрическим полем, а другая — точно в противофазе. Пусть начальная скорость всех носителей заряда равна v , а изменение скорости, связанное с действием электрического поля, мы обозначим $\pm \Delta v$. После определенного числа обращений носителей по своим орбитам скорости в этих двух группах будут равны соответственно $v + \Delta v$ и $v - \Delta v$. Поскольку кинетическая энергия пропорциональна квадрату скорости, чистый выигрыш в кинетической энергии будет пропорциональным разности $(v + \Delta v)^2 - (v - \Delta v)^2 = 4v\Delta v$, а это и означает, что возникает конечное изменение полной энергии электронов. Следовательно,

*) На рис. 1 такое движение соответствует нижней половине окружности. (Прим ред)

мы пришли к очень важному выводу: в том случае, когда частота приложенного электрического поля в точности равна частоте обращения носителей заряда — образец поглощает энергию, заимствуя ее от источника переменного электрического поля. Именно этот эффект и может быть использован для измерения эффективной массы. Если мы располагаем методом измерения энергии, отбираемой от осциллятора, то мы можем задать в осцилляторе удобную для нас частоту и затем будем изменять величину внешнего магнитного поля B . Как только будут удовлетворены условия резонанса, определяемые резонансным соотношением, начнется резкое увеличение потерь энергии электрическим осциллятором. Зная значение B , при котором наступает резонанс, из резонансного соотношения можно подсчитать значение эффективной массы.

Приведенное нами описание поглощения энергии при циклотронном резонансе верно только в принципе. Ведь нами была молчаливо принята очень упрощенная и далекая от реальности модель исследуемого кристалла: до сих пор мы не пытались раскрыть значительно более сложную ситуацию, которая имеет место в реальных кристаллах и приводит к тому, что движение носителей заряда в реальном кристалле сильно отличается от описанного выше. Только для идеально совершенной кристаллической решетки движение носителей заряда зависит исключительно от интерференции (подобной брэгговской) электронных волн с решеткой. Эта интерференция описывается с помощью эффективной массы. Решетка реального кристалла не идеально периодична, а содержит различного рода несовершенства в промежутках между атомами. Влияние этих несовершенств весьма сложно, но грубо может быть описано как рассеяние электронов на несовершенствах решетки.

Удобно характеризовать влияние несовершенств решетки, если ввести среднюю длину свободного пробега носителей заряда в кристалле, аналогичную средней длине свободного пробега, которая позволяет описать среднее расстояние между последовательными соударениями молекул в газе. Фактически средняя длина свободного пробега подвижных носителей тока в твердых телах при нормальных условиях разочарывающе мала. Это обстоятельство оказывает серьезное влияние на возможность проведения экспериментов по циклотронному резонансу, о которых мы говорили. На рис. 2, а приведена картина, имеющая место в идеальном кристалле, для случая, когда соблюдаются условия циклотронного резонанса. Мы видим возрастание радиуса электронной орбиты по мере того, как он поглощает энергию от синхронно действующего электрического поля. Обычная для реальных кристаллов картина, приведенная на рис. 2, б, учитывает эффект соударений и резко отличается от той, которая изображена на рис. 2, а. Ясно, что с учетом соударений не может возникнуть резонансное поглощение энергии от электрического поля, так как в этом случае не соблюдается условие, чтобы электрическое поле оставалось в фазе с движением носителей, из-за того, что носители рассеиваются частыми соударениями. Эта трудность представляет собой основную проблему, которая требует решения, чтобы эксперимент стал возможным.

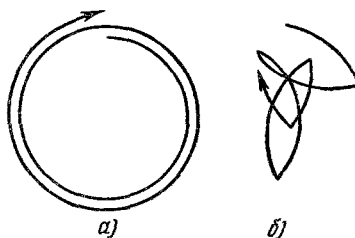


Рис. 2 а) Спиральная орбита электрона при циклотронном резонансе, если нет соударений (идеальные условия). б) Орбита электрона в условиях, когда за один период происходит большое число соударений. В этих условиях резонансное поглощение невозможно.

В следующем разделе мы опишем те меры, которые можно предпринять, чтобы улучшить положение. В конечном счете они обеспечили успех этих экспериментов в настоящее время.

2. ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕЙ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

Разберем сначала подробнее различные виды несовершенств кристаллической решетки, которые ограничивают длину свободного пробега электрона в кристалле. Прежде всего следует упомянуть о присутствии посторонних атомов в кристалле. Посторонние атомы, или примеси, действуют как центры рассеяния даже в том случае, если они находятся в том месте, где должен находиться атом основного кристалла. Это происходит потому, что электрическое поле около атома примеси отнюдь не совпадает с электрическим полем атома, который был замещен, вследствие чего возникает возмущение в периодическом распределении остальных атомов исходного кристалла. Этот эффект тем сильнее, чем больше отличается эффективный заряд атома примеси от заряда атома, входящего в исходную решетку, так как в этом случае возмущение будет сильнее. Если посторонние атомы занимают промежуточные положения между нормальными положениями исходных атомов, то рассеяние, вызываемое ими, увеличивается по сравнению с тем случаем, когда они расположены в узлах основной решетки. Аналогичным источником возмущений явится любое искажение кристаллической решетки, связанное с вакансиями в решетке или другими отклонениями от периодического распределения атомов исходного кристалла в пространстве. Однако последнее явление оказывается в большинстве случаев не самым важным. Доминирующим эффектом является влияние тепловых колебаний. Если мы даже имеем со всех других сторон идеально совершенный кристалл, то тепловые колебания уже при комнатной температуре вызывают достаточно большие отклонения от строгой периодичности, чтобы существенно ограничивать среднюю длину свободного пробега электрона.

Теперь мы подошли к тому, чтобы рассмотреть различные возможности, позволяющие уменьшить рассеяние и увеличить среднюю длину свободного пробега. Первый очевидный шаг состоит в том, чтобы использовать кристаллы наибольшей возможной чистоты. Совсем не случайно, что первые успешные эксперименты были выполнены на кристаллах кремния и германия, после того как под влиянием изобретения транзисторов техника очищения этих веществ была значительно улучшена. Это является хорошим примером того, какой толчок для развития чистой науки может дать прогресс в технологии. Требования к чистоте материалов, предъявляемые быстро развивающейся транзисторной техникой, форсировали чрезвычайно быстрое совершенствование очистки методом зонного рафинирования, о котором мы не можем здесь распространяться, до такой степени, что в 1953 г. можно было получить отдельные кристаллы как кремния, так и германия, содержащие менее одного атома примеси на 10^{12} атомов основного кристалла. Исторически это было последнее достижение, которое требовалось для того, чтобы эксперимент по исследованию циклотронного резонанса мог быть успешно проведен. Не менее существенным условием было охлаждение образца с тем, чтобы вести измерения при низких температурах, однако получение низких температур стало возможным задолго до того, как стали планироваться рассматриваемые эксперименты. Охлаждение достигается с помощью хорошо известной низкотемпературной техники, использующей жидкий гелий при температуре $4,2^\circ \text{K}$. При такой температуре тепловые колебания как источник несовершенств кристалла совершенно несущественны, и все

преимущества, обусловленные значительной средней длиной пробега, определяемой высокой чистотой материала, могут быть полностью реализованы.

Когда максимум для средней длины свободного пробега практически уже достигнут за счет высокой чистоты материалов, взятых при низких температурах, остается единственный путь к тому, чтобы повысить вероятность успешного проведения эксперимента. Он состоит в максимально возможном увеличении частоты переменного электрического поля. Оказалось, что важным условием успешного наблюдения циклотронного резонанса является выполнение некоторого критерия, который в самом примитивном виде формулируется так: за время между двумя последовательными соударениями носитель заряда должен совершить по крайней мере одно обращение по своей орбите в заданном магнитном поле. Очевидно чем выше частота колебаний, тем больше должна быть индукция магнитного поля, которая соответствует этой частоте, согласно циклотронному соотношению, и тем меньше будут радиусы круговых орбит носителей заряда. Разумеется, вероятность того, что носители заряда смогут совершить полный оборот, возрастает с уменьшением размера их орбиты. К счастью, современное состояние микроволновой техники обеспечивает нас генераторами высокой частоты (и соответствующим высокочастотным оборудованием). Генерируемые в стандартных приборах частоты оказываются как раз в том диапазоне, который очень подходит для экспериментов по циклотронному резонансу. Фактически в выполненных с успехом экспериментах использовались частоты от 10^4 Мгц и выше. Практически оказалось, что вся аппаратура, изготовленная как в США, так и в Англии для наблюдения парамагнитного резонанса в твердых телах, путем незначительной модификации может быть приспособлена для наблюдения циклотронного резонанса.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Займемся теперь экспериментальной установкой, с помощью которой наблюдают циклотронный резонанс, и опишем в общих чертах использованную методику. На рис. 3 изображена упрощенная схема электрической цепи. Ради простоты мы опустили на рисунке все окружающие образец приспособления для создания низкой температуры, а также сложные электрические контуры, обеспечивающие стабильность микроволновой частоты и магнитного поля. Не изображены на рисунке также и электрические цепи, обрабатывающие полученные сигналы и имеющие цель свести к минимуму помехи, которые могут заглушить искомые сигналы циклотронного резонанса.

Переменное электрическое поле, используемое для ускорения носителей заряда на их круговых орбитах в магнитном поле, образуется микроволновым электрическим полем, которое возникает в незаполненной металлической полости, помещенной в щели электромагнита. Источником микроволновых колебаний служит клистронная трубка. Микроволны идут по полному металлическому волноводу, проходят через небольшое соединительное отверстие металлической диафрагмы, отделяющей волновод от так называемой резонансной полости. На микроволновых частотах эта полость играет роль, соответствующую LCR -резонансному контуру при низких частотах. Это значит, что при определенной частоте электромагнитные волны, попадающие в эту полость через соединительное отверстие, циркулируют внутри нее с очень малыми потерями. Большая часть энергии принимает форму стоячих электромагнитных волн; что касается потерь, то они происходят от токов, индуцируемых на

внутренних поверхностях металлических стенок этими стоячими волнами. В отличие от своего низкочастотного аналога, содержащего сосредоточенные емкость и индуктивность, такая полость обладает многими резонансными частотами. Однако геометрия устройства и частота выбираются так,

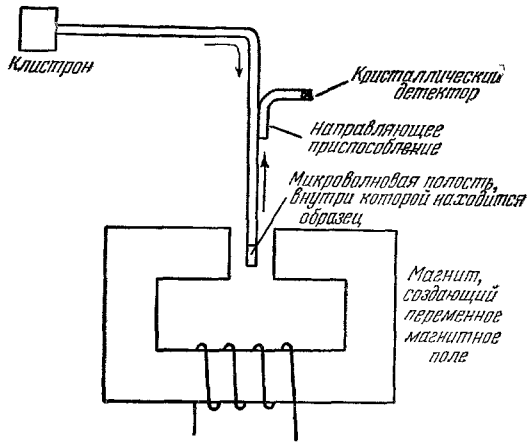


Рис. 3. Микроволновая аппаратура, используемая в экспериментах по циклотронному резонансу.

Микроволны, генерируемые клистроном, проходят через полый волновод к образцу, расположенному в полости. В условиях, когда магнитное поле соответствует резонансным условиям, изменения в микроволновых потерях вызывают изменения в мощности, отражаемой назад к кристаллическому детектору

знец, помещенный внутрь полости, таким образом, точно соответствующем рис. 1. Необходимые экспериментальные процедуры очевидны. Поддерживая микроволновую частоту постоянной на том значении, которое возбуждает желаемое собственное колебание электромагнитного поля в полости, необходимо плавно изменять значения наложенного магнитного поля в допустимых пределах. Следует найти то значение этого поля, для которого удовлетворяется резонансное соотношение. Этому значению магнитного поля будет соответствовать пик диссипации мощности внутри полости, обусловленный затратой дополнительной энергии на ускорение носителей зарядов в образце. Если мы располагаем каким-либо способом измерения потерь энергии в полости, то мы можем обнаружить этот пик поглощения и затем уже приступить к определению значения эффективной массы. Фактически именно такой метод оказывается пригодным. В одном из вариантов он состоит в том, что измеряется мощность, отражаемая от полости. Эта отраженная мощность зависит от потерь внутри полости. Обстоятельство это нетрудно понять, если рассмотреть низкочастотный аналог микроволнового контура, изображенный на рис. 5. На этом рисунке LCR -резонансный контур связан взаимной индукцией с передающей линией. Взаимная индукция играет здесь роль соединительного отверстия, соединяющего микроволновую полость с волноводом микроволновой системы. Ясно, что, вообще говоря, когда

что возбуждается только одно собственное колебание, причем полость располагается таким образом, что переменное электрическое поле всегда сохраняет определенное направление, а именно в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитному полю. На рис. 4 представлена прямоугольная резонансная полость, соединенная с прямоугольным волноводом соединительным отверстием в стенке полости. Вектор электрического поля перпендикулярен к наложенному магнитному полю (как это показано на рисунке), а вектор переменного магнитного поля (которое непосредственно в этих экспериментах нас не интересует) имеет пучности в плоскости, перпендикулярной к электрическому полю. Обра-

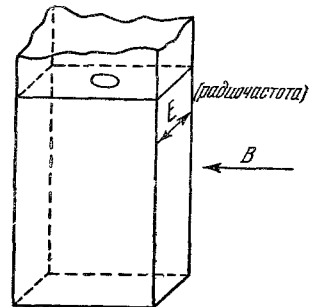


Рис. 4. Прямоугольная резонансная полость.

Показано соединительное отверстие, ведущее к волноводу. Испытуемый образец помещается внутри полости

выбранная частота внешнего воздействия возбуждает резонансное собственное колебание в LCR -контуре, некоторая часть мощности будет возвращаться обратно в передающую линию вследствие той же взаимной индукции. Всякое изменение сопротивления (оно умышленно изображено на чертеже переменным), очевидно, будет изменять долю отраженной мощности, так как изменение сопротивления меняет силу тока, проходящего в полости. Это в точности эквивалентно изменению потерь в микроволновой полости. Такое качественное рассуждение вполне справедливо. Нам остается только решить вопрос, как измерять мощность микроволнового излучения, отраженного от полости. На рис. 3 показан один из методов, с помощью которых можно осуществить такие измерения. Некоторая часть отраженной мощности перехватывается направленным приемником и передается кристаллическому детектору. Направленный приемник представляет собой разновидность направленной антенны, отбирающей некоторую долю микроволновой мощности,

распространяющейся в определенном направлении. Сигналы, вызываемые потоком мощности, идущим в противоположном направлении, уничтожаются за счет интерференционных эффектов. Детектирующий кристалл фильтрует микроволновый сигнал и преобразует его в постоянный ток, который можно измерять обычными методами. Изменения величины этого тока при изменении величины магнитного поля — как раз то, что позволяет установить наличие резонанса.

Мы уже указывали раньше, что это экспериментальное оборудование в принципе весьма сходно с аппаратурой, применяемой для изучения парамагнитного резонанса в твердых телах. Единственным существенным различием является ориентация полости в магнитном поле. В экспериментах по циклотронному резонансу вектор напряженности высокочастотного электрического поля определяет действие поля на электроны, и поэтому это поле должно быть перпендикулярно к приложенному магнитному полю. При наблюдении парамагнитного резонанса на магнитные диполи электронов оказывает действие высокочастотное магнитное поле, и поэтому высокочастотное магнитное поле должно быть перпендикулярно к наложенному магнитному полю. Обычно для того, чтобы перейти от одних экспериментов к другим, требуется только повернуть микроволновую полость на 90° .

4. СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Прежде чем рассказывать о результатах измерений с помощью циклотронного резонанса, следует остановиться на некоторых свойствах полупроводников. Важнейшим свойством всех чистых полупроводников является то, что в основном состоянии (при абсолютном нуле температуры) все электроны занимают полностью группу энергетических уровней вплоть до определенного уровня, соответствующего максимуму энергии и находящегося на дне так называемой запретной зоны. Энергетическая диаграмма, приведенная на рис. 6, показывает схематически все возможные энергетические уровни электронов. Нижняя область, называемая валентной зоной, образована большим числом уровней, которые в чистом полупроводнике при низкой температуре полностью заполнены



Рис. 5. Низкочастотный аналог микроволновой полости.

LCR-контур соответствует полости. Он индуктивно связан с передающей линией. Изменения микроволновых потерь в полости соответствуют изменениям сопротивления контура.

электронами. Принцип запрета Паули требует, чтобы ни один уровень не был занят более чем одним электроном (фактически в каждом состоянии могут находиться два электрона с противоположно направленными спинами, но мы будем просто считать, что такое положение соответствует двум состояниям). Выше запретной зоны расположена другая группа тесно прилегающих друг к другу уровней, которые при достаточно низких температурах полностью свободны.

Эта модель легко объясняет, почему чистые полупроводники ведут себя как изоляторы при низких температурах — обстоятельство, представляющееся на первый взгляд озадачивающим, поскольку приведенная диаграмма совершенно справедливо подразумевает, что волновые функции, описывающие электроны в валентной зоне, простираются через весь полупроводник (именно свойство электронных волновых функций — рас-

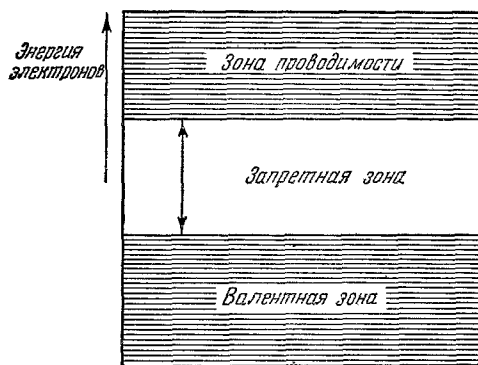


Рис. 6. Энергетическая диаграмма полупроводника, на которой изображены валентная зона (в нормальных условиях заполненная) и зона проводимости (в нормальных условиях пустая).

пространение на весь полупроводник — оправдывает применение принципа запрета Паули). С другой стороны, если поставить вопрос о том, как влияет приложение внешнего поля на распределение электронов, то ответ сразу ясен: внешнее поле не оказывает никакого влияния на распределение электронов. Если бы электрон мог ускоряться таким полем, то он должен был бы перейти на новый уровень в соответствии с изменением его импульса. Но в валентной зоне все уровни уже заняты и никаких уровней, на которые можно было бы совершить переход, нет. Следовательно, хотя электроны отнюдь не локализованы, они не могут отозваться на

приложение внешнего поля — перед нами изолятор. Однако если удастся передать достаточное количество энергии электрону, находящемуся в верхней части валентной зоны, так, чтобы он мог перескочить через запретную зону и оказаться в зоне проводимости, то такой электрон окажется в зоне проводимости, где энергетические уровни тесно прилегают друг к другу и не заняты, поэтому здесь электрон может ускоряться внешним полем. Такие электроны могут обеспечивать проводимость до тех пор, пока они находятся в зоне проводимости. Кроме того, каждый электрон, перекинутый в зону проводимости, оставляет на своем месте незаполненный уровень в валентной зоне, связанной с последовательным смещением электронов в незанятые энергетические состояния. В результате этого процесса незаполненное состояние может переходить от одного энергетического уровня к другому. Другими словами, можно рассматривать проводимость, осуществляемую посредством «дырок», в областях целиком заполненных состояний. Под действием внешних сил «дырка» движется так, как будто она обладает положительным зарядом.

Хотя здесь совсем не место приводить доказательства справедливости такой модели полупроводника, все же стоит отметить, что существование запретной зоны энергий является непосредственным результатом отражений (подобных брэгговскому отражению) электронных волн от периодической решетки кристалла. Довольно грубо этот эффект можно описать так: пусть мы хотим за счет внешнего электрического поля увеличить

импульс электрона, находящегося в верхней части валентной зоны. Поле изменит длину электронной волны как раз, чтобы волна отражалась от кристаллической решетки за счет интерференции, подобной интерференции брэгговского вида. Поэтому импульс электрона скорее изменится на обратный, чем примет значение, соответствующее запретной энергетической области. Такая ситуация как раз и определяет всю запретную зону.

На основе этого, достаточно примитивного описания поведения электронов в полупроводнике, мы все же можем приступить к рассмотрению экспериментов по циклотронному резонансу. Если мы намерены измерять эффективную массу электронов проводимости, то нашей первой заботой будет увериться в том, присутствуют ли вообще электроны в зоне проводимости. Наиболее очевидный путь—обеспечить наличие электронов в зоне проводимости—состоит в нагревании полупроводника до тех пор, пока тепловое возбуждение не станет достаточным, чтобы довести энергию некоторых электронов валентной зоны до такого уровня, когда они, минуя запретную зону, могут оказаться в зоне проводимости. Однако в условиях постановки рассматриваемых экспериментов этот путь исключается, поскольку, как уже отмечалось, необходимо оставаться в области низких температур, чтобы иметь значительную среднюю длину свободного пробега. Простым решением этой проблемы будет облучение образца излучением достаточно высокой энергии с тем, чтобы поглощение кванта света обеспечивало электрону переход из валентной зоны в зону проводимости. Как для кремния, так и для германия вполне достаточно использовать видимый свет. Метод облучения в большинстве случаев фактически и использовался.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Теперь мы уже вполне понимаем все возможности эксперимента, как они представлялись в 1953 г. В это время уже существовали действенные методы очистки кристаллов, которые в сочетании с хорошо разработанной низкотемпературной техникой и слегка видоизмененными привычными микроволновыми методами делали, по всей видимости, вероятным осуществление экспериментов, о которых идет речь. По крайней мере это так в той части, которая связана с оценкой средней длины свободного пробега в наиболее чистых кристаллах германия и кремния. Первый успешный эксперимент с германием был проведен в Калифорнийском университете. Вскоре после сообщения об этой работе аналогичные результаты были достигнуты в лаборатории Линкольна Массачусетского технологического института. Прошло немного времени, как исчерпывающие данные, касающиеся как кремния, так и германия, были опубликованы этими двумя лабораториями. Позже были определены эффективные массы носителей в нескольких других полупроводниках.

Мы вовсе не намерены излагать здесь сколько-нибудь подробно результаты экспериментов. Напротив, мы воспользуемся результатами, полученными в случае германия только для того, чтобы проиллюстрировать, какого рода сведения вообще можно получить. На рис. 7 приведены результаты измерений поглощения при циклотронном резонансе в отдельном кристалле германия заданной ориентации. Было обнаружено несколько пиков поглощения в диапазоне изменения внешнего магнитного поля от нуля до некоторого максимального значения. Вообще говоря, для каждого направления движения носителя заряда в кристалле будет своя эффективная масса. Пики, показанные на рисунке, соответствуют каждый среднему значению эффективной массы носителей заряда, как она

проявляется при круговом движении около направления магнитного поля. Значение эффективной массы, соответствующее каждому пику, получено из циклотронного соотношения, куда подставляются использованная микроволновая частота и измеренное значение магнитного поля. Необходимо целая серия экспериментов, включающих в себя различные ориентации кристалла, чтобы получить исчерпывающие сведения об эффективных массах для всех направлений движений носителей внутри кристалла. Особенно интересны две особенности полученных результатов, каждая из которых связана с тем, что найдено несколько резонансных пиков. Первая состоит в том, что существует несколько пиков, соответствующих движению электронов. Несколько электронных пиков наблюдаются

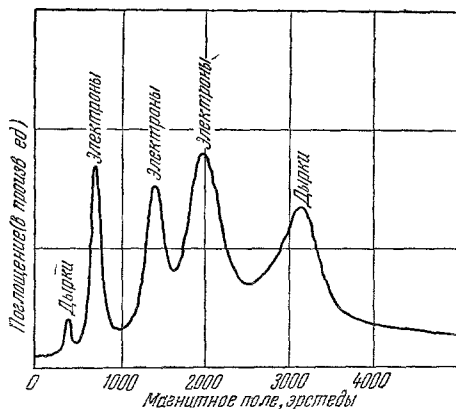


Рис 7 Поглощение при циклотронном резонансе в отдельном кристалле германия.

Пики в поглощении соответствуют электронам и дыркам, движущимся около различных участков поверхностей постоянной энергии

кругового движения незаполненных состояний в магнитном поле, образующихся в результате последовательного движения электронов так, чтобы освобождать соответствующие состояния. Мы опишем ниже метод, с помощью которого резонансные пики, обусловленные наличием дырок, можно отличить от резонансных пиков, связанных с электронами. Экспериментальные результаты, касающиеся дырок, дают надежное подтверждение справедливости представления о переносе заряда движением дырок.

Численные данные эффективной массы электронов в германии дают для электронов в состояниях электронной проводимости значения от $0,36 m_0$ до $0,08 m_0$, где m_0 — обычное значение массы для свободного электрона. Существует два типа дырочных состояний, одно из которых слабо зависит от ориентации и имеет эффективную массу около $0,04 m_0$; для другого эффективная масса изменяется от $0,28 m_0$ до $0,37 m_0$.

Возможно, однако, что гораздо больший интерес, чем точные численные значения эффективных масс, представляет природа электронных состояний, на которую указывает симметрия результатов. В принципе желательно исходить из полного описания электронной структуры атомов, образующих кристалл, на основе взаимодействия этих атомов, располагаемых в соответствии с кристаллической структурой, подсчитать, каким образом из исходных состояний электронов в атомах возникают состояния проводимости. Нет особой необходимости говорить о том, что такие вычисления чудовищно сложны и фактически далеко выходят за пределы сов-

потому, что эффективная масса зависит от ориентации кристалла. Эта зависимость симметрична относительно осей [111], которых в кристалле четыре. Относительно произвольного направления в кристалле каждая из этих осей имеет различный угол наклона, поэтому наблюдаются четыре пика, соответствующие четырем углам наклона этих осей. Вторая интересная особенность заключается в том, что некоторые пики описываются с помощью представления о движении дырок в валентной зоне. Как и в случае электронной проводимости, у дырок есть два вида состояний. С точки зрения автора, всегда представлялось наиболее примечательным, что пики, приписываемые резонансу дырок, возникают от эффективного

ременных математических возможностей. Тем не менее существует немало различных приближенных способов, некоторые из которых дают, по крайней мере частично, правильные результаты. Значение экспериментальных результатов в этом смысле состоит в том, что они представляют нам подробное описание состояний проводимости и позволяют судить о том, до какой степени справедливы те приближения, которые делались при том или ином расчете. Конечно, определение значений эффективных масс также имеет большое значение для интерпретации всех явлений переноса, включающих в себя движение носителей заряда внутри твердых тел. Подробная сводка результатов в случае германия и кремния, а также более полное описание экспериментальной методики содержится в статье Дрессельхауза и др. (G. Dresselhaus, H. F. Kip and C. Kittel, Phys. Rev. **98**, 368 (1955)).

6. ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ

Задача разделения резонансов, принадлежащих дыркам и электронам, чрезвычайно упрощается тем, что дырки движутся в направлении, противоположном потоку электронов, и поэтому ведут себя так, как будто они обладают положительным электронным зарядом. Экспериментальный метод, различающий эти два вида движения, состоит в замене линейно поляризованного микроволнового электрического поля полем с круговой поляризацией. Такое электрическое поле с круговой поляризацией будет ускорять только те заряды, которые вращаются в том же самом направлении, что и вектор электрического поля. Так как положительные и отрицательные заряды движутся в магнитном поле в противоположных направлениях, то одновременно возможно ускорить только один из двух этих типов носителей заряда.

7. ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В МЕТАЛЛАХ

До сих пор речь шла исключительно о циклотронном резонансе в полупроводниках. По крайней мере не меньший интерес представляет измерение эффективных масс проводящих электронов в металле. Для этого случая экспериментальная ситуация совсем иная и на первый взгляд представляется, что трудности фундаментального характера совершенно исключают применение методов, использованных при исследовании полупроводников и металлов. Трудность заключается в чрезвычайно высокой плотности носителей зарядов в металлах. В нормальном металле каждый атом теряет по меньшей мере один электрон, превращающийся в электрон проводимости, что создает электронную плотность около 10^{21} электронов в 1 см^3 . В неприятную противоположность этому как теория, так и эксперимент указывают для полупроводников, что при плотностях проводящих электронов выше чем, скажем, 10^{10} в 1 см^3 эксперименты по циклотронному резонансу вообще неосуществимы. Причиной этого служит поляризация исследуемого кристалла, возникающая при такой высокой плотности носителей заряда. Таким образом, если условия таковы, что достигается циклотронный резонанс, электроны имеют тенденцию двигаться синхронно по своим круговым орбитам, и следовательно, будет происходить переменное смещение целой группы электронов от одной стороны кристалла к другой. При высокой плотности носителей заряда возникает значительная эффективная поляризация образца, которая создает дополнительное электрическое поле, добавляющее некоторую силу к уже действующим на электроны силам. Циклотронное соотношение утрачивает свою силу, поскольку оно не учитывает появления этой

дополнительной силы. Резонансное условие существенно изменяется, а пики поглощения, если их вообще можно наблюдать, смещаются и в этом случае не могут быть столь просто использованы для определения эффективной массы.

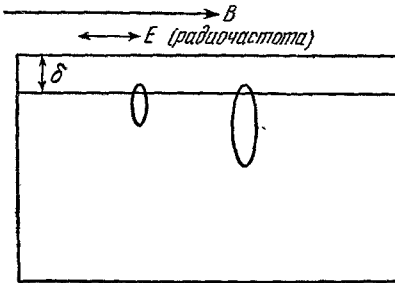


Рис. 8. Циклотронный резонанс в металле.

Магнитное поле и электрическое поле радиочастоты расположены на плоской поверхности металла. Эффективными электронами будут те, которые появляются в области скин-слоя толщиной δ , вращаясь вдоль направления магнитного поля. Синхронные с полем электроны ускоряются влево или вправо всегда, когда оказываются в скин-слое. Резонансы обнаруживаются не только для такого поля B_0 , при котором электроны синхронны с микроволновым электрическим полем, но также и для полей $B_0/2$, $B_0/3$ и т. д.

расположение объектов, используемое для наблюдения. Магнитное поле направлено параллельно металлической поверхности, а высокочастотное электрическое поле параллельно магнитному полю. (Другое возможное расположение, вполне аналогичное этому, соответствует повороту электрического поля на 90° , так что оно по-прежнему параллельно поверхности металла, но уже перпендикулярно к наложенному магнитному полю.) В качестве грубого приближения можно принять, что электрическое поле в металле постоянно внутри скин-слоя и равно нулю за его пределами. Приняв эту картину, легко понять, как будет проходить эксперимент. Рассмотрим электрон, орбита которого в приложенном магнитном поле при каждом обращении выводит его из внутренней части металла в скин-слой. Если условия таковы, что циклотронное соотношение удовлетворяется, некоторые из таких электронов будут появляться в скин-слое синхронно с высокочастотным электрическим полем, причем так, что действующая на них сила всегда будет стремиться ускорить их вправо*).

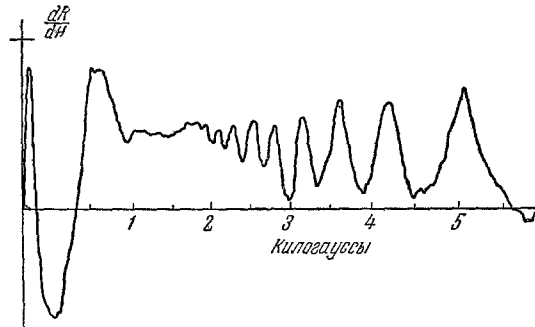


Рис. 9. Линии циклотронного резонанса в отдельном кристалле юлова.

Пик, соответствующий приблизительно 5 килогауссам, на кривой, дающей зависимость скорости изменения сопротивления при изменении магнитного поля, — это пятая субгармоника циклотронного резонанса. Видны субгармоники вплоть до двенадцатой. В олове наблюдаются циклотронные «массы» от 0,2 до 3 электронных масс. Эксперименты проводились при температуре $4,2^\circ \text{K}$ и микроволновой частоте 24 киломегацикла.

*) В соответствии с направлением электрического поля в данный момент. (Прим. перев.)

Те электроны, которые находятся в противофазе относительно упомянутых электронов, будут ускоряться влево. В обоих случаях электроны поглощают энергию от поля. Никакого эффекта поляризации не будет, так как электроны ускоряются в обоих направлениях. Пик поглощения, связанный с такими электронами, должен быть очень похож на пик поглощения в полупроводниках. В этом случае можно использовать то же самое соотношение. Однако для металлов существует еще одна возможность, которой не было в случае полупроводников. Допустим, что мы уменьшим приложенное магнитное поле от значения B_0 , удовлетворяющего циклотронному соотношению для частного значения эффективной массы, входящей в это соотношение, в точности до значения B_0 . Но все еще останется справедливым, что электрическое поле будет иметь максимум всякий раз, когда электрон попадает в скин-слой. Таким образом, появится еще пик поглощения для поля $B=B_0/2$. То же самое будет иметь место для полей $B=B_0/3$, $B=B_0/4$ и так далее. Следовательно, можно ожидать целую серию пиков, соответствующих субгармоникам движения, происходящего при $B=B_0$.

Первые успешные наблюдения такой серии линий были проведены в Калифорнийском университете в Беркли, где был использован отдельный кристалл олова. На рис. 9 приведена полученная кривая, на которой можно проследить до двенадцати субгармоник. В случае высшей — двенадцатой — субгармоники электроны совершают один полный оборот за двенадцать периодов микроволнового поля. Успешные эксперименты были проведены также на многих других металлах, в том числе на меди, алюминии и цинке. В настоящее время исследование металлов с помощью этой новой техники находится только в своей начальной стадии, но уже совершенно ясно, что работы, проводимые в США и Англии, в скором времени существенно расширят наши сведения о поведении проводящих электронов в металлах.

