

НАД ЧЕМ ДУМАЮТ ФИЗИКИ

ВЫПУСК 8

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Перевод с английского
В. К. ФЕДЯНИНА

Под редакцией
Г. С. ЖДАНОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1972

1985-

ЗДН
Ф 503.



531.9
Н 17
УДК 539.1

Сборник переводов статей из американского научно-популярного журнала «Scientific American», посвященных электронным аспектам свойств твердых тел и разнообразным технологическим их применениям. Приятной особенностью всех статей данного выпуска является удачный «сплав» описания сущности физического явления и разбор возможных его применений. Учитывая чрезвычайные технологические перспективы получения сверхпроводников «хотя бы» при температуре жидкого азота, в выпуск включена статья известного советского физика В. Л. Гинзбурга «Проблема высокотемпературной сверхпроводимости». Статьи написаны просто, живо и популярно на высоком научном уровне. Выпуск будет интересен не только для широкого круга специалистов, но и для тех, кто работает в тех или иных областях физики твердого тела. Статьи В. Хиттингера и М. Спаркса и Ян. А. Райхмана, как нам представляется, заинтересуют и инженерно-технических работников.

Научная библиотека
Московского Университета
РАЗРЕШЕНО К ПРОДАЖЕ

~~НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
ИМ. ЛОМОСОСОВА
МГУ~~
8464-12-72

Р. Бауэрс

ПЛАЗМА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

(НОЯБРЬ 1963 г.)

Газообразная плазма наполняет собой весь мир, но изучать ее свойства в лаборатории достаточно сложно. Плазму, существующую в твердых телах, изучать проще, и вместе с тем на ней можно отлично проверять общие теоретические предсказания.

Экспериментатор всегда ищет новые пути при изучении сложных явлений. Ему всегда хочется отыскать такую физическую систему, где в более простой форме проявлялись сложные явления (например, явления, происходящие в газовой плазме). Система такого рода была бы особенно интересна, если бы она проявляла некоторые черты плазмы, существующей в космическом пространстве, и являлась простой моделью для проверки астрофизических теорий. Поэтому доказательство того, что этими свойствами газообразной плазмы обладает плазма в металлах и других твердых телах не только доставило удовлетворение экспериментаторам, но также позволило тщательно проверить теоретические предсказания о поведении плазмы.

Плазма представляет совокупность положительно и отрицательно заряженных частиц, движущихся с такой энергией, что им невыгодно рекомбинироваться (рис. 1.1). Плазма находится всюду во Вселенной. Примерами плазмы могут служить сильно разогретый и сильно сжатый газ в Солнце и звездах, разреженный газ в космическом пространстве и ионосфере, окружающей Землю. Плазменное состояние материи осуществляется в явлениях и более нам привычных. Оно присутствует в пламенах горящего топлива и в газоразрядных приборах, таких, как неоновые лампы дневного света. Плазма обладает таким большим разнообразием физических эффектов, которые физики изучают уже более 130 лет. В прошлом исследование плазмы, особенно газовых разрядов, привело к открытию электрона и разъяснению атомной структуры.

Современный интерес к плазме отражает два принципиальных вопроса. Первый — технологический. Понимание плазменного поведения является решающим для контролируемого использования термоядерной энергии, т. е. для попытки воспроизвести в сделанной человеком плазме виды ядерных реакций, обнаруженных на Солнце. Еще одна техническая задача состоит в конструировании магнито-гидродинамических генераторов, в которых электрическая мощность генерируется струями газовой плазмы, проходящими через магнитные поля. Второй — определяется важностью понимания специфики плазменных явлений в условиях космического пространства и в астрофизике.

Когда на плазму действуют электрическое и магнитное поля, движение частиц в ней не беспорядочно. Одно важное следствие этого обстоятельства состоит в том, что в плазме, находящейся в магнитном поле, могут существовать определенные виды волн, которые являются электромагнитными,

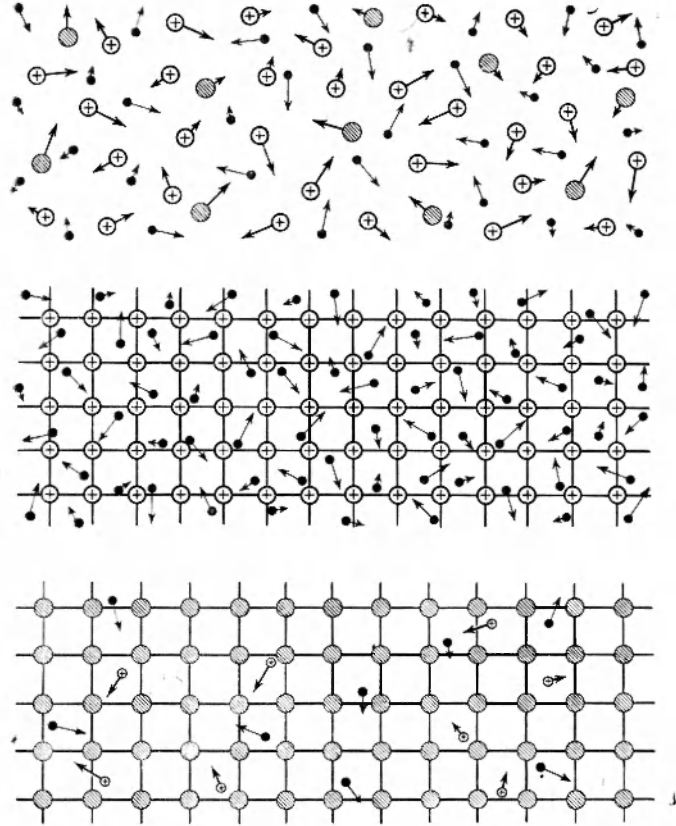


Рис. 1.1. Схематически представлены три вида плазмы: газообразная плазма (вверху), плазма в металле (в середине) и плазма в полупроводнике или полуметалле (внизу). Плазма содержит отрицательные и положительные носители при условиях, в которых они не рекомбинируются. На диаграммах цветной кружок — электрон или отрицательный заряд; кружок со знаком плюс, — положительный заряд; заштрихованный кружок — нейтральный атом. В газе существует два вида носителей заряда: электроны и положительные ионы (атомы с недостающими электронами). В металле единственные подвижные носители — электроны; положительные ионы закреплены в кристаллической решетке. Полупроводник имеет два вида подвижных носителей: электроны и положительные «дырки» или недостающие электроны. Через все три вида плазм могут проходить волны.

они обладают уникальными и любопытными свойствами. Исследования последних 30 лет выявили, что магнитоплазменные волны играют существенную роль в крупномасштабных процессах энергопередачи во Вселенной. Полагают, что плазменные волны должны существовать в солнечных пятнах и солнечных вспышках, ими может быть обусловлен механизм ускорения космических лучей в пространстве. Возникновения плазменных волн можно ожидать везде, где ионизованный газ находится в магнитном поле, а это во Вселенной осуществляется почти всюду.

С этой точки зрения неудивительно, что у большинства людей слово «плазма» ассоциируется исключительно с явлениями в газах. В этой статье

будут описаны некоторые эксперименты, касающиеся плазменных волн в твердых телах, и будет показано, что эти волны похожи на волны в газовой плазме. В этих экспериментах плазму образуют носители электричества, которые есть в любом металле или другом твердом проводнике. Эти носители могут иметь либо отрицательный, либо положительный заряд, а в некоторых полупроводниках могут существовать одновременно два вида носителей, точно так, как это имеет место в газообразной плазме.

Разумно спросить: какова цель таких экспериментов? Ясно, что никто не может даже надеяться создать термоядерную реакцию в плазме твердого тела или приблизиться к масштабу явлений, с которыми приходится иметь дело в астрофизических проблемах. Все это так. Однако плазменные эксперименты в твердых телах открывают единственную возможность наблюдать поведение плазмы при хорошо определенных и точно известных условиях. В твердом теле обычно возможно определить очень точно число носителей заряда, их массы, энергию их беспорядочного теплового движения и границы плазмы. Такая степень знания и контроля редко достижима в экспериментах с газообразной плазмой, которые часто проходят в неустановившихся разрядах, где условия быстро меняются. Следовательно, определенные аспекты плазменной теории могут быть лучше проверены в твердых телах, нежели в газах.

Многие явления в твердых телах могут рассматриваться как проявление плазменных эффектов. Я ограничу свое рассмотрение, однако, двумя группами экспериментов, в которых плазменные эффекты, наблюдаемые в твердых телах, первоначально ассоциировались только с газообразной плазмой. Обе группы экспериментов касаются волн, генерируемых в присутствии магнитного поля.

Чтобы перейти к этим экспериментам, надо разобраться в факторах, которые влияют на распространение волн в плазме, находящейся в интенсивном магнитном поле. Сначала рассмотрим распространение обычной электромагнитной волны, такой, как световая волна. Когда плазмы нет, электромагнитная волна распространяется со скоростью света, и большее магнитное поле не влияет на волну или ее скорость. Если, однако, в магнитном поле находится плазма, положительные и отрицательные заряды плазмы будут взаимодействовать с электрическим полем волны, и распространение волны будет существенно иным. Фактически существование плазмы накладывает сильные ограничения на тип волны, которая может распространяться через нее. Эти ограничения по существу определяются движением носителей зарядов в плазме; волна должна быть «согласована» с этими движениями.

Движение электрона (отрицательный носитель) в плазме может быть подвержено влиянию четырех сил (рис. 1.2). Во-первых, он будет ускоряться электрическим полем. Это поле может быть наложено извне или может быть электрической компонентой электромагнитной волны, распространяющейся в плазме. Во-вторых, электрон будет замедляться силами трения, которые могут возникать из-за столкновения с другими частицами. В-третьих, электрон будет отклоняться магнитным полем. Эта магнитная сила, называемая силой Лоренца, действует под прямым углом по отношению к скорости электрона и направлению магнитного поля. Кроме вышеупомянутых сил, на электрон действует четвертая сила — инерционная, которая препятствует его ускорению. Инерционная сила пропорциональна массе электрона и ускорению и действует в направлении, противоположном направлению ускорения электрона.

Из четырех упомянутых сил сила трения производит одинаковый эффект на все волны: она тормозит движение частиц плазмы и умень-

шает амплитуду распространяющейся волны. Для самого существования волн необходимо, чтобы трение в системе было мало. Один из привлекательных моментов использования твердых тел для изучения плазмы состоит в том, что в некоторых материалах трение может быть сделано пренебрежимо малым. Носители с большой подвижностью, практически не тормозящиеся из-за трения, могут быть получены в

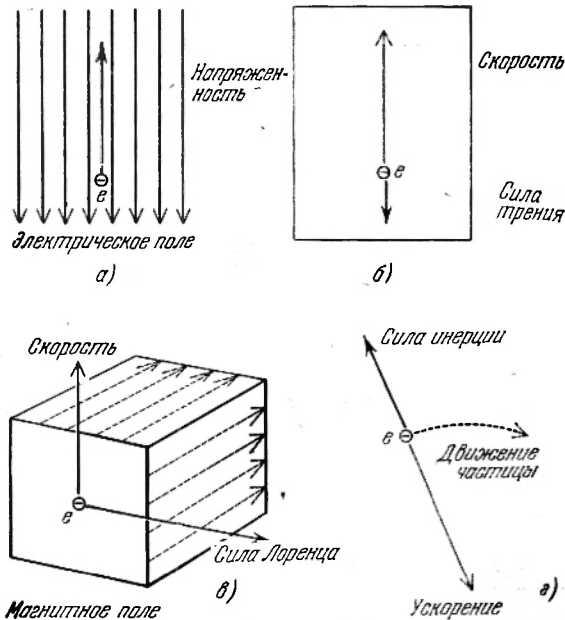


Рис. 1.2. Четыре типа сил, действующих на электрон в плазме: электрическая (а), сила трения (б), магнитная (в) и инерционная (д).

определенных полупроводниках и в некоторых очень чистых металлах при охлаждении их до низких температур, поскольку при этом уменьшаются тепловые колебания атомов в кристаллической решетке материала.

Для простоты рассмотрим плазму, в которой трение пренебрежимо мало и в которой существуют равные числа положительных и отрицательных зарядов. Мы будем полагать, что отрицательные заряды — электроны, а положительные заряды — тяжелые положительные ионы, т. е. атомы, у которых недостает одного или более электронов. В такой плазме подвижность электронов настолько больше подвижности тяжелых положительных ионов, что мы можем рассматривать положительные заряды как неподвижные. Можно спросить: «Какого типа волна может распространяться через эту систему, когда она помещена в магнитное поле?».

Можно представить, что электрическое поле, связанное с волной, будет ускорять электроны в плазме. Если трением можно пренебречь, то электрическая сила на электрон будет уравновешена суммой силы Лоренца и инерционной силы. Если подсчитать относительную роль этих сил для волн средних частот, обнаружится, что сила Лоренца для электронов намного больше инерционной силы. Отсюда следует, что магнитное поле существенным образом влияет на движение электронов. Поскольку сила Лоренца всегда перпендикулярна магнитному полю и направлению движения электрона, электрон будет вращаться вокруг силовых линий магнитного поля (рис. 1.3).

Оказывается, что единственной волной, которая может сообщить электрону необходимое движение, и, следовательно, распространяться, является волна, у которой электрическое поле и связанное с ним направление тока, вращаются относительно магнитного поля с определенной частотой. Эта частота обратно пропорциональна квадрату длины волны и зависит также от тех множителей, которые при расчете входят в силу Лоренца, а именно напряженности магнитного поля и числа электронов в единице объема. Не удивительно, что волна будет распространяться только в том случае, если направление вращения вектора электрического

поля в ней совпадает с вращением электронов, движущихся в магнитном поле.

То обстоятельство, что частота этой волны обратно пропорциональна квадрату длины волны, наделяет волну необычным свойством: ее скорость возрастает вместе с увеличением частоты. Причина этого в том, что скорость любой волны равна произведению частоты на длину волны. В случае световых и звуковых волн любое увеличение частоты сопровождается пропорциональным уменьшением длины волны, так что скорость остается постоянной. В случае плазменной волны, при увеличении частоты длина волны уменьшается, но только как квадратный корень из частоты. Например, если частота увеличивается в 100 раз, длина волны падает только в 10 раз, а следовательно, скорость возрастает в 10 раз.

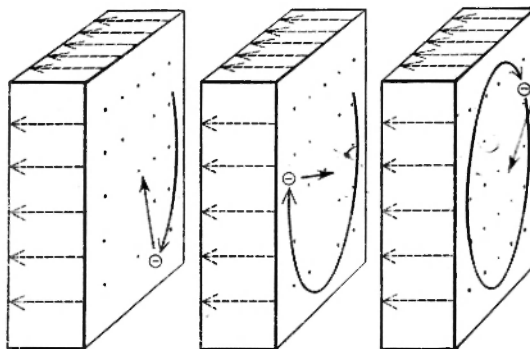


Рис. 1.3. Путь электрона в магнитном поле определяется силой Лоренца (цветные стрелки), которая действует в направлении, перпендикулярном магнитному полю и скорости. В отсутствие электрического поля это заставляет электрон вращаться вокруг магнитных силовых линий.

Волны с точно такими свойствами, известные как «атмосферные свисты», часто распространяются в разреженной плазме земной ионосферы. Атмосферные свисты создаются при вспышках молний. Эти волны распространяются вдоль подковообразных линий сил земного магнитного поля, которые оканчиваются на так называемых сопряженных точках в Северном и Южном полушариях. Свисты могут регистрироваться антенной, связанной с усилителем звуковой частоты. Свисты могут быть результатом вспышки молнии в сопряженной точке на противоположном полушарии или могут возникать при вспышке молний вблизи передатчика, посылающего волну в удаленную сопряженную точку, где она отражается и возвращается тем же самым путем.

Почему возник такой термин «свист»? Объяснение состоит в том, что вспышка молнии вначале возбуждает волны в широком диапазоне частот. Однако, как было отмечено выше, высокие частоты проходят через плазму быстрее, чем низкие частоты, т. е. волна диспергируется. При последовательном достижении приемника низкими частотами возникает свист, падающий по высоте. Однако трудно сравнить количественно свойства таких волн с предсказанными теорией, поскольку данные о плотности свободных носителей в ионосфере очень неопределенны.

Наша группа при Корнелльском университете возбуждала эти же самые «свисты» в электронном «газе» металла и выполнила точные сравнения теории с экспериментом. Определенные металлы являются идеальными объектами для такого рода исследований. Электроны в них исключительно подвижны, тогда как положительные ионы в кристаллической решетке металла неподвижны. Это и есть те самые простые условия, о которых писалось выше. Чтобы трение в электронном газе было небольшим, желательно иметь металл с наивысшей возможной проводимостью. Для этой цели мы выбрали натрий и понизили его температуру до температуры жидкого гелия. При этом проводимость натрия возросла в 7000 раз по сравнению с его проводимостью при комнатной температуре.

При таких условиях роль силы Лоренца по сравнению с силами трения конечно очень велика.

В нашем небольшом образце натрия мы создавали не бегущую волну свиста, а стоячую волну свиста, заключенную в образце; такая стоячая волна сходна с волной, возникающей при щипке струны скрипки. Пластина натрия помещалась в сильное постоянное магнитное поле (рис. 1.4). Две небольшие катушки, взаимно перпендикулярные, а также

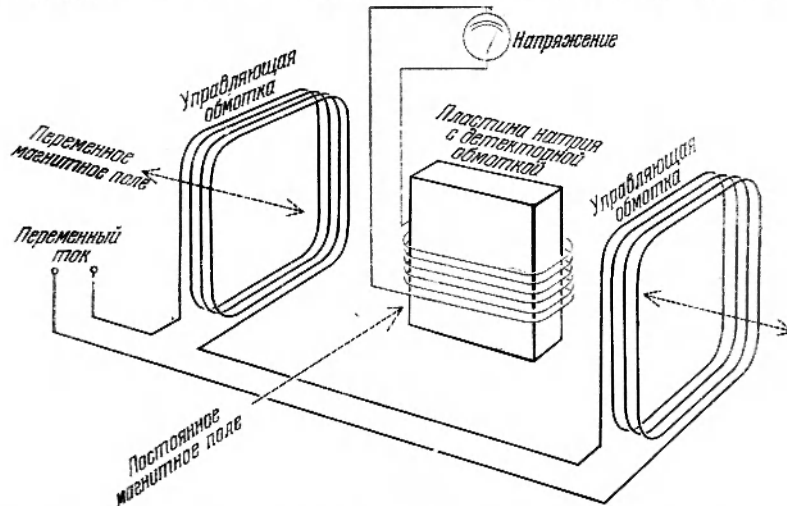


Рис. 1.4. Схема экспериментальной установки, на которой автором и его коллегами в Корнелльском университете были продемонстрированы плазменные волны в металле.

перпендикулярные большому магнитному полю, наматываются одна вне, а другая на образец натрия. По одной из этих катушек, называемой управляющей катушкой, идет переменный ток, который используется для возбуждения «свиста» в натрии. Другая катушка, называемая катушкой-детектором, используется для того, чтобы обнаружить, генерируется или не генерируется волна. В эксперименте изменяется частота управляющего тока и одновременно регистрируется напряжение на катушке-детекторе.

Детектор показывает пик напряжения только при определенных частотах, когда система резонирует (рис. 1.5). Резонанс имеет место, когда длина образца в направлении магнитного поля равна целому числу половин свиста. Другими словами, при этом только половина длины волны или кратное число таких половин, будут точно помещаться в образце натрия. Это соотношение описывает основную моду колебания и более высокие гармоники большинства колеблющихся систем. (Читатель может заметить, что резонансные пики, показанные на рис. 1.5, не включают моды колебания для четных целых чисел. Объяснение состоит в том, что наша катушка-датчик охватывает весь образец, и четные гармоники имеют электрические поля, которые, складываясь, дают нуль, когда они суммируются по всей площади катушки-датчика).

Частота, при которой пики имеют место, может быть подсчитана из теории, описывающей распространение свистов в плазме. Эта частота зависит от размеров плазмы, силы магнитного поля и концентрации носителей. Первые два параметра могут быть измерены очень точно в твердом теле; число носителей может быть вычислено в предположении,

основанном на теории и многих экспериментах, свидетельствующих о том, что на атом натрия приходится один электрон проводимости. Частоты пиков свиста в нашей натриевой системе хорошо согласуются с предсказанными теорией. Расхождение, которое составляет только несколько процентов, вероятно, связано с характеристиками твердого тела, не относящимися к общей теории волны в плазме.

В эксперименте, описанном выше, свист поддерживался в резонансе, поскольку возбуждение непрерывно подводилось от управляющей катушки. Это эквивалентно поддержанию колеблющегося состояния струны скрипки при ведении по ней смычка. Но точно так же, как один щипок

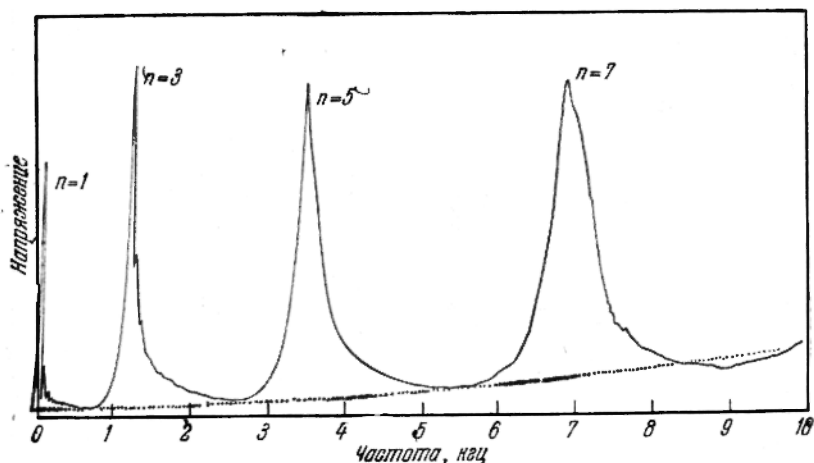


Рис. 1.5. Стоячие волны «свиста» образуются в пластинке натрия (см. рис. 1.4), когда размер пластинки в направлении магнитного поля равен целому числу полуволн. Пики напряжения, указывающие существование стоячих волн, показаны для нечетных целых чисел 1, 3, 5 и 7. Выходное напряжение для волн, отвечающих четным целым числам, гасится из-за экспериментальных условий. Пунктирная линия показывает выходное напряжение, когда магнитное поле в натриевой пластинке равно нулю.

струны позволяет получить звук, который исчезнет со временем, можно возбудить отдельный «свист», подавая острый электрический импульс на управляющую катушку. Если сделать так, мы получим плавно затухающие «сигналы», показанные на осциллограмме на рис. 1.6.

Наша группа первая сообщила о свистах в металле. Наше открытие было опубликовано в 1961 г., и в то время, когда мы делали эксперименты, мы не знали о предшествующем обсуждении, в котором указывалось на возможность создания таких волн. Действительно, Пьер Агрейн из Парижского университета в 1960 г. предложил возбудить в полупроводнике, помещенном в магнитное поле, волновое движение, названное им геликоном. Это название указывает на то, что при прохождении такой волны вдоль магнитного поля, электрическое поле, ассоциируемое с ней, будет изменяться по спирали. Для подтверждения существования такой волны Агрейн предложил провести эксперименты при частоте около 10^{10} Мгц. В наших исследованиях создавались волны с частотой от 10 до 100 гц. Поэтому нам и не пришлось в голову сначала, что может быть какая-либо связь между нашей работой и экспериментами, предложенными Агрейном.

Однако как только была создана теория экспериментов в металле, стало ясно, что геликон, предложенный Агрейном, и полученные нами

волны, идентичны. Громадная разница в частотах возникает исключительно из-за разницы в числе электронов проводимости в металлах и полупроводниках. Первые содержат 10^{22} электрон/см³, вторые — 10^{14} . Отношение этих чисел как раз и является отношением двух частот. Геликон, атмосферный свист и низкочастотный плазменный резонанс, наблюдаемый в металлах нашей группой, физически идентичны. Большое

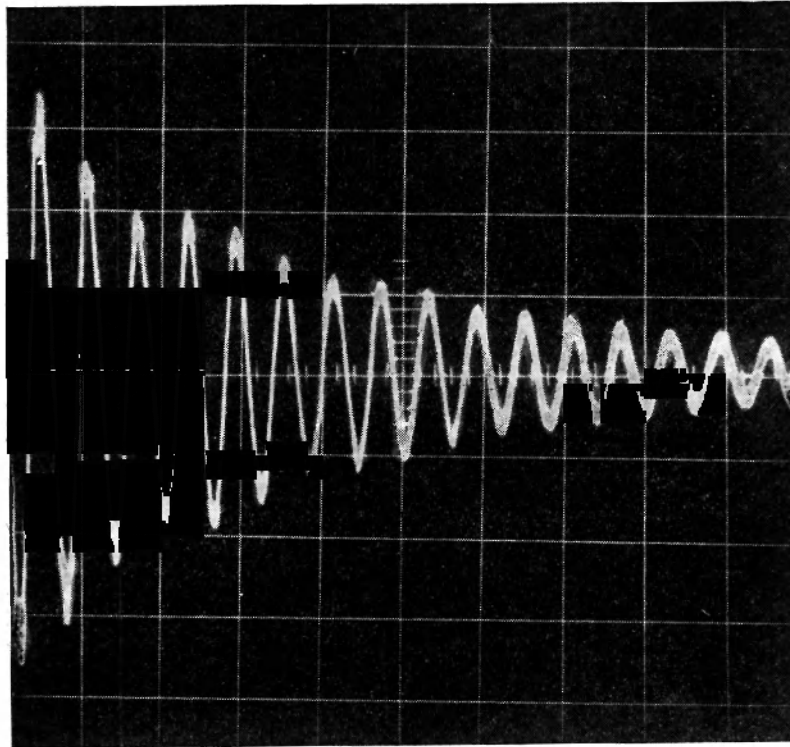


Рис. 1.6. Импульс «свиста» в натриевой пластинке дает плавно затухающий сигнал. «Свист» возникает при приложении острого электрического импульса к управляющей катушке.

удовлетворение доставляет видеть проявление одних и тех же волн в таких очень различных условиях. Насколько я знаю, в публикации Агрейна впервые было предположено, что свисты могут проходить через твердые тела при подходящих экспериментальных условиях. Группа Агрейна уже подтвердила существование этих волн в полупроводниках при предсказанных частотах.

Свисты в различных средах имеют частоты, длины волн и скорости которых диктуются физическими свойствами плазмы, в которой они проходят (табл. 1.1).

Второй тип магнитоплазменных волн, которые я хочу обсудить, имеет совершенно иной характер, чем волна свиста. Этот вид волн является преобладающим в плазме, в которой равны числа положительных и отрицательных зарядов, причем эти заряды в высокой степени подвижны. Если и положительные и отрицательные заряды подвижны, электрические токи, т. е. результирующая электрического поля, и сила Лоренца могут быть сбалансированы, давая в сумме нуль: ток, обусловленный

Таблица 1.1

	Ионосфера	Полупроводник	Металлы
Число носителей заряда в 1 см ³	10 ³ —10 ⁵	10 ¹³ —10 ¹⁶	10 ²²
Магнитное поле, гс	0,2	10 000	10 000
Частота, гц	5 000	10 ¹⁰	1—10 000
Длина волны, см	400 000	0,3	0,5
Скорость, см/сек	2·10 ⁹	3·10 ⁹	20

подвижными положительными зарядами, точно компенсирует ток, обусловленный отрицательными подвижными зарядами. И хотя в этом случае нет чистого потока электрического заряда, тем не менее существует поток частиц (рис. 1.7).

Как следствие, в такой системе могут возбуждаться определенные волны, возникающие из-за взаимодействия магнитной и кинетической энергий. Такое волновое движение называется волнами Альфена в честь Ганса Альфена, который первый предсказал их существование.

Волну Альфена наблюдать труднее, чем «свист». Нейтральная плазма, в которой она распространяется, является отличным проводником. Когда такая плазма помещается в магнитное поле, частицы плазмы и поле становятся тесно связанными друг с другом. Если попытаться часть плазмы привести в движение, плазма воспрепятствует любому изменению в числе магнитных силовых линий, проходящих через

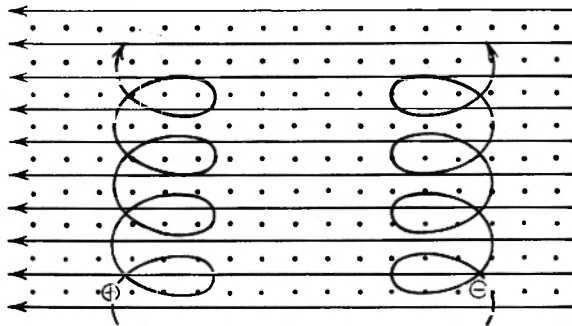


Рис. 1.7. Заряженные частицы, на которые одновременно действуют электрическое поле (горизонтальные стрелки) и магнитное поле (точки), перпендикулярное электрическому полю и траекториям частиц, движутся по спиральным траекториям. Петли спирали возникают в результате того, что положительные частицы ускоряются при движении вдоль электрического поля и замедляются при движении против него. Отрицательные частицы в электрическом поле движутся в противоположном направлении. В магнитном поле и те и другие дрейфуют в одном и том же направлении. Дрейф представляет чистый поток вещества, но не заряда, поскольку противоположные электрические заряды компенсируют друг друга.

нее; индуцируемые токи действуют таким образом, чтобы сохранить магнитный поток постоянным. Если часть плазмы сдвинуть, поток силовых линий растянется, но останется задержанным в этой части. Такое растягивание эквивалентно увеличению магнитной энергии системы. Если внешняя сила, которая сдвинула плазму, выключится, магнитные линии стремятся моментально вернуться в свое первоначальное положение. При этом вместе с собой они перенесут частицы плазмы. Таким путем магнитная

энергия может быть превращена в кинетическую энергию движения частиц плазмы. Это превращение энергии аналогично тому, которое происходит при отведении маятника от положения равновесия; потенциальная энергия (гравитационная в этом случае) превращается в кинетическую энергию, и система продолжает осциллировать около положения равновесия, пока не остановится из-за трения. Таким же образом будет осциллировать плазма, и любое волновое движение, находящееся в тоне с этой основной осцилляцией, может распространяться. Когда анализируются факторы, которые определяют частоту волны Альфена, оказывается, что эта частота обратно пропорциональна длине волны. Это означает, что скорость волны Альфена, в отличие от скорости свиста, является постоянной величиной. Альфен предположил, что такие волны могут передавать громадные энергии в термоядерных плазмах звезд.

Волны Альфена были получены в лабораторной газообразной плазме, но добиться точного согласия между экспериментальными волнами и теорией пока трудно. Были попытки создать волну Альфена в жидком металле, таком, как ртуть, которая состоит из очень подвижных положительных и отрицательных зарядов. Успех, однако, был ограниченным, поскольку электрическое сопротивление ртути довольно высоко и волны быстро затухали.

Как создать волну Альфена в твердом теле? Можно ли найти подходящие плазмы в твердом теле с много меньшим сопротивлением и трением? Ответ оказывается положительным. Подходящим для этой цели оказывается чистый висмут, который является полуметаллом, т. е. обладает определенными характерными признаками и металлов и полупроводников. Носители электричества в висмуте ведут себя так, как если бы были равные количества положительных и отрицательных зарядов, причем и те и другие обладают высокой степенью подвижности. Эти два типа носителей возникают следующим образом. В кристалле висмута атомы висмута имеют меньше электронов в своих электронных оболочках, чем в случае изолированных атомов висмута. Избыточные электроны, которые не требуются для связи в твердом теле, движутся по кристаллу и являются отрицательными носителями электричества. Поскольку кристалл электрически нейтрален, подвижные электроны оставляют за собой «дырки», которые имеют эффективный положительный заряд. Такая дырка может двигаться от одного атома висмута к следующему и вследствие этого ведет себя как положительный носитель электричества. Следовательно, положительные носители в висмуте не ионы, а дырки, или недостающие электроны. В то время как электроны движутся в одном направлении под влиянием электрического поля, дырки движутся в другом.

Несколько изящных экспериментов продемонстрировали наличие волны Альфена в висмуте. Один из них был впервые выполнен в 1962 г. Дж. А. Вильямсом в «Белл телефон компани». Вильямс использовал две характеристики волны Альфена: ее скорость много меньше скорости электромагнитной волны в свободном пространстве и пропорциональна напряженности магнитного поля.

Вильямс создал микроволновую передающую и приемную аппаратуру, в которой часть микроволнового потока задерживалась пластинкой висмута (рис. 1.8). Висмут был помещен в магнитное поле, напряженность которого могла изменяться. Вильямс рассуждал, что часть микроволнового потока, ударяясь о висмут, будет передаваться через пластинку, как волна Альфена, с меньшей скоростью, чем незадерживающаяся часть потока. Чтобы увидеть, так ли это будет, он принял меры, чтобы лучи, испускаемые из висмута, интерферировали со свободными лучами.

Если бы первые задерживались на одну полную длину волны, они усиливали бы прямые лучи и сигнал на детекторе был бы сильным. Если бы они задерживались на половину длины волны, обе группы лучей гасили бы друг друга и сигнал на детекторе был бы значительно уменьшен.

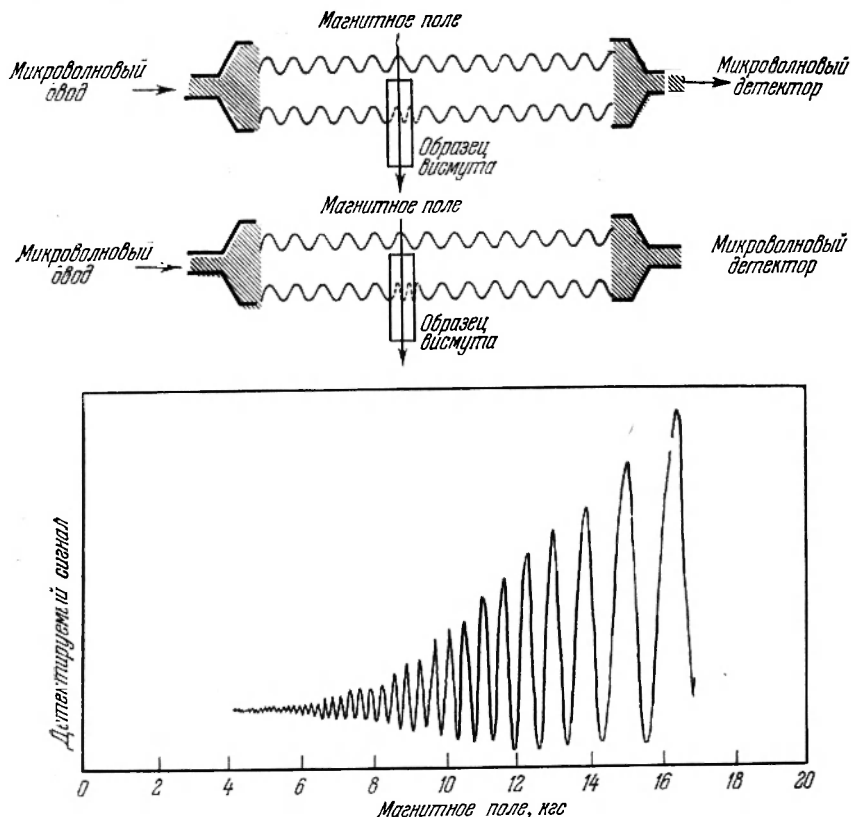


Рис. 1.8. В твердых телах также могут быть генерированы плазменные волны Альфена, которые обладают свойствами, весьма отличающимися от свойств «свистов». Дж. А. Вильямс из «Белл телефон компани» показал, что, проходя через плазму в висмуте, микроволны распространяются, как волны Альфена, и затухают. Если лучи, испускаемые висмутом, находятся в фазе со свободно распространяющимися лучами (вверху), микроволновой детектор примет сильный сигнал. Если испускаемые лучи находятся не в фазе (в середине), сигнал будет ослабляться. Скорость волн Альфена пропорциональна напряженности магнитного поля. Кривая внизу показывает результаты изменения магнитного поля.

Вильямс обнаружил, что он мог в самом деле задерживать лучи, проходящие через висмут, на целое или полуцелое число длин волн в зависимости от напряженности магнитного поля, которое он прикладывал к висмуту.

Я не хочу, чтобы осталось впечатление, что это единственные плазменные эксперименты в твердых телах; было много и других. Например, М. Гликсман и М. Г. Стил и их сотрудники в «Давид Сарнаф» исследовательском центре РКА лаборатории продемонстрировали существование «пинч»-эффекта в электронно-дырочной плазме полупроводника. Этот эффект возникает, когда через плазму пропускается сильный ток. Ток создает собственное магнитное поле, силовые линии которого являются окружностями с центрами на линии тока. Поскольку носители тока движутся в магнитном поле, на них действует сила Лоренца, которая сжимает

их в тонкий поток. Это явление многократно исследовалось как возможное средство по удержанию газообразной плазмы для достижения контролируемой термоядерной реакции.

Гликсман и Стил предположили, что некоторые любопытные особенности, которые они наблюдали в электрическом сопротивлении антимоноида индия при очень высоком токе могут быть объяснены, если предположить, что в плазме носителей образуется пинч. Позже В. П. Осипов и А. И. Хвоцков в СССР показали непосредственно оптическими методами, что пинч в самом деле образуется. За последние несколько месяцев Б. Анкер-Джонсон и Дж. Е. Друммонд из военно-воздушной исследовательской лаборатории опубликовали фотографии, демонстрирующие, что плазма в пинче становится достаточно горячей для местного расплавления твердого тела, оставляя канал на своем пути. В добавление к этим специфическим экспериментам в ряде теоретических исследований (особенно Д. Пайнса из Иллинойского университета) изучались плазменные явления в твердых телах.

Общее представление об использовании твердых тел для изучения поведения плазмы совсем молодо, и можно ожидать новых открытий, по крайней мере таких же интересных, как и до сих пор наблюдаемые. По-видимому, не приходится сомневаться, что эксперименты в твердых телах внесут важный вклад в понимание самого вездесущего вещества во Вселенной: газообразной плазмы.

Ф. Ф. Морихид

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

(МАЙ 1967 г.)

Для индуцирования люминесценции в кристаллах полупроводниковых соединений можно использовать различные способы возбуждения в них электронов. Среди применений этой люминесценции эффективными являются твердотельные лазеры.

Направление исследований по созданию эффективного источника света на основе твердого тела существенно изменилось с 1950-х гг. В то время наиболее перспективными казались работы, основанные на использовании эффекта Дистру — свойства определенных фосфоресцирующих порошков, открытого французским физиком Дж. Дистру в 1936 г. Наиболее распространенный способ для изучения этого эффекта заключается в нанесении тонкого слоя фосфоресцирующего порошка (подобно покрытию на внутренней стороне телевизионной трубки) между двумя параллельными пластинками прозрачного конденсатора. При приложении высокого переменного напряжения к такому «сэндвичу» можно было заставить фосфоресцирующее вещество испускать устойчивое свечение. Однако из-за высокого напряжения и высокой частоты, которые были необходимы для получения такой люминесценции с достаточной для большинства целей яркостью свечения, такие электролюминесцентные панели не оправдали первоначальных надежд. Состояние дела по существу было таким же, как и 10 лет назад.

В последние пять лет основное внимание при исследовании электролюминесценции твердых тел уделялось изучению монокристаллов различных полупроводниковых соединений. Это направление работ особенно оживилось после того, как в 1962 г. сотрудники Линкольнской лаборатории Массачусетского технологического института обнаружили, что простой кристаллический диод, состоящий из полупроводникового кристалла арсенида галлия, является очень эффективным источником инфракрасного излучения. Позднее в этом же году группы Линкольнской лаборатории, компания «Дженерал электрик» и Международная компания счетных машин почти одновременно сообщили о своих успехах в получении лазерного излучения на диодах из арсенида галлия.

Сегодня уже имеются полупроводниковые источники света в широком диапазоне длин волн, простирающемся от ближней ультрафиолетовой области электромагнитного спектра до далекой инфракрасной (рис. 2.1). Для использования в лазерах оказались пригодными многие полупроводниковые соединения. Хотя трудности еще остались, представляется вероятным, что точно так же, как транзисторы с их быстродействием, высокой

надежностью, долгим сроком службы и небольшими размерами заменили во многих случаях вакуумные трубки, так и полупроводниковые источники света, возможно, и по исходным причинам, заменят небольшие лампы накаливания, особенно в тех случаях, где такие лампы используются вместе с транзисторными приборами, например в индикаторных устройствах электронных вычислительных машин. Кроме того, диоды арсенида галлия, дающие инфракрасное излучение, вместе с детекторами из чистого кремния

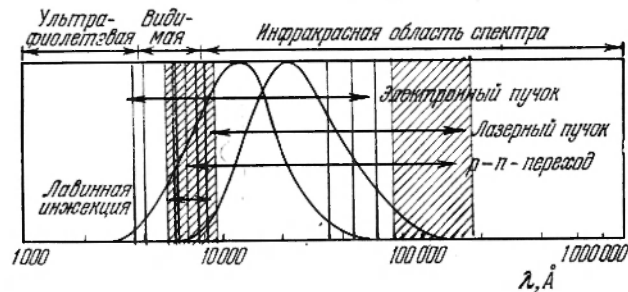


Рис. 2.1. Электромагнитный спектр, который может быть получен с помощью имеющихся сейчас полупроводниковых источников света. Для сравнения приведен спектр широкополосного излучения двух ламп накаливания (черные кривые); максимальные значения температур витей накала этих ламп равны 3100°C (для левой кривой) и 1400°C (для правой кривой). Черные горизонтальные стрелки показывают области спектра, достигаемые с помощью четырех различных методов, используемых для возбуждения люминесценции в полупроводниковых кристаллах.

могут уже в скором времени заменить тяжелые кабели, которые соединяют различные части большой вычислительной машины. При этом снижается стоимость машины и увеличивается скорость передачи данных. Влияние полупроводниковых источников света будет, вероятно, меньшим в вопросах общего освещения, где большие лампы накаливания, флуоресцентные лампы и различные газоразрядные приборы заняли в настоящее время, по-видимому, прочные позиции.

Покажем, в чем состоит различие между двумя основными механизмами генерирования видимого света: накаливанием и люминесценцией. При накаливании вещество испускает широкополосное излучение вследствие теплового движения образующих его атомов. Для накаливания необходимо просто ввести энергию в образец подходящего материала, скажем, пропуская электрический ток через вольфрамовую проволоку. При этом электрическая энергия превращается в энергию теплового движения, мерой которой является температура. Чем выше температура, тем больше общая доля излучения и тем большая часть этого излучения испускается в виде фотонов высокой энергии — световых квантов. Время жизни лампы накаливания обычно определяется скоростью испарения атомов из нагретой нити. В типичной домашней лампе со сроком службы около 500 часов и максимальной температурой нити накала 2600°C около 80% электрической энергии превращается в энергию излучения, причем большая часть приходится на долю инфракрасного излучения и лишь около 9% — на долю видимого для человеческого глаза света. Индикаторная лампа накаливания, рассчитанная для работы непосредственно от электрических цепей транзистора в течение около 10 000 часов при нагреве в 1400°C , испускает видимое излучение с эффективностью около 0,5%.

Люминесценция, с другой стороны, является излучением в узком диапазоне, испускаемом веществом в результате изменения его энергии

ческих состояний (обычно состояний электронов), когда образец возбуждается внешним источником энергии; при этом температура образца изменяется незначительно. Такой люминесцентной системой могут быть изолированные атомы в газе, которые возбуждаются электрическим разрядом, или атомы примеси в твердом теле, которые возбуждаются фотонами больших энергий или электронами. Примерами практического использования явления люминесценции могут служить ртутные лампы высокого давления, флюоресцентные лампы, телевизионные кинескопы. В каждом из этих приборов часть потребляемой энергии тратится на перевод электронов в возбужденные энергетические состояния (рис. 2.2). В процессе люминесценции участвуют либо наиболее удаленные (внешние) электроны изолированных атомов в газе или в твердом теле, либо электроны, ответственные за образование связи в твердом теле. Возбужденные электроны спонтанно возвращаются в основное состояние. Такой переход сопровождается из-

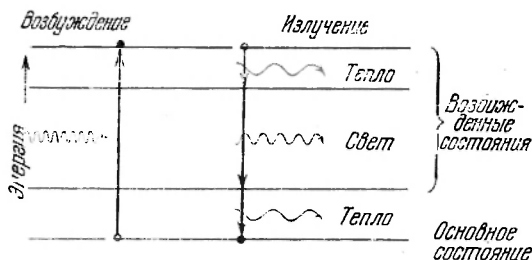
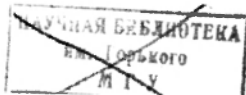


Рис. 2.2. Общий механизм люминесценции иллюстрируется диаграммой энергетических уровней электрона в изолированном атоме (например, в газе). Внешнее возбуждение, которым может быть фотон или световой квант с достаточно высокой энергией (слева), переводит электрон из основного состояния в состояние с большей энергией. Когда возбужденный электрон спонтанно возвращается на более низкий энергетический уровень (справа), разность энергии этих двух состояний может уноситься в виде другого фотона. Процессы релаксации, следующие за возбуждением и эмиссией, приводят к образованию тепла. По этой причине энергия возбуждающего фотона всегда больше энергии излучаемого фотона.

лучением фотона, который уносит энергию, равную разности энергии возбужденного и основного состояний. Эта энергия пропорциональна частоте испускаемого света. Если в возбужденные состояния можно «накачать» достаточно большое число электронов, то фотон, образовавшийся при переходе одного из таких электронов в свое основное состояние, будет стимулировать переход других электронов, и внутри твердого тела возникнет «стоячая» волна интенсивного электромагнитного излучения, ограниченная поверхностью тела. Это и есть стимулированное излучение, которое лежит в основе работы любого лазера. Световые волны, испускаемые таким лазером, будут в высшей степени монохроматичны (с одной и той же длиной волны) и когерентны (с одинаковой фазой). Я вернусь к вопросу о полупроводниковых лазерах после предварительного обсуждения связи люминесценции и электрических свойств полупроводниковых твердых тел.

Силы, которые связывают атомы твердого тела в трехмерную упорядоченную конфигурацию, называемую кристаллической решеткой, обусловлены электронами, точнее, теми электронами, которые занимали бы плавильные энергетические состояния, если бы атомы были изолированными. В случае простого твердого тела, такого, как полупроводниковый элемент германий (четыре электрона на каждый атом), электроны образуют отрицательно заряженное облако вокруг положительно заряженных остовов атомов (рис. 2.3). Электростатическое притяжение между отрицательными электронными облаками и положительными атомными остовами образует ковалентную связь: это есть тот «клей», который удерживает атомы вместе. Энергетические уровни внутренних электронов почти те же самые, что и у изолированных атомов. Что касается уровней электронов связи, то они размываются в почти непрерывные зоны (полосы) уровней, которые можно рассматривать как уровни всего твердого тела в целом



(представляющего собой как бы гигантскую молекулу), а не уровни отдельных атомов. Число возможных состояний этих электронов связи в любой из таких зон, приходящихся на один атом твердого тела, обычно равно двум. Это означает, что при низких температурах каждая зона заполнена либо полностью, либо наполовину, либо не заполнена вообще. Если самая высокая энергетическая зона полностью заполнена, а следующая разрешенная зона пустая, и эти зоны разделены энергетической щелью конечной

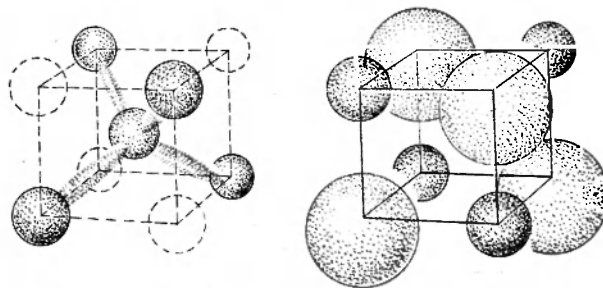


Рис. 2.3. В большинстве полупроводниковых кристаллов электроны, обуславливающие люминесценцию, являются электронами связи, удерживающими атомы в кристаллической решетке. В твердом теле с ковалентными связями, типичным примером которого является германий (слева), электроны связи образуют отрицательно заряженные облака (цветные) между положительно заряженными остовами атомов (затусеваны). В твердом теле с ионными связями, типичным примером которого является хлорид натрия (справа), электроны связи — это внешние электроны как положительно заряженных ионов натрия (затусеваны), так и отрицательно заряженных ионов хлора (цветные).

ширины, тогда это твердое тело при низких температурах ведет себя как изолятор. В этом случае невозможно перемещение заряда ни в полностью заполненной зоне, ни в пустой. Если же наивысшая зона занята наполовину или если она перекрывается со следующей более высокой разрешенной зоной, то электроны в присутствии электрического поля могут двигаться. Такое твердое тело называется металлом.

В случае сложных твердых тел, представляющих соединения различных

элементов, атомы двух различных элементов в узлах решетки заряжены либо положительно, либо отрицательно. При этом электрическое притяжение между такими узлами также дает вклад в силы, удерживающие атомы в твердом теле. Все внешние электроны обоих ионов более

Таблица 2.1

I	II	III	IV	V	VI	VII
Li ³	Be ⁴	B ⁵	C ⁶	N ⁷	O ⁸	F ⁹
Na	Mg ¹²	Al ¹³	Si ¹⁴	P ¹⁵	S ¹⁶	Cl ¹⁷
Cu ²⁹	Zn ³⁰	Ga ³¹	Ge ³²	As ³³	Se ³⁴	Br ³⁵
Ag ⁴⁷	Cd ⁴⁸	In ⁴⁹	Sn ⁵⁰	Sb ⁵¹	Te ⁵²	I ⁵³
Au ⁷⁹	Hg ⁸⁰	Tl ⁸¹	Pb ⁸²	Bi ⁸³	Po ⁸⁴	At ⁸⁵

или менее тесно с ними связаны, так что электронное облако между полами является очень легким, и почти вся связь ионная, а не ковалентная. Оба типа связи присутствуют во всех сложных твердых телах, причем связь изменяется от почти полностью ионной для соединений из элементов из I и VII групп периодической таблицы до почти полностью ковалентной для соединений двух элементов, оба из которых находятся в IV группе.

В табл. 2.1 приведена часть периодической таблицы, в которой содержатся элементы, используемые для получения полупроводниковых

бинарных соединений, для применения их в качестве источников света. Элементы, которые входят в одну бинарную комбинацию, находятся в одинаково раскрашенных колонках. Самые лучшие источники света дают соединения элементов II и VI групп (иногда их называют II—VI-соединения), а также III и V групп (III—V-соединения). У каждого элемента указан его атомный номер, показывающий число протонов в ядре или число электронов в электронной оболочке.

Полупроводники без примесей — это изоляторы с узкой «запрещенной» щелью, так что при комнатной температуре значительное число электронов связи термически переводится из наивысшей заполненной зоны

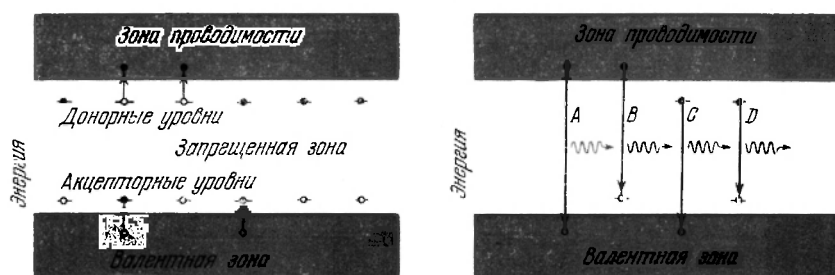


Рис. 2.4. Роль примесей в образовании электропроводности иллюстрируется диаграммами энергетических зон типичного полупроводникового кристалла. Тон может быть обусловлен либо электронами в зоне проводимости, пустой при нормальных условиях, или электронными дырками в валентной зоне, которая при нормальных условиях заполнена (слева). «Донорные» примеси, имеющие энергетические уровни в «запрещенной» щели между двумя зонами, дают электроны в зону проводимости. «Акцепторные» примеси, уровни которых также находятся в щели, дают дырки в валентной зоне. Полупроводник *n*-типа имеет больше доноров, нежели акцепторов. Полупроводник *p*-типа имеет больше акцепторов, чем доноров. Излучательная рекомбинация (справа) может происходить между свободным электроном в зоне проводимости и свободной дыркой в валентной зоне (A), между свободным электроном и дыркой в акцепторе (B), между электроном в доноре и свободной дыркой (C) или между электроном в доноре и дыркой в акцепторе (D).

(валентная зона) в более высоко лежащую пустую зону (зона проводимости). При этой температуре электроны в зоне проводимости обуславливают электропроводность твердого тела. «Дырки», или незанятые состояния в валентной зоне, также дают вклад в электропроводность, поскольку они движутся в электрическом поле как носители положительного заряда в направлении, противоположном направлению движения электронов. Для того чтобы изоляторы с большей щелью стали полупроводниками при нормальных температурах, требуется присутствие примесей (рис. 2.4). Примесь является донорной, если атомы ее имеют больше валентных электронов, чем атомы кристалла, в который эта примесь добавляется. Атомы такой примеси могут отдавать эти избыточные электроны в зону проводимости. В общем случае основное или наиболее низкое состояние таких электронов будет лежать внутри запрещенной щели, обычно ближе к зоне проводимости. Если эта разность энергий не слишком велика, некоторые из электронов окажутся в зоне проводимости при нормальных температурах и дадут вклад в проводимость твердого тела.

Атом акцепторной примеси имеет меньше электронов, чем атом кристалла, который эта примесь замещает в решетке кристалла. Он может захватывать недостающие электроны для образования валентной связи, оставляя в результате этого «дырку» в валентной зоне. Возбужденное состояние, в которое должны быть переведены валентные электроны (или основное состояние для дырки), также лежит в запрещенной щели, обычно ближе к валентной зоне. Если полупроводник содержит и донорные и

акцепторные примеси, энергия системы может уменьшиться либо из-за того, что свободный электрон попадает на акцепторный уровень, занятый дыркой, либо потому, что свободная дырка рекомбинирует с избыточным электроном донора. В любом из этих случаев донор компенсирует эффект акцептора, и если числа добавленных доноров и акцепторов точно равны, то твердое тело будет изолятором при комнатной температуре.

Рекомбинация электрона и дырки в полупроводнике либо непосредственно в щели, либо в местах нахождения донорной или акцепторной примеси может сопровождаться излучением фотона. Энергия, теряемая электроном, приобретает фотон. Именно такого типа люминесценция имеет место в полупроводниковых источниках света. Эффективный полупроводниковый источник света сочетает: 1) быструю рекомбинацию

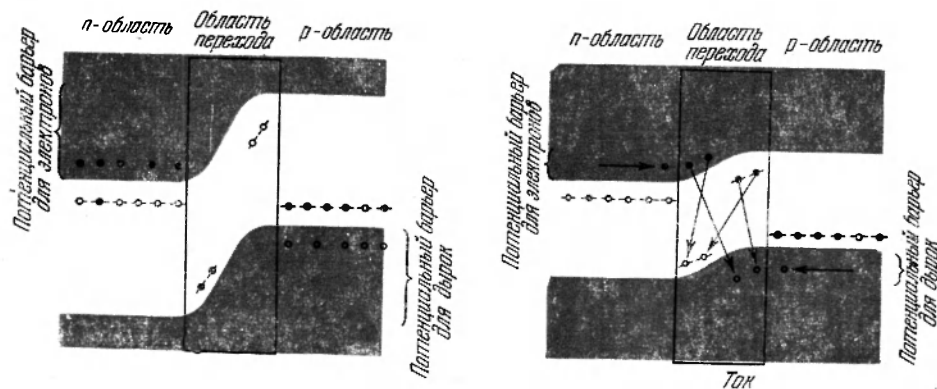


Рис. 2.5. На переходе между полупроводником n -типа и полупроводником p -типа энергетические зоны изгибаются. В $p-n$ -переходе без смещения (слева) результирующие потенциальные барьеры препятствуют диффузии электронов в p -область и дырок в n -область. Приложение прямого смещения, которое определяется внешним напряжением, уменьшает такие потенциальные барьеры (справа), значительно увеличивая ток. Рекомбинация инжектированных избыточных носителей (электронов в p -области, дырок в n -области) может происходить с испусканием фотонов.

дырки и электрона с излучением фотона и 2) подходящую структуру для введения электронов в возбужденные состояния. И того и другого можно достичь тремя различными способами: введением электронов в кристалл с преобладающей дырочной проводимостью (положительный или p -типа полупроводник), введением дырок в кристалл с преобладающей электронной проводимостью (отрицательный или n -типа полупроводник) или введением и дырок, и электронов в изолятор. Если такое введение небольшого числа носителей в зону эффективной рекомбинации происходит в результате прохождения тока через структуру, то мы имеем дело с прямым превращением электрической энергии в световую, или с электролюминесценцией.

Наиболее эффективной системой для введения избыточных носителей в полупроводниковый материал является $n-p$ -переход. Как следует из названия, проводимость одной стороны перехода (n -области) обусловлена электронами, которые оказались в зоне проводимости из-за наличия донорных примесей, тогда как проводимость другой стороны (p -области) обусловлена дырками, возникшими при образовании валентной связи акцепторными примесями. Вид зон в районе перехода, а также донорные и акцепторные состояния показаны на рис. 2.5. Причину возникновения потенциального барьера на переходе можно кратко объяснить следующим образом: поскольку концентрации электронов и дырок на противоположных сторонах перехода различны, возникает диффузионный поток электро-

нов из n -области в p -область и дырок из p -области в n -область. Остающиеся в n -области атомы доноров образуют в связи с этим положительный заряд в этой области, а атомы акцепторов — соответствующую отрицательно заряженную область на p -стороне перехода. В результате такого процесса образуется электрическое поле, которое препятствует диффузии. Устанавливается равновесие. Если к переходу приложить внешнее напряжение, уменьшающее потенциальный барьер, то увеличится скорость диффузии электронов в p -область и дырок в n -область. В таком случае говорят, что $n-p$ -переход имеет прямое смещение. Рекомбинация носителей, которые прошли область перехода (электронов в p -области, дырок в n -области), происходит с потерями в энергии, приблизительно равными ширине щели (рис. 2.6).

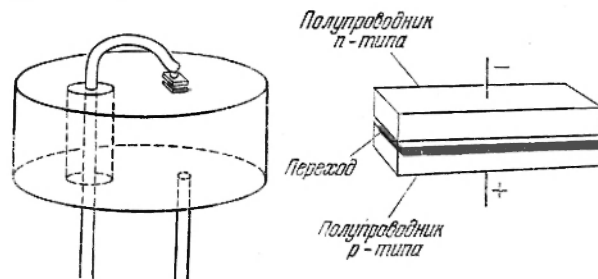


Рис. 2.6. Общий монтаж диода на $p-n$ -переходе (слева). Справа этот диод показан в значительно увеличенном масштабе. Такой диод имеет прямое смещение, если при приложении к нему внешнего напряжения увеличивается скорость, с которой электроны диффундируют в положительную (p) область перехода, а дырки — в отрицательную (n) область. Свет генерируется в плоскости перехода (закрашено) при рекомбинации таких избыточных зарядовых носителей. Размеры стороны реального кристаллического диода — около трети миллиметра.

Эти энергетические потери могут быть радиационными, с испусканием фотона, или нерадиационными, при которых в кристалле рождается большое число колебательных квантов, называемых фотонами. Ток зависит от теплового движения основных носителей (электронов в n -области, дырок в p -области). Приложенное напряжение определяет высоту барьера и, следовательно, скорость, с которой он преодолевается дырками и электронами. Если каждая введенная дырка или электрон приводят к излучению фотона, энергия которого равна ширине щели, тогда для приложенных напряжений, меньших чем энергия щели, энергия излучения превосходит потребляемую электрическую энергию. Подобно тепловому насосу, $p-n$ -переход с прямым смещением отнимает тепловую энергию кристалла и в конечном счете превращает ее в энергию излучения. Энергия излучения может превосходить потребляемую электрическую энергию на величину энергии, которую прибор может забирать от окружающей среды, вызывая ее охлаждение.

В идеальном случае эффективность $p-n$ -перехода ограничивается только первым и вторым законами термодинамики. Однако на практике потери электрической энергии (обычно на контактах) и поглощение света внутри кристалла уменьшают эффективность. Даже для самых лучших из имеющихся кристаллов с $p-n$ -переходами уменьшение эффективности достигает $\sim 20\%$ или несколько менее этого при меньших токах. Часто приложенное напряжение значительно меньше энергии фотона, особенно при малых значениях тока. Основная проблема состоит в выводе генерированного таким образом света из полупроводникового образца без поглощения внутри образца. Одно из решений этой задачи (которое, к сожалению,

не всегда пригоден) состоит в получении стимулированного излучения в переходе.

Электролюминесценция $p-n$ -перехода необычайно эффективна в полупроводниках, где каждый введенный носитель приводит к внутреннему излучению фотона. Такие полупроводники, в состав которых входят элементы III и V групп периодической таблицы, с энергетической щелью менее $1,8 \text{ эВ}$, характеризуются «прямыми» рекомбинационными переходами. Это означает, что электрон на дне наименьшей зоны проводимости и дырки в верхней части наивысшей заполненной валентной зоны имеют одинаковые импульсы. Переход электрона проводимости к дырке валентной зоны может непосредственно приводить к излучению фотона при сохранении энергии и импульса системы в целом. Если электрон проводимости с наименьшей энергией имеет импульс, отличный от импульса дырки в валентной зоне, тогда для сохранения импульса должен испуститься фотон. Такой процесс, называемый «косвенным» переходом, менее благоприятен, чем прямой переход. В полупроводниках, где происходят такие переходы (например, в германии), излучательная рекомбинация происходит значительно реже, чем безызлучательная.

Природа щедро наградила все реальные кристаллы избытком примесей и собственных дефектов, которые обуславливают быструю безызлучательную рекомбинацию добавляемых носителей. Присутствие примесей может приводить к изменению импульса, необходимому для прямых переходов в кристалле, так что при рекомбинации может образоваться фотон. Правда, более часто энергия поглощается с образованием большого числа фононов. Для того чтобы получить эффективную радиационную рекомбинацию в полупроводниках, в которых обычно реализуются косвенные переходы, необходимо в них ввести в достаточном количестве соответствующим образом подобранные примеси, чтобы подавить эффект нерадиационной рекомбинации. Такой подбор был проведен довольно успешно для фосфида галлия (GaP), и менее успешно для карбида кремния (SiC), который дает голубой или желтый свет в количестве не более одного фотона на каждые 10 000 вводимых зарядовых носителей.

Эффективность, с которой сильно «начиненные» дополнительными носителями $p-n$ -переходы в полупроводниках III и V групп с прямой рекомбинацией (например, арсенид галлия) преобразуют вводимые носители в фотоны, оказывается около 100% при высоких токах. Если излучение происходит спонтанно (т. е. не стимулировано), число фотонов, выходящих из кристаллического диода, сильно уменьшается из-за их поглощения на пассивных участках диода. Излучение, попадая на плоскую поверхность раздела кристалла с воздухом, может испытывать полное внутреннее отражение, если его направление составляет с перпендикуляром к поверхности раздела угол, больший некоторого заданного, определяемого коэффициентом преломления на границе кристалл — воздух. Почти для всего спонтанного излучения, за исключением нескольких процентов, путь, пройденный в кристалле в результате такого многократного внутреннего отражения, будет достаточно велик, так что потери на поглощение оказываются очень большими. Если же диод выполнен в виде сферы или полусферы, помещенной в прозрачный материал, который уменьшает показатель преломления полупроводника по отношению к воздуху, то поглощение излучения может быть значительно уменьшено.

Стимулированное излучение, или лазерный эффект, которое при высоких токах в высшей степени эффективно, означает, что почти все фотоны, генерируемые внутри кристалла, выводятся из него. Все испускаемое излучение заключено в узком потоке, лежащем в плоскости перехода. Оба

конца диода, перпендикулярные плоскости перехода, обычно полируются или скалываются так, чтобы между ними возникла резонансная полость. Лазерный луч выходит через эти поверхности. Эффективность выхода внешнего излучения достигала 80% при работе лазерных диодов из арсенида галлия при низких температурах.

Ширина щели арсенида галлия такова, что его излучение находится в инфракрасной области спектра с длиной волны около 9000 Å при комнатной температуре и с длиной волны 8400 Å при 77° K — температура жидкого азота. Фосфид галлия, представляющий другое соединение элементов групп III—V, является полупроводником с щелью в 2,3 эв, что отвечает длине волны около 5400 Å. Если для фосфида галлия подходящим образом выбрать примеси, то можно достичь порядочной эффективности образования в нем квантов зеленого света при очень низких температурах и красного света при комнатной температуре. Обычно когерентное стимулированное излучение в кристаллах с косвенной рекомбинацией считается маловероятным. Однако в твердом растворе арсенида галлия и фосфида галлия ($\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$) был достигнут лазерный эффект, правда для $x > 0,5$. При таком соотношении переход из зоны в зону еще прямой, тогда как для $x < 0,5$ он косвенный. Получаемое при низкой температуре излучение имеет длину волны чуть больше 6300 Å. В настоящее время это наименьший предел, который можно получить в лазерах, основанных на действии $p-n$ -перехода.

Существует целый ряд полупроводниковых соединений элементов II и VI групп периодической таблицы с достаточно большой щелью, которые можно использовать для получения видимого излучения. Они хорошо известны из-за своей люминесценции. Например, сульфид цинка (ZnS) с шириной щели 3,7 эв, что отвечает области, близкой к ультрафиолетовой. В сульфиде цинка может возникать видимое излучение от рекомбинации при добавлении примесей, дающих уровни внутри запрещенной зоны. Люминофоры из сульфида цинка обычно используются в виде микрокристаллического порошка. Эффективное возбуждение таких люминофоров, в результате которого возникает видимое излучение, достигается при их облучении ультрафиолетом, потоками электронов и даже высокочастотными переменными электрическими полями (эффект Дистру). В случае облучения ультрафиолетом почти половина поглощенных ультрафиолетовых фотонов превращается в видимые фотоны. Благодаря шероховатой нерегулярной форме таких микрокристаллов генерируемые внутри них фотоны выходят наружу без таких больших потерь на поглощение, как это может быть в случае $p-n$ -переходов.

При попытке использования соединений элементов II и VI групп для получения источников света возникает трудность, связанная с тем, что из-за более широкой щели они не могут быть сделаны одновременно полупроводниками n - и p -типов. Например, селенид цинка (ZnSe) со щелью 2,7 эв может быть обычно получен только n -типа; теллурид цинка (ZnTe) со щелью 2,3 эв может быть сделан с высокой проводимостью p -типа, но в состоянии n -типа его сопротивление слишком велико. Сульфид цинка с большим трудом можно сделать с проводимостью n -типа, а с проводимостью p -типа его вообще сделать нельзя. Полное объяснение этого обстоятельства достаточно сложно, но основная причина состоит в явлении, называемом самокомпенсацией. Известно, что электростатический эффект добавленных доноров можно компенсировать или нейтрализовать, добавляя равную концентрацию акцепторов. Точно так же при достаточно высокой температуре существует вероятность того, что кристалл сам будет генерировать дефекты, такие, как вакансии (отсутствие атомов в узлах решетки),

которые производят такой же эффект. Компенсация в этих обоих случаях понижает энергию системы на величину, равную энергии, теряемой электроном при переходе от донора к акцептору. Будет или нет данный материал обладать свойством самокомпенсации при температуре, при которой вводятся примеси, зависит от тонкого энергетического баланса. Например, если для создания компенсирующей вакансии требуется меньшая энергия, чем энергия запрещенной зоны, то в состоянии равновесия при данной температуре в кристалле будет высокая концентрация таких компенсирующих вакансий. Ионные твердые тела с широкой энергетической щелью, такие, как хлорид натрия (NaCl), полностью самокомпенсированы и всегда являются изоляторами. Элементы IV группы, такие, как кремний или германий, и соединения элементов III и V групп имеют более сильные ковалентные связи, поэтому в них фактически самокомпенсация не проявляется. Как следствие этого они могут быть получены в состояниях с высокой проводимостью, либо донорной, либо акцепторной. Соединения элементов групп II и VI представляют собой промежуточный случай, и в основном в них возникает только один из типов высокой проводимости.

Единственным соединением элементов II и VI групп с подходящей щелью (1,5 эВ) является теллурид кадмия (CdTe), который может иметь нужную проводимость как n -, так и p -типа. В 1964 г. сотрудники Международной компании счетных машин изготовили p - n -переходы в кристаллах этого соединения, которые при 77°K показали эффективность около 10% при излучении квантов с энергией, немного меньшей величины щели. При комнатной температуре эффективность излучения уменьшалась в 100 раз. Даже в этом случае, когда самокомпенсация и другие факторы ограничивали общее количество дополнительных носителей, оказывалось возможным получить приблизительно 10^{16} носителей на кубический сантиметр на каждой из сторон перехода. Эта концентрация меньше в 1000 раз концентрации, типичной для арсенида галлия, дающего лазерный эффект. Поэтому максимальная плотность рекомбинирующих электронов и дырок в теллуриде кадмия, которую можно получить при высоких токах, оказывается слишком малой, чтобы вызвать лазерный эффект при низких температурах, а при комнатных температурах вызвать эффективную излучательную рекомбинацию. При введении цинка в кристаллическую решетку теллурида кадмия получают кристаллы твердого раствора состава $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ с большой энергетической щелью. В этой системе для $x < 0,4$ были приготовлены p - n -переходы с эффективной электролюминесценцией при 77°K в глубокой красной области спектра с длиной волны 7000 Å. Для величин $x > 0,4$ система не могла быть сделана системой n -типа.

Уменьшение отношения радиационной рекомбинации к нерадиационной при увеличении температуры часто называется тепловым гашением. Этот термин обычно используется применительно к рекомбинации из-за примесей. В качестве примера рассмотрим радиационную рекомбинацию свободного электрона с дыркой, захваченной акцепторной примесью чуть выше валентной зоны (рис. 2.7). С таким радиационным переходом в R -центре конкурирует нерадиационный переход в «гасящем» K -центре, находящемся в средней части щели. При низких температурах дырка, захваченная R -центром, будет находиться в нем до рекомбинации с электроном проводимости. При более высоких температурах из-за колебаний решетки все большее и большее число дырок будет уходить из валентной зоны. Часть из них может быть захвачена K -центром. Таким образом, относительное число радиационных переходов и общая эффективность люминесценции уменьшаются при увеличении температуры. Однако при любой температуре существует теоретическая возможность повышения эффектив-

ности радиационной рекомбинации путем введения достаточной доли дырок, чтобы подавить рекомбинацию в K -центрах и увеличить относительную долю рекомбинации в R -центрах. Практически реализация такой возможности зависит от эффективности введения носителей.

Другим соединением элементов II и VI групп, которое могло бы давать эффективные p - n -переходы, является селенид — теллурид цинка ($ZnSe_xTe_{1-x}$). Можно добиться, что теллурид цинка будет обладать высокой проводимостью p -типа, а селенид цинка — n -типа. Поэтому возможно, что указанное соединение при определенном значении x будет обладать одновременно проводимостью обоих типов. Прибор с таким соединением, дающий излучение фотонов с длиной волны 6200Å , был изготовлен сотрудниками «Дженерал электрик». Он работал при температуре 77°K , имел прямое смещение и обладал эффективностью около 18%. Изучение этого прибора показало, что в темноте обе области перехода являются совершенно изолированными. Электроны в n -области перехода и дырки в p -области образуются лишь в результате поглощения света — сначала внешнего, а затем и генерированного в самом приборе. При комнатной температуре эффективность этого прибора уменьшается в 10 000 раз.

Существуют другие способы, помимо p - n -перехода с прямым смещением, которые также позволяют вводить дополнительные носители. Например, в контакте с полупроводником n -типа может быть использован металл с большой работой выхода (мера энергии связи электронов в металле). Из области такого контакта в валентную зону полупроводника могут инжектироваться дырки. Однако обычно много большее количество электронов вырывается из зоны проводимости полупроводника n -типа, в результате чего эффективность инжекции ослабевает. Гетеропереход, как следует из названия, это такой переход, в котором n -область представляет собой одно соединение, а p -область — другое.

В другом способе инжекции используется квантово-механический процесс, называемый туннелированием. Электрон может проходить через «туннель» в потенциальном барьере, образуемом узкой пленкой изолятора с широкой щелью, в люминесцентный полупроводник p -типа. Вероятность туннельного перехода увеличивается с увеличением электрического поля, прикладываемого к такому непроводящему барьеру. Об электролюминесценции такого типа в соединениях элементов II и VI групп сообщили сотрудники «Форд мотор компани» и «Американской радиокорпорации».

Все эти способы, к сожалению, дают очень низкие эффективности даже при очень низких температурах. Единственное исключение из этого правила было найдено нашей группой при Международной компании счетных машин. Контактная инжекция электронов из сплава индия в теллурид цинка

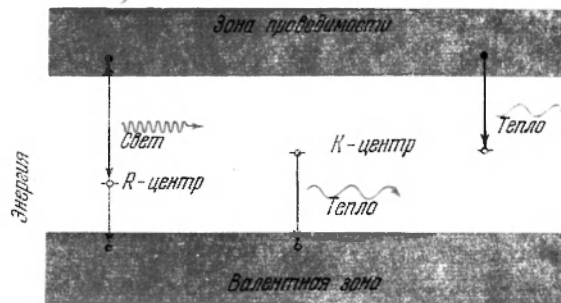


Рис. 2.7. Тепловое гашение в полупроводнике характеризуется уменьшением отношения радиационной рекомбинации к нерадиационной при увеличении температуры. В этом случае радиационная рекомбинация происходит между свободным электроном из зоны проводимости и дыркой, захваченной акцепторной примесью (R) немного выше валентной зоны. С радиационным переходом конкурирует нерадиационный в «гасящей» примеси (K) в средней части запрещенной зоны. Такой переход связан с тепловыми потерями. При высокой температуре предпочтительна рекомбинация избыточных носителей (дырок в нашем случае) в K -центрах без испускания фотонов. При низких температурах предпочтительна рекомбинация в R -центрах с испусканием фотонов.

p-типа дает эффективность квантового выхода до 1% при 77° К, но только при плотностях тока свыше 10 000 *a/cm*². Однако все системы такого сорта обладают одним существенным недостатком. В них имеется граница раздела между двумя различными твердыми телами. Именно через нее осуществляется инжекция дополнительных носителей. Но такие граничные поверхности всегда содержат большое количество устойчивых рекомбинационных центров, в которых происходит быстрая безызлучательная рекомбинация. Аналогичный «мертвый» слой всегда есть, например, на поверхности люминофоров катодных трубок. Поэтому электроны, возбуждающие люминесценцию, должны быть достаточно ускорены, чтобы проникнуть через такую поверхность и вызвать свечение большей эффективности.

По-видимому, в *p-n*-переходе наиболее перспективной является лавинная инжекция. Для этого способа введения добавочных носителей требуется тонкий слой изолирующего полупроводника, заключенного либо между двумя проводящими областями этого же кристалла, либо между проводящей областью полупроводника и металлом. Когда поле в изолирующей области достаточно велико, небольшое количество «первичных» носителей заряда, имеющихся в этом полупроводнике, ускоряется до приобретения достаточной кинетической энергии, так что в результате их неупругих столкновений с атомами решетки «рождаются» электроны и дырки. Образовавшиеся при такой ударной ионизации носители в свою очередь ускоряются и порождают путем ударной ионизации еще большее число новых носителей. В результате такого лавинообразного процесса изолирующие свойства области нарушаются. Поскольку при пробое большинство носителей образуется в результате удара и половина из них будут нужными избыточными носителями, в такой системе можно достичь почти 50-процентной эффективности квантового выхода. Избыточные носители будут увлекаться полем в область, где возможна их эффективная рекомбинация. Впервые такая эффективная лавинная инжекция была осуществлена в арсениде галлия сотрудниками Международной компании счетных машин в 1965 г.

Использование лавинной инжекции, по-видимому, очень перспективно в применении к соединениям элементов II и VI групп с широкой щелью, поскольку при этом требуется лишь один тип проводимости. На лавинную инжекцию не оказывает влияния поверхность раздела двух различных твердых тел, так что действие вредных поверхностных состояний, в которых может происходить безызлучательная рекомбинация, исключено. Исследователи из Международной компании счетных машин сообщили о получении эффективной лавинной инжекции в кристаллах теллурида цинка *p*-типа. При 77° К был достигнут квантовый выход в 2% для зеленого и желтого излучения. Работа прибора усложнялась из-за эффектов фотопроводимости, и его использование при комнатной температуре привело к разочаровывающим результатам. Однако, есть основания надеяться, что эффективность лавинной инжекции в теллуриде цинка и других сходных соединениях может быть повышена, что позволит достигнуть высокой плотности радиационной рекомбинации, необходимой для эффективного излучения видимого света при комнатной температуре.

Для полупроводникового лазера, излучающего видимый свет и более коротковолновое излучение, энергия возбуждения должна вводиться извне. Для такого возбуждения, очевидно, может быть использован пучок электронов с высокой энергией (рис. 2.8). При ускоряющем потенциале в 150 000 эв такие пучки могут передавать импульсами или непрерывно в область менее миллиметра в диаметре мощность в 100 вт. Другое преимуще-

щество электронного пучка состоит в том, что при ускоряющих потенциалах, превышающих 20 000 эв, большая часть энергии возбуждения рассеивается в объеме твердого тела, т. е. не расходуется на нерадиационную рекомбинацию в «мертвых» поверхностных состояниях. Избыточные носители, необходимые для радиационной рекомбинации, генерируются таким же образом, как и в случае лавинообразного пробойного процесса, — путем ударной ионизации при столкновениях с ионами решетки. Из-за рассеяния электронов на поверхности и потерь энергии внутри эффективность, достигаемая при этом, значительно меньше 100% и, по-видимому, не превосходит 30%.

Тонкие относительно чистые пластинки некоторых соединений элементов II и VI групп «накачивались» энергией с помощью электронных пучков высокой энергии. В результате такой накачки в импульсном режиме в Линкольнской лаборатории при низких температурах удалось получить когерентное излучение от сульфида цинка, сульфида кадмия и селенида кадмия при максимальной мощности до 350 вт и квантовым выходом около 25%. Менее эффективные, но большие мощности были получены от оксида цинка сотрудниками «Радиокорпорации» Америки и от теллурпда кадмия исследователями в СССР. Высокая эффективность и большая мощность получены в системах твердых растворов сульфида кадмия и селенида кадмия ($\text{CdSe}_x\text{S}_{1-x}$). Если, как ожидается, система сульфид цинка — сульфид кадмия ($\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$) также даст хорошие результаты, тогда можно будет получить когерентное излучение от полупроводниковых лазеров в широкой области от длины волны 3300Å в ультрафиолете до длин волн, превышающих эти почти в 50 раз и относящихся к инфракрасной части спектра.

Небольшие источники света, для которых детектором служит человеческий глаз, используются очень широко. Взять, например, многочисленные индикаторные лампочки, смонтированные на панелях счетных машин. Для этих нужд сейчас в основном используются лампы накаливания. Вполне вероятно, что твердотельные устройства будут удовлетворять этим требованиям в будущем, особенно в тех случаях, когда в высшей степени важны надежность и длительный срок службы. Даже тогда, когда глаз не является детектором, например для светочувствительной бумаги в фотографии, часто требуется высокая чувствительность в видимом диапазоне волн. В этих случаях источники видимого света, так же как фосфид галлия или некоторые из соединений элементов II и VI групп, могут найти применение в будущем.

Наиболее широко распространенным полупроводниковым источником света является, конечно, арсенид галлия. Высокая эффективность (10%), но некогерентное непрерывное действие при комнатной температуре возможны со специально приготовленными $p-n$ -переходами, в которых устраняются большие потери на поглощение. Лазерное действие в импульсном

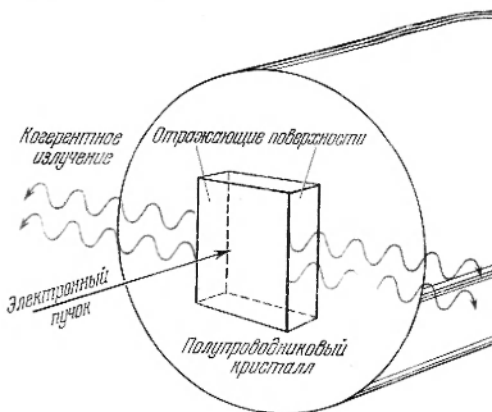


Рис. 2.8. В качестве источника возбуждения в полупроводниковом лазере может быть использован электронный пучок. Насколько глубоко область возбуждения проникает в кристалл, зависит от энергии электронов в потоке (обычно более чем 50 000 эв). Две отражающие поверхности на сторонах кристалла образуют оптическую полость, в которой возникает стимулированное излучение.

режиме с длительностью импульса, много меньшей миллионной доли секунды, возможно при комнатной температуре, а непрерывный когерентный выход — при температуре 77°K и ниже. Наиболее важное потенциальное использование лазеров на $p-n$ -переходах имеется в системах связи. Основной целью является использование преимуществ потрясающе широкой полосы частот, связанного с когерентным выходом в инфракрасной области (приблизительно $4 \cdot 10^8 \text{ Mгц}$). Для проблем оптической связи лазеры на $p-n$ -переходах обладают преимуществами как в направленности сигнала,

Таблица 2.2

Длина волны, λ	Химическая формула	Тип	Метод возбуждения	Эффектив- ность, %
3300	ZnS	II-VI	Электронный пучок	6
4300	CdS	II-VI	Электронный пучок	25
3600	ZnO	II-VI	Электронный пучок	?
4900-6800	$\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$	II-VI	Электронный пучок	6
5400	ZnTe	II-VI	Лазерная инжекция	1
5500, 7000	GaP	III-V	$p-n$ -переход	0,01; 1
5200	$\text{ZnSe}_x\text{Te}_{1-x}$	II-VI	Фото- $p-n$ -переход	18
8300-8500	$\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$	III-V	$p-n$ -переход	20
7000-8500	$\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$	II-VI	$p-n$ -переход	6
7800	CdSe	II-VI	Электронный пучок	6
6500	CdTe	II-VI	$p-n$ -переход Электронный пучок	12
8500	GaAs	III-V	$p-n$ -переход Электронный пучок Лазерная инжекция Лазерный пучок	80
15000	GaSb	III-V	$p-n$ -переход Электронный пучок	?
31000	InAs	III-V	$p-n$ -переход Электронный пучок Лазерный пучок	?
41000	$\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$	II-VI	Лазерный пучок	?
54000	InSb	III-V	$p-n$ -переход Электронный пучок Лазерный пучок	?
65000-165000	$\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$	IV-VI	Лазерный пучок $p-n$ -переход	?
65000-165000	$\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$	IV-VI	Лазерный пучок $p-n$ -переход	?

так и в высокой эффективности. С помощью лазера из арсенида галлия уже была осуществлена передача на расстояние в несколько километров, используя большое число звуковых каналов и один телевизионный сигнал (с шириной полосы частот порядка 10^6 гц).

Эффекты влияния гашения и усиления сигнала в лазере с одним $p-n$ -переходом на работу другого такого же лазера могут быть использованы для выполнения логических операций в счетной машине. Кроме того, использование лазеров на $p-n$ -переходах для связи различных узлов счетной машины посредством света, а не электричества, обеспечивает максимальную электрическую изоляцию, когда нет сигнала, что является очень важным конструктивным преимуществом. Детекторы в таких цепях тоже могут представлять собой $p-n$ -переходы (обычно кремниевые), чтобы обеспечить наилучшие временные характеристики. При этом возможны времена задержки лишь в несколько миллиардных долей секунды.

Полупроводниковые лазеры, в которых накачка осуществляется пучком электронов, могут быть использованы в различных сканирующих

устройствах. Пучки электронов легко отклоняются электростатическими или магнитными полями. Если полупроводник имеет длину порядка сантиметра, несколько миллиметров в ширину и порядка 10 микрон в толщину, вдоль сантиметра можно расположить до 1000 точек, которые могут испускать когерентное излучение при попадании электронного пучка. Двумерное сканирование можно осуществить расположением ряда таких кристаллов подобно ступеням лестницы. Для получения миллиона точек, как это имеет место в катодно-лучевой трубке, требуется тысяча таких ступенек; такое число ступеней, вероятно, мало практично. Если лазеры под действием электронного пучка излучают в том же направлении, что и направление электронного пучка (а не в перпендикулярном направлении), возможна значительно более простая конфигурация сканирования, которая полностью аналогична принципу телевизионного кинескопа. Люминесцирующий экран тогда заменяется непрерывным листом с оптически плоскими поверхностями из материала, на котором может быть получен лазерный эффект.

В табл. 2.2 представлены данные о наиболее эффективных полупроводниковых источниках света. Эти данные включают характерную длину волны излучения, состав соединений, используемых в таких источниках, и метод возбуждения электронов. Эффективность каждого источника определяется как отношение энергии светового излучения (выход) к энергии возбуждения (вход). Все приведенные данные были получены при 77°K , за исключением данных о красном излучении фосфида галлия с длиной волны 7000 \AA , которые были получены при комнатной температуре (300°K). Цветным отмечены те методы, которые позволяют получить лазерный эффект.

Полупроводниковые источники света, несомненно, представляют заметный интерес как в научном, так и технологическом отношении. Наряду с другими лазерами они являются главными источниками интенсивного когерентного излучения во многих областях спектра. Исследование их замечательных свойств уже привело к более глубокому пониманию природы твердого состояния и приведет к еще большему распространению молодой и развивающейся области физики, изучающей квантовые усилители светового излучения.

Р. Вольф

МАГНИТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО

(ИЮНЬ 1964 г.)

Пропуская электрический ток через полуметаллы, помещаемые в магнитное поле, можно построить на основе твердых тел охладители, обладающие высокой эффективностью. Они составляют основу для развития новой технологии.

Расцвет физики твердого тела в последние два десятилетия выявил ряд различных весьма тонких и удивительных явлений, которые возникают при взаимодействии твердых тел с различными видами энергии. В этот же период плодотворная взаимосвязь теории твердого тела, с одной стороны, и экспериментальных открытий, с другой, послужила основой для развития множества технических применений, простирающихся от транзисторов размером со спичечную коробку до спутников систем связи, охватывающей весь земной шар. Многие из такого рода применений используют то, что твердотельные устройства могут генерировать, детектировать, преобразовывать, забирать и усиливать электромагнитную энергию. Другой весьма важный класс твердотельных устройств может преобразовывать свет, или тепло, или звук, или механическое движение в электричество и наоборот.

Взявшись за написание статьи под таким несколько устрашающим заголовком, я имел в виду описать, каким образом внешнее магнитное поле влияет на поток тепла и электричества в определенном классе кристаллических твердых тел, а именно в полуметаллах. Было обнаружено, что магнитное поле может повысить эффективность, с которой тепло может отводиться при помощи электронных устройств, приводя тем самым к охлаждению. В последние несколько лет термоэлектрический отвод тепла находит все возрастающее использование для местного охлаждения электронных приборов и начинает конкурировать даже с обычными системами механического охлаждения, используемыми для хранения продуктов, такими, как кухонные холодильники и холодильники, служащие для получения льда (заметим, впрочем, что конкуренция эта до сих пор основывается больше на факторе их новизны, а не на их экономичности).

Присутствие магнитного поля может также повысить процесс, обратный электронному охлаждению, а именно повысить эффективность превращения тепла в электричество. Подходящие термоэлектрические генераторы находят важное, но пока ограниченное применение для получения небольших количеств электричества от тепловых источников, использующих каменный уголь или радиоактивные изотопы. Такие генераторы также конкурируют с солнечными батареями, которые широко используются

для получения электричества из энергии солнечных лучей в космических станциях.

В последующем обсуждении я сконцентрирую внимание в основном на тех улучшениях в приборах, которые обуславливаются магнитным полем при термоэлектрическом охлаждении. Причина заключается в том, что магнитные эффекты, которые будут обсуждаться, наиболее существенны при температурах намного ниже нуля по Цельсию. В то время как имеется много требований для охлаждения при сверхнизких температурах, потребности в генерировании электричества от источников, в которых при низких температурах поддерживается тепловой поток, малы. Таким образом, первым применением магнитотермоэлектричества будет, по-видимому, охлаждение.

Для дальнейшего обсуждения следует определить класс материалов, известных как полуметаллы. Как подсказывается самим названием, полуметаллы имеют свойства, промежуточные между свойствами металлов, таких как медь, и полупроводников таких, как германий. Металлы являются хорошими проводниками электричества, так как они содержат много свободных электронов, обычно в кристалле один электрон на атом. Каждый электрон переносит, конечно, один отрицательный электрический заряд. В полупроводниках и полуметаллах такую же существенную роль играют носители положительного заряда, известные как дырки. Дырка возникает в том случае, когда имеется недостаток электрона в определенной энергетической конфигурации кристаллической структуры. Такой отсутствующий электрон ведет себя во многом сходно с частицей, заряд которой составляет один положительный электрический заряд.

Полупроводники — плохие проводники электрического тока по той причине, что они содержат весьма мало сравнительно с металлами электронов в зоне проводимости (или же эквивалентных им в смысле проводимости дырок в валентной зоне). Полуметаллы занимают промежуточное положение в отношении проводимости по той причине, что они имеют равное число электронов и дырок. Такое соотношение электронов и дырок в металлах обуславливается уникальной зонной энергетической структурой этих материалов.

Чтобы разобраться в основных представлениях зонной теории, рассмотрим вкратце некоторые квантовомеханические представления. В отдельном изолированном атоме электроны, окружающие ядро, могут занимать дискретный набор уровней энергии. Нижние энергетические уровни обычно заняты, а верхние уровни отвечают возбужденным состояниям атома. Когда в регулярной кристаллической структуре атомы объединяются, дискретные энергетические уровни отдельных атомов расщепляются в энергетическую полосу (зону), которую электроны могут занимать. Между этими зонами имеются области запрещенных энергетических состояний, или же энергетические щели (рис. 3.1).

В типичном металле наивысшая из занятых энергетических зон (зона проводимости) заполнена электронами лишь наполовину, и электроны в этой зоне могут свободно перемещаться под влиянием электрического поля. В неметаллических идеальных кристаллах имеется ровно столько электронов, сколько нужно, чтобы заполнить все энергетические состояния вплоть до самого верхнего (валентная зона), так что не остается электронов для заполнения зоны проводимости. Если энергетическая щель между этими двумя зонами велика, кристалл является изолятором; он не содержит свободных электронов в зоне проводимости, а электроны в валентной зоне, которая целиком заполнена, не могут переносить электрический ток. Если же энергетическая щель мала, как это имеет место в полупроводнике,

то тепловой энергии колебаний атомов кристалла оказывается достаточно, чтобы перебросить некоторое количество электронов в зону проводимости; при этом у верха валентной зоны остается равное этому число

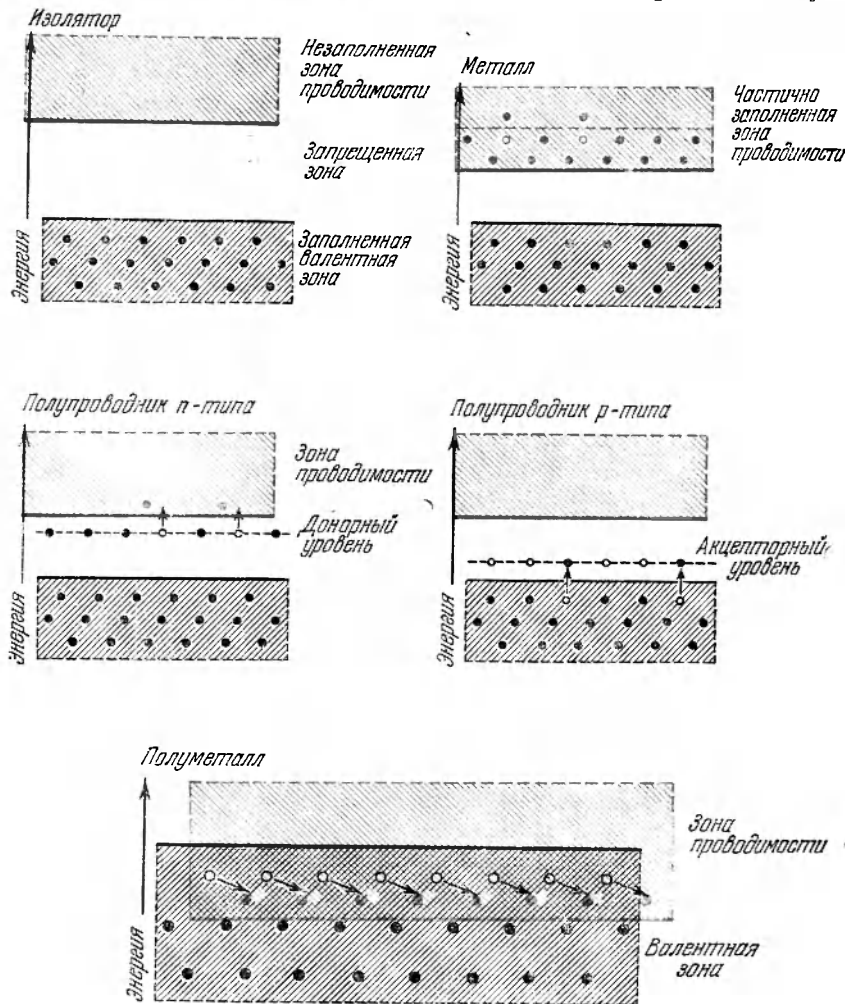


Рис. 3.1. Электрические свойства твердых тел определяются особенностями энергетического электронного спектра. Электрический ток может переноситься электронами (черные кружки), находящимися в частично заполненной зоне. Изолятор характеризуется широкой запрещенной зоной, или щелью, отделяющей незаполненную зону проводимости от полностью заполненной валентной зоны. В металле зона проводимости примерно наполовину заполнена электронами. В полупроводнике n-типа (проводимость обусловлена отрицательно заряженными носителями) небольшое число примесных атомов поставляет электроны на «донорные уровни», с которых они могут перепрыгнуть в зону проводимости. В полупроводнике p-типа (проводимость обусловлена положительно заряженными носителями) примеси поставляет акцепторные уровни, на которые могут быть захвачены электроны из валентной зоны, что приводит к возникновению положительно заряженных «дырок» (светлые кружки). Дырка ведет себя подобно частице с единичным положительным зарядом. В полуметалле валентная зона и зона проводимости слегка перекрываются, и электроны, заполняющие верх валентной зоны, могут перейти в нижние незаполненные состояния зоны проводимости.

свободных дырок. В большинстве полупроводников ничтожного количества атомов примеси (порядка одного на миллиард атомов) достаточно, чтобы либо отдать электроны в зону проводимости, что приводит в итоге к наличию свободных электронов в ней (полупроводник n-типа), либо забрать

электроны из валентной зоны, что приведет к появлению свободных дырок в валентной зоне (полупроводник *p*-типа).

В полуметаллах нет энергетической щели, и эти две зоны слегка перекрываются между собой. Здесь также имеется ровно столько электронов, сколько нужно, чтобы заполнить валентную зону, но теперь электроны, заполняющие верх валентной зоны, перекрываются с нижними состояниями зоны проводимости. При этом остаются свободные дырки в валентной зоне и появляется равное число свободных электронов в зоне проводимости даже при абсолютном нуле температуры, когда тепловая энергия равна нулю. В чистом полуметалле, подобном висмуту, имеется один электрон и одна дырка примерно на миллион атомов. Эти электроны и дырки в висмуте и в сходных с ним полуметаллах отличаются чрезвычайно большой подвижностью, которая и приводит к относительно высокой проводимости и делает такие полуметаллы чрезвычайно чувствительными к магнитному полю. Висмут имеет в миллион раз меньше электронов, нежели медь, но сопротивление только в 100 раз больше.

Помимо висмута, чрезвычайно интенсивно изучалась также сурьма. Эти два элемента во многих отношениях сходны. Они располагаются в одной и той же колонке периодической таблицы Д. И. Менделеева, атомы каждого из них имеют во внешней незаполненной оболочке по пять электронов, что приводит к тому, что они образуют одинаковые химические соединения, кристаллизующие в одинаковые (изоморфные) кристаллические структуры. Атомы в кристаллах этих элементов образуют искаженную кубическую решетку, слегка растянутую вдоль одной диагонали куба. Направление растяжения является осью симметрии 3-го порядка, поскольку диагонали обычного куба являются осями симметрии 3-го порядка. Слабое искажение кубической симметрии приводит неожиданно к необычайно большой анизотропии, и в результате многие свойства весьма сильно зависят от ориентации кристалла. Висмут и сурьма могут образовывать твердые растворы в любых пропорциях; эти твердые растворы обладают той же самой кристаллической структурой.

В 1958 г. А. Джейн, выполняя дипломную работу в Чикагском университете, исследовал электрические свойства этих сплавов и обнаружил интересное явление, которое было предсказано теоретически двумя годами ранее В. Гейне, работавшим в Кембриджском университете. Когда к висмуту добавлялось немного сурьмы, этот сплав вел себя во многом подобно чистому висмуту. Однако когда в сплав добавлялось более 5% сурьмы, у сплава пропадало характернейшее свойство полуметаллов: частичное перекрывание энергетических зон. Вместо этого возникала небольшая энергетическая щель, слишком малая, чтобы ее можно было обнаружить при комнатных температурах, однако проявляющаяся в электрических свойствах при весьма низких температурах (ниже -220°C). В сплавах, содержащих более 40% сурьмы, эта щель вновь исчезала, зоны перекрывались и сплав напоминал чистую сурьму (рис. 3.2).

Имеется много количественных данных о природе дырок и электронов в висмуте и сурьме. Когда эти два элемента сплавляются друг с другом и энергетические зоны смещаются, то как меняются свойства электронов и дырок в этих зонах? На этот вопрос еще нет полного ответа. Именно в процессе исследования с целью получения указанных данных были случайно обнаружены интереснейшие термоэлектрические свойства этих материалов.

В 1960 г. сотрудник «Белл телефон компани» Д. Смит подготавливал образцы для определения свойств электронов и дырок в некоторых из этих сплавов. Он начал измерения электрического сопротивления при низких

температурах, чтобы убедиться, что выбранные им сплавы ведут себя так же, как в опытах Джейна. Во время подготовительных измерений им

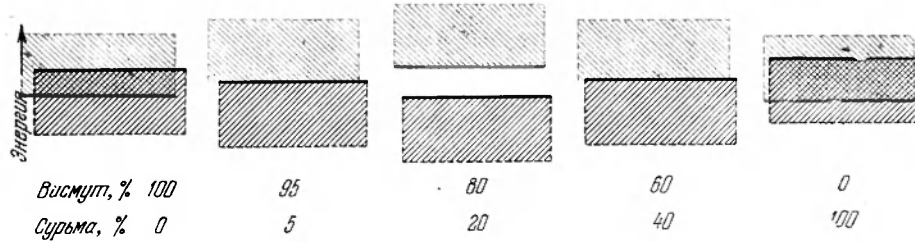


Рис. 3.2. Сплавы висмута с сурьмой характеризуются тем, что их валентная зона и зона проводимости либо перекрываются, либо при определенных концентрациях разделены узкой запрещенной зоной. Когда зоны перекрываются, сплав ведет себя как полуметалл и сильно реагирует на магнитное поле.

наблюдались некоторые затрудняющие измерения колебания разности потенциалов, которые, как он вскоре установил, обуславливались термоэлектрическими эффектами. Ток, протекавший через образец, приводил к

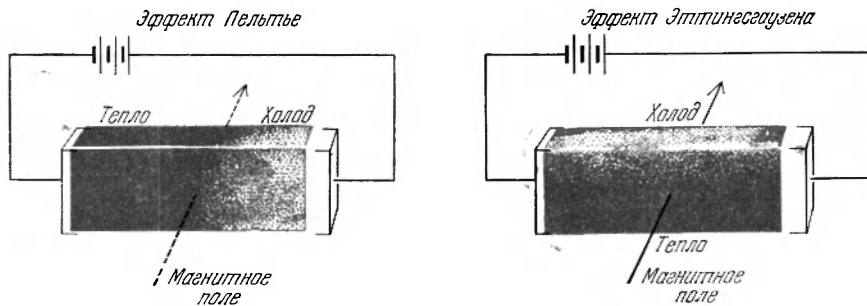


Рис. 3.3. Когда через полупроводник или полуметалл пропускается электрический ток, имеют место эффекты Пельтье и Эттингсгаузена: возникают соответствующие скачки температуры. Для эффекта Эттингсгаузена необходимо магнитное поле, тогда как эффект Пельтье возникает и без магнитного поля; последнее может лишь усилить его.

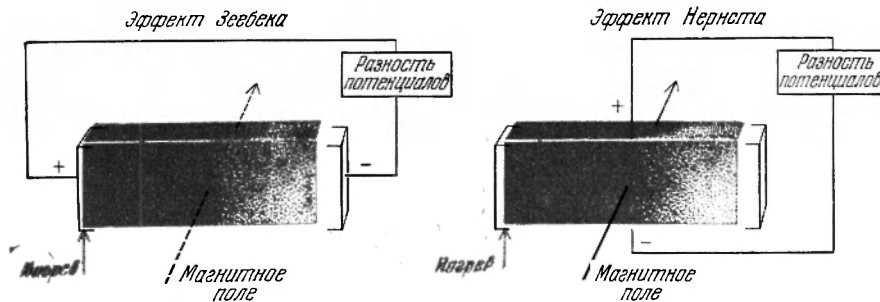


Рис. 3.4. Когда к какому-либо кристаллическому телу, особенно полуметаллу, подводится тепло, то вследствие эффектов Зеебека и Нернста возникает разность потенциалов. Для эффекта Нернста необходимо магнитное поле, тогда как эффект Зеебека возникает и без магнитного поля; последнее может только усилить его.

разогреванию одного из спаев с медным проводом цепи и к охлаждению другого. Это был эффект Пельтье, открытый 130 лет назад, который в настоящее время используется при термоэлектрическом охлаждении (рис. 3.3 и 3.4).

Обратным эффектом Пельтье является эффект Зеебека, на котором основан термоэлектрический метод получения электричества из тепла. В об-

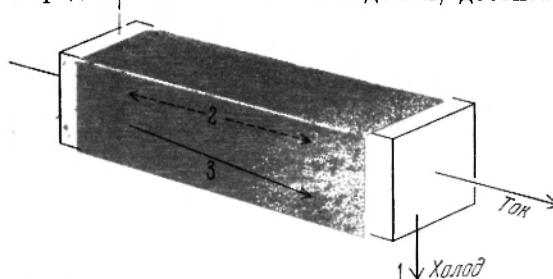
разцах, подготовленных Смитом, тепло, выделенное в эффекте Пельтье, в свою очередь приводило к избыточной разности потенциала в эффекте Зеебека.

Вместо того чтобы отмахнуться от этих раздражающих усложнений и заняться запланированными им опытами (которые относились к движению электронов в магнитном поле), Смит решил исследовать то, что он рассматривал как аномально большой термоэлектрический эффект. Он вскоре обнаружил, что сплавы висмута с сурьмой обладали наивысшими значениями термоэлектрической «добротности», нежели наблюдавшиеся ранее.

Что означает термин «добротность»? Он характеризуется сочетанием физических свойств, которые определяют степень охлаждения, достигаемую при термоэлектрическом эффекте Пельтье. Та же самая добротность определяет также, насколько эффективно можно превратить тепло в электричество с помощью эффекта Зеебека (рис. 3.5).

Если рассматривать свойства, которые делают материал пригодным для термоэлектрического охлаждения, то легко выявить важность трех величин. Первым очевидным требованием является то, что термоэлектрический эффект должен быть большим для достижения значительного охлаждения. Во-вторых, должно быть мало электрическое сопротивление для уменьшения тепла*), выделяемого при протекании электрического тока. И, наконец, в третьих, для получения большой температурной разности материал должен обладать низкой теплопроводностью. Эти три физических свойства и определяют термоэлектрическую добротность, равную квадрату термоэлектродвижущей силы, деленному на произведение удельного электрического сопротивления на коэффициент теплопроводности ($Z_T = S^2/k\rho$).

Смит обнаружил, что определенные сплавы висмута с сурьмой, которые при комнатной температуре имели довольно умеренное значение добротности, приобретали во много раз лучшие свойства при температурах порядка 100° К. Эти результаты совершенно неожиданно вернули популярность материалам, которые считались лучшими термоэлектрическими материалами до 1954 г., когда они перестали котироваться. (Напомним, что еще в 1838 г. именно висмут и сурьма использовались для заморажи-



Эффект	Требования к охлаждению
1. Термоэлектрическое охлаждение (эффект Пельтье)	Большая термоэлектродвижущая сила (S)
2. Джоулево тепло	Низкое сопротивление (ρ)
3. Тепло переноса	Низкая теплопроводность (k)
Термоэлектрическая добротность $Z_{TЭ} = S^2/k\rho$	

Рис. 3.5. Термоэлектрическая добротность зависит от трех процессов, играющих роль в термоэлектрическом охлаждении. 1. Охлаждение вследствие эффекта Пельтье места спая с термоэлектрическим материалом. 2. Нагревание джоулевым теплом. Из-за электрического сопротивления половина этого тепла течет к холодному концу стержня. 3. Перенос тепла от горячего к холодному концу стержня вследствие теплопроводности, что уменьшает эффективность охлаждения.

*) Джоулево тепло. (Прим. ред.)

ванпя капли воды в первом примитивном термоэлектрическом охладителе.) С 1954 г. место висмута и сурьмы заняли материалы с большими значениями добротности при комнатной температуре и выше: такие полупроводники, так теллурид свинца или теллурид висмута.

Во время прохождения тока в полоске полупроводника *n*-типа отрицательно заряженные электроны переносят и кинетическую, и потенциальную энергию от отрицательно заряженного края полоски к положительному. В полупроводнике *p*-типа положительно заряженные дырки переносят эти две формы энергии в противоположном направлении. Если эти два типа полупроводников соединить в одном устройстве, то получим простейший термоэлектрический холодильник. Если ток проходит через устройство таким образом, что электроны в материале *n*-типа и дырки в материале *p*-типа движутся от места спая этих материалов, то спай охлаждается.

На первый взгляд кажется, что в полуметаллах, подобных висмуту или сурьме, нет потока тепловой энергии, поскольку они содержат равное число электронов и дырок, переносящих энергию в противоположных направлениях. Однако электроны и дырки не обладают полностью одинаковыми свойствами. В висмуте и в сплавах, богатых висмутом, электроны в определенных кристаллографических направлениях намного более подвижны, нежели дырки: они доминируют над дырками, приводя к тому, что эти материалы относятся к *n*-типу. В сурьме и сплавах, богатых сурьмой, доминируют дырки, так что такие материалы обладают свойствами материалов *p*-типа. Однако вследствие электронно-дырочной компенсации эти материалы при комнатной температуре имеют более низкие значения добротности, чем лучшие полупроводники с одним типом носителей.

При более низких температурах картина меняется. Наилучшие имеющиеся термоэлектрические полупроводники имеют добротность порядка трех на 1°C при комнатной температуре (или сокращенно три единицы), однако это значение уменьшается как при высоких, так и при низких температурах. Первый исследованный Смитом сплав (содержавший 5% сурьмы) имел добротность лишь 1,8 единицы при комнатной температуре при измерении в направлении оси симметрии 3-го порядка и лишь половину этого значения при измерении в перпендикулярных направлениях. Однако, после того как температура была понижена до температуры жидкого азота (-196°C); добротность возросла до значений примерно в пять раз больших, чем для лучших полупроводников. В дальнейших опытах, проведенных Смитом и мной, было найдено, что ни один из сплавов висмута с сурьмой не имеет высокой добротности при комнатной температуре, однако сплав, содержащий 12% сурьмы, имеет при -185°C добротность, равную шести.

Все три величины, от которых зависит величина добротности, изменяются с температурой. Результирующее изменение добротности уменьшается с температурой как для полупроводников *n*-типа, так и *p*-типа. В сплавах висмута с сурьмой электроны и дырки кооперируются так, чтобы противодействовать силам, стремящимся сделать полупроводник менее *n*-типа или менее *p*-типа при низких температурах. Мы в состоянии теоретически показать, что добротность должна в действительности возрастать до максимальных значений, достигаемых при температуре жидкого азота. Ниже -50°C кооперация между электронами и дырками в полуметаллах становится более существенной, нежели их компенсация, в результате чего подобные сплавы висмута с сурьмой в надлежаще ориентированном монокристалле являются наилучшими из известных на сегодня термоэлектрических материалов (рис. 3.6).

Что происходит с термоэлектрической добротностью в магнитном поле? Магнитное поле оказывает влияние на термоэлектродвижущую силу, сопротивление и теплопроводность полупроводников, однако эти изменения в наилучших термоэлектрических полупроводниках малы. В полуметаллах изменения намного больше. Так, например, в висмуте при температуре жидкого азота сопротивление увеличивается в 500 раз в магнитном

поле 1500 гс, которое легко можно получить с помощью обычного лабораторного магнита. Такой большой эффект влияния магнитного поля на сопротивление стремится уменьшить термоэлектрическую добротность, поскольку при данной величине тока нагревание возрастает с увеличением сопротивления. Однако этот эффект отчасти компенсируется уменьшением теплопроводности. Теплопроводность складывается из двух компонент: одна — это тепло, переносимое электронами и дырками, другая — это тепло передаваемое колебаниями атомов кристалла. В наших сплавах в отсутствие магнитного поля каждая из двух компонент переносит примерно одно и то же количество тепла. В присутствии магнитного поля количество тепла, передаваемое колебаниями решетки, изменяется незначительно, но количество тепла, переносимое электронами и дырками, значительно уменьшается. Решающее значение имеет ответ на следующий вопрос: как меняется в магнитном поле термоэлектродвижущая сила — трестья переменная в выражении добротности?

Чтобы ответить на этот вопрос, Смит и автор изучили свойства того же самого материала (88% висмута и 12% сурьмы), который, как мы нашли, имел максимальное значение добротности при низких температурах в отсутствие магнитного поля. Нам повезло уже в первом эксперименте. Мы обнаружили, что термоэлектродвижущая сила увеличивается в два или же более раза в соответствующим образом ориентированном поле. Это увеличение было намного большим, чем аналогичное увеличение, наблюдаемое в полупроводниках, но это увеличение может быть сведено на нет еще большим увеличением электрического сопротивления. Очевидно, что в очень сильном поле увеличение сопротивления привело бы в итоге к уменьшению значения добротности.

Однако, как было вскоре установлено нашими измерениями, по мере уменьшения эффекта магнитного сопротивления при уменьшении магнитного поля увеличение термоэлектродвижущей силы становится преобладающим, что приводит к соответствующему увеличению добротности. Другими словами, добротность при некоторых промежуточных значениях напряженности магнитного поля достигает максимума, а затем начинает уменьшаться при увеличении напряженности поля, как этого и следовало

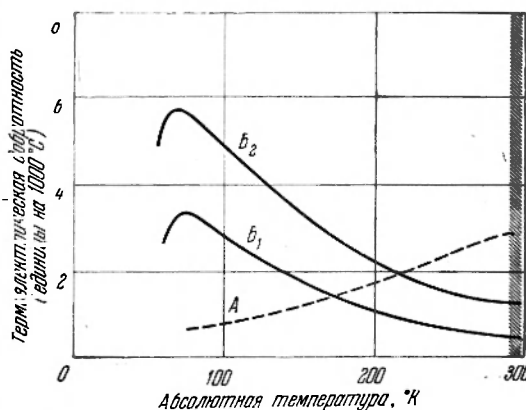


Рис. 3.6. Термоэлектрические характеристики наилучшего, применяемого на практике термоэлектрического материала, подобного теллуриду висмута (A), сравниваются с характеристиками монокристалла сплава висмута с сурьмой. Кривая B₁ построена для тока, текущего перпендикулярно к оси симметрии 3-го порядка кристалла, кривая B₂ — для тока, текущего параллельно этой оси. Эти две кривые проходят через максимум вблизи температуры жидкого азота. Цветная вертикальная полоска справа указывает область комнатной температуры, где обычно применяемые материалы обладают лучшими характеристиками.

ожидать (рис. 3.7). Величина напряженности поля, при которой достигается максимум добротности, быстро растет с температурой. При температуре жидкого азота это поле порядка 400 гс, однако оно превышает 17 000 гс при комнатной температуре (рис. 3.8).

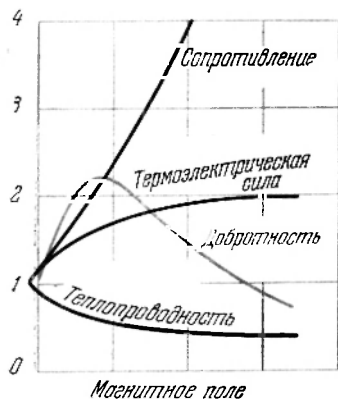


Рис. 3.7. Магнитное поле увеличивает все три величины, входящие в термоэлектрическую добротность. Улучшение возможно до тех пор, пока резкое возрастание электрического сопротивления сводит на нет выигрыш, даваемый двумя другими величинами.

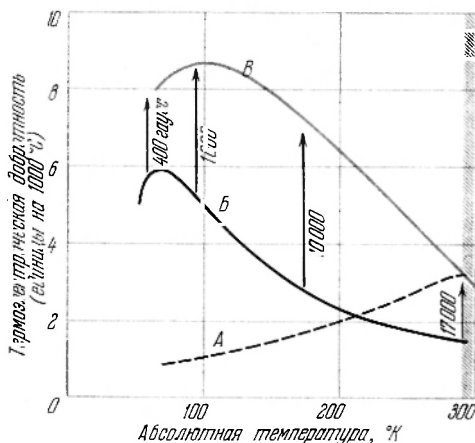


Рис. 3.8. Магнитное улучшение термоэлектрического эффекта повышает добротность для висмута с сурьмой от Б к В. Кривая А относится к характеристикам наилучших обычных материалов. Напряженность магнитного поля, требуемая для максимального улучшения, минимальна при низких температурах. Поле в 17 000 гс было максимальным, полученным при помощи лабораторного электромагнита. Эти исследования были проведены в лабораториях «Белл телефон компани».

Увеличения добротности весьма существенны. При комнатной температуре мы достигли в нашем максимальном магнитном поле значения добротности, равного трем единицам, что сравнимо со значениями в лучших используемых полупроводниках. При более низких температурах требовались гораздо меньшие поля, для того чтобы добиться трехкратного возрастания добротности. Наибольшим значением, зарегистрированным на этом первом образце (и оно оставалось рекордным во многих последующих опытах), было 8,6 единицы при 100° K (−173° C) в поле всего лишь 1000 гс. Поле такой напряженности можно легко получить при помощи небольшого постоянного магнита.

Наши результаты об увеличении термоэлектрической добротности в магнитном поле были впервые сообщены на собрании Американского физического общества в марте 1962 г. На том же собрании поступило сообщение исследовательской группы фирмы «Локхид» (С. Куй, К. Кафф и др.) об их измерениях потоков тепла и электричества в присутствии магнитного поля в сплавах висмута с сурьмой. Они также наблюдали высокие значения добротности при температуре вблизи жидкого азота. Однако между этими двумя сообщениями было и одно существенное отличие. Группа из «Локхид» сконцентрировала свое внимание не на термоэлектрической добротности, а на ее «термомагнитном» эквиваленте (рис. 3.9).

В наших измерениях во время прохождения потока тепла через образец, помещенный в поперечное магнитное поле, мы наблюдали увеличение разности потенциалов между концами образца; это было обусловлено магнитным усилением эффекта Зеебека. В весьма похожих экспериментах, доложенных другой группой, наблюдалась разность потенциалов по-

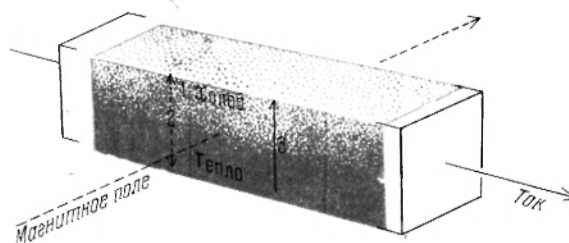
перек образца в направлении, перпендикулярном и потоку тепла и магнитному полю. Это эффект Нернста, который может быть использован для превращения тепла в электричество в термомагнитном генераторе.

Точно так же как эффекту Зеебека можно сопоставить обратный термоэлектрический эффект Пельтье, эффекту Нернста можно сопоставить обратный эффект термомагнитного охлаждения, известный как эффект Эттингсгаузена. Как только были сообщены результаты исследовательской группы «Локхид» по эффекту Нернста в сплавах висмута с сурьмой, стало очевидно, что эти же сплавы будут также пригодны для охлаждения с помощью эффекта Эттингсгаузена (рис. 3.3 и 3.4 иллюстрируют соотношения между этими эффектами).

Первые публикации, содержащие рекомендации по использованию эффекта Эттингсгаузена в целях термомагнитного охлаждения, были сделаны несколько раньше, в 1958 г., двумя физиками из Сиднейского университета Б. О'Брайеном и С. Уоллесом. Они определили добротность для термомагнитного устройства аналогично тому, как это было об-

суждено выше, и смогли добиться небольшого охлаждения ниже комнатной температуры: максимальный температурный перепад составлял четверть градуса Цельсия. Пятью годами позже, используя соответствующим образом ориентированный монокристалл сплава висмута с сурьмой, группа из фирмы «Локхид» сумела достичь температурных перепадов в 54°С в полях 1500 гс. Однако это было достигнуто не при комнатных температурах, а при температурах меньших температуры «теплового стока» (-117°С). (Тепловой сток отводит тепло от более нагретого конца или поверхности охлаждающего устройства.) Охлаждение, полученное в термомагнитном устройстве группы «Локхид», намного превосходит достигнутое с помощью термоэлектрического охлаждения при этой температуре.

Работа независимо, в течение последних двух лет несколько других групп в США и в Англии также внесли известный вклад в теорию и практику термомагнитных приборов. Наиболее примечательна здесь работа Т. Хармана и Д. Хонига и их коллег из Линкольнской лаборатории Массачусетского технологического института. Эта группа недавно получила интересный результат. Они отводили тепло при почти комнатной температуре (водопроводная вода), использовали магнитное поле 110 000 гс (применив гигантский электромагнит Национальной магнитной лаборато-



Эффект	Требования к охлаждению
1. Термомагнитное охлаждение (эффект Эттингсгаузена)	Большой термомагнитный коэффициент (N) Большое магнитное поле (H)
2. Джоулево тепло	Низкое продольное сопротивление (ρ_L)
3. Тепло переноса	Низкая поперечная теплопроводность (k_T)
Термомагнитная добротность	$Z_{TM} = N^2 H^2 / k_T \rho_L$

Рис. 3.9. Термомагнитная добротность зависит от трех процессов, лежащих в основе термомагнитного охлаждения. Эффект Эттингсгаузена (1) пропорционален магнитному полю и приводит к потоку тепла, текущему перпендикулярно, и к электрическому току, и к полю. Как и в случае термоэлектрического охлаждения, джоулево тепло (2) и теплопроводность (3) уменьшают скачок температуры.

рии) и пропускали через образец ток силой 55 а. При этих условиях они получили понижение температуры на 101°C поперек монокристалла чистого висмута, взятого в оптимальной конфигурации для возникновения эффекта Эттингсгаузена.

Чтобы добиться таких больших охлаждений, группы из Линкольнской лаборатории и лаборатории фирмы «Локхид» использовали идею, предложенную О'Брайеном и Уоллесом в оригинальной публикации. Речь идет о специальном типе «каскадирования», характеризующем именно термомагнитные устройства (рис. 3.10). Подходящим образом выбранный

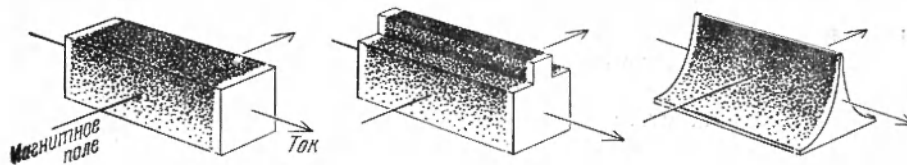


Рис. 3.10. Термомагнитные охлаждающие устройства также можно выполнить в виде каскадов. Слева изображен один каскад, в середине представлено двухкаскадное устройство. Но наибольшего охлаждения можно добиться с помощью отдельного блока, имеющего форму бесконечного каскада, как показано справа. Монокристалл висмута, имеющий подобную форму (см. фотографию на рис. 3.13), позволяет достигнуть понижения температуры на 101°C .

каскад предоставляет возможность увеличить перепад температур, используя большой охладитель в качестве теплового стока для малого охладителя (рис. 3.11). Каскадирование подобного типа, как правило, и используется в многостадийных термоэлектрических охладителях. Так, например,

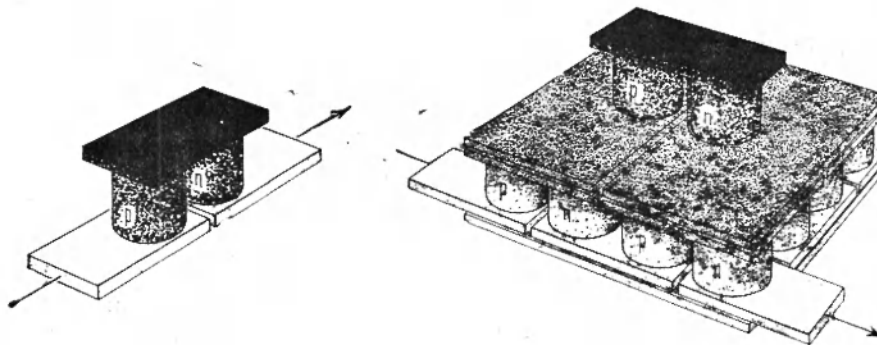


Рис. 3.11. Термоэлектрические охлаждающие устройства могут привести к более низким температурам, если использовать большой каскад, чтобы охладить меньший каскад; это и называется каскадированием. Термоэлектрические материалы в элементах каскада являются полупроводниками *n*-типа и *p*-типа. Ячейка отдельного каскада (слева) может дать максимальное понижение температуры примерно в 75°C . Двухкаскадное устройство (справа) может дать понижение около 105°C . Полупроводниковые элементы в таких устройствах электрически соединяются сериями. Фотография семикаскадного охлаждающего устройства представлена на рис. 3.12.

семиступенчатый термоэлектрический охладитель, построенный Д. Мадиганом, Д. Бойсенем и другими из «Борг-Уорнер корпорации», в котором использовались подходящие полупроводниковые материалы, позволил добиться понижения температуры на 145°C ниже комнатной температуры (рис. 3.12). Этот результат можно еще улучшить, используя сплавы висмута с сурьмой *n*-типа в магнитном поле, как описано выше. Укажем для сравнения, что отдельная ступень термоэлектрического охладителя дает максимальное понижение температуры порядка 75°C .

В термомагнитном охладителе каскад можно было бы получить, располагая небольшие пластинки на верхней плоскости больших пластинок,

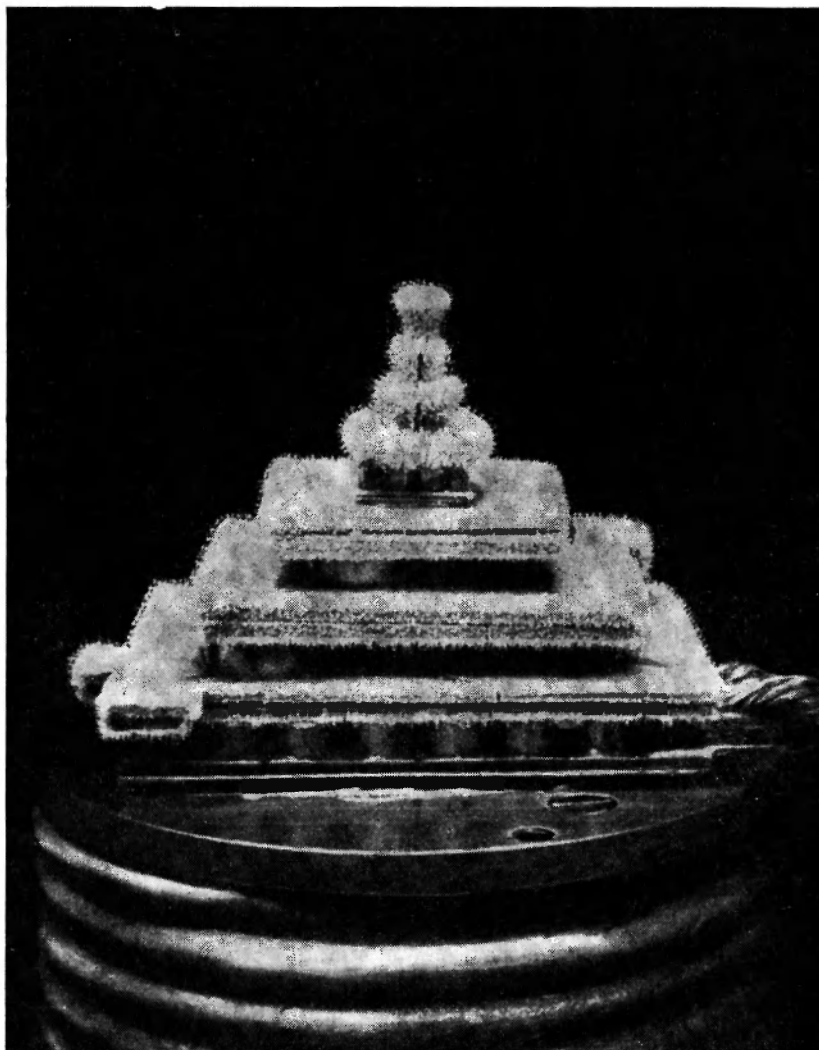


Рис. 3.12. Семикаскадный термоэлектрический охладитель, построенный из полупроводниковых пар или блоков, соединенных в электрическую цепь. Пары состоят из двух типов сплава теллурида висмута: *p*-типа и *n*-типа. Когда через охладитель проходит ток, тепло «откачивается» сверху вниз и уносится водой, текущей по змеевику, проходящему у основания. При температуре воды 27°C верхняя пластинка холодильника охлаждается до -118°C , то есть перепад температур составляет 145° . Прибор имеет высоту $\sim 3,8$ см и обычно помещается в вакуум. Когда он находится в воздухе, то он весь покрыт изморозью, как на этой фотографии.

однако О'Брайен и Уоллес предположили, что тот же самый эффект можно получить выбором отдельного бока в виде конуса. На рис. 3.13 изображен такой монокристалл с экспоненциальным сечением, что эквивалентно бесконечному каскадированию и дает значительно большее охлаждение, нежели прямоугольный блок.

Такое простое ухищрение дает значительное преимущество термомагнитным устройствам по сравнению с термоэлектрическими, которые

допускают каскадирование только в виде сложной пирамиды из многих сегментов. Другим существенным преимуществом является то, что требуются материалы одного типа вместо пар n - и p -типа, используемых в термоэлектрических устройствах. Имеются определенные теоретические доводы, показывающие, что максимально достижимое охлаждение с помощью n — p -пар термоэлектрических материалов меньше достигаемых с помощью термомагнитных материалов в 2—4 раза. Эти теории слишком упрощены

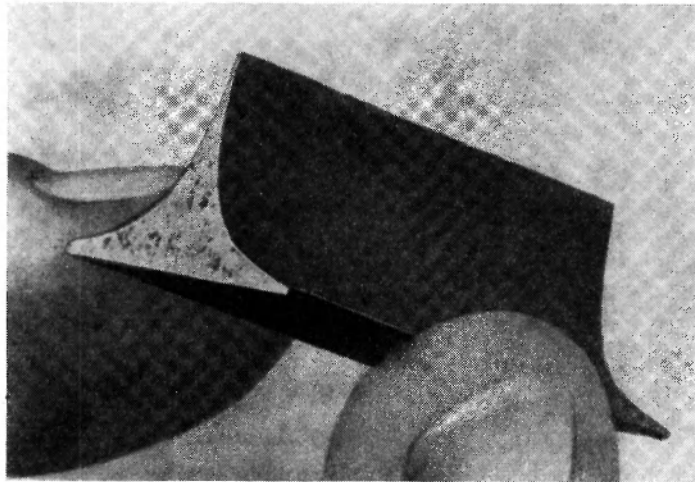


Рис. 3.13. Бесконечнокаскадный охладитель, вырезанный из монокристалла чистого висмута, является новым замечательным термомагнитным прибором. Когда через него пропускается ток, а сам он находится в поперечном магнитном поле в $110\,000$ гс, то его верхний тонкий конец на 101°C холоднее основания. (Тепло через основание отводится с помощью «теплового стока», роль которого выполняет водопроводная вода, имеющая комнатную температуру).

и в них не рассматривается магнитное улучшение термоэлектрических материалов, описанное выше. Термоэлектричество все еще интенсивно разрабатывается поскольку магнитное поле не требуется при комнатной температуре, а существенное магнитное улучшение с малыми полями может быть достигнуто лишь при низких температурах.

Рассмотрим детальное движение дырок и электронов в полуметалле в том случае, когда он используется для термомагнитного охлаждения. Возьмем электрический ток, текущий вдоль горизонтально расположенной пластинки полуметалла в поперечном (но также горизонтальном) магнитном поле (рис. 3.14). Если левый конец пластинки имеет отрицательный потенциал, то электроны перемещаются слева направо, а дырки перемещаются справа налево. В магнитном поле носители обоих типов будут отклоняться так называемой силой Лоренца, которая действует в направлении, перпендикулярном и к направлению скорости частиц и к направлению магнитного поля. Если магнитное поле направлено таким образом, что отрицательно заряженные электроны отклоняются по направлению движения часовой стрелки, то они приобретают дополнительную скорость в направлении к нижней плоскости пластинки. Дырки, обладающие положительным зарядом, отклоняются в том же самом поле против часовой стрелки и приобретают скорость, направленную также к нижней плоскости.

Таким образом, и электроны и дырки движутся к нижней плоскости пластинки (поскольку они имеют противоположные заряды, в этом направ-

лении не возникает суммарного тока). Внизу пластинки число их превышает нормальную концентрацию, в то время как сверху их становится меньше. Этот избыток электронов и дырок рекомбинирует внизу; при этом выделяется энергия в форме тепла. Вверху же в связи с исчезновением электропно-дырочных пар возникает нехватка энергии, которая забирается у кристалла в форме тепловой энергии. В этом отбирании тепла и состоит механизм охлаждения в эффекте Эттингсгаузена.

Если же имеется лишь один тип носителей (скажем, электроны, как в полупроводнике *n*-типа), то среднее отклонение движущихся электронов

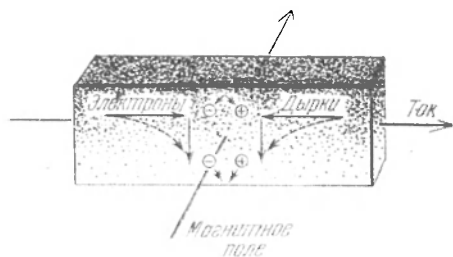


Рис. 3.14. Механизм термомагнитного эффекта заключается в магнитном отклонении электронов и дырок, перемещающихся в электрическом поле. Избыток электронов и дырок накапливается в нижней части стержня и аннигилирует, выделяя тепло. В верхней части стержня образуются электронно-дырочные пары, что приводит к поглощению тепла и вызывает охлаждение верхней поверхности.

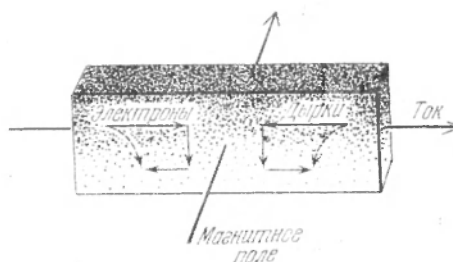


Рис. 3.15. Механизм магнитосопротивления позволяет объяснить, почему усиление магнитного поля весьма сильно уменьшает термоэлектрическую добротность. Когда весьма подвижные электроны и дырки в полуметалле во все возрастающей степени отклоняются магнитным полем, их движение вперед подавляется. Это и увеличивает электрическое сопротивление.

в магнитном поле уравнивается возникновением поперечного электрического поля (явление известное как эффект Холла), так что результирующий ток продолжает течь вдоль пластинки. Однако электроны движутся с различными скоростями, и поэтому быстрые («горячие») электроны отклоняются в одном направлении, а медленные («холодные») в противоположном*). Это и приводит к разности температур в эффекте Эттингсгаузена, которая, однако, в этом случае много меньше, нежели в вышеописанном эффекте, имеющем место в полуметаллах, обусловленном двумя типами носителей заряда.

Развивая эту схему далее, можно понять, почему приложение магнитного поля приводит к большому возрастанию электрического сопротивления в полуметалле. Это магнитосопротивление, как его называют, сильнее всего ухудшает как термоэлектрическую, так и термомагнитную добротности. В полуметалле составляющая скорости электронов и дырок, направленная вниз, пропорциональна магнитному полю (рис. 3.15). Рассмотрим теперь, каким образом это же поле воздействует на такое движение вниз. Электроны вновь отклоняются по направлению часовой стрелки, дырки же — против, так что носитель каждого типа отклоняется вдоль пластинки, но в направлении, противоположном направлению его первоначального движения. Поскольку это второе отклонение по-прежнему пропорционально полю, начальная скорость движения и электронов и дырок вниз уменьшается пропорционально квадрату магнитного поля. Поскольку электроны и дырки в полуметаллах очень подвижны, магнитные отклонения велики и результирующее перемещение вперед состав-

*) Точнее, поскольку сила Лоренца пропорциональна скорости частицы или верх или низ пластинки обогащается «горячими» электронами. (Прим. перев.)

ляет лишь малую долю того, что имеет место в отсутствие магнитного поля. Именно это и поясняет возникновение большого магнитосопротивления в полуметаллах. В полупроводниках, где имеются носители лишь одного типа, эффекты магнитосопротивления обычно намного меньше для тех же самых значений поля.

Можно ли, развивая эту простую модель, объяснить влияние магнитного поля на термоэлектродвижущую силу полуметалла? Если электроны и дырки имели бы одинаковые свойства и отличались бы знаком заряда, то результирующая термоэлектродвижущая сила равнялась бы нулю (эффекты носителей n -типа и p -типа уничтожали бы друг друга); ситуация бы эта не менялась и магнитным полем. Необходимо учесть различие подвижностей дырок и электронов, но и этого оказывается недостаточно. Сложность этого вопроса иллюстрируется некоторыми нашими опытами с чистыми кристаллами висмута. При определенных его ориентациях увеличение поля приводит к увеличению термоэлектродвижущей силы, как это описывалось выше. При других же ориентациях термоэлектродвижущая сила уменьшается с увеличением поля и даже меняет знак, так как происходит переход от n -типа к p -типу.

Никакая модель отклонения электронов и дырок, в рамках которой можно было бы понять эти эффекты, не существует. Можно лишь интуитивно чувствовать, что большие отклонения, являющиеся следствием кооперации высокоподвижных электронов и дырок, приведут в итоге к намного большему изменению, нежели наблюдаемые обычно в полупроводниках. Эти изменения могут быть поняты детально, если развить теорию переноса тепла и электричества в полуметаллах с учетом сильной анизотропии электронов и дырок в магнитном поле. Когда такая теория будет построена, окажется возможным предсказывать новые магнитотермоэлектрические эффекты и получать полуметаллы с желаемыми оптимальными свойствами.

Каковы же перспективы практических применений термомагнитного охлаждения или же магнитного улучшения термоэлектрических приборов? Как было упомянуто раньше, открылось небольшое практическое поле по использованию термоэлектрических генераторов и термоэлектрических охладителей. Магнитотермоэлектрические приборы пока не слишком повлияли на существующие применения, однако они могут распространить область электронного охлаждения до очень низких температур, даже ниже температуры жидкого воздуха. Они могли бы быть также использованы для генерирования электричества из потока тепла при низких температурах.

Здесь необходимо решить проблему протекания через прибор теплового потока от источника, находящегося при температуре, близкой к комнатной, к стоку, находящемуся при температурах много ниже комнатных. Таким стоком мог бы служить сжиженный газ, например жидкий кислород, используемый в ракетной технике, или жидкий метан, который транспортируется на грузовых кораблях как коммерческое топливо в различные части земного шара. Источником тепла могла бы стать атмосфера или же вода мировых океанов. Например, часть потока тепла речной воды, поступающего в корабль, чтобы испарить содержащийся в нем груз жидкого метана, можно было бы посредством магнитотермоэлектрического генератора превратить в электричество. (Процесс этот можно рассматривать как получение электричества из «источника холода».) Почти нет сомнений, что новые знания в области полуметаллов незамедлительно приведут к улучшению методов управления и превращения энергии.

Ст. Ангрист

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

(ДЕКАБРЬ 1961 г.)

Эти явления [в основе которых лежит взаимодействие магнитного поля с электрическими и тепловыми потоками] были открыты еще в XIX столетии. Но лишь сравнительно недавно они начали находить практические применения.

В процессе исследования ведомый своей любознательностью ученый непрерывно сталкивается со странными неожиданными фактами, которые как будто не вписываются в строгие и определенные рамки существующего здания науки. Смысл этих фактов зачастую неясен, и кажется, что вряд ли стоит тратить усилия для их серьезного изучения. Однако природа недолго утаивает не слишком сложные секреты; развитие науки и техники возрождают живой интерес к полузабытым фактам. Яркой иллюстрацией этому могут служить так называемые гальваноманнитные и термомагнитные явления. От их названий: эффект Холла, эффект Эттингсгаузена, эффект Нернста и эффект Риги — Ледюка — веет затхлой атмосферой старых учебников, в которых эти эффекты описывались как дополнение к разделам электричества и магнетизма. Всего несколько лет назад требовались весьма хорошо оборудованная лаборатория и особая тщательность эксперимента, для того чтобы вообще обнаружить эти эффекты. Сегодня они интенсивно исследуются во многих лабораториях. Уже появились некоторые многообещающие применения их; а в ближайшем будущем ожидается значительно более широкое применение этих эффектов.

Причиной такой неожиданной вспышки внимания явилось открытие полупроводников. Материалы эти поистине революционизировали наше понимание электрического поведения твердых тел и привели на базе этого понимания к созданию новой технологии полупроводниковых материалов. Важность полупроводников не ограничивается изобретением транзистора. Они привели к созданию новой отрасли индустрии, основанной на явлении термоэлектричества. Они же в настоящее время делают в определенном смысле то же самое с гальваноманнетизмом и термомагнетизмом: ведь оба эти явления тесно связаны с термоэлектричеством.

Однако мы должны вернуться к истокам открытия этих эффектов. Выясним вначале, откуда возникли тяжеловесные названия этих эффектов. Первым и наиболее известным является эффект, открытый в 1879 г. Е. Холлом. Проще всего его продемонстрировать с помощью плоского лентообразного проводника. Если поместить проводник в сильное магнитное поле, перпендикулярное плоскости проводника, а вдоль проводника

пропускать электрический ток, то на противоположных краях пластинки, параллельных направлению тока, возникает разность потенциалов (рис. 4.1). Величина разности потенциалов прямо пропорциональна

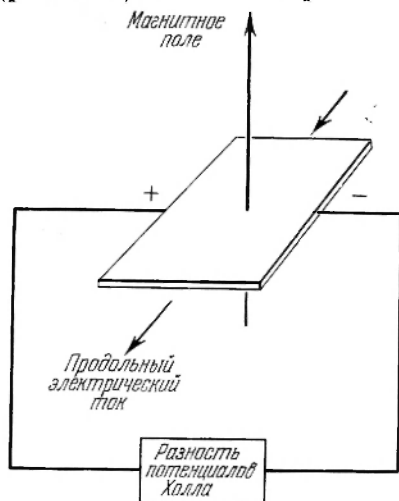


Рис. 4.1. Эффект Холла, или разность потенциалов Холла,— это поперечная разность потенциалов, возникающая при наложении магнитного поля перпендикулярно продольному электрическому току. Этот эффект гальваномагнитный.

силе тока и напряженности магнитного поля и обратно пропорциональна толщине пластинки (то есть размеру пластинки в направлении магнитного поля). При изменении направления электрического тока или магнитного поля на обратное знак разности потенциалов изменяется. Для металлических проводников эффект Холла весьма мал. Так, например, пропуская через медную пластинку толщиной $\sim 0,025$ см ток в 1 а и помещая ее в магнитное поле порядка 12 000 эс, мы получаем разность потенциалов в 0,24 мкв *).

Вторым гальваномагнитным эффектом является возникновение перепада температур, наблюдаемого при тех же условиях, что и разность потенциалов в эффекте Холла. Это впервые наблюдалось в 1887 г. немецким физиком Ал. Эттингсгаузенем. Как и в первом случае, направление перепада температуры перпендикулярно направлению электрического тока и направлению магнитного поля (рис. 4.2). Величина эффекта и здесь меняется пропорционально силе тока и величине поля и обратно пропорционально толщине. Направление перепада также меняется при изменении направления тока или поля. При тех же значениях величин магнитного поля и тока в медном проводнике, что приведены выше, перепад температур на противоположных концах медной пластинки составляет $0,000075^\circ$ С.

В 1886 г., изучая эффект Холла в висмуте Эттингсгаузен и В. Нернст обратили внимание на определенный разброс результатов, который навел их на мысль о проведении эксперимента другого типа. Они поместили пластинку из висмута в магнитное поле, но заменили пропускание электрического тока нагреванием одного из концов проводника так, что через пластинку все время проходил поток тепла. Подсоединив к противоположным краям пластинки параллельным направлением теплового потока гальванометр, они обнаружили наличие между ними электрического тока. Как они и ожидали, совместное действие магнитного поля и по-

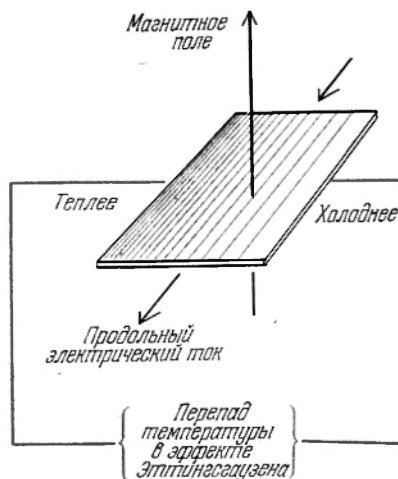


Рис. 4.2. Эффект Эттингсгаузена заключается в возникновении разности температур в направлении, перпендикулярном как продольному электрическому току, так и приложенному магнитному полю. Этот эффект также гальваномагнитный.

*) $1 \text{ мкв} = 10^{-6} \text{ в}$.

тока тепла привело к появлению разности потенциалов в направлении, перпендикулярном направлениям магнитного поля и теплового потока (рис. 4.3). Величина этой разности в эффекте Нернста, как был назван этот термомагнитный эффект, менялась пропорционально напряженности магнитного поля, величине градиента температур вдоль полоски и ее ширине от одного края до другого. Изменение направления поля или потока тепла приводило к изменению знака разности потенциалов. Для полоски висмута в поле 9000 гс, вдоль которой имел место температурный

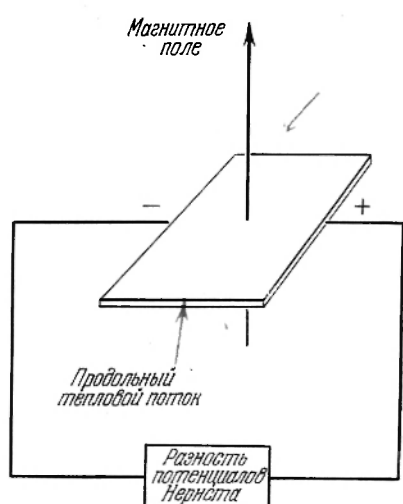


Рис. 4.3. Эффект Нернста, или разность потенциалов Нернста,— это поперечная разность потенциалов, возникающая при наложении магнитного поля перпендикулярно продольному тепловому потоку. Этот эффект термомагнитный.

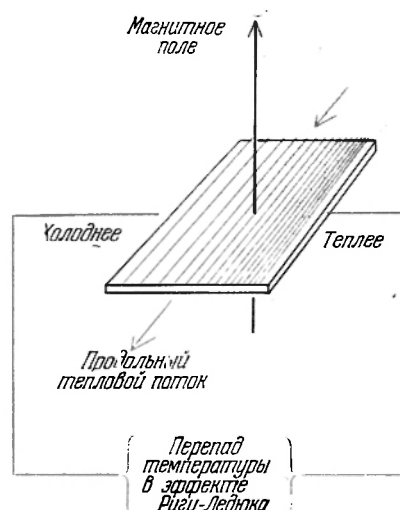


Рис. 4.4 Эффект Риги — Ледюка — это поперечная разность температуры, которая возникает, когда магнитное поле накладывается перпендикулярно продольному тепловому потоку. Этот эффект также термомагнитный.

градиент величиной 100°C на $2,5\text{ см}$, между соответствующими торцами, отстоящими друг от друга также на $2,5\text{ см}$, возникла разность потенциалов в $0,0012\text{ в}$.

В своих термомагнитных исследованиях Эттингсгаузен и Нернст также искали появление при пропускании продольного потока тепла разности температур в поперечном направлении, однако они не смогли ее обнаружить. Но уже в следующем году итальянец А. Риги и француз С. Ан. Ледюк независимо и почти одновременно обнаружили, что магнитное поле порождает перепад температуры по ширине полоски металла, вдоль которой протекает продольный тепловой поток (рис. 4.4). Для пластинки висмута при указанных выше условиях наблюдалось возникновение между противоположными краями пластинки разности температуры в 1°C (направление этого перепада было перпендикулярно направлению магнитного поля и продольного теплового потока). Величина поперечного перепада температуры, полученная в эффекте Риги — Ледюка, прямо пропорциональна силе поля, величине градиента температуры, вдоль полоски и расстоянию между ее краями. Знак разности меняется с изменением направления поля или направления теплового потока.

Хотя в данной статье мы не станем разбирать термоэлектрические эффекты, заметим здесь, что они естественным образом завершают описание связи между электричеством, теплотой и магнетизмом. Этих

эффектов два, и оба они известны еще с начала девятнадцатого столетия. В первом из них, носящем имя Зеебека, две проволоки различных металлов спаиваются двумя своими концами, образуя замкнутую цепь, и места спаев поддерживаются при различной температуре: между спаями

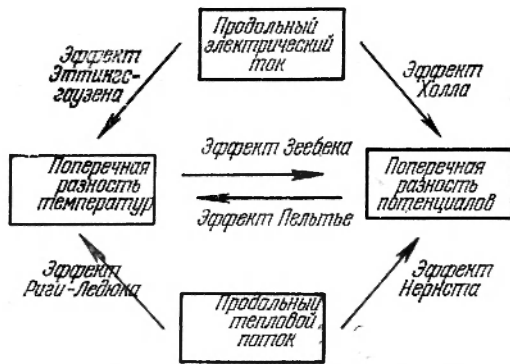


Рис. 4.5. На диаграмме объединены все эффекты и условия их возникновения. Стрелки означают «...приводит к...». Четыре гальваномагнитных и термомагнитных эффекта (см. рис. 4.1—4.4) требуют наличия магнитного поля; эффекты Зеебека и Пельтье (оба термоэлектрические) не требуют. Проиллюстрируем правило пользования этой диаграммой: «Продольный электрический ток в поперечном магнитном поле приводит к поперечной разности потенциалов. Это явление носит название эффект Холла.

возникает разность потенциалов. Другой, носящий имя Ж. Пельтье, является обратным эффекту Зеебека: при прохождении постоянного электрического тока через цепь, составленную из двух различных проводников, один спай нагревается, а другой охлаждается. Все вышеперечисленные типы эффектов связаны друг с другом симметричным образом (рис. 4.5). Подобно всем атомным явлениям, гальваномагнитные и термомагнитные эффекты можно детально объяснить лишь на основе квантовой механики. Однако более простое качественное представление о них можно получить, основываясь на некоторых общих понятиях «классической» физики. В основе всех этих явлений лежит сила Лоренца, описывающая взаимодействие между электрическими зарядами и магнитными полями. Любая заряженная частица, движущаяся в магнитном поле, испытывает воздействие силы, направление которой перпендикулярно направлению движения частицы и направлению поля. Величина этой силы прямо пропорциональна величине заряда, скорости частицы и напряженности магнитного поля. Меняя либо знак заряда (плюс на минус), либо направление движения частицы, или же направление магнитного поля, мы меняем и направление силы Лоренца.

Если в качестве частицы берется электрон, то и величина заряда и знак заряда фиксированы. В этом случае сила Лоренца зависит лишь от скорости электрона и напряженности магнитного поля. Направление этой силы запоминается обычно с помощью правила левой руки: большой, указательный и средний пальцы левой руки устанавливаются под прямым углом друг к другу; указательный палец устанавливается по направлению поля, а средний палец — по направлению движения электрона; направление силы Лоренца в таком случае будет противоположно направлению, которое указывает при этом большой палец (рис. 4.6).

Вооруженные этим правилом, рассмотрим вновь опыт Холла (рис. 4.7). Если смотреть на металлическую пластинку сбоку, то ток по ней течет горизонтально. Электрический ток в металле представляет поток свободно движущихся электронов. Предположим, что они движутся справа налево, как это показано на рис. 4.7. Направляя средний палец

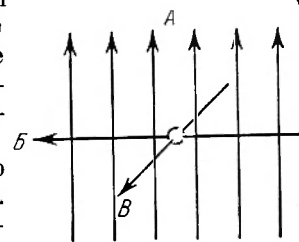


Рис. 4.6. Сила Лоренца V , действующая на электрон (обозначен кружком), движущийся в направлении B через поперечное магнитное поле A , направлена перпендикулярно направлению электрона и направлению поля. Изменение направления движения поля или заряда частицы обращает направление силы Лоренца.

левой руки влево, а указательный палец по направлению магнитного поля — оно направлено на рисунке вверх, находим, что большой палец указывает на задний край пластинки. Другими словами, сила Лоренца толкает электроны по направлению к переднему краю пластинки. Электроны, таким образом, будут накапливаться здесь, заряжая этот край отрицательно, а покинутый ими задний край заряжается положительно. Отклонение электронного тока продолжается до тех пор, пока накапливающийся отрицательный заряд не начнет отталкивать электроны, подходящие к переднему торцу с такой же силой, с какой сила Лоренца толкает их по направлению к этому краю. После этого перераспределения зарядов электроны вновь продолжают течь параллельно оси пластинки.

Так можно пояснить в общих чертах возникновение разности потенциалов в эффекте Холла. Но каким образом тот же самый электрический ток и магнитное поле приводят к перепаду температуры в эффекте Эттингсгаузена? Чтобы разобраться в этом последнем явлении, схематичная картина потока электронов должна быть несколько уточнена. В дополнении к движению электронов вдоль пластинки, которое вызывается приложенным потенциалом, надо принять во внимание, что подвижные электроны находятся всегда в состоянии неупорядоченного хаотического теплового движения. Полная скорость каждого электрона в данный момент времени есть сумма его движений, обусловленных как электрическим полем, так и тепловым. Таким образом, хотя средняя скорость дрейфа электрона в электрическом поле постоянна, индивидуальная скорость частиц может быть различной в самых широких пределах. Но ведь чем быстрее движется электрон, тем большая сила Лоренца действует на него. Следовательно, более быстрые частицы сильнее отклоняются к краю. С другой стороны, более быстрые частицы переносят и большую тепловую энергию. Короче говоря, сила Лоренца подталкивает сильнее более «горячие» электроны, нежели более «холодные», что и приводит к возникновению разности температур на краях пластинки.

Механизм возникновения термомагнитных эффектов весьма сходен с вышеописанным. В металлах тепло в основном переносится потоком движущихся электронов: электроны у подогретого конца движутся в среднем быстрее, нежели электроны, удаленные от него, что и приводит к переносу энергии в направлении более холодного конца, а это и означает появление некоторой направленной скорости частиц. Таким образом, поток тепла является в сущности движением более быстрых электронов в направлении потока тепла. Сила Лоренца, действуя на эти частицы, концентрирует отрицательный электрический заряд на одном крае, оставляя другой край положительно заряженным, что приводит к скачку потенциала, то есть к эффекту Нернста. Помимо этого, более быстрые электроны подталкиваются сильнее, так что отрицательно заряженный

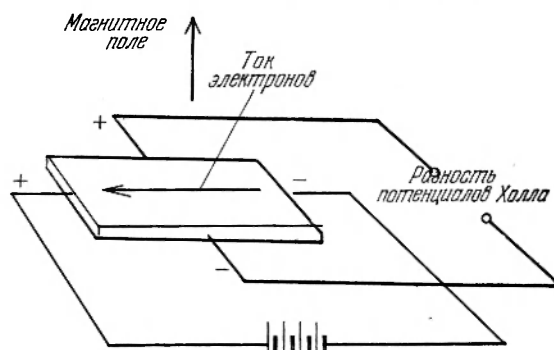


Рис. 4.7. Эффект Холла в полупроводнике n-типа (цветная пластинка) — это поперечная разность потенциалов, возникающая вследствие отклонения отрицательно заряженных электронов по направлению к одному из краев полупроводника. В полупроводнике p-типа направление тока и холловской разности потенциалов обращается. Направление движения электронов от минуса к плюсу противоположно принятому направлению электрического тока от плюса к минусу.

край является и более нагретым, нежели противоположный край. А это и есть разность температур, наблюдаемая в эффекте Риги — Ледюка.

Описанные выше механизмы применимы к любому металлическому проводнику, однако они не объясняют, почему в некоторых металлах гальваномагнитные и термомагнитные эффекты проявляются в большей

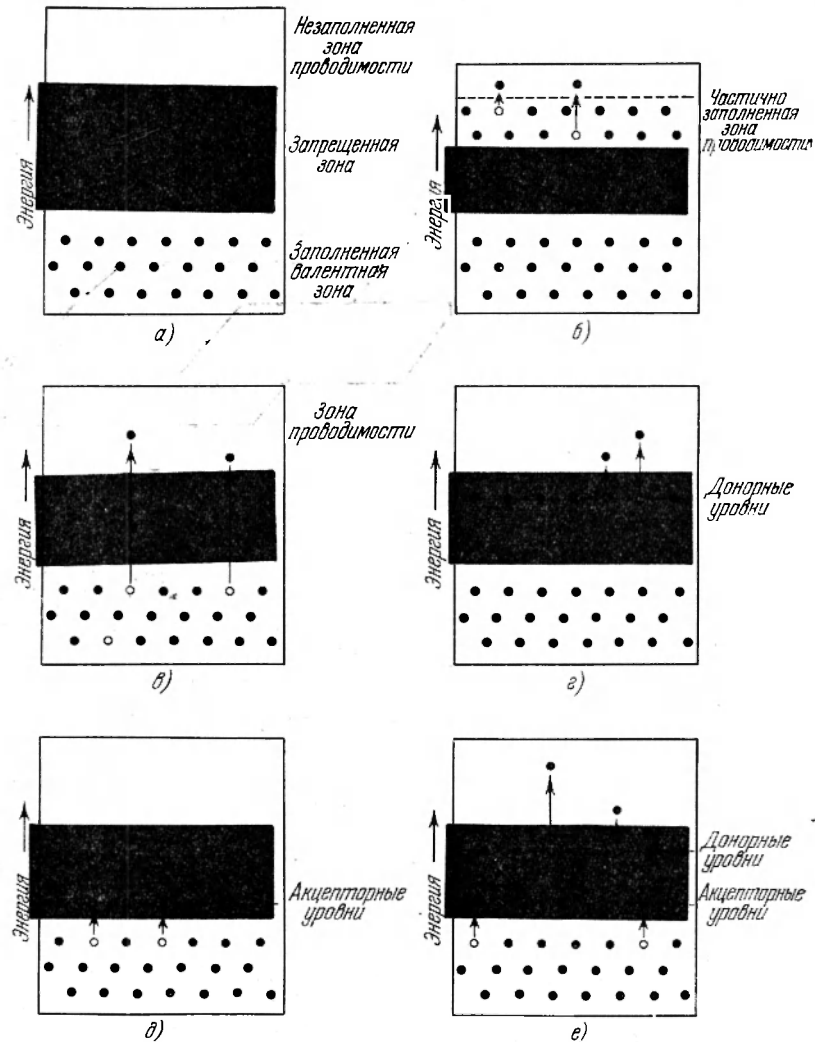


Рис. 4.8. Зонная теория твердых тел, обсуждавшаяся в тексте, описывает электропроводность с помощью разрешенных и запрещенных «зон» (или групп) энергетических уровней. На рисунке схематично представлены зонная схема изолятора (а), металла (б) и четырех типов полупроводников: с собственной (в), n-типа (г), p-типа (д) и смешанной (е) проводимостью. Черные точки — электроны. Изолятор характеризуется более широкой запрещенной зоной, нежели металл или полупроводник. Донорные и акцепторные уровни — это уровни энергии электронов донорных и акцепторных примесных атомов в полупроводниках.

степени, чем в других, и почему для полупроводников эффекты эти намного больше, чем для любого металла. Чтобы понять причины этих различий, необходимо, во-первых, рассмотреть более детально процесс проводимости. Согласно квантовой теории электроны в кристаллическом твердом теле могут обладать только определенными энергиями. На энер-

гетической шкале эти «разрешенные» энергии образуют серию почти непрерывно заполненных полос (зон), разделенных щелями «запрещенных» областей энергий (рис. 4.8)*). Наивысшая область разрешенных энергий называется зоной проводимости, следующая за ней, ниже расположенная область разрешенных энергий — валентной зоной.

Металлами являются твердые тела, в которых наивысшие заполненные уровни энергии располагаются чрезвычайно близко к незаполненным энергетическим уровням, то есть зона проводимости здесь заполнена лишь частично. А это и означает, что если один из электронов в этой полосе приобретет энергию от внешнего источника (приложенной разности потенциалов), то в этой зоне всегда будет вакантное состояние с несколько большей энергией, могущее принять этот электрон. Можно утверждать, что наличие частично заполненной зоны проводимости означает наличие подвижных электронов, которые всегда могут взять энергию из внешнего поля и, следовательно, проводить электрический ток.

В изоляторе зона проводимости не содержит электронов, а валентная зона заполнена целиком. Более того, запрещенная зона энергий между двумя этими зонами очень широка, так что при обычных условиях валентные электроны не могут приобрести достаточно энергии, чтобы перепрыгнуть в зону проводимости. И поскольку они не могут перейти в зону проводимости, они не могут поглотить какую-либо порцию энергии вовсе, так как в валентной зоне нет пустых разрешенных состояний, на которых они могут разместиться. Другими словами, изолятор не имеет электронов проводимости.

Полупроводники во многом сходны с изоляторами, но в полупроводниках зона запрещенных энергий намного уже. При комнатной температуре или даже при более низкой температуре некоторое число электронов из заполненной валентной зоны обладает достаточной тепловой энергией, чтобы перепрыгнуть через зону запрещенных энергий и оказаться в зоне проводимости. Чем выше температура, тем больше число электронов, которые могут перепрыгнуть в верхнюю зону. Эти электроны могут поглотить электрическую энергию и перемещаться в веществе. В дополнение к этому оставленные ими в валентной зоне вакантные места, или же «дырки», как их называют, сами становятся носителями заряда. Электрон вблизи дырки может прыгнуть туда и заполнить это вакантное состояние, оставив тем самым новую дырку в том состоянии, которое он занимал перед этим. Это состояние может быть заполнено соседними электронами и т. д. Реальный ток создается упорядоченно перемещающимися электронами, однако этот процесс можно одинаково хорошо представлять себе как поток положительных дырок, движущихся в противоположном направлении. В полупроводниках с «собственной» проводимостью, таких, как очень чистый германий или теллур, описанный выше, механизм проводимости все исчерпывает. Электрический ток создается в равной мере как подвижными отрицательно заряженными электронами, так и подвижными положительными дырками.

Большинство полупроводниковых материалов имеет больше свободных электронов, нежели дырок, или наоборот. В таких полупроводниках с «несобственной» проводимостью большая часть носителей заряда создается небольшим числом атомов примесей. Если атомы примеси имеют избыток электронов по сравнению с атомами самого материала и эти электроны располагаются на энергетических уровнях вблизи дна зоны проводимости,

*) Дискретность уровней энергии в зоне связана с конечными размерами твердых тел. (Прим. перев.)

то они уже при небольших энергиях возбуждения легко переходят в зону проводимости. Примесь в этом случае действует как донор электронов, и материал называют полупроводником n -типа, подразумевая под этим, что большинство его носителей заряда имеют отрицательный знак. С другой стороны, атомы примеси могут иметь меньше электронов по сравнению с атомами материала; уровни этих электронов располагаются в запрещенной зоне вблизи верхних уровней валентной зоны. Такая примесь может принимать электроны из валентной зоны, обладающие достаточной тепловой энергией, чтобы перейти к атому примеси; это порождает положительно заряженные подвижные дырки. Это проводник p -типа. Иногда добавляют примеси как донорные, так и акцепторные, что дает полупроводники смешанного типа с несобственной проводимостью.

По сравнению с металлами полупроводники всех типов чрезвычайно бедны носителями заряда. Так, например, собственный полупроводник антимонид индия имеет примерно один носитель заряда на миллион атомов при комнатной температуре, тогда как медь имеет один электрон на атом. Именно эта малочисленность носителей заряда и приводит к тому, что полупроводники обладают ярко выраженными гальваномагнитными и термомагнитными свойствами.

Чтобы увидеть причину этого, обратимся вновь к эффекту Холла. Разность потенциалов в эффекте Холла, а также разность потенциалов, возникающая в других эффектах порождается действием силы Лоренца на движущиеся носители заряда. (Эту силу можно представить как действующую непосредственно на положительные дырки, но в направлении, противоположном направлению действия силы на отрицательный заряд. В действительности же она действует на противоток электронов.) Чем быстрее движутся носители, тем больше величина силы и разности потенциалов.

Представим себе эксперимент Холла, производимый с двумя одинакового размера полосками меди и антимонида индия. Электрический ток, пропускаемый через них, одинаков и они помещены в одинаковое магнитное поле. Число носителей заряда, участвующих в проводимости меди, намного порядков больше, нежели число носителей в антимониде индия. Если полный ток, то есть величина заряда, переносимая в единицу времени через единицу поперечного сечения, — один и тот же для обоих образцов, то носители в антимониде индия должны приобретать намного большую скорость дрейфа, нежели носители в меди. По этой причине они подвергаются воздействию намного большей силы Лоренца, а это приводит в итоге при установлении равновесия*) к намного большей холловской разности потенциалов. И действительно, в антимониде индия эффект Холла примерно в миллион раз больше этого эффекта в свинце. Коэффициенты в эффектах Эттингсгаузея, Нернста и Риги — Ледюка также соответственно возрастают.

Так как благодаря полупроводникам повысился интерес к эффекту Холла, то эффект Холла стал мощным средством изучения полупроводников. Это, в первую очередь, обусловлено тем, что почти все наиболее существенные проявления прохождения тока через полупроводник не зависят от того, принадлежит ли полупроводник к n - или p -типу. Не так обстоит дело с холловской разностью потенциалов. Если ток обуславливается преимущественно электронами, движущимися, скажем, справа налево, как в уже обсуждавшемся случае, то электроны имеют тенденцию собираться преимущественно на переднем крае, заряжая его отрицательно, а

*) То есть при прекращении протекания поперечного тока. (Прим. перев.)

задний край заряжается положительно. Однако если прохождение того же самого тока обуславливается в основном наличием дырок, движущихся слева направо, то на дырки действует сила в том же самом направлении: по направлению к переднему краю. Это происходит потому, что в данном случае мы изменили как знак носителей тока, так и направление их движения. Следовательно, на переднем крае оказывается избыток положительных зарядов, что и приводит к изменению знака разности потенциалов. Наблюдение полярности холловской разности потенциалов позволяет различать материалы с проводимостью n - и p -типа.

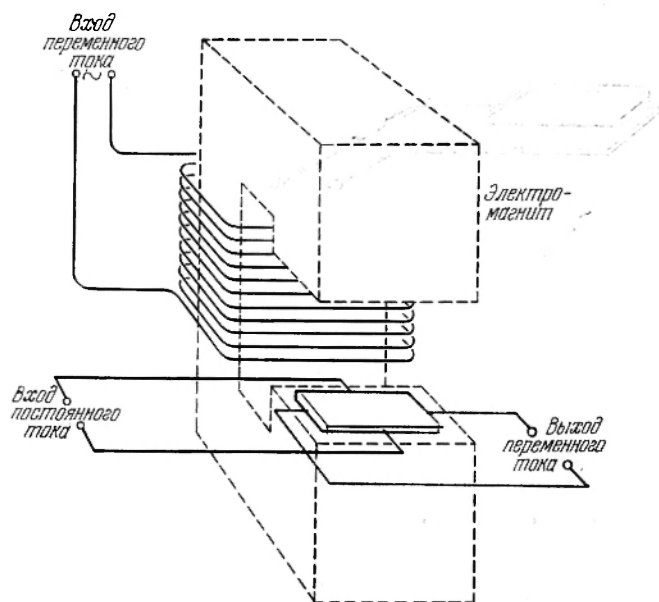


Рис. 4.9. Изображенная здесь схема дает представление о преобразователе-усилителе, в котором эффект Холла приводит к переменному току на выходе, появляющемуся, когда на входе имеется постоянный ток. На выходе возникает переменный ток (или холловская разность потенциалов), поскольку на кристалл с холловской разностью потенциалов (цветная пластинка) воздействует переменное магнитное поле. Потенциал на выходе пропорционален потенциалу на входе и может быть усилен далее с помощью электронного усилителя.

Как уже было упомянуто, число носителей заряда в полупроводнике увеличивается с температурой. Большое же число носителей заряда понижает холловскую разность потенциалов. Измерения разности потенциалов в эффекте Холла с изменением температуры открывают путь определения числа свободных носителей при той или иной температуре, а тем самым и энергии, необходимой для активации донорных и акцепторных атомов.

Помимо использования эффекта Холла как метода исследования, последний нашел уже ряд практических применений. По-видимому, наиболее очевидным является использование его для измерения силы магнитного поля. Полоска полупроводника помещается в неизвестное магнитное поле так, чтобы направление поля было перпендикулярно плоскости полоски, и через нее пропускается небольшой точно известный электрический ток. Измеряемая величина холловской разности потенциалов в таком случае пропорциональна величине напряженности этого неизвестного магнитного поля. Вольтметр, который измеряет эту разность потенциалов, можно откалибровать прямо в единицах напряженности магнитного поля.

Приборы, действие которых основывается на использовании эффектов, обладают определенным свойственным только им преимуществом над

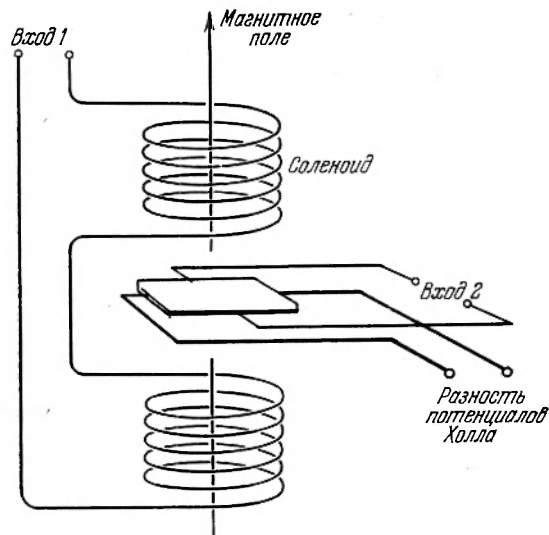


Рис. 4.10. Простейшая цепь умножения состоит из холловского кристалла (цветная пластинка) и соленоида. Поскольку холловский потенциал пропорционален первичному току на входе (вход 2) и току в соленоиде (вход 1), который определяет напряженность магнитного поля, то цепь такого типа может быть использована для определения произведения любых двух величин, которые подаются на входы электрических цепей.

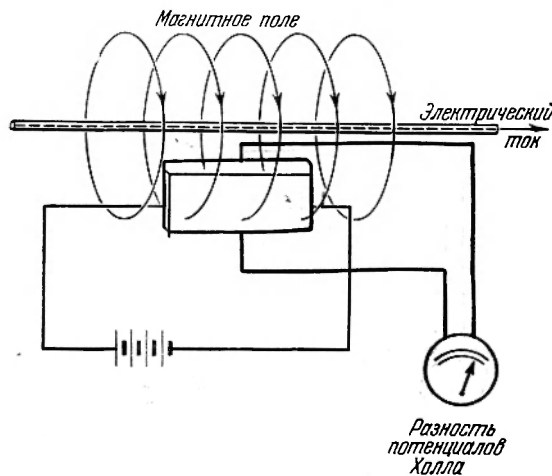


Рис. 4.11. Бесконтактный амперметр использует холловский кристалл, помещенный в магнитное поле, окружающее проводник с током. Поскольку холловская разность потенциалов пропорциональна напряженности магнитного поля, а следовательно, и току в проводнике, то силу этого тока можно откалибровать прямо в амперах, если первичный ток (от батарей) в холловском кристалле точно известен.

катушки соленоида, к ним подводятся два постоянных тока — один к соленоиду, а другой к самому элементу. Магнитное поле пропорционально току

другими полупроводниковыми устройствами: в них входная, или контрольная, цепь изолирована от выходной цепи. Подобно тому как это имеет место в трансформаторе, магнитное поле связывает вход и выход, которые электрически разделены. Примером такого типа применений может служить преобразователь-усилитель (рис. 4.9). Постоянный ток подается на вход полупроводниковой полоски, помещенной в поле электромагнита. Через обмотки магнита пропускается переменный ток постоянной амплитуды, что приводит к появлению переменного магнитного поля. Холловская разность потенциалов, снимаемая с такой полоски, является, таким образом, переменной разностью потенциалов, величина которой прямо пропорциональна силе постоянного тока на входе. Выход можно подключить к электронному усилителю, что дает в результате высокоэффективный стабильный усилитель постоянного тока с низким уровнем шума и без каких-либо движущихся частей, подобных тем, что имеются в механических переключающих устройствах.

Поскольку холловская разность потенциалов пропорциональна величине первичного тока возбуждения и напряженности магнитного поля, то она пропорциональна произведению этих двух величин. Это обстоятельство можно использовать в аналоговых вычислительных машинах (рис. 4.10). Холловский элемент помещается внутри ка-

в соленоиде, а поэтому холловская разность потенциалов на выходе пропорциональна обоим токам, то есть их произведению.

Одним из простейших приборов, работающих на эффекте Холла, является бесконтактный амперметр (рис. 4.11). Действие его основывается на наличии вокруг всякого проводника с током магнитного поля. Такой амперметр, через который пропускается от батарейки малый точно известный первичный ток, устанавливается таким образом, чтобы индуцированное магнитное поле пересекало его. Холловская разность потенциалов на выходе пропорциональна магнитному полю, которое в свою очередь пропорционально току в проводнике. Прибор на выходе можно сразу отградуировать в амперах. И переменный и постоянный токи в пределах от одного миллиампера до тысяч ампер могут быть измерены этим амперметром, использующим эффект Холла.

Недавние исследования, проведенные в США и Австралии, указали на возможность использования эффекта Эттингсгаузена как практического способа для создания охлаждения. Эта работа находится еще в начальной стадии, однако, принимая во внимание успехи в области материаловедения и технологии конструирования, можно ожидать, что в ближайшие несколько лет будет создана холодильная установка, использующая эффект Эттингсгаузена.

По-видимому, из всех эффектов наиболее ясны применения явления использования эффекта Нернста для прямого преобразования тепла в электричество. Здесь открываются волнующие возможности, которые ожидают разработки инженерами и учеными, работающими в настоящее время над проблемами такого прямого преобразования.

В. Хиттингер, М. Спаркс

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА

(НОЯБРЬ 1965 г.)

Новая технология сводит целые электронные цепи к крошечным «ячейкам». Однако ее важность заключается не столько в уменьшении размеров цепей, сколько в изготовлении их более быстро, дешево и надежно.

Интенсивные усилия электронной промышленности увеличить надежность и улучшить качество работы своей продукции, уменьшив одновременно ее размеры и стоимость, привели к результатам, которые еще 10 лет назад едва ли кто-нибудь осмелился бы предсказать. В то время плоскостные транзисторы, которые возникали в результате усовершенствования первых контактных транзисторов 1947 г., выпускались в течение четырех лет и только начинали становиться промышленной продукцией. Небольшое число типов плоскостных транзисторов стоило от 5 до 20 долларов каждый в зависимости от их качества, и даже лучшие из них были довольно ненадежными, и использование их в цепях было ограничено областью довольно низких частот. В 1955 г. еще не было такой области военной электроники, которая была бы полностью оснащена транзисторами. Использование транзисторов было почти целиком ограничено слуховыми аппаратами. В это время появились первые радиоприемники на транзисторах. Первая вычислительная машина на транзисторах была введена в действие лишь спустя три года.

Развитие электронной промышленности с 1955 г. по 1965 г. привело к созданию замечательной технологии микроэлектроники, которая уменьшила транзисторы и другие элементы цепей до размеров, почти невидимых невооруженным глазом. Полную цепь, состоящую обычно из 10—20 транзисторов и 40—60 сопротивлений, можно смонтировать в кусочке кремния длиной в 1—2,5 мм. От 100 до 500 таких «интегральных» цепей можно разместить одновременно на кремниевой подложке диаметром около 25 мм и толщиной менее 0,25 мм (рис. 5.1, 5.2, 5.3).

Такая необычная миниатюризация преследовала цель не столько уменьшить размеры цепей, сколько сделать цепи более прочными, долговечными, дешевыми, способными выполнять свои электронные функции с исключительно высокой скоростью. За исключением нескольких специальных областей приложений, таких, как ракеты, космические корабли и слуховые аппараты, размеры микроэлектронных цепей обычно имеют второстепенное значение. Для новой микроэлектронной технологии размещение 100 элементов цепи на одном кусочке кремния вряд ли дороже размещения одного, десяти или пятидесяти элементов. Более того, при окончательной сборке системы со 100 такими элементами можно обращаться, как

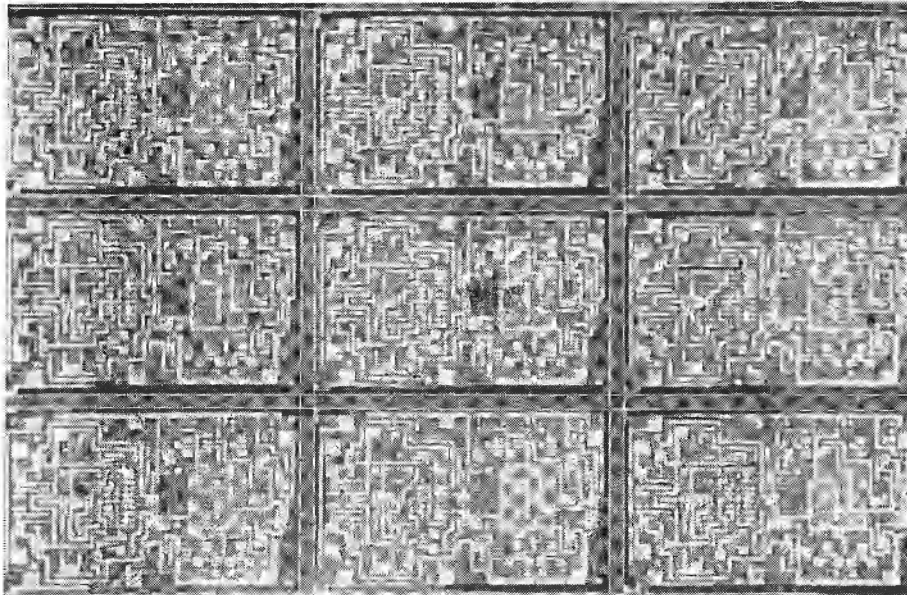


Рис. 5.1. Интегральные цепи, увеличенные примерно в 20 раз; в действительности цепи имеют 2,5 мм в длину и 1,7 мм в ширину. Каждая из этих цепей, наиболее сложных из выпускаемых промышленностью, содержит 16 транзисторов, 32 сопротивления и один конденсатор. Она получает сигналы из памяти вычислительной машины, усиливает их и посылает в логическую ячейку вычислительной машины.

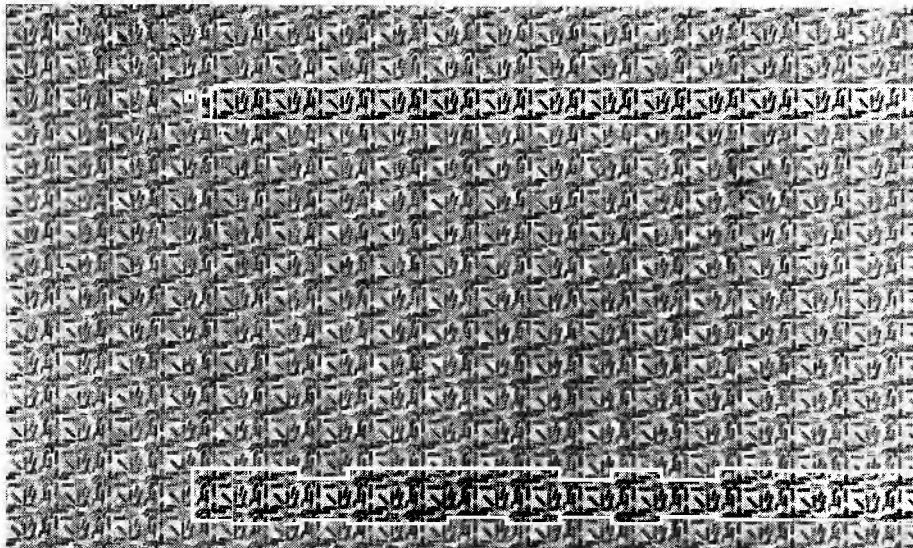


Рис. 5.2. Цепи пучковых проводников содержат систему золотых проводов или соединений, которые достаточно прочны для жесткого соединения цепи при вытравливании кремниевой подложки с образованием кремниевых островков, что необходимо для улучшения электрических характеристик. На рисунке показаны 323 (19 × 17) логических ячейки цепи, увеличенной в 20 раз. Каждая ячейка эквивалентна двум транзисторам, четырем сопротивлениям и семи диодам.

с одним элементом. Если транзистор в 1960 г. стоил около 1 доллара, то интегральную цепь, содержащую несколько дюжин транзисторов и других элементов, можно сейчас купить почти за ту же цену.

Микроскопические размеры новых цепей улучшили технические характеристики приборов в двух отношениях. Основная функция транзистора состоит в том, чтобы регулировать протекание тока в зависимости от входного сигнала. Скорость реакции на входной сигнал зависит в первую очередь от размеров транзистора: чем меньше транзистор, тем быстрее реакция. Первые транзисторы, размеры которых часто сравнивались с горошиной, чтобы подчеркнуть их малость, были в действительности огромными с точки зрения расстояний, на которых разыгрываются электронные процессы, и поэтому характеризовались медленной реакцией. Они могли реагировать со скоростью не-

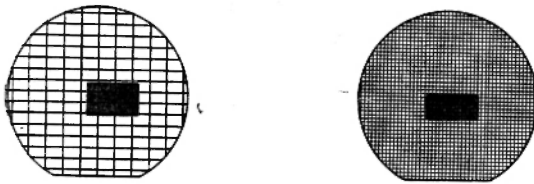


Рис. 5.3. Истинные размеры интегральных цепей представлены на этих схематических рисунках кремниевых подложек, на которых изготавливаются цепи. Цветные прямоугольники отмечают области, показанные на фотографиях (рис. 5.1 и 5.2). Рис. 5.1 соответствует левой картинке, рис. 5.2 — правой.

сколькими миллионами раз в секунду. Это было достаточно быстро, чтобы работать в радиосистемах и цепях слуховых аппаратов, но много ниже скорости, необходимой для быстродействующих вычислительных машин или для микроволновых систем связи таких, которые должны были передавать сообщения от вышки к вышке через всю страну и позднее с Земли в космос и обратно. Была предпринята попытка уменьшить размеры транзисторов так, чтобы они могли работать на более высокой скорости, что привело к подъему всей технологии микроэлектроники. Примерно между 1960 и 1963 гг. подгоняемая военными требованиями (особенно межконтинентальными баллистическими снарядами «Минитмен» с твердым топливом) была создана технология новых цепей.

Другая выгода микроэлектроники, заключается в уменьшении расстояний между компонентами цепи. Окончательным фактором, ограничивающим скорость действия вычислительной машины или любой другой электронной системы, является скорость света, которая ставит верхний предел скорости протекания электрического тока через провод. Свет проходит около 30 см за одну миллиардную долю секунды (10^{-9} сек). Если цепь должна срабатывать несколько миллиардов раз в секунду, то длины проводников, связывающих цепь, должны измеряться миллиметрами. Микроэлектронная технология делает возможным размещение устройств на таких близких расстояниях.

Типы электронных устройств. Прежде, чем мы опишем в деталях новую технологию, полезно сказать несколько слов о четырех принципиальных устройствах, встречающихся в электронных цепях: сопротивлениях, конденсаторах, диодах и транзисторах. Каждое устройство играет особую роль в контроле над протеканием электронов, так что полная цепь выполняет некую желаемую функцию. Функцией радио является преобразование слабых электромагнитных сигналов высокой частоты в значительно усиленный сигнал низкой частоты, который может быть использован для воздействия на электромеханическое устройство, такое, как громкоговоритель. В телевизионной системе требуется более сложная цепь, чтобы получить электронный рисунок из слабого электромагнитного сигнала, частота которого намного выше частоты обычных радиосигналов.

Элементы цепи можно разделить на активные и пассивные в зависимости от того, как они преобразуют энергию сигнала в цепи. Пассивные элементы, такие, как сопротивления и конденсаторы, имеют свойство препятствовать протеканию энергии сигнала или накапливают ее; они, однако, не могут генерировать, модулировать или усиливать сигнал. Диоды также являются пассивными элементами: если питать их переменным током, они пропускают только половину каждого цикла, так что возникает выпрямленный ток. Этот процесс называется выпрямлением. Активные элементы, такие, как электронные лампы и транзисторы, имеют существенное свойство генерирования или усиления энергии сигнала. Без них электроника не могла бы существовать. Конструктор цепи, понимая свойства таких электронных устройств и их взаимодействия, объединяет их так, чтобы они могли выполнять полезные функции.

До изобретения транзистора в 1947 г. его функцию в электронной цепи могла выполнять только электронная лампа, которая содержала в себе гораздо больше технических усовершенствований, чем любая другая компонента цепи. Электронные лампы имели так много форм и размеров и выполняли достаточно хорошо так много функций, что в 1947 г. представлялось безосновательным думать, что транзистор мог бы конкурировать с ними хотя бы в какой-либо ограниченной области приложения. Первые транзисторы не имели особо впечатляющих преимуществ в размерах по сравнению с самыми маленькими электронными лампами; они были и оставались в течение многих лет более дорогими, и хотя они обещали большую надежность и долговечность, требовались годы на выявление этих свойств. Одно большое преимущество, которое имел транзистор по сравнению с электронной лампой, состояло в его исключительно низком потреблении энергии. Это преимущество, объединенное с его простотой и возможностью улучшения, оправдало огромные усилия ученых разных стран, которые вскоре привели к его усовершенствованию. С изобретением транзистора все основные функции цепи смогли выполняться при помощи кристаллических компонент, была в конце концов достигнута. Это и было основным направлением электронных исследований, проводимых в различных лабораториях еще с конца тридцатых годов.

Тирания чисел. Тем не менее в 1947 г. будущее электроники смутно представляли за пределами сферы развлечений. Еще не существовало производство вычислительных машин. Прошло лишь два года, как была создана первая электронная цифровая машина ЭНИАК размером с комнату; ее 19 000 электронных ламп значительно превосходили число ламп, когда-либо смонтированных в одном электронном механизме. Они предвещали «тиранию чисел», которую вскоре ощутила электронная промышленность, а правительство и промышленность обратились к электронике для решения проблем возрастающей сложности.

Телефонные инженеры были, по-видимому, среди первых, кто признал эту специфическую тиранию. Они уже проектировали и строили системы переключения главных станций, в которых были сотни тысяч электромеханических переключателей. Они знали стоимость и трудность производства устройств, которые функционировали бы от 10 до 20 лет с чрезвычайно малой вероятностью повреждений. Хотя телефонные инженеры осознали многие преимущества замены электромеханических систем электронными, они не смогли увидеть, как можно совместить требования стоимости и надежности с технологией, основанной на электронных лампах.

Технология транзисторов в большой мере преодолела экономический барьер, связанный с использованием в больших системах электронных

лампы. Рабочие характеристики, стоимость и надежность транзисторов чрезвычайно быстро изменялись в течение последних десяти лет (рис. 5.4). В течение этого времени быстродействие электронных систем росло в результате использования все большего числа компонент, причем прогресс в этом направлении продолжался. Например, современные научные и промышленные вычислительные машины содержат несколько сотен тысяч компонент. Электронные системы переключения, которые строятся для центральных телефонных станций, содержат более миллиона компонент.

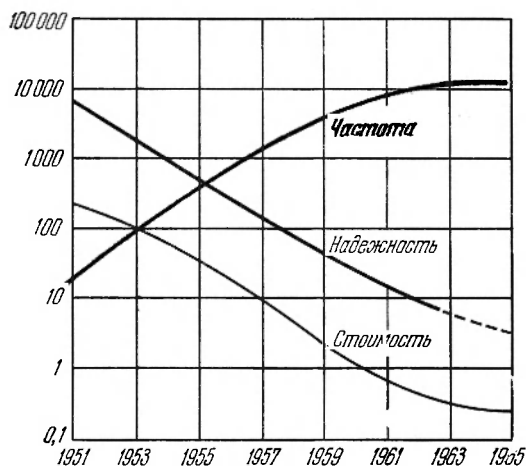


Рис. 5.4. Характеристика эффективности и стоимости транзисторов за период 1951—1965 гг. Рабочая частота увеличилась на три порядка; надежность и стоимость уменьшились на три порядка. Стоимость относится к отдельным транзисторам.

представить решение. Это привело к проекту, в котором стандартные комбинации устройств, включая крошечные электронные лампы, были сконструированы внутри компактных однородных модулей. Эти модули в свою очередь можно было объединять различными способами и автоматически собирать, обеспечивая почти любую нужную функцию цепи. Этот проект повел наступление на проблему размеров, доведя плотность упаковки примерно до восьми электронных устройств в 16 см^3 и используя обычные устройства, которые имелись в то время. Это, однако, не уменьшило число устройств и точек пересечения.

Множество подобных программ, первоначально связанных с уменьшением размеров и стандартизацией устройств, было разработано и финансировалось в течение пятидесятых годов. Развитие ракет и космических кораблей к концу десятилетия послужило окончательным толчком для таких исследований. Дополнительная полезная нагрузка непосредственно связана со стоимостью ракеты и дает в среднем экономию в 20 000 долларов на каждый фунт веса.

Также важно уменьшение веса транспортируемого наземного оборудования и для этой цели управление связи поддерживало развитие системы, известной под названием «микромодуль». Эта система увеличила плотность упаковки примерно до 400 деталей в 16 см^3 путем монтажа миниатюрных устройств на однородных керамических подложках, которые затем можно было собирать в стандартные модули. Другим видам техники сборки были даны такие красочные названия, как «вязанка хвоста», «швейцарский сыр», «2Д» и «3Д». Все они обладали недостатками

Хотя можно ожидать дальнейшего развития транзисторов, оно не будет в той же степени стремительным как в прошлом; достигаются внутренние пределы проектирования и производства. В то же время создатели оборудования достигают предела в размерах систем, которые они могут позволить себе при монтаже системы по частям из отдельных устройств.

Эта тирания чисел — проблема управления многими отдельными электронными устройствами — начала внедряться в сферу военных служб с 1950 г. В этом году военно-морской флот просил Национальное бюро стандартов изучить данный вопрос и

исходных положений проекта: число устройств и пересечений, необходимых для выполнения определенной работы, оставалось тем же самым, что и в обычных электронных цепях.

Более серьезный недостаток состоял в том, что общая надежность электронной системы обратно пропорциональна числу отдельных компонент цепи: чем больше компонент и пересечений, тем менее надежна система. К счастью, мастерство ученых и инженеров, занятых созданием новых устройств, позволило найти решение.

Интегральные цепи. Две независимые линии развития привели к микроэлектронной технике, создавшей нынешние интегральные цепи. Такое название они получили потому, что элементы в них неразрывно связаны.

Одно направление связано с полупроводниковой технологией, разработанной для изготовления транзисторов и диодов, другое направление связано с тонкопленочной технологией, при помощи которой можно получать высококачественные сопротивления и конденсаторы. Полупроводниковая технология может снабдить всеми четырьмя принципиальными элементами цепи, но полученные с ее помощью сопротивления и конденсаторы еще не удовлетворяют наиболее высоким требованиям. Чтобы удовлетворить таким требованиям, можно делать смешанные интегральные цепи, в которых диоды и транзисторы, сделанные на основе полупроводниковой технологии, объединяются с сопротивлениями и конденсаторами, изготовленными по тонкопленочной технологии. Сначала мы опишем технологию, связанную с тонкими пленками.

Еще до открытия транзисторов электронная промышленность изучала свойства тонких пленок из металлических и изолирующих материалов. Такие пленки могут иметь толщину от доли микрометра, т. е. меньше длины волны света, до нескольких микрометров.

Типичное тонкопленочное сопротивление будет состоять из высококачественной металлической полоски шириной всего лишь в несколько сотых миллиметра и длиной, обеспечивающей нужное сопротивление. Если требуются большие сопротивления, то полоску можно укладывать зигзагообразно. Для того, чтобы сделать конденсатор, можно положить тонкую пленку изолирующего материала между двумя пленками металла. При этом соответствующее значение емкости можно регулировать, изменяя площадь поверхности полученного таким образом сэндвича и толщину изолирующего материала.

Тонкие пленки обычно осаждаются испарением или, если пленочный материал является тугоплавким веществом, которое плохо испаряется, «катодным напылением». Испарение достигается нагреванием металла выше точки кипения внутри вакуумной камеры, в которую помещены также стеклянные или керамические пластины, на которых металл должен осаждаться. Пленки нужной толщины можно получить в течение нескольких минут.

Катодное распыление является процессом, в котором положительно заряженные ионы газа используются для обстреливания отрицательно заряженной мишени или катода, состоящего из тугоплавкого материала, который должен быть осажден в виде тонкой пленки. Частицы газа действуют, как снаряды, с большой скоростью. В результате обстрела этими снарядами мишени, ее материал испаряется быстрее, чем при нагреве. При этом подложка покрывается атомами, вырванными из катода. Распыление позволяет получить нужные пленки также в течение нескольких минут. Из одного тонкопленочного слоя, осажденного на большом листе стекла или керамики, можно получить большое число пассивных устройств, таких,

как сопротивления или конденсаторы. Затем следует операция травления, в результате которой наносится нужный рисунок.

Другая возможность состоит в том, что пленку можно осадить на основание через маску, которая непосредственно определяет рисунок. Таким путем можно сделать много тождественных тонкопленочных устройств на одном листе материала, который затем разрезается для изготовления отдельных устройств. Группу или сетку устройств можно объединить в цепь, следуя рисунку связей, идущих от одного устройства к другому.

Для системы тонкопленочных цепей, которая представляет особый интерес благодаря ее простоте, высокому качеству и долговечности, требуется металл тантала и некоторые его соединения. Сопротивления образуются полосками нитрида тантала, конденсаторы создаются путем помещения пленки анодированного или окисленного тантала между двумя пленками металлического тантала. Сопротивления также анодируются, чтобы точно отрегулировать их величину и обеспечить защитный слой окиси. Различные компоненты цепи соединяются металлическим танталом. Путем строгого контроля каждой стадии процесса можно получить цепи, составленные из тонкопленочных сопротивлений и емкостей, значения которых выдержаны в пределах доли процента заданных электрических величин.

Полупроводниковая технология. Второй путь развития микроэлектроники, основанный на транзисторной технологии, привел к наиболее прогрессивному процессу создания цепей. Деятельность в этом направлении была более напряженной и отличалась во много раз большими масштабами по сравнению с тонкопленочной технологией. Здесь используются тщательно выращенные монокристаллы кремния — полупроводникового материала, электрические свойства которого находятся посередине между свойствами металлов и неметаллов. Электрическими свойствами кремния можно точно управлять, добавляя незначительные количества примесей.

В периодической таблице элементов кремний (и германий) находится в четвертой группе. Примесями являются такие элементы, как галлий и бор из третьей группы, или такие элементы, как мышьяк и фосфор из пятой группы. Когда примеси третьей группы добавляются к кремнию или германию, они приводят к недостатку электронов проводимости в полупроводнике. В результате этого примесная область будет содержать «дырки» — состояния, которые были бы заняты электронами. Дырки действуют как положительные заряды и поэтому могут переносить положительный ток; такая область обозначается как область *p*-типа. Примеси пятой группы, наоборот, создают области с избытком электронов проводимости; эти электроны переносят отрицательный ток, и области поэтому обозначаются как области *n*-типа. Граница между областью *p*-типа и областью *n*-типа внутри монокристалла называется *p-n*-переходом.

Структура с одним *p-n*-переходом работает как диод: он обладает способностью выпрямлять переменный ток или действовать как выключатель. Транзистор является устройством с двумя переходами, в котором переходы разделяют три области либо *p-n-p*, либо *n-p-n*. Электрические контакты присоединяются к каждой из трех областей, которые называются соответственно эмиттером, базой и коллектором. Характеристики транзистора постоянно улучшались в результате сближения этих областей. Возможность такого сближения зависит в свою очередь от способности внести элементы третьей и пятой групп в предельно точных количествах и с точным определением места. В настоящее время не представляет труда определять концентрации примесей до миллиардных.

долей, а размеры переходов доводить до долей длины световой волны. Примеси вводятся в кристалл полупроводника диффузией при высокой температуре.

Диффузионный процесс используется для изготовления высококачественных диодов и транзисторов примерно с 1955 г. В этом процессе «лодочка» кристалла полупроводника обычно в виде кремниевой подложки диаметром около 25 мм помещается в печь с температурой в пределах от 900 до 1200° С. В печи кристаллы окружены паром, содержащим атомы желаемой примеси. Эти атомы проникают в кристалл путем замещения атомов в регулярных положениях кристаллической структуры и движутся внутрь кристалла, перескакивая из одного положения в вакантное соседнее положение. Каждый раз во время диффузионного процесса, когда в определенных местах образуются области *n*- или *p*-типа, соседние зоны защищаются поверхностным слоем двуокиси кремния, которая надежно препятствует проникновению атомов примеси. Этот защитный слой образуется при выдерживании кремниевой подложки при высокой температуре в окисляющей атмосфере. Двуокись кремния затем вытравливается в соответствии с последовательностью масок, которые точно передают очертания множества областей *n*- и *p*-типа.

Для определения микроскопических областей, которые подвергаются диффузии на различных стадиях процесса, была разработана крайне точная процедура фотолинтографии. Поверхность двуокиси кремния покрывается фоточувствительным органическим соединением, которое полимеризуется в тех местах, где на него действует ультрафиолетовое излучение, и может быть растворено и удалено вымыванием во всех других местах. Используя фотографическую маску с высоким разрешением, можно таким образом переносить на покрытую подложку нужные конфигурации. Покрытие удаляется в тех местах, где маска защищает органическое покрытие от ультрафиолетового облучения. Травящая кислота растворяет затем слой двуокиси кремния и делает кремний, скрытый под этим слоем, доступным диффузии. Сложные рисунки, образующие маску для каждого процесса, уменьшаются и перефотографируются с главных чертежей, размеры которых обычно около 80 см, что позволяет уменьшить неправильности чертежа (рис. 5.5). Копирующие линзы должны иметь особенно высокое разрешение и приводить к малым искажениям.

Главным, что составляет технику производства, является метод получения кристаллов, известный под названием эпитаксиального выращивания. Этот термин используется кристаллографами для описания выращивания на кристаллической поверхности вторичного материала, который сохраняет кристаллическую структуру исходного вещества. Электронные инженеры заимствовали этот термин и широко используют его, понимая под ним контролируемое осаждение на одном кристалле полупроводника слоя того же полупроводника. Новый слой, который растет со скоростью около пяти микрометров в минуту, может иметь почти любой нужный состав электронно-активных атомов примеси. Это хорошо контролируемый эпитаксиальный слой, который в дальнейшем подвергается локальным изменениям в результате описанного выше диффузионного процесса.

При использовании этой технологии для изготовления отдельных транзисторов одновременно около 1000 образцов подвергаются диффузии на одной подложке размером в 25 мм и толщиной 0,15 мм. Транзисторы затем иногда разделяются путем распиливания, но более компактного расположения можно достичь, если использовать алмазное острие для нанесения сетки тонких линий между отдельными устройствами. Если расчерченную таким образом подложку потянуть в двух поперечных направле-

ниях, она рассыплется на крошечные квадратные ячейки. В каждой ячейке затем тонкие провода присоединяются к областям эмитера и базы. Герметически запаянная ячейка становится готовым транзистором. Этим методом в прошлом году в Соединенных Штатах Америки было получено около 100 миллионов транзисторов. Эпитаксиальное выращивание в комбинации с окислительными масками и диффузией дало конструкторам крайне гибкие средства для производства почти неограниченного многообразия структур. Лучшие из транзисторов, сделанных таким путем, столь

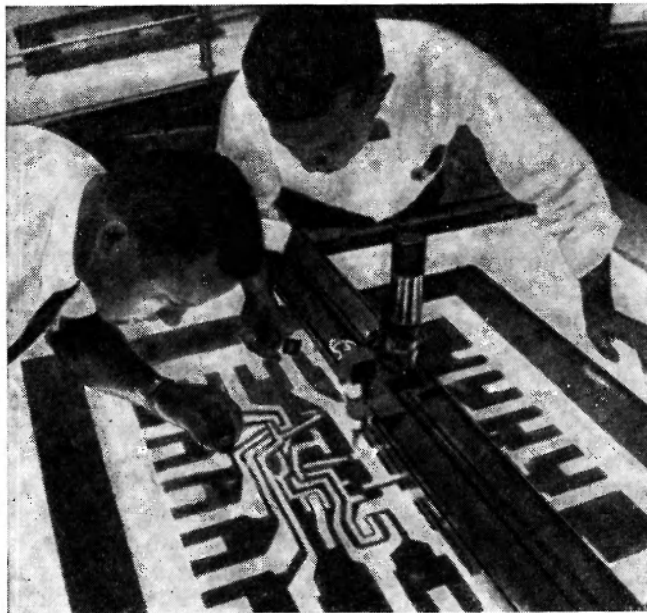


Рис. 5.5. Точная маска для нанесения очертаний элементов в интегральной цепи начерчена в больших размерах. При помощи точных фотографических линз маску уменьшают до микроскопических размеров, копируют и закрывают ею поверхность кремниевой подложки. Полное уменьшение маски примерно 500 к 1.

надежны, что за миллиард часов работы (например, 100 000 транзисторов испытывались в течение 10 000 часов) число повреждений составляло от одного до десяти.

Развитие технологии. Эти процессы для производства транзисторов были хорошо установлены к 1960 г. Инженеры компании «Техас инструмент» нашли возможность сделать полные цепи внутри кремниевой ячейки путем диффузионного нанесения всех элементов цепи и связывания их тонкими проводами. Компания «Фергайлд Семикондактор» изготовила подобные цепи в кремниевой ячейке, однако элементы были соединены плоскими лентами алюминия, выпаренного в виде тонкой пленки поверх слоя двуокиси кремния, который использовался во время операции окислительного маскирования (рис. 5.6).

Такие системы элементов, известные под названием кремниевых интегральных цепей, были быстро развиты в основном в плоской форме между 1960 и 1963 гг. для удовлетворения требований твердотопливных ракет. Конструкторы промышленных вычислительных машин и другого сложного невоенного оборудования должны были скоро признать, что

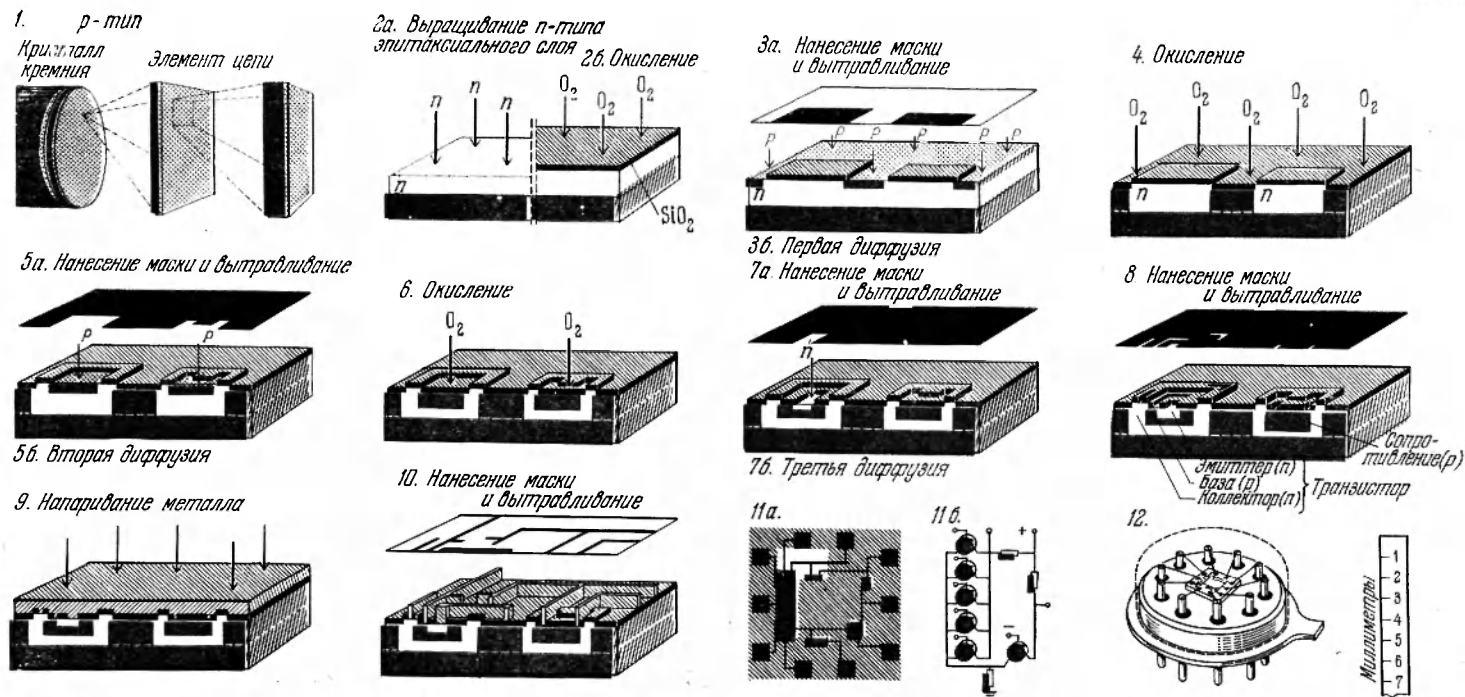


Рис. 5.6. Производство интегральной цепи является усовершенствованием процесса, используемого при получении отдельных кремниевых транзисторов. Процесс начинается (1), когда длинный монокристалл кремния около 25 мм в диаметре распиливается на подложки толщиной в несколько сотых миллиметра. Каждая подложка в конечном счете позволяет получить от 100 до 500 отдельных цепей. Здесь показана последовательность, как транзистор и сопротивление образуются в одной маленькой части такой цепи. Исходная кремниевая подложка содержит атомы примеси, которые делают ее p -типа («положительный»). Она является поэтому хорошим проводником положительного тока. Эпитаксиальным выращиванием (2а) поверхность основания p -типа наносится тонкий слой кремния n -типа («отрицательный»); в результате окисления (2б) образуется слой двуокиси кремния (SiO_2), который покрывает находящийся внизу кремний. Фотолитографический процесс, который включает применение крайне точных масок и кислотное вытравливание, удаляет в определенных местах двуокись кремния, обнажая кремний n -типа. Высокотемпературная диффузия в атмосфере, содержащей примеси p -типа (3б), превращает кремний n -типа в кремний p -типа, которая образует «эмиттер» транзистора. Заметим, что U-образная область (7б) на этот раз с примесями n -типа создают крошечную область n -типа, которая образует «эмиттер» транзистора. Заметим, что U-образная область справа, которая станет сопротивлением, остается покрытой двуокисью кремния и поэтому не подвергается третьей диффузии. Следующая ступень нанесения маски и вытравливания (8) дает рисунок окон, которые позволяют присоединить металл к трем областям транзистора (эмиттеру, базе и коллектору) и к двум точкам сопротивления. Эти контакты осуществляются напириванием (9) металла поверх всей поверхности подложки. Окончательное нанесение масок и вытравливание (10) создает систему проводников и «лапок» или контактов, что позволяет связать цепь с внешним миром. Вид сверху на полную цепь (11а) показывает систему шести транзисторов и трех сопротивлений, которые соединяются, как показано на условной диаграмме цепи (11б). Тонкие золотые провода присоединяются к контактам цепи и к стержням на платформе с 10 проводами. Эта система затем покрывается герметическим покрытием (12). Шкала с делениями приведена для наглядности.

интегральные цепи обладают надежностью, быстродействием и дешевизной, не сравними с цепями, полученными любой другой технологией. Сегодня интегральные цепи производятся промышленностью в большом разнообразии и большом объеме (рис. 5.7).

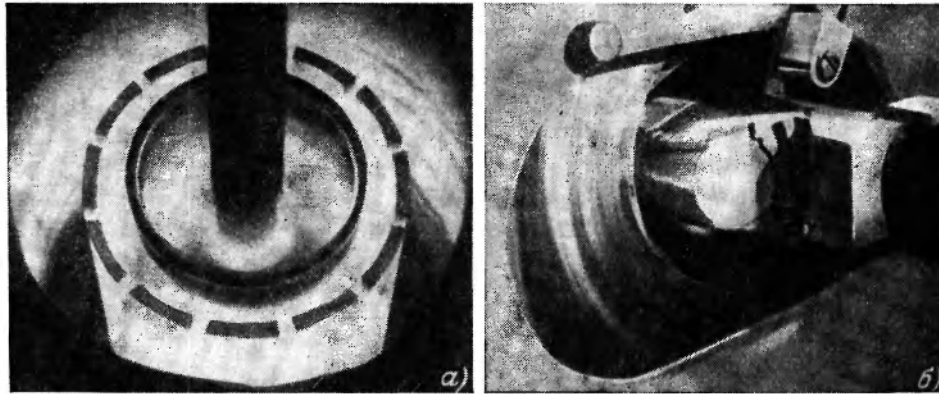


Рис. 5.7. а) Процесс изготовления интегральной цепи начинается с выращивания кремниевого кристалла. Здесь монокристалл медленно вытягивается из тигля с расплавленным кремнием. б) Разрезание кристалла позволяет получить подложки, на которых изготавливается от нескольких десятков до сотен законченных цепей. Кристалл разрезается циркулярной пилой, на внутренней стороне которой имеется алмазное острие. Подложки удерживаются вместе после распиливания.

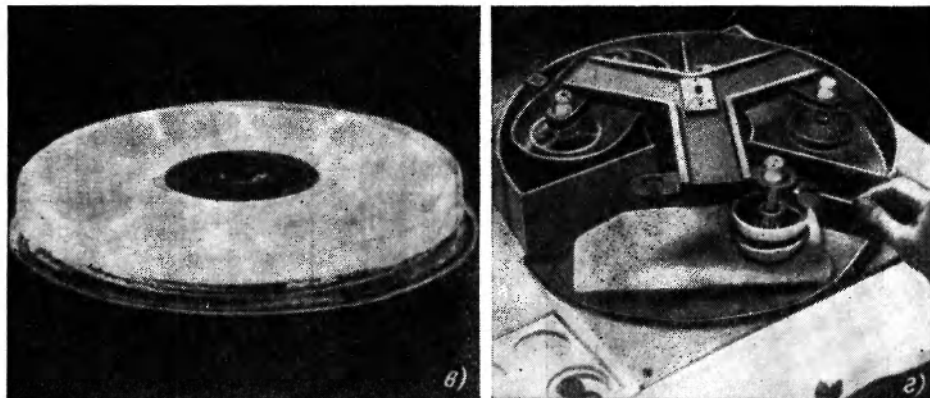


Рис. 5.7. в) Эпитаксиальные слои выращиваются на кремниевых подложках внутри печи. Атмосфера печи содержит кремний с незначительным количеством добавки, которая делает электрические свойства эпитаксиального слоя отличными от свойств подложки. г) Кислотным травлением получается система окон в защитном слое двуокиси кремния, который образуется на подложке после этапа, показанного на предыдущем рисунке. Окна очерчивают крошечные области, которые станут транзисторами и другими элементами в законченной интегральной цепи.

Очевидно, что интегральные цепи подвергнутся многим изменениям, прежде чем исчерпаются их возможности. Около года назад инженеры из лаборатории «Белл телефон компани» сделали одно такое усовершенствование с техникой «пучковых проводников». Здесь слово «проводник» означает металлические проводники, которые соединяют отдельные устройства в интегральной цепи. Первоначально эти проводники делались из алюминия, который накладывался на верхнюю поверхность ячейки интег-

ральной цепи и оканчивался у краев ячейки в виде «лапок» относительно большой площади. Тонкие золотые провода толщиной в четверть человеческого волоса прикреплялись затем к лапкам нагреванием под давлением, чтобы осуществить связь цепи с внешним миром. Стоимость

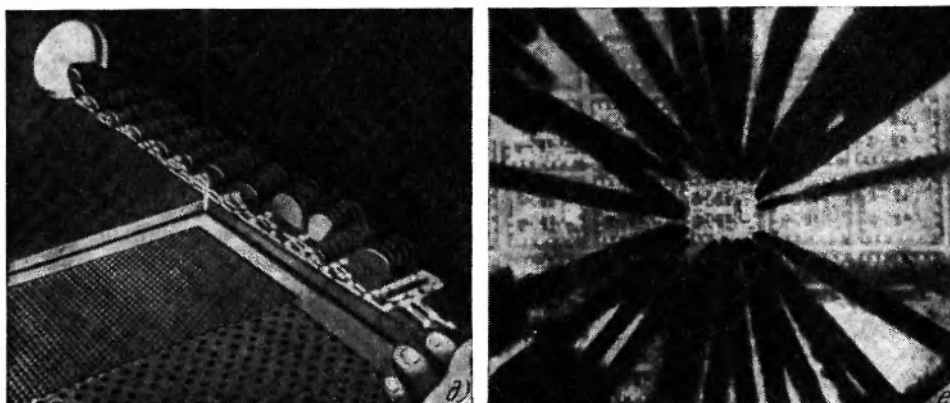


Рис. 5.7. д) Диффузия из пара вводит примеси и поэтому изменяет электрические свойства эпитаксиального слоя повсюду, где он обнажен на предыдущем этапе вытравливания. Показаны «лодки» подложек перед поступлением в диффузионную печь, поддерживаемую при температуре между 900 и 1200° С. е) Проверка полной цепи выполняется 14-точечным зондом, который присоединяется к различным контактам. По размерам эта цепь похожа на цепь, изображенную на рис. 5.1.

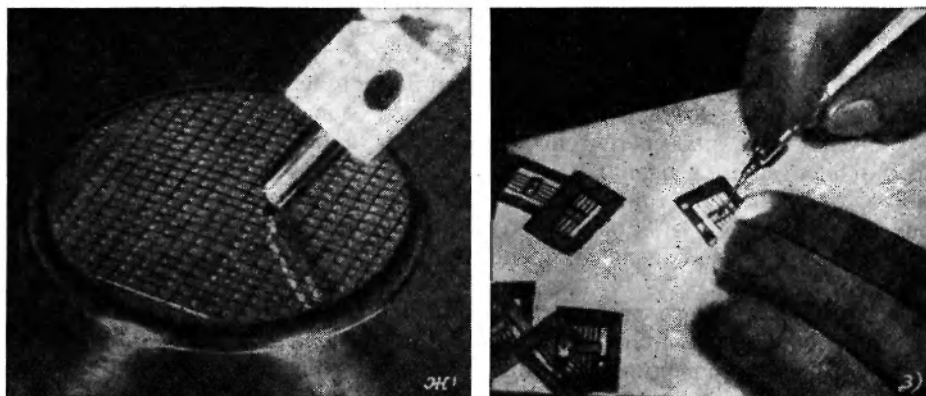


Рис. 5.7. ж) Резец с алмазным наконечником прочерчивает сетку тонких линий между рядами и колонками цепей. После заворачивания в прозрачную ленту из пластмассы, подложка растягивается и разламывается на отдельные «ячейки». з) Окончательная упаковка является тонкой операцией. Здесь используется вакуумный карандаш, чтобы подхватить цепь и расположить ее аккуратно в металлической коробочке. После размещения цепь закрепляется на месте специальным склеивающим веществом. Прямоугольная рамка вокруг упаковки облегчает обращение с ней.

изготовления соединений из проводов, а также их низкая, но конечная вероятность повреждений стимулировали поиски другой возможности.

Выход был найден в замене алюминиевых внутренних соединений золотыми. В то же время размеры золотых проводов были увеличены, так что по отношению к массе крошечных цепей они имели прочность строительных балок. Это позволило вытравить обратную сторону кремниевой основы, на которой укреплена цепь, и оголить провода, которые можно

было использовать для присоединения цепи к общей электронной системе. Вытравливание с обратной стороны, кроме того, позволяет изолировать различные устройства в цепи, исключая таким образом нежелательные электрические пересечения, которые приводят к ухудшению работы цепи.

Упаковка и надежность. Первые упаковки, которые применялись для интегральных цепей, были простыми устройствами в виде металлических коробок, служивших для размещения транзисторов. В то время, как упаковка транзистора имеет только три провода, протянутых от ее цоколя, интегральная цепь имеет их существенно больше, обычно от восьми до двенадцати. Эти упаковки, которые являются герметичными и прочными, могут быть собраны в полные системы подключением их к платам печатных схем.

Недавно была сконструирована новая плоская упаковка специально для интегральных цепей. От двух краев упаковки идут ленточные провода, которые можно присоединить к платам печатных схем или к множеству объемных прозодов. Цепи, содержащие цилиндрическую или плоскую упаковку, обычно подвергают центробежным испытаниям, в которых достигаются ускорения до 20 g , что соответствует ускорению мяча в гольфе, покидающего лунку после хорошего удара (g — ускорение свободного падения на поверхности Земли).

Различные типы упаковок существенно увеличивают стоимость интегральных цепей. Поэтому предпринимаются попытки создать прочный защитный слой поверх кремниевой ячейки с тем, чтобы можно было применять более дешевые упаковки, обеспечивающие лишь механическую защиту. Недавно были созданы цепи, помещенные в пластмассу. В будущем ожидаются дальнейшие усовершенствования в этом направлении. Надежность интегральных цепей еще не установлена с такой определенностью, как надежность дискретных устройств, и из-за сложности задачи и в силу того, что после развития цепей прошло недостаточно времени. Можно, однако, с достаточной уверенностью сказать, что надежность последних интегральных цепей по крайней мере эквивалентна надежности высококачественных отдельных компонент. Это означает, что данная система, сделанная из таких цепей, имела бы значительно более высокий уровень надежности по сравнению с системой, изготовленной из обычных устройств, из-за гораздо меньшего числа необходимых упаковочных комплектов.

Существует много разновидностей проектов цепей и сборки, которые можно было бы объединить названием микроэлектроника. Тонкопленочная цепь и полупроводниковая интегральная цепь и их комбинации представляют основные направления развития в этой области. Совместно они в состоянии обеспечить нужды электронной промышленности на несколько лет вперед.

Будущие направления. Для более отдаленного будущего можно ожидать появления новых принципов, которые решительно уменьшат число устройств, необходимых сейчас для выполнения заданной функции. Создается впечатление, что нынешняя теория цепей, ограниченная обычными элементами, терпит неудачу в предельно простой реализации различных функций. По-видимому, можно разработать новый класс функциональных устройств, которые используют основные свойства вещества для получения результатов, достижимых сейчас лишь увеличением числа устройств.

Примером такого функционального устройства, которое используется в течение многих лет, является пьезоэлектрический резонатор кварцевого кристалла. Это устройство обеспечивает точную частоту при синхрон-

ность импульсов во многих электронных системах. Его действие основано непосредственно на пьезоэлектрическом эффекте, когда кристалл создает напряжение при механической деформации или, наоборот, механически деформируется, если к нему приложено напряжение. Кварц не только обнаруживает этот эффект, но его кристаллическая структура обладает хорошей упругостью, так что он колеблется с выделенными частотами с низким внутренним трением. Оба эти свойства могут быть использованы для поддержания точной частоты в электронной цепи. Если постараться повторить такую резонансную цепь при помощи стандартных элементов, потребуется намного больше компонент и результат будет гораздо хуже. Более того, нельзя указать на что-нибудь в резонаторе кварцевого кристалла и сказать, что это действует как емкость, это — как сопротивление и так далее. Можно сказать, что он работает по внутренней необходимости.

Несколько лабораторий сейчас имеют программы, пытающиеся развить функциональные устройства. Прежде чем такие программы смогут стать полностью эффективными, потребуется новый аналитический аппарат, чтобы сформулировать функции, которые желательно получить таким путем, который предполагает, как эти функции могут быть достигнуты. Подход, связанный с функциональными устройствами, является по-этому программой на длительное время, но он обещает большую отдачу, если приведет к успеху. Между тем микроэлектронная технология, которую мы описали, будет продолжать энергично расти. Дискретные компоненты будут иметь все меньшее значение для будущих систем, но, как и электронные лампы, они будут оставаться пригодными и полезными для многих задач.

Внутри электронной промышленности интегральные цепи нарушили традиционное разделение между поставщиками компонент и конструкторами систем. Поставщик компонент способен повышать уровень сложности, создавая цепи вместо отдельных устройств. Таким образом, он может соперничать с конструктором системы и вторгаться в область конструирования, некогда считавшуюся исключительной областью инженеров систем. Создатели систем в порядке самообороны изучают, как делать интегральные цепи. Неясно, как будут перераспределяться эти традиционные роли со временем, но во всяком случае электронная промышленность бурно развивается.

Ян. А. Райхман

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ПАМЯТЬ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ

(ИЮЛЬ 1967 г.)

Стандартный блок памяти вычислительной машины состоит из кольцевых ферритовых сердечников, нанизанных на проволочные нити. В поисках более емкой, быстродействующей и менее дорогой системы памяти разрабатывается ряд микроэлектронных устройств.

Вычислительная машина проникла во многие сферы человеческой деятельности и является наиболее важным нововведением нашего века. Рожденная техникой связи, она способна обрабатывать огромную информацию, с невероятными скоростями. Столь могущественной ее делает тот факт, что один и тот же механизм снабженный соответствующей программой, может решать любую задачу по переработке информации, которая может быть сформулирована на специальном языке. Один и тот же механизм может начислять налоги и производить другие операции с тысячами платежными чеками, решать сложные уравнения, осуществлять контроль над промышленными процессами, сочинять музыку, набирать шрифт для печати, управлять космическими полетами или даже помогать в обучении детей. Такое разнообразие задач, которое часто удивляет даже создателей машин, оказывается возможным благодаря использованию очень простой идеи хранения программы.

Вся хитрость состоит в электронном контроле над характером и последовательностью арифметических и логических процессов, которые в машине сами являются электронными. Другими словами, то, что определяет, выполняется ли сложение, умножение, простое сопоставление или некая другая операция, что определяет начало операции и расположение результата, не встроено в машину, а является составной частью самого электронного процесса. Перечисление этих определяющих команд составляет программу, которая на специальном языке подробно излагает метод решения задачи. Можно показать, что любую определенную задачу по переработке информации можно представить в виде достаточно большого числа маленьких шагов, так что быстродействующая машина может ее решить в течение допустимого времени. Когда машина работает, команды и числа или символы, которые подвергаются обработке, постоянно извлекаются и возвращаются обратно в хранилище информации, называемое памятью. Этот антропоморфический термин был введен впервые теми, кто обслуживал вычислительные машины на заре электронной вычислительной техники; более сдержанные люди, особенно в Англии, употребляют термин «склад».

Команды, числа или символы, необходимые для решения задачи, — они известны под общим названием «слова» — хранятся в памяти, каждое с определенным «адресом». Адрес позволяет опознать хранящееся слово и точно определяет его физическое расположение внутри устройства памяти. Сила и универсальность программирования связаны с тем, что к памяти можно обращаться избирательно, т. е. направлять слово по любому адресу и возвращать его за чрезвычайно короткое время независимо от того, как использовался адрес до этого. Такой избирательный доступ обозначается как «случайный», чтобы подчеркнуть полную свободу программиста располагать любой информацией в любой последовательности и возвращать ее в любое время, в отличие от «порядковой» памяти, в которой имеется определенная последовательность. Информация должна возвращаться в определенной последовательности. Это приводит к необходимости ожидать нужную информацию, пока проходит информация, не относящаяся к делу, и ждать приходится тем дольше, чем длиннее очередь информации.

По-видимому, наиболее важным свойством случайного доступа к памяти является та легкость, с которой можно выбрать ту или иную команду в соответствии с выполняемым процессом, что позволяет использовать разветвленные программы. Например, суммирование некоторого числа членов производится путем выполнения операций, предписанных каждому члену, добавления этого члена к возрастающей частной сумме и затем сравнения числа членов в сумме с полным числом членов, которые должны быть просуммированы. Если не достигнут предписанный предел, производится новый цикл вычислений и добавляется следующий член. Если число членов достигает нужного предела, начинается новая процедура: сумма может быть отпечатана, отправлена на хранение для будущего использования или сама может стать началом нового процесса. Такая «условная передача» и наличие циклов являются краеугольным камнем универсального программирования, и их нетрудно осуществить в памяти со случайным доступом, поскольку легко запрограммировать число шагов в цикле, а условная передача означает указание следующего адреса, который должен быть выбран. Ясно, что память со случайным доступом, производящая операции с большой скоростью, является важнейшей составной частью, благодаря которой возможно существование современных вычислительных машин. Рассмотрим, как можно создать такую память.

Напомним, что цифровая информация в вычислительной машине выражается в «элементах» информации («битах»), причем каждый элемент информации содержит одно утверждение из двух возможных: да или нет, что символически можно выразить цифрами 0 или 1. Совокупность n элементов информации может закодировать a^n различных утверждений, для выражения которых требуется 2^n двоичных чисел. Соответственно все комбинации из четырех нулей или единиц (от 0000 до 1111) могут передать 2^4 , или 16 чисел, например десятичные числа от 0 до 15. Последовательность элементов информации может в равной мере хорошо передать набор произвольных символов, английских или искусственных слов.

В большинстве вычислительных машин роль слова играет фиксированное число элементов информации. Функция памяти со случайным доступом заключается в хранении m элементов информации в качестве слов, снабженных адресами в n элементов информации. Следовательно, память будет выдавать по требованию запасенные m элементов информации и снабженные адресами n элементов информации обычно за время меньше одной микросекунды. Такая память имеет емкость в 2^n слов, которые отвечают всем возможным адресам. Так как длина каждого слова

равна m элементам информации, полная емкость памяти составляет $m \cdot 2^n$ элементов информации (рис. 6.1). В типичной памяти «16К» n равно 14, так что действительная емкость слов составляет 2^{14} или 16 384 слова. Если при этом m равно 40, то всего в памяти может храниться 655 360 элементов информации.

С начала пятидесятых годов стандартная память со случайным доступом была основана на использовании множества тонких кольцевых сердечников, изготовленных из ферритов, кото-

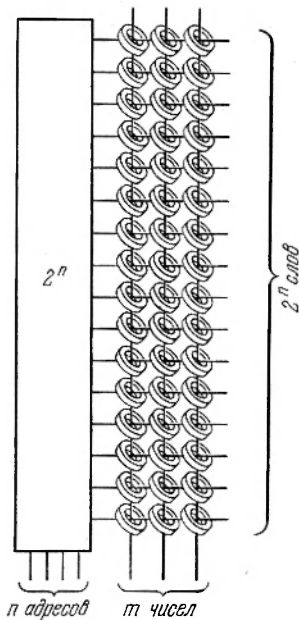


Рис. 6.1. Словесно-организованная память хранит m элементов слова, которые снабжены адресом, имеющим n элементов. Такая память может хранить 2^n слов, и поскольку каждое слово имеет m элементов, ее полная емкость составляет $m \cdot 2^n$ элементов. В данном примере n равно четырем, так что словесная емкость равна 2^4 , или 16 словам; m равно трем, так что полная емкость равна 48 элементам.

рые можно легко намагнитить (рис. 6.2). В простейшем случае эти сердечники напизаны на 2^n проводников, отвечающих «словам», идущим в одном направлении на m проводников, отвечающих «цифрам», идущим в другом направлении (рис. 6.3). Каждый сердечник может включать в себе один элемент информации, которая сохраняется в виде направления наведенной намагнитченности. Иными словами, сердечник «запоминает» направление последнего пропущенного эффективного намагничивающего тока.

Для работающей памяти существует цикл из двух стадий: «чтение» и «запись». В стадии чтения через выбранную «словесную» линию в заданном направлении подается ток, который все сердечники этой линии приводит в состояние одинаковой намагнитченности. Магнитный поток тех сердечников, в которых он направлен в противоположную сторону, меняет при этом направление. Это изменение потока в свою очередь индуцирует напряжения в соответствующих цифровых линиях, которые таким образом воспринимают словесную информацию при ее разрушении. В последующей стадии записи изменяется направление тока в словесной линии, а сам ток уменьшается; одновременно с этим через определенные цифровые линии пропускаются импульсы тока. Амплитуды токов в словесной и цифровой линиях подбираются так, чтобы намагнитить сердечник можно было бы лишь при одновременном воздействии двух токов. В результате будут намагнитчены лишь те

сердечники выбранного слова, которым соответствуют цифровые линии с током; состояние же других сердечников не изменится. При записи можно вновь переписать прочитанную информацию, сохраняя таким образом информацию внутри системы памяти, несмотря на разрушение информации в процессе чтения. Пока информация не переписана, она находится в этот момент в токовых цепях, а не в сердечниках. Новую информацию можно ввести по тому словесному адресу, который был «очищен» при чтении.

Каждая словесная линия получает питание от активного устройства, такого, как катодная лампа, диод или транзистор. Поэтому для обычной памяти типа 16К требуется 16 384 устройства, по одному на каждый адрес памяти. Вдобавок необходимы цепи, в которых должна происходить расшифровка адресного кода, выбирающего одно из устройств для каждой комбинации из n поступающих элементов информации. Эти цепи

обычно удваивают необходимое число устройств. На заре вычислительной техники, когда единственными устройствами были только катодные лампы, столь большое число устройств сделало бы память на сердечниках непрактичной, если бы она была устроена по только что описанному принципу. По этой причине столь простая организация памяти, которая носит название «словесно-организованной» или «2D», не была использована в качестве первого варианта.

Принцип совпадающей адресации, или «3D», позволил значительно уменьшить число адресующих цепей. В наиболее широко используемом варианте совпадающей адресации сердечники, отвечающие элементам

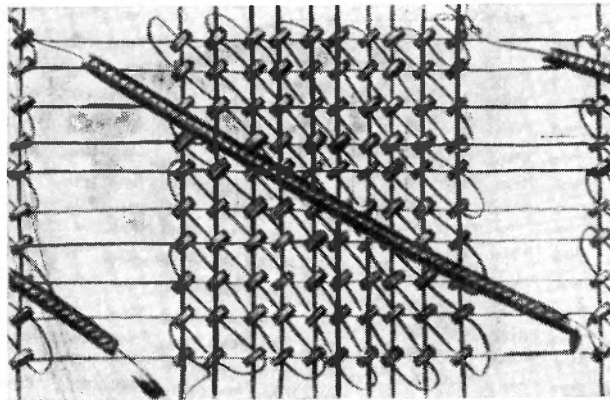


Рис. 6.2. Память с магнитными сердечниками была стандартной памятью со случайным доступом с начала пятидесятих годов. Плоская по форме память состоит из системы крошечных кольцевых ферритовых сердечников, каждый из которых может хранить один элемент информации. Сердечники нанизываются на сетку тонких проводов, при помощи которых изменяется магнитная полярность сердечников. На фотографии показан один из первых вариантов памяти такого типа, изготовленный в 1950 г.

слова, распределены среди квадратных двумерных групп, причем этих групп ровно столько, сколько элементов в слове. Поэтому память, содержащая слова из 40 элементов, требует 40 групп для их размещения. Память типа 16К содержит 16 384 сердечника (128×128) в каждой группе. Четыре провода пронизывают каждый сердечник: цифровой провод (X) и словесный провод (Y) соединены сериями по плоским группам. Еще два провода — один «смысловый» и один «тормозящий» — отдельно пронизывают все сердечники в каждой группе (рис. 6.4).

На стадии чтения через выбранные линии X и Y одновременно посылаются импульсы равной величины. Здесь опять амплитуды одного импульса недостаточно для намагничивания какого-либо сердечника, зато такое намагничивание происходит при совпадении двух импульсов. В результате в каждой группе сердечник на пересечении линий X и Y перемагнитится или нет в зависимости от его прежнего состояния; все же остальные сердечники останутся без изменения. Одновременно при перемагничивании выбранных сердечников в соответствующих смысловых линиях индуцируется напряжение. На стадии записи используют токи X и Y одинаковой амплитуды, но противоположного направления, и их действие должно перемагнитить все 40 выбранных сердечников на обратное направление. Однако в некоторых группах этому препятствуют одно-

временно подаваемые тормозящие токи той же амплитуды, но противоположного направления, которые проходят через тормозящие провода. Как и прежде, стадия записи используется для переписывания информации. Адресация в памяти с совпадениями требует применения

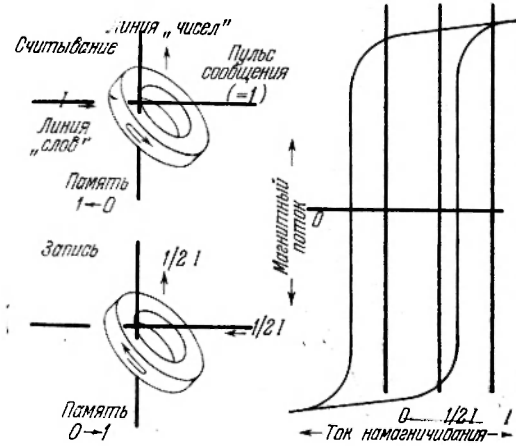


Рис. 6.3. В простейшем типе памяти с магнитными сердечниками (слева) «словесные» проводники проходят в одном направлении, а «цифровые» — в другом. При «чтении» ток (I) пропускается в заданном направлении через выделенную словесную линию и приводит все сердечники на этой линии в одинаковое состояние намагниченности. Магнитный поток сердечника, который имел другое направление, изменяется на обратный, и это изменение приводит к индукированию напряжения в соответствующей цифровой линии, которая таким образом воспринимает словесную информацию при ее «разрушении». В последующей «записи» ток в словесной линии меняется на обратный и уменьшается (до $1/2 I$); одновременно пропускается импульс тока (также $1/2 I$) через цифровую линию. Амплитуды словесного и цифрового токов подбираются так, чтобы по отдельности они не могли намагнитить сердечник, но зато могли бы это сделать при совместном действии. Память такого типа называется «словесно-организованной» или «2D». Типичная прямоугольная петля гистерезиса для памяти с магнитными сердечниками (справа) показывает зависимость магнитного потока в сердечнике от проходящего через него намагничивающего тока.

двух наборов управляющих устройств, по $2^{n/2}$ элементов в каждом. В нашем примере, когда $n = 14$, каждая система состоит из $2^{n/2} = 2^7$, или 128 управляющих устройств, что, разумеется, намного меньше, чем 2^{14} или 16 384 управляющих устройства. Выигрыш связан с тем, что в процессе декодирования принимает участие сам сердечник, который отвечает не на один, а лишь на два сигнала и работает, таким образом, как ячейка «и». (В двоичной логике вычислительной машины ячейкой «и» является цепь, на выходе которой мы имеем 1, если и только если все входные переменные, определяющие состояние цепи, имеют значение 1.)

Наилучшая совпадающая адресация будет в том случае, если все сердечники имеют одинаковые магнитные характеристики, которым соответствуют прямоугольные петли гистерезиса (см. рис. 6.3). При этом можно подобрать такой намагничивающий ток, что сердечники в заданных линиях переводятся в состояние, которому отвечает точка на петле гистерезиса чуть ниже «колена» и в котором намагниченность практически отсутствует. В то же время полная

намагниченность выбранных сердечников достигается при одновременном действии совпадающих токов.

На практике совсем нетрудно получить такие идеальные характеристики, так что сердечники не «забудут» своего магнитного состояния, даже если их подвергнуть воздействию миллиона половинных импульсов, направленных на изменение этого состояния. Это единственное требование в 2D-словесно-организованной памяти. В памяти типа 3D необходимо защитить малые напряжения, индуцированные в смысловой обмотке половины выбранных сердечников от «маскирования» напряжением выбранных сердечников. Эти многочисленные напряжения (2×127 , или 254 в нашем примере) обычно погашают друг друга при надлежащем расположении витков смысловой обмотки, но из-за того, что сердечники не являются абсолютно однородными, а кривая гистерезиса имеет не только наклон, но и кривизну, такое погашение не может быть полным. Это один из факторов, которые ограничивают размеры таких плоских групп памяти, работающей на совпадающих токах.

В дополнение к требованию, чтобы сердечник имел прямоугольную петлю гистерезиса он должен обладать способностью быстро намагничиваться. Необходимыми свойствами обладают сердечники из железо-никелевого сплава в виде сверхтонких дорожек, которые во время второй мировой войны использовались для высокочастотных магнитных усилителей и сделали возможным показ работы образцов первой памяти. Такие сердечники были чрезвычайно хрупкими и дорогими. К счастью, в 20-е годы

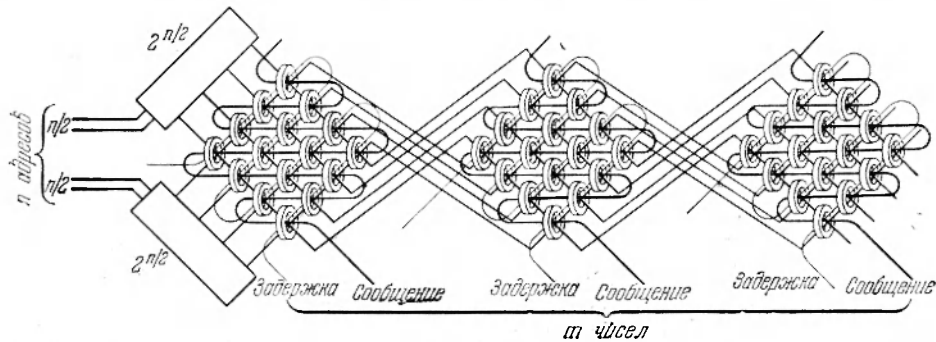


Рис. 6.4. Совпадающая адресация является отличительной особенностью «3D»-памяти с магнитными сердечниками, которая позволила значительно уменьшить число адресующих цепей благодаря распределению сердечников, отвечающих элементам одного слова, по разным квадратным наборам, которых ровно столько, сколько элементов в слове. Четыре провода проходят через каждый сердечник: X и Y провода соединены сериями через все наборы; два других провода — «смысловой» и «тормозящий» проходят отдельно через все сердечники в каждом наборе.

были получены ферриты — магнитные материалы с быстрым намагничиванием, изготовленные из окиси железа, марганца, магния, цинка или лития, которые применялись в трансформаторах и в электронно-лучевых телевизионных трубках при управлении электронным лучем. Для этих применений требовался минимальный гистерезис. Максимальная площадь прямоугольной петли гистерезиса, которая требовалась для памяти, была получена в результате соответствующего изменения состава и процесса обработки, и в настоящее время имеется множество превосходных материалов для сердечников.

Эти материалы в виде тонкого порошка, распределенные в связующем веществе, автоматически спрессовываются машинами с приданием им формы сердечников и затем они обжигаются. После этого сердечники автоматически испытываются и сортируются. В результате получают дешевые, высококачественные элементы типа керамики, причем они обладают такой однородностью, которая вряд ли достижима в каких-либо других электронных элементах. Чем меньше сердечник, тем меньше требуется ток для управления им, тем быстрее он намагничивается током заданной величины, тем плотнее сердечники можно упаковать, чтобы уменьшить задержку вдоль обмотки, однако тем труднее с ними обращаться и нанизывать их. С развитием производства стандартные размеры сердечников постепенно уменьшались от первоначальных 0,080 дюйма (2,54 см) для внешнего диаметра и 0,050 дюйма для внутреннего, что имело специальное обозначение — сердечник 80/50, до 50/30, 30/18, 20/12 и недавно даже 12/7. Типичный набор из 16 384 сердечников типа 20/12 уместается в квадрате со стороной 6,4 дюйма.

Процесс соединения сердечников проводами в группы основан на использовании кропотливого ручного труда, который лишь незначительно

механизирован. Операция эта тонкая и дорогостоящая, но механизация выгодна лишь при использовании более крупных сердечников и в очень больших количествах. Во многих областях промышленности считается более выгодным использовать труд мастеров.

Ситуация полна иронии: действительно, сердце вычислительной машины, которая сама является символом механизации, требует применения

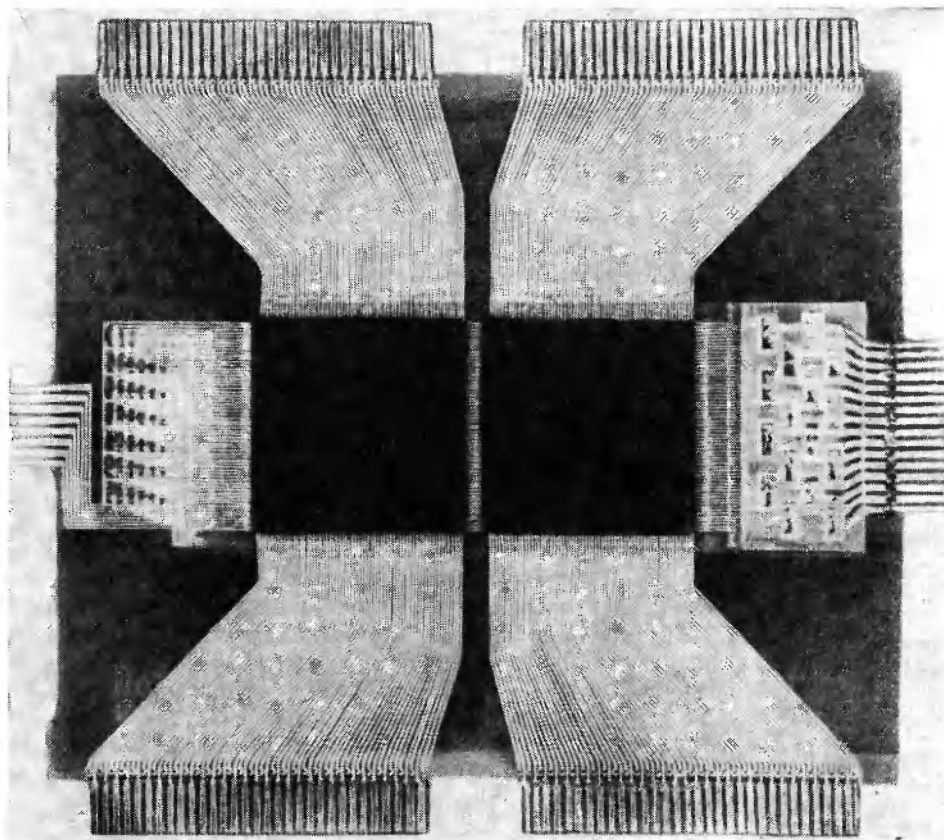


Рис. 6.5. Монолитная ферритовая память состоит из трех листов феррита — керамического материала, легко поддающегося намагничиванию. Два листа содержат системы проводящих линий, расположенных взаимно перпендикулярно. Эти листы разделены третьим и образуют сэндвич. Пересечения двух систем линий образуют элементы памяти. Этот тип интегральной магнитной памяти отличается высокой скоростью, компактной упаковкой и низкой стоимостью. Два темных квадрата в центре содержат элементы памяти; похожие на веер, системы представляют соединения с цифровыми линиями; выступающие справа и слева системы — это соединения со словесными линиями. Вся система имеет в поперечнике около 10 см.

древнейшего способа труда, который используется при изготовлении парчи и ковров. Цель такого труда состоит не в изготовлении нескольких превосходных образцов, а в массовом производстве наборов однородных сердечников. Ежегодное производство наборов из сердечников лишь в Соединенных Штатах Америки требует нанизывания 25 миллиардов сердечников.

Сделанные по такому типу, наборы сердечников обеспечили изготовление надежной быстродействующей памяти со случайным доступом практически для всех используемых сегодня вычислительных машин. В то же время с самого начала изобретателей привлекала перспектива избежать процесса изготовления сердечников и их ручного нанизывания.

Стимулом служило не только удешевление, но и ускорение процесса. Главной задачей является изготовление «интегральных» памяти — памяти, в которых активные элементы вместе с их соединениями механически изготавливаются в ходе единого процесса.

Задачи оказались слишком трудными, и технология, связанная с производством сердечников, в течение многих лет разрабатывалась и постоянно совершенствовалась. Считалось почти невозможным получить какой-либо магнитный элемент в интегральном виде так, чтобы он имел необходимую прямоугольную петлю гистерезиса, чтобы порог включения сердечника был достаточно острым, а однородность от элемента к элементу

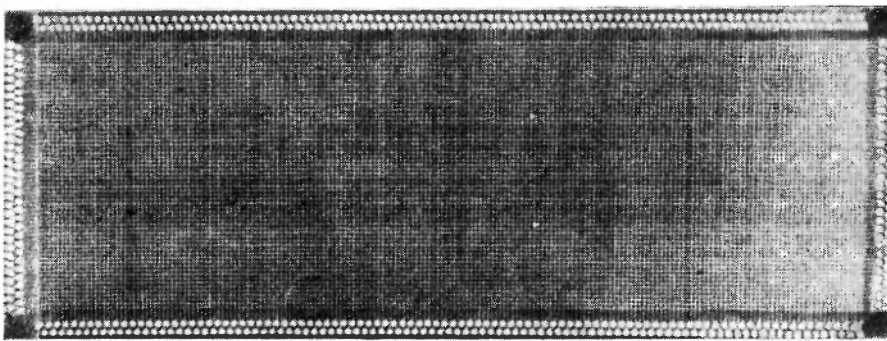


Рис. 6.6. Рентгенограмма экспериментальной монолитной ферритовой пластинки, на которой видно 256 цифровых линий и 64 словесных, которые образуют систему 15 384 пересечения или отдельных элементов памяти. Пластинка имеет в длину 6,5 и в ширину 2 см.

позволяла бы использовать совпадающие токи. Для большого декодирующего устройства, которое необходимо для словесно-организованной памяти, сначала использовались неинтегральные группы сердечников, которые оказались довольно дорогими и неэффективными. Сегодня сравнительно недорогие полупроводниковые диоды позволяют располагать словесные линии на первом этапе декодирования в виде матриц, в результате чего комбинация сердечников и диодов становится эквивалентной набору сердечников с совпадающей адресацией и почти столь же экономичной. Оказалось, что интегральная технология является довольно тонкой и не дешевой. Тем не менее был достигнут большой успех; некоторые типы интегральной памяти поступили в продажу, и связанные с ними надежды имеют перспективу, особенно для быстродействующих машин. Существует конкуренция между тремя элементами: монолитные ферриты, плоские пленки и проволоки с электролитическим покрытием.

Память на монолитных ферритах делается из материала того же типа, что и сердечники. Тестообразное покрытие наносится лезвием на листы. Во время этой операции внутрь листов закладываются также параллельные проволоки из тугоплавкого металла. Два таких листа с проводниками, расположенными под прямым углом друг относительно друга, разделяются третьим листом феррита и образуют сэндвич. Этот сэндвич затем обжигается, спрессовывается и синтезируется, образуя монолитную структуру (рис. 6.5 и 6.6). Элементы памяти образуются пересечениями линий проводников. Одна система линий является словесной обмоткой, другая — цифровой. Поскольку линии расположены перпендикулярно друг другу, ток, пропущенный через какой-нибудь словесный проводник, выключает магнитный поток вдоль линии, не связанной с цифровым

проводником. Если, однако, в то же время пропускаются совпадающие импульсы через цифровой проводник, в соответствующем месте пересечения двух проводников создается общий магнитный поток. Теперь импульс, пропущенный через словесный проводник в обратном направлении, выключит взаимный поток и индуцирует напряжение в цифровом проводнике.

Монолитную интегральную структуру можно не только легко изготовить, но и сделать ее из очень маленьких элементов: экспериментальные слои толщиной около 125 мкм имеют элементы с эффективным диаметром 0,075 мкм. Компактное расположение линий (100 на 25 мкм) соответствует как раз тому, что можно получить в интегральном ряду диодов;

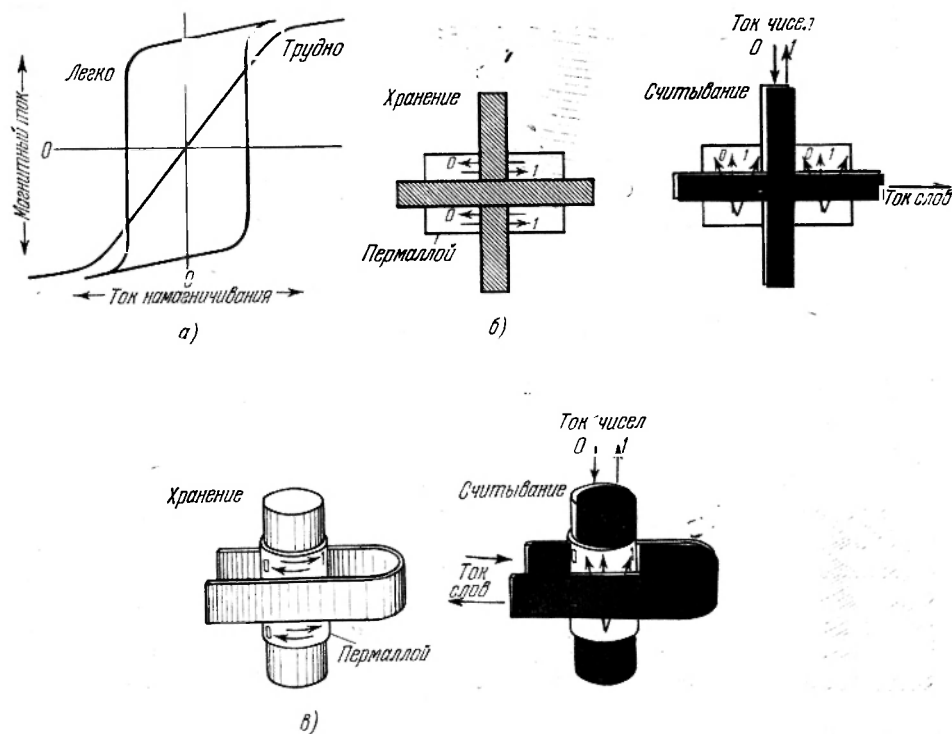


Рис. 6.7. Тонкие пленки пермаллоя можно изготовить так, что их магнитные свойства в разных направлениях будут сильно различаться. В «трудном» направлении гистерезис практически полностью отсутствует, зато под прямым углом к нему в «легком» направлении петля гистерезиса является почти полной (а). Это свойство используется в двух видах интегральной памяти: память с плоскими пленками (б) и память, использующая проволоки с электролитическим покрытием (в). При хранении информации пермаллоевые элементы намагничены в одном или другом «легком» направлении, которое совпадает с продольным направлением в пленке и является окружностью для проволоки с электролитическим покрытием. При записи словесный ток приводит направление намагниченности почти к совпадению с «трудным» направлением (черные стрелки). Цифровой ток наклоняет это направление намагниченности в ту или другую сторону, так что после прохождения импульсов намагниченность устанавливается в «легком» направлении.

в самом деле, можно сделать такую комбинацию слоистого феррита и диодов, которая является полностью интегральной. Изготовлена память такого типа с емкостью 65 416 элементов, которая работает со скоростью один цикл за 400 наносекунд. (Наносекунда равна одной миллиардной части секунды.) Наиболее тонкой операцией при изготовлении является соединение слоя с диодами.

В двух других вариантах интегральной памяти вместо ферритов используется железо-никелевый сплав, называемый пермаллоем. В случае металлов возникает трудность, связанная с тем, что возникают вихревые токи и они заметно снижают скорость включения. Если толщина листов пермаллоя составляет около $0,00625$ мм, то замедление незначительно. Если эту толщину уменьшить еще больше и сделать ее сравнимой с длиной волны ультрафиолетового излучения, скажем, менее 3000 \AA , мы столкнемся с совершенно новыми свойствами. Включение элемента в этом случае достигается вращением намагниченности, а этот процесс гораздо быстрее процесса, происходящего в магнитном сердечнике. В сердечниках при включении происходит движение стенок магнитных «доменов». Тонкие пленки из пермаллоя можно сделать так, чтобы их магнитные свойства по разным направлениям сильно различались (рис. 6.7). Тогда в «трудном» направлении гистерезис практически отсутствует, а под прямым углом к нему в «легком» направлении петля гистерезиса является почти полной. Кроме того, тонкие пленки можно легко наносить испарением или электролизом, что прекрасно можно использовать при интегральном производстве. Эти преимущества стали очевидными в середине пятидесятых годов, и они сильно подстегнули деятельность в этом направлении.

В одном варианте пермаллой наносится испарением в вакууме на стекло или металл толщиной от 1000 до 2000 \AA в присутствии постоянного магнитного поля, которое создает нужное направление намагниченности. Отдельные островки пермаллоя можно получить испарением через маску, либо травлением пленки. Слои из пластмассы «Милар» с медными линиями, которые нанесены фотографическим способом и травлением, накладываются на пленку и образуют систему словесных и цифровых линий (рис. 6.8). Словесные линии проходят в направлении легкого намагничивания. Когда островок запоминает импульс, то он находится в одном из двух состояний легкого намагничивания. В цикле чтения импульс тока проходит по выбранной словесной линии, при этом соответствующие островки насильно намагничиваются в трудном направлении и поэтому индуцируют в цифровых линиях напряжения, в направлении, соответствующем их состоянию. В цикле записи или перезаписи токи пропускаются через цифровые линии, в то время как ток продолжает протекать через словесную линию. Совместное влияние токов выводит намагниченность в одну или другую сторону от направления трудного намагничивания и поэтому восстанавливает направление легкого намагничивания к окончанию действия импульсов.

Такое устройство является привлекательным в том отношении, что небольшого цифрового тока вполне достаточно, чтобы привести островки в нужное состояние. На практике направления намагниченности оказы-

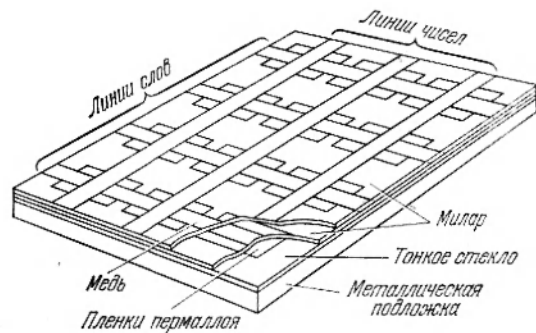


Рис. 6.8. Тонкопленочная память изготавливается путем испарения в вакууме на стекло или металл пермаллоя толщиной от 1000 до 2000 \AA в присутствии магнитного поля постоянного тока, который задает нужное направление намагниченности. Словесные и цифровые линии представляют медные дорожки, которые наносятся на пленку «Милар» фотографическим способом.

ваются не абсолютно выстроенными, а меняются от элемента к элементу, так что требуется несколько больший цифровой ток, чтобы вызвать переброс магнитного потока в нужном направлении, несмотря на случайный разброс выделенных направлений. Если эти несовершенства велики, минимальный цифровой ток может стать столь большим, что может вызвать «переползание» элементов в невыделенных словесных линиях из одного магнитного состояния в другое. Это обстоятельство особенно беспокоит

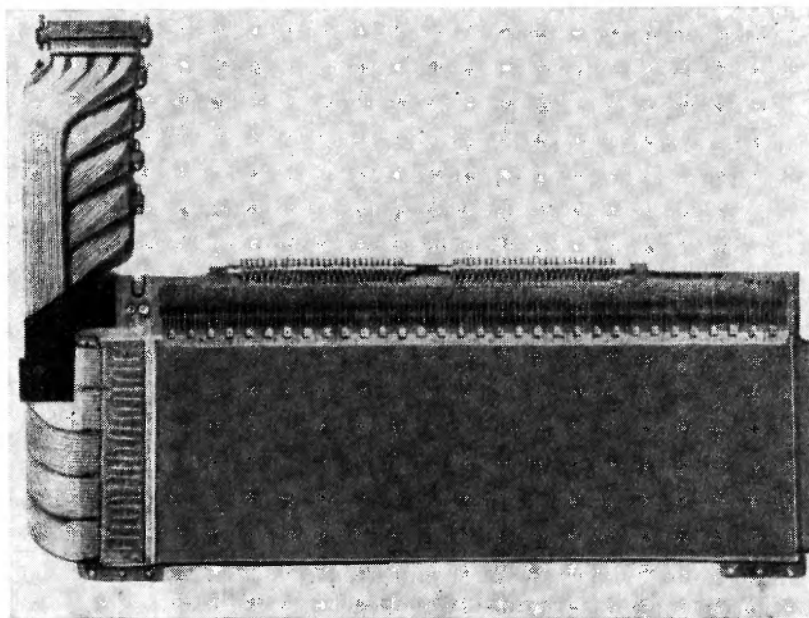


Рис. 6.9. Память, использующая проволоки с электролитическим покрытием. Каждая сторона набора содержит 40 960 элементов информации, что соответствует пересечению 256 словесных лент и 160 проволок. Проволоки проходят в длинном продольном направлении, словесные ленты — в коротком поперечном направлении. Полная длина набора составляет около 45 см. Рабочая поверхность набора покрыта защитным слоем и не видна на фотографии.

в том случае, когда речь идет о словесных линиях, расположенных поблизости от выделенной; тогда ее случайное поле особенно сильно воздействует на соседние линии. Поле может случайно отклоняться, так как линии магнитного потока могут распространяться между элементами памяти через воздушный слой, прилегающий к листу. Еще худшим результатом действия возмущающего поля на незащищенные элементы может быть их полное размагничивание. Чтобы такое поле не слишком сильно портило острые магнитные характеристики, необходимо, чтобы длина элементов памяти в легком направлении примерно в 10 000 раз превосходила их толщину, что составляет более миллиметра. Естественно, это ограничивает компактность упаковки. Размеры элементов могут быть, однако, существенно меньше в трудном направлении. Для уменьшения переползания и размагничивания в некоторых видах памяти сверху на лист из элементов памяти накладывается плоская ферритовая предохранительная пластинка.

Такие помехи, свойственные тонкопленочной интегральной памяти, вначале оказались полной неожиданностью, но в основном их удалось преодолеть. Типичная плоская тонкопленочная память имеет емкость от

2500 до 200 000 элементов информации, а время цикла составляет от 100 до 500 наносекунд. Широкое их применение в вычислительных машинах началось с 1966 г.

Третий тип интегральной памяти составляют проволоки с электролитическим покрытием (рис. 6.9). Медно-бериллиевая проволока электролитически покрывается пермаллоем. Прямые параллельные отрезки таких проволок образуют цифровые линии; проводящие ленты, протянутые в поперечном направлении, служат словесными линиями (рис. 6.10). Запоминание осуществляется намагничиванием по окружности пленки, нанесенной электролизом на проволоки, причем это соответствует легкому направлению. Это направление устанавливается при электролизе за счет пропуска тока через проволоку. Словесный ток направляет поле по оси проволоки, т. е. по трудному направлению. Это индуцирует напряжения в цифровых линиях, причем небольшие цифровые токи направляют поля вдоль выделенных легких направлений точно так же, как это происходит в плоскопленочной памяти.

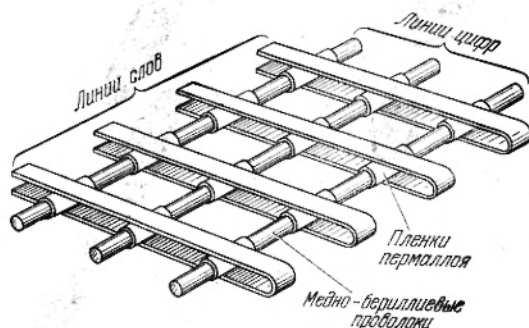


Рис. 6.10. Плоская проволочная память, изготавливается путем электролитического нанесения пермаллоя на медно-бериллиевую проволоку. Прямые параллельные отрезки такой проволоки образуют цифровые линии; словесными линиями являются проводящие ленты, расположенные под прямым углом к словесным линиям. Направление намагниченности в нанесенных пленках устанавливается при электролизе пропуском постоянного тока через проволоку.

Память, использующая проволоки с электролитическим покрытием, удачно сочетает ряд компромиссов. Можно считать, что электролитическое покрытие осуществляет интегрирование в одном направлении. Такое покрытие можно получать в непрерывном процессе, что значительно выгоднее ручной обработки отдельных сердечников, и оно допускает более простой контроль, чем наслоение ферритов или изготовление плоских пленок. Более того, элемент памяти в проволоке с электролитическим покрытием имеет линии магнитного потока, которые проходят в одном направлении и заключены внутри магнитного материала. Это является компромиссом между сердечниками и плоскими пленками. Уменьшение размагничивающих эффектов делает возможным использование пленок сравнительно большой толщины: от 15 000 до 20 000 Å. При такой толщине пермаллоя создается необходимый поток: больший, чем поток в тонких плоских пленках, и меньший, чем в ферритовых сердечниках, для которых миниатюризация весьма затруднительна.

Несмотря на такие привлекательные преимущества, потребовались годы, чтобы развить электролитическую технику, позволяющую избежать нежелательных магнитных эффектов. Проволока, на которую наносится электролитически пермаллой, подвержена напряжениям, которые ухудшают магнитные характеристики пленки. Эти эффекты можно уменьшить тщательным подбором материалов и в настоящее время изготовление памяти такого типа технически успешно освоено. Модели памяти с емкостью в 80 000 элементов работали со скоростью один цикл за 150 наносекунд. Система памяти с циклом в 600 наносекунд стала использоваться в вычислительных машинах, выпущенных в 1966 г. Однако все еще остается невыясненным вопрос, связанный с экономичностью таких систем.

Все типы магнитной памяти имеют общие характеристики (рис. 6.14). Доступ к отдельному элементу группы осуществляется не указателем с большой избирательной способностью, а довольно несовершенным способом, основанным на совпадающих импульсах в электрических линиях.

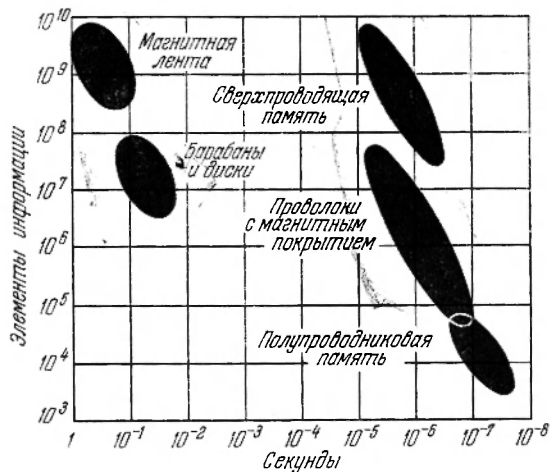


Рис. 6.11. На схеме показаны емкости и времена действия различных типов памяти. Магнитная техника относится к сердечникам, монокристаллическим ферритам, плоским пленкам и проволокам с электролитическим покрытием.

большое напряжение в смысловой линии, так как эта линия сама является управляющей числовой линией или связана с ней в каждом элементе цифровой плоскости. Наведенный вольтаж парализует смысловой усилитель на такое время, которое зачастую составляет значительную часть времени цикла памяти.

Чтобы уменьшить шумы при записи в словесно-организованной памяти типа 2D, цифровые линии разделяются на две части и направляются так, чтобы напряжения, наводимые в смысловом усилителе, взаимно компенсировались и в то же время не происходило ослабления смыслового напряжения. Такая цепь служит также для погашения емкостной связи. В памяти типа 3D тормозящие и смысловые линии расположены так, чтобы уменьшить емкостные и магнитные связи, но этого не удается сделать полностью для обеих связей (рис. 6.12). Недавно получил известность вариант, средний между 2D и 3D и названный $2\frac{1}{2}D$ (рис. 6.13). В нем резко уменьшен шум при записи, а технология изготовления сердечников сделана более быстрой так, что она вполне может конкурировать с технологиями изготовления интегральных слоев или пленок. Чтение осуществляется так же, как и в памяти 3D, но при записи тормозящая обмотка заменяется системой отбирающих линий, например Y-линий. Через выбранную Y-линию в каждой плоскости ток пропускается или нет в зависимости от той цифры, которую необходимо записать в плоскости. Шум при записи во много раз уменьшен, так как шум здесь возникает от одной линии, а не от всей плоскости. Платой за такое преимущество является увеличение всей цепи.

Техника подавления шумов и разработка варианта $2\frac{1}{2}D$ служит примером уловок, направленных на сведение к минимуму тех несовершенств, которые свойственны адресации с совпадающими линиями в группах магнитных элементов. Но такие уловки могут помогать лишь до

Выше был описан один тип несовершенств, с которыми приходится сталкиваться в элементах памяти. Существуют также нежелательные взаимодействия между управляющими и смысловыми линиями. Так как управляющие токи составляют значительную долю ампера, в смысловых линиях могут наводиться ложные сигналы, которые легко могут превосходить желаемые величины смысловых сигналов, измеряемые милливольтами. Такое маскирование нетрудно уменьшить в процессе чтения в памяти с совпадающими токами. Однако в процессе записи в памяти типа 2D и 3D может наводиться боль-

определенного предела. Вообще говоря, чем быстрее мы хотим производить операции в системе памяти, тем меньше должно быть элементов в смысловых и управляющих линиях. Это обстоятельство объясняется не только шумом при записи, но также временем, которое затрачивает сигнал на прохождение всей системы, и мощностью, требуемой для длинных управляющих линий. При разработке детальных проектов памяти с различными емкостями и быстродействием, в которых используются сердечники, пластинки, плоские пленки или проволоки с электролитическими

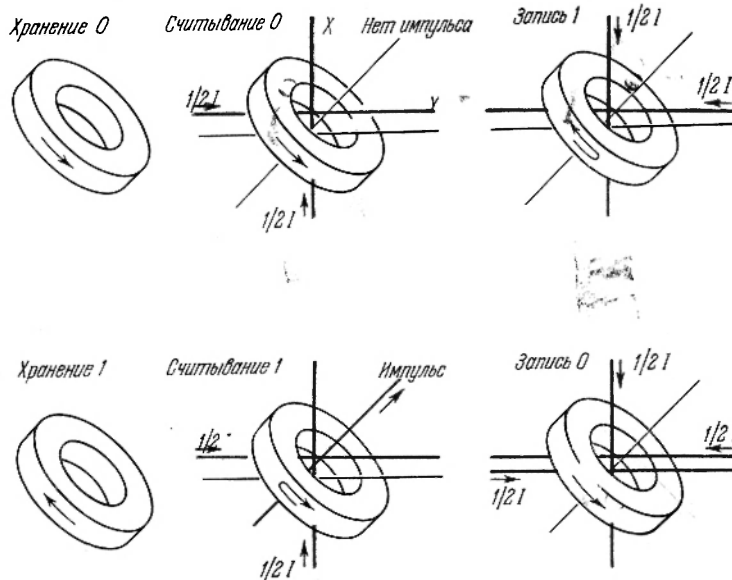


Рис. 6.12. Чтение и запись в памяти типа 3D происходят следующим образом. При чтении импульсы равной величины ($1/2 I$) пропускаются одновременно через выделенные X и Y линии. Здесь один импульс не в состоянии намагнитить сердечник, сердечник намагничивается при одновременном воздействии двух импульсов. В результате сердечник на пересечении линий X и Y перемагнитится или нет в зависимости от его исходного магнитного состояния. В соответствующих смысловых линиях при перемагничивании индуцируются напряжения. При записи пропускаются токи X и Y той же величины, но противоположного направления, и они стремятся перемагнитить соответствующие сердечники. Это действие погашается в выбранных плоскостях пропусканием токов той же величины ($1/2 I$), но обратного направления, проходящих через тормозящие провода.

покрытиями, неожиданно оказалось, что с точностью до множителя, не превышающего двух, одна и та же скорость получается при заданном отношении числа элементов памяти к числу включающих элементов (транзисторов или диодов), используемых в системе памяти.

Для быстродействующих систем, у которых время цикла находится в пределах от 100 до 200 наносекунд, это отношение элементов к выключателям может быть равно 30 : 1. В широко распространенных системах 3D, использующих сердечники, со временем цикла порядка одной микросекунды это отношение примерно равно 300 : 1, тогда как для очень больших медленных систем оно может достигать 700 : 1. Хотя отношение элементов к выключателям не является исчерпывающим критерием при выборе между различными технологиями памяти, оно определяет относительную стоимость сопутствующих электронных цепей. Это отношение гораздо важнее, если интересует вопрос, можно ли использовать ту или иную магнитную технологию для достижения очень больших скоростей или очень большой емкости памяти. Эти вопросы следует рассматривать отдельно.

В вычислительной машине время, необходимое для ввода в память команд и чисел и их вывода, должно быть сравнимо со временем, которое затрачивается на выполнение логических операций, прежде чем они попадут обратно в память. Электронные логические операции значительно ускорились после перехода от катодных ламп к транзисторам и интегральным цепям. Прогресс же в области памяти был трудным, и некоторые успехи были получены только для памяти малой емкости. Таким

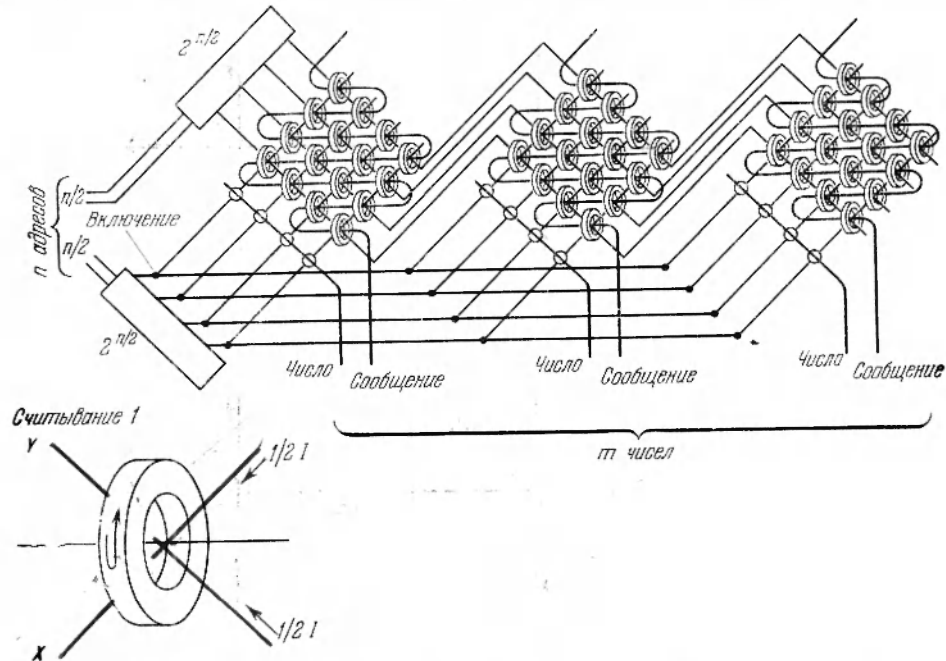


Рис. 6.13. В $2\frac{1}{2}$ D-памяти — промежуточной между типами 2D и 3D — резко уменьшен шум при записи, а ее улучшенная технология приближается к интегральной. Чтение осуществляется так же, как и в 3D-памяти, но при записи тормозящие провода заменяются системой отбирающих линий, в данном случае линиями Y. Через выделенную линию Y в каждом плоском наборе ток пропускается или нет в зависимости от той цифры, которая должна быть записана в плоскости. Слева в увеличенном виде показана запись 1 при помощи одновременной отправки сигналов через X и Y линии; при записи 0 сигнал в линии Y отсутствует.

образом, конструкторы вычислительных машин имеют дело с целой иерархией типов памяти: небольшая быстро работающая память и медленная большая основная память. В магнитных памятьх время цикла — чтение и последующая запись — включает в себя: 1) время на расшифровку адреса, 2) время прохождения сигнала вдоль линий, 3) время, необходимое для того, чтобы дважды включить элементы, 4) задержки в усилителях и 5) задержки, связанные с шумом при записи. В самой быстродействующей магнитной памяти используются быстродействующие расшифровывающие устройства, короткие линии, быстродействующие пленочные элементы памяти, а задержки сводятся к минимуму. Для них требуется множество электронных цепей, и при времени одного цикла менее 100 наносекунд отношение элементов к выключателям становится очень малым. С появлением интегральных цепей возникает вопрос, не нужно ли вообще исключить магнитное хранение информации. Экономичность, достигаемая в цепях за счет использования магнитных элементов, больше не играет существенной роли, а необходимость усиления слабых магнитных смысловых сигналов растрчивает время цикла.

Действительно, в течение ряда лет во всех вычислительных машинах использовалась немагнитная память. Полупроводниковые счетчики, которые состоят из ряда «хлопающих» ячеек, каждая из которых хранит один элемент информации, можно рассматривать как память на одно слово. В истинной памяти предусмотрен выбор среди многих слов. Такой выбор ничем не отличается от тех функций, которые выполняются в счетной машине органами, ответственными за логический контроль и арифметические действия. Такому типу функций соответствуют ячейки «и», «или» и «ни». (На выходе ячейки «или» мы имеем 1, если имеется 1 по крайней мере на одном из выходов, «ни» обозначает «нет или».) На каждый элемент информации требуется регистрирующая и отбирающая ячейки, так что для полной цепи необходимо, по-видимому, 10 транзисторов. Вместе с побочными цепями это приводит к отношению элементов информации к выключателям порядка только один к десяти. Кроме того, для поддержания «хлопающей» регистрирующей ячейки в заданном состоянии необходимо пропускать постоянный ток. С теми транзисторами, что находились в распоряжении несколько лет назад, память стала непрактичной, поскольку состояла из множества компонент и требовала постоянного расхода энергии. В наши дни положение существенно изменилось в результате больших успехов,

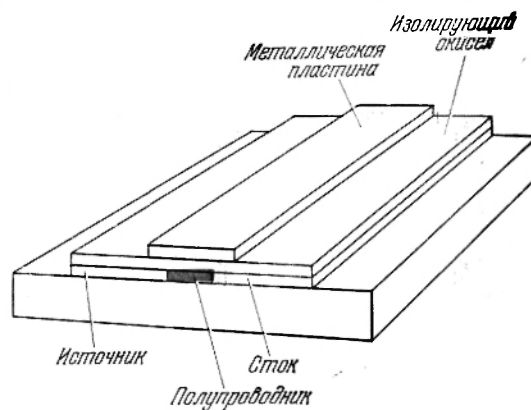


Рис. 6.14. Металлоокисный полупроводниковый транзистор (МОП) является почти идеальным переключателем. Проводимость между электродами «источник» и «сток» контролируется подачей напряжения на изолированную металлическую пластину.

достигнутых в области интегральных цепей, а также благодаря появлению металлоокисных полупроводниковых транзисторов (МОП).

Транзистор МОП является почти готовым переключателем (рис. 6.14). Контроль над проводимостью между электродами транзистора «источник» и «сток» осуществляется подачей напряжения на металлический ввод, который полностью изолирован. Существует два типа транзисторов МОП: n -типа с электронной проводимостью и p -типа с «дырочной» проводимостью, в которых проводимость определяется областями с недостатком электронов. Можно сделать такие транзисторы n - и p -типа, в которых практически полностью отсутствует проводимость между источником и электродом стока, если потенциал металлического ввода совпадает с потенциалом источника. Однако если потенциал ввода составляет несколько вольт и положителен по отношению к источнику в случае транзистора МОП n -типа или отрицателен для такого же транзистора p -типа, возникает хорошая проводимость между электродами источника и стока. Таким образом, эти устройства напоминают реле, а логические цепи, состоящие из транзисторов, похожи на цепи, состоящие из реле.

Если две пары МОП-транзисторов n - и p -типов соединены сериями и имеют перекрестное симметричное соединение, они работают как идеальная хлопающая регистрирующая цепь (рис. 6.15). Оба состояния хлопания стабильны, и тока в транзисторах МОП практически нет, если не считать слабых токов утечек в таких транзисторах. Для того чтобы

хлопающую ячейку можно было переводить из одного состояния в другое, обычно добавляется еще шесть транзисторов. С одной и той же цифровой линией можно связать много слов, причем восприятие производится предельно быстро (за несколько наносекунд).

Быстродействие ограничивается степенью возможного усиления транзистора и емкостью электродов и проводки. Для работы требуется незначительная поддерживающая мощность (0,10 мквт на одну ячейку). Общая мощность включений всей памяти независимо от ее объема составляет менее одного ватта. В такой памяти нет больше шумов при записи и задержек, связанных со смысловым усилением, поскольку смысловой сигнал достаточно сильный. Такая система является почти идеальной, но может ли быть практичной какая-нибудь система, состоящая из тысячи транзисторов?

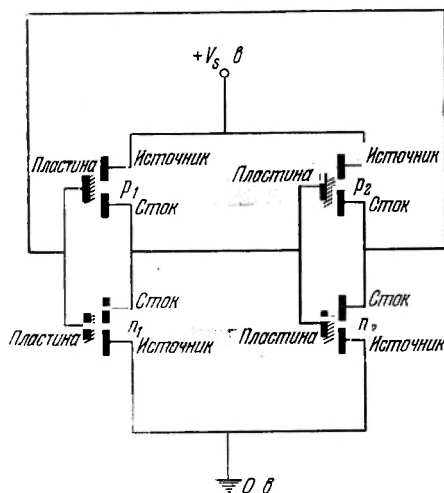


Рис. 6.15. «Хлопающие» цепи образуются, когда две пары МОП-транзисторов n - и p -типа соединены сериями и имеют перекрестно симметричные соединения. Большие наборы таких цепей являются наиболее перспективным типом систем интегральной полупроводниковой памяти.

Электронная промышленность вкладывает большие суммы, предполагая, что ответ на этот вопрос будет положительным. Надежды промышленности основаны на тех феноменальных успехах, которые связаны с использованием интегральных цепей для других целей. Эти успехи связаны с замечательной кремниевой технологией: способностью выращивать кремниевые кристаллы высокой чистоты, внедрять (легировать) в них тщательно контролируемые примеси и создавать тонкие изолирующие подложки. Столь же важным оказалось развитие фотографической техники, позволяющей получать проводящие, изолирующие и специально легированные полупроводниковые

островки микроскопических размеров. С годами качество транзисторов совершенствовалось, и стало возможным объединять в единое целое два, четыре и даже восемь транзисторов со всеми их соединениями и выводами. В течение последних лет появились узлы, содержащие от 20 до 30 транзисторов. В наши дни усилия промышленности направлены на получение больших узлов, содержащих сотни и даже тысячи транзисторов.

В прошлом году были изготовлены группы элементов p -типа для памяти МОП с емкостью 256 элементов информации. Будущее, однако, принадлежит элементам МОП как n -, так и p -типа. С помощью таких элементов можно составить ячейку на один элемент информации, включающую хлопающую регистрирующую ячейку и логический вход, размещенные на площади $\sim 0,1 \text{ см}^2$. В таком случае память с емкостью в сотни элементов информации будет занимать квадрат со стороной в 0,6 см. При этом можно ожидать, что время действия составит 30 наносекунд или даже меньше.

Интегральные полупроводниковые памяти, несомненно, являются наиболее многообещающими по сравнению с любой магнитной памятью. В конце концов сравниваются активные электронные логические цепи с исключительно хорошим действием и пассивные магнитные элементы с размерами, которые в большей или меньшей мере зависят от свойств ма-

териалов, предоставленных природой. Возникает практический вопрос, можно ли изготовить эти сложные полупроводниковые микроэлементы большими группами так, чтобы они были достаточно совершенными и экономичными? Ответ безусловно положителен для небольшой сверхскоростной памяти с емкостью в несколько тысяч элементов информации. Относительно памяти большей емкости предсказания различны. Одни считают, что вопрос лишь во времени, другие же верят, что магнитная память отстоит своей позиции, поскольку, связанные с нею цепи можно сделать более быстродействующими, более дешевыми и более надежными, используя новую микроэлектронную технологию.

А как обстоит дело с памятью, обладающей очень большими емкостями. С годами потребность в машинах с большой памятью постоянно возрастает, так как приходится решать задачи, охватывающие все больше данных и требующие все более длинных программ. Память, состоящая из сердечников и имеющая емкость от 100 миллионов до миллиарда элементов информации, которая требуется для многих целей, оказалась бы слишком дорогой. Это обстоятельство и привело к созданию памяти, использующей вращающиеся магнитные барабаны или диски. Время цикла таких электромеханических устройств измеряется не наносекундами или микросекундами, а миллисекундами. Когда вычислительная машина специально запрограммирована, эти устройства кажутся лишь простым добавлением к памяти, состоящей из сердечников. Такое положение терпимо, но все-таки нежелательно. Требуется затратить большие усилия, чтобы составить такие программы (на которые также расходуются объем памяти), и много времени вычислительной машины теряется из-за медленного времени ввода и необходимости обмена информацией между сердечниками и барабаном или диском. Кроме того, надежность барабанной и дисковой памяти оставляет желать лучшего.

Большим вызовом является изготовление электронной памяти со случайным доступом с емкостью в миллиарды элементов информации. Ясно, что единственным решением будет создание интегральной системы огромных размеров. Техника создания магнитных интегральных систем еще должна достичь такой емкости, но даже если это окажется возможным, потребуются миллионы транзисторов. Более обещающий подход связан с использованием сверхпроводимости.

Сверхпроводящие материалы, охлажденные ниже определенной критической температуры, полностью теряют электрическое сопротивление. Если в петле, изготовленной из такого материала, возникает электрический ток, он будет течь сколь угодно долго, тем самым «помня» о своем возникновении. По существу такая петля является памятью в один элемент информации. Кроме того, сверхпроводимость может быть разрушена достаточно сильным магнитным полем. Этот эффект лежит в основе криотронного выключателя. В состоянии «включено» выключатель не имеет сопротивления; состояние «выключено» с конечным сопротивлением создается пропусканием тока через лежащий рядом управляющий проводник, что приводит к возникновению выключающего магнитного поля. Хорошим материалом для самого выключателя является олово, представляющее «мягкий» сверхпроводник, поскольку его можно перевести из сверхпроводящего состояния в состояние с конечным сопротивлением слабым магнитным полем. Более «жесткие» сверхпроводники, которые не поддаются воздействию слабого поля, можно использовать для изготовления проводки. В большинстве экспериментальных криотронов применяются клетки толщиной в несколько 10^3 Å. Они могут переключаться в течение наносекунд и допускают применение техники интегрального изготовления.

Недавно предложена память сверхпроводящего типа, в которой петли, хранящие информацию и изготовленные из олова, соединены в серии вдоль цифрового проводника и расположены на свинцовых пластинах, от которых они отделены тонкой изолирующей пленкой (рис. 6.16). Свинцовая пластина имеет отверстия, соответствующие одной стороне каждой петли. Отбирающие проводники X и Y , изготовленные из свинца и соответствующим образом изолированные, накладываются на другую сторону каждой петли и образуют выключатель с двойным управлением. При работе выключателя локальное магнитное поле в одной части петли разрушает сверхпроводимость.

Система памяти использует совпадение токов, и ее работа протекает следующим образом. Отбирающие токи X и Y не в состоянии по отдельности воздействовать на выключатель, но могут это сделать при совместном действии. При записи проходят отбирающие токи, и посылается ток

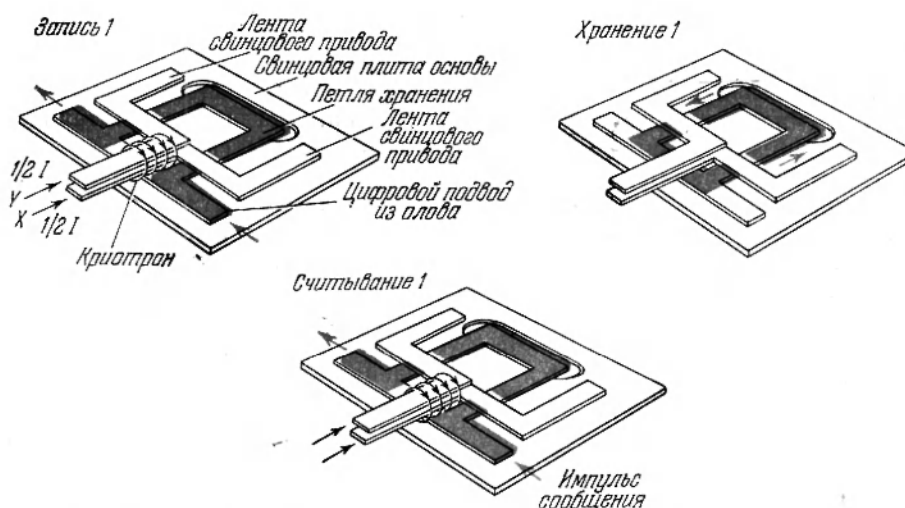


Рис. 6.16. Элемент сверхпроводящей памяти содержит криотронный переключатель, в котором создается локальное магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость в одной части изготовленной из олова петли. Работа памяти основана на принципе совпадающих токов в выделенных линиях X и Y , через которые проходят токи, недостаточные по отдельности для включения петли, но достаточные, если они действуют совместно. Путь тока в петле при записи, хранении и чтении информации показан цветным.

через цифровую линию. В результате увеличения удельного сопротивления в той части петли, которая находится под отбирающими проводами, ток направляется в другую ее часть, расположенную под отверстием в свинцовой пластине. Затем отбирающие токи выключаются и исчезает связанное с ними магнитное поле, после чего та сторона петли, которая была подвержена воздействию магнитного поля, остается в сверхпроводящем состоянии. Однако ток не будет протекать через эту сторону, пока не будет включен цифровой ток. После того как это случится, в петле будет циркулировать постоянный запоминающий ток. При чтении пропускаются отбирающие токи, которые снова повышают сопротивление в расположенной под ними части петли, вызывая таким образом уничтожение тока в петле. Поскольку ток исчезает, индуцируется смысловое напряжение в оловянной цифровой линии. Это напряжение зависит от магнитного потока петли, который стараются сделать по возможности большим, позволяя ему проникать через отверстие в свинцовой пластине.

Некоторые свойства этой памяти, использующей явление сверхпроводимости, являются действительно замечательными. В первую очередь отметим, что петля — гораздо более совершенный элемент памяти, чем любые магнитные элементы, интегрирующие или иные. В ней полностью отсутствует влияние на смысловой сигнал со стороны половины выбранных элементов (т. е. выбранных по одному из проводов X или Y). Исключено явление ползучести, а однородность порога включения можно тщательно контролировать. Отбирающие токи могут изменяться в пределах от 80 до 120% своей стандартной величины. Существует, однако, небольшой шум при записи. К счастью, этот шум легко устранить, применяя рассмотренную ранее технику гашения. Благодаря таким идеальным свойствам петли и низкой индуктивности соединительных линий можно управлять множеством петель одной-единственной цепью. Отношение элементов памяти к выключателям может достигать, вероятно, 100 000 к 1 или даже больше, чем на два или три порядка выше, чем в любой магнитной памяти. Кроме того, становится возможным производство интегральных систем больших размеров. Тонкие пленки сверхпроводящих материалов и других металлов легко наносятся испарением на большие площади. Фотографическая техника чрезвычайно удобна для изготовления нужных шаблонов. Степень совершенства этой техники характеризуется тем, что экспериментальная память с размерами 10 на 12,5 см содержит 262 144 ячейки хранения информации. Это соответствует плотности, превышающей 13 000 ячеек на 6,25 см² (рис. 6.17 и 6.18).

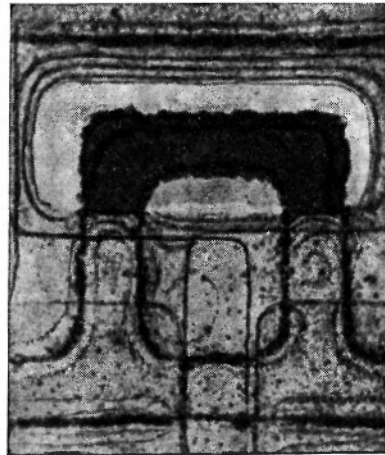


Рис. 6.17. На фотографии в увеличенном виде (в 180 раз) показана одна петля, являющаяся частью сверхпроводящей памяти (см. рис. 6.18).

За все эти идеальные свойства приходится расплачиваться необходимостью поддерживать низкие температуры: для свинцовой оловянной памяти 3,5 °К, что очень близко к абсолютному нулю. Такие температуры не являются больше достоянием одних лишь криогенных лабораторий, а их поддержание ненамного увеличило бы стоимость сверхпроводящей памяти большой емкости. В результате стоимость памяти такого типа может быть сравнимой со стоимостью электромеханических устройств той же емкости, но ее скорость на три порядка выше, и, кроме того, она надежнее.

Резюмируя, можно сказать, что благодаря памяти вычислительная машина приобретает универсальные способности. Более чем десятилетие в памяти использовались отдельные сердечники и транзисторы. Появление интегральных магнитных полупроводниковых и сверхпроводниковых структур позволило увеличить быстродействие емкости памяти и сделало вычислительные машины еще более могущественными.

По-видимому, ни одна из технологий не в состоянии охватить все разновидности памяти. Скорее всего можно ожидать, что магнитная техника (сердечники, монолитные ферриты, плоские пленки или проволоки с электролитическим покрытием) позволит достичь емкостей от 10 000 до 10 миллионов элементов памяти при быстродействии, характерном

долями микросекунды. Интегральная полупроводниковая техника дает возможность создать память меньшей емкости при скорости, измеряемой десятками наносекунд. И наконец, память со сверхпроводниками имеет емкость от 10 миллионов до миллиарда элементов памяти при скорости около микросекунды.

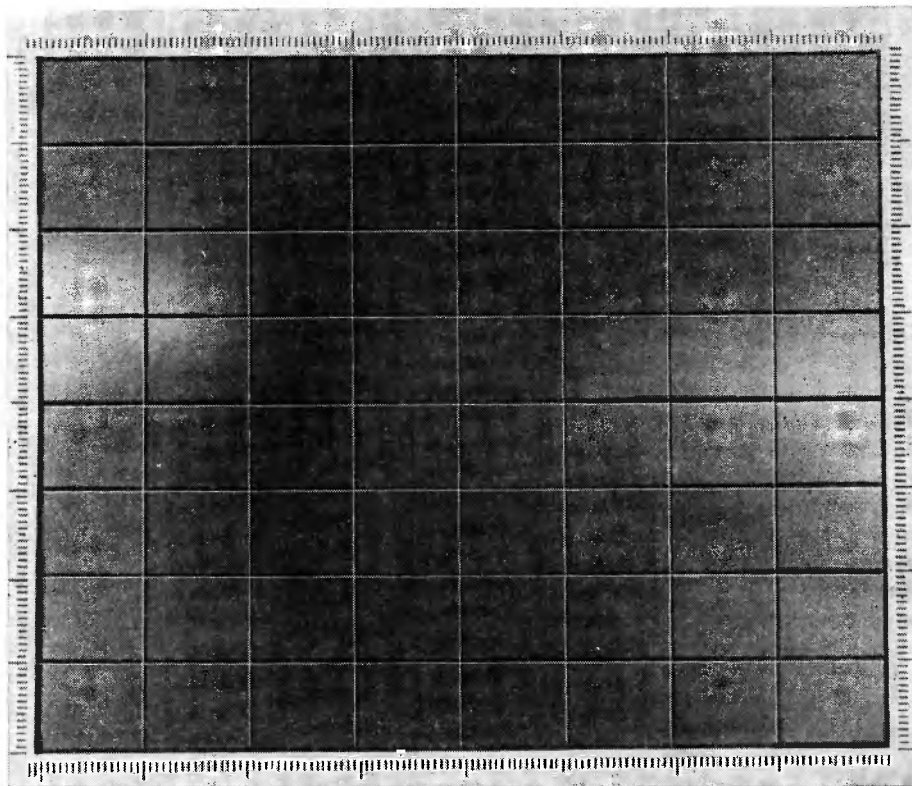


Рис. 6.18. Полная плоскость экспериментальной сверхпроводящей памяти, созданной Радиокорпорацией США, содержит 262 144 отдельных петли. Сверхпроводящая память работает при температуре 3,5° К.

И это еще не все. Уже изучаются различные способы избежать изготовления физически различных ячеек для каждого элемента памяти, сохраняя, однако, сущность цифровой адресации. В одном из подходов используются звуковые волны, распространяющиеся в магнитных материалах. Другие основаны на применении таких электрооптических устройств, как лазер. И надо полагать, что пока будут требоваться все более совершенные системы памяти, не будет недостатка в остроумных предложениях.

Д. Пейк

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

(АВГУСТ 1958 г.)

Атомные ядра и электроны, которые вращаются относительно своих собственных осей подобно волчкам, можно опрокинуть с помощью магнитного поля. Методика эта предоставляет в наше распоряжение большую информацию о сложных молекулах и химических реакциях.

В начале 1946 г. Э. Парселл из Гарвардского университета и Ф. Блох из Стенфордского университета почти одновременно сообщили об интересном физическом открытии. Они нашли способ настройки на магнитные поля вращающихся ядер атомов. Эта работа была настолько значительна, что за нее Парселл и Блох в 1952 г. были удостоены Нобелевской премии по физике.

Сомнительно, чтобы в то время, когда было сообщено об этом открытии, многие ученые, не занимающиеся ядерной физикой, были взволнованы, или обратили внимание на соответствующую заметку об этих экспериментах. Однако в настоящее время явление, о котором пойдет речь, и названное магнитным резонансом, стало предметом широкого и повсеместного интереса. Ученые, работающие в совершенно различных областях знания — геологи, химики, биологи, во всяком случае в настоящее время, проявляют даже больший интерес к этому открытию, нежели физики-ядерщики. Дело в том, что это открытие неожиданно дало в наше распоряжение чувствительный инструмент, используемый в самых разнообразных целях, от геологической разведки земных минералов до исследований химических превращений в живых организмах.

Как это сделали Парселл и Блох, мы приступим к рассмотрению этого явления на примере вращающегося протона. Подобно вращающейся Земле, протон постоянно вертится относительно своей оси, как это делают и другие элементарные частицы атома. Они находятся в постоянном вращении с определенным моментом вращения, который в случае протона составляет половину ядерного магнетона Бора. Поскольку протон несет электрический заряд, его вращение порождает магнитное поле; другими словами, протон — это крошечный магнит. Теперь мы и сами в состоянии ответить на интригующий вопрос: что же произойдет, если мы приложим внешнее магнитное поле к этому крошечному магниту? Парселл и Блох заинтересовались (независимо друг от друга), можно ли использовать внешнее магнитное поле для воздействия на вращающиеся протоны массивного образца; скажем, можно ли так повернуть оси вращения, чтобы северные и южные полюсы поменялись местами.

Здесь уместно провести аналогию с обычным волчком или гироскопом (рис. 7.1). Как это, по-видимому, известно, гироскоп, ось которого откло-

няется от вертикального направления, не падает на бок. Вместо этого его верхушка начинает медленно описывать вокруг вертикального направления круги (прецессировать). Говоря другими словами, вертикальное гравитационное поле Земли поворачивает ось вращения гироскопа, а не заставляет его еще больше наклоняться. Аналогично этому, если мы подействуем

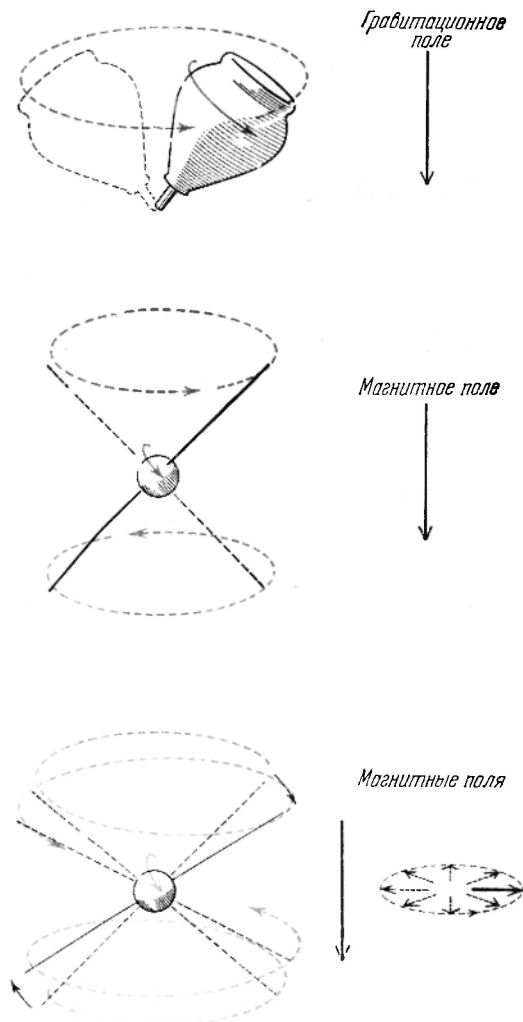


Рис. 7.1. Гироскопический эффект вращающегося волчка или частицы заключается во вращении или прецессии относительно вертикального поля, стремящегося опрокинуть волчок (частицу). Частица может быть опрокинута, как это изображено на нижней части диаграммы, с помощью дополнительного вращающегося в горизонтальной плоскости магнитного поля (показано справа), которое вращается точно с такой же частотой, как и ось прецессирующей частицы в вертикальном магнитном поле.

ток, порождающий второе вращающееся поле (рис. 7.2, а). Когда его частота была в точности такой, какая была необходима, энергия, запасенная в катушке, поглощалась протонами образца вещества, что было связано с переворачиванием их осей вращения. Величина поглощенной энергии регистрировалась по провалу в изображении сигнала, поступающего на

магнитным полем на вращающийся протон, это вызовет прецессию оси вращения протона, но не опрокинет ее. Ничего не даст и простое усиление магнитного поля, это лишь приведет к более ускоренной прецессии протона.

Однако имеется способ опрокидывания оси вращающейся частицы. Предположим, что мы приложили второе магнитное поле, направленное под прямым углом к основному полю. Теория предсказывает, что если мы заставим вторичное поле вращаться относительно первого (что достигается получением его посредством переменного электрического поля) и если период оборота поля выберем так, что он в точности совпадет с периодом прецессии протона, то мы сможем опрокинуть ось вращения протона. Короче говоря, при подходящей настройке (в радиодиапазоне) цель может быть достигнута с помощью магниторезонансного эффекта.

Новая спектроскопия. Задача заключалась в том, чтобы найти резонансную частоту и обнаружить эффект на протонах. Парселл и Блох для обнаружения этого эффекта использовали различные методы. Парселл помещал образец вещества между двумя полюсами магнита; образец окружался катушкой, по которой пропускался

приемник радиоволн. Группа под руководством Блоха, напротив, построила прибор, регистрирующий изменения разности потенциалов. Когда протоны переворачивались, изменение их магнитных полей индуцировало разность потенциалов во второй катушке, и этот-то сигнал и регистрировался осциллографом (рис. 7.2, б).

Электрон, подобно протону, обладает зарядом; он также вращается и имеет магнитное поле, которое много сильнее поля протона, потому что электрон вращается намного быстрее. Электрон также проявляет магниторезонансные свойства. Поскольку он — более сильный магнит и намного легче протона, он прецессирует в данном магнитном поле гораздо быстрее протона. В связи с этим, если протон можно изучать в радиодиапазоне на частотах порядка нескольких мегагерц (что близко к частотам обычных бытовых радиоприемников), то для электронов необходимы частоты в микроволновом диапазоне, где-то около 10 000 Мгц.

Магниторезонансные методы на протонах и электронах дают возможность узнать много нового относительно атомных ядер и молекул. Вся совокупность магниторезонансных измерений вещества представляет новый тип спектроскопии. Она привела нас к чрезвычайно широким и разнообразным применениям этого открытия в химии и биологии.

Структура молекул. Рассмотрим, например, органическое соединение, подобное циклогексану (C_6H_{12}). Разберемся в его резонансном спектре на примере ядерного магнитного резонанса на нем. Мы измеряем резонанс вещества величиной скорости прецессии, при которой происходит опрокидывание направления оси вращения ядра. Таким образом, вместо того чтобы настраиваться в резонанс, варьируя частоту вращающего магнитного поля, мы используем фиксированную частоту и изменяем напряженность основного магнитного

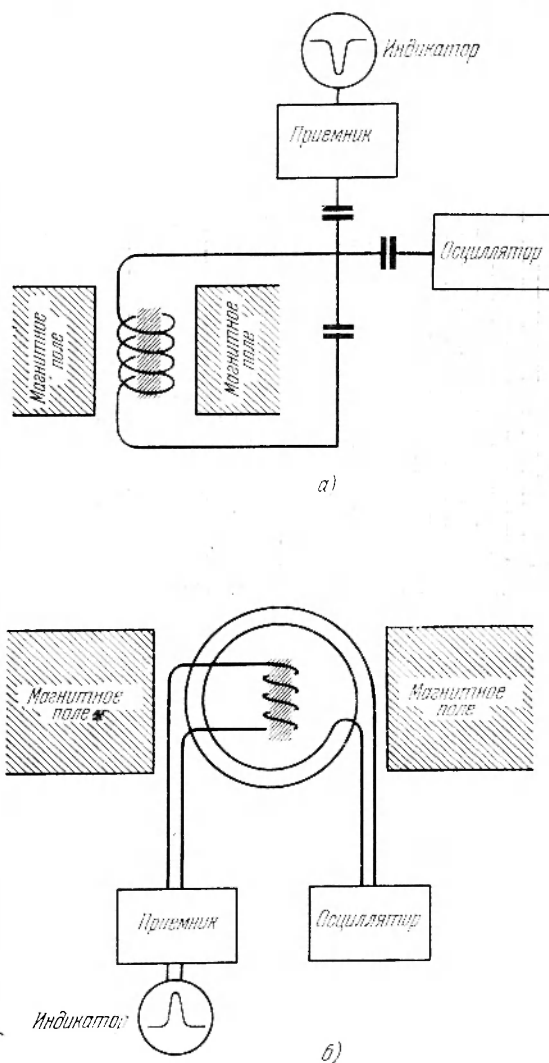


Рис. 7.2. Схематически изображены оригинальные устройства Э. Парселла и Ф. Блоха для ядерно-магниторезонансных исследований. В установке Парселла (а) через катушку пропускаются радиоволны, полученные от осциллятора; волны воздействуют на образец и отводятся к приемнику. Резонанс проявляется как провал в осциллограмме принимаемой энергии. В аппаратуре Блоха (б) отдельная катушка забирает энергию от опрокидывающихся частиц. Резонанс проявляется как увеличение энергии, подаваемой на приемник.

поля, которое определяет скорость прецессии. При опрокидывании ядра резонанс определяем напряженностью магнитного поля в этот момент (она измеряется в эрстедах или гауссах).

Когда мы поместим образец циклогексана при комнатной температуре в подходящее магнитное поле, мы получим острый резонансный сигнал. Все ядра водорода в соединении при определенной напряженности поля переворачиваются одновременно (на атомы углерода поле не влияет). Острота пика этого сигнала нуждается в пояснении. В любой совокупности атомов необходимо считаться не только с приложенным магнитным полем, но также и с тем, что сами атомы суть крошечные магниты. Каждое ядро

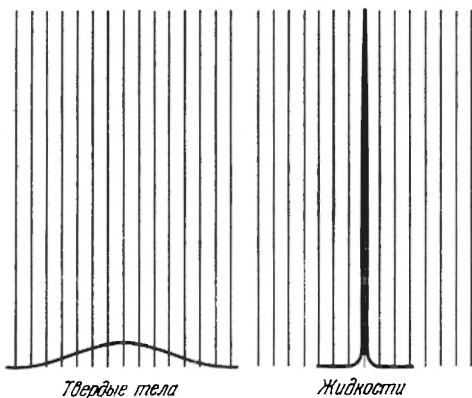


Рис. 7.3. Кривые ядерного магнитного резонанса являются широкими для твердых тел и узкими для жидкостей. Эта разница на самом деле намного больше той, что изображена на этом рисунке. Отношение ширины может составлять величину, равную одной стотысячной.

взаимодействует со своими соседями, так же как и с приложенным внешним полем. Полное магнитное поле, действующее на ядро, должно меняться в материале от точки к точке, поскольку меняется ориентация ядерных магнитов, которые располагаются вокруг данного ядра. Результатом таких вариаций должны быть изменения отклика системы на внешнее поле: для опрокидывания некоторых ядер следует приложить несколько большее сравнительно с другими внешнее поле. Это означает, что область резонанса для всей совокупности ядер будет представлять скорее широкую полосу, нежели резкую линию. Однако в жидкости из-за быстрых

беспорядочных перемещений и перемешиваний молекул местные вариации внутреннего магнитного поля настолько недолговечны, что в действительности ядра находятся под воздействием одного и того же среднего поля (рис. 7.3). Поэтому в жидком циклогексане (при комнатной температуре) линия магнитного резонанса является резкой.

В твердом теле мы имеем другую ситуацию. Поскольку молекулы занимают фиксированные положения, существуют локальные отклонения магнитного поля; поэтому твердое тело обнаруживает широкий резонанс. Ширина резонансной полосы может быть порядка 20 гс, тогда как острые линии в некоторых жидкостях имеют ширину порядка 0,0001 гс. Однако в случае циклогексана мы сталкиваемся с необычным и исключительным случаем. Даже когда он замерзает и конденсируется в твердое тело, он и при температурах на 90°C ниже его точки замерзания все еще имеет острый резонансный пик. Это означает, что молекулы в таком твердом теле должны обладать определенным типом движения. Очевидно, они вращаются около своих фиксированных положений в кристаллической решетке, так что магнитное поле усредняется и становится однородным.

Более детальные исследования различных веществ — твердых и жидких — привели к еще более интересным выводам. В 1947 г., будучи аспирантом у Парселла в Гарварде, я обнаружил, что резонансная линия для ядер водорода в гипсе расщепляется на четыре различные компоненты (рис. 7.4). Ясно, что это должно означать некоторые определенные изменения магнитного поля в кристалле гипса. С помощью теоретического анализа оказалось возможным расшифровать эту информацию и дать карти-

ну расположения атомов водорода в кристаллической структуре. Здесь, таким образом, в нашем распоряжении появился новый инструмент для анализа структуры кристаллов, дополняющий исследование ее при помощи рентгеновских лучей и нейтронов. Наш метод имеет большую практическую ценность для выяснения расположения легких атомов, таких, как водород и литий, которые очень слабо рассеивают рентгеновские лучи. Ядерный магнитный резонанс сейчас используется для изучения кристаллов учеными во многих странах мира.

После кристаллов было вполне логично перейти к изучению структуры больших молекул, таких, как резины, полиэтилены и другие полимеры. Одной из задач в анализе таких молекул было определение, насколько

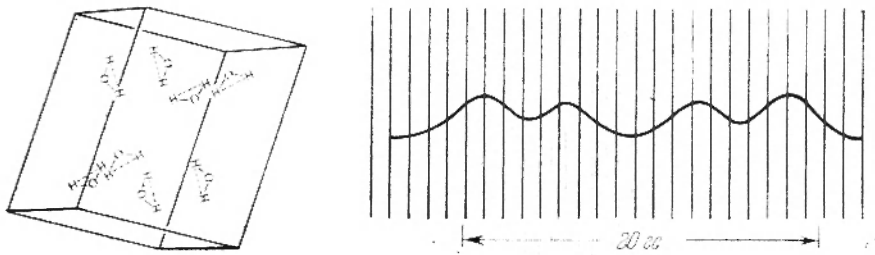


Рис. 7.4. Кристалл гипса содержит молекулы воды, показанные на чертеже слева в виде треугольников Н—О—Н. Из формы линий спектра ядерного магнитного резонанса гипса (справа) можно рассчитать положения молекул воды в структуре кристалла.

структуры таких молекул упорядочены, то есть насколько такие молекулы можно считать кристаллами. Ц. Вильсон сумел показать, что ядерный магнитный резонанс может быть использован для изучения структуры таких больших молекул.

Дактилоскопия молекул. Именно в жидкостях, а не в твердых телах методика ядерного магнитного резонанса достигла своего наивысшего триумфа в анализе структуры. Как мы видели, жидкости характеризуются острым резонансом, поскольку магнитное поле во всем материале почти однородно. Однако могут быть обнаружены некоторые нерегулярности, если жидкие соединения изучаются при помощи очень однородного приложенного магнитного поля. При этих условиях становится возможным прочесть резонансный спектр как «отпечаток пальцев» структуры молекулы.

Так, например, Д. Арнольд и М. Паккард из Стенфордского университета, работая с исключительно однородным приложенным полем, смогли разрешить резонанс ядер водорода в молекуле этилового спирта ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) в три отдельные резонансные линии (рис. 7.5). Эти отдельные линии отвечали трем различным группам, из которых и состоит эта молекула: CH_3 , CH_2 и OH . Объяснением этому является различный отклик на приложенное магнитное поле ядер водорода в этих трех группах, что связано с экранирующим действием атомных электронов. Сами по себе электроны не обнаруживают магнетизма, поскольку в молекулярных соединениях электроны обычно спарены так, что магнитные поля партнеров взаимно уничтожаются. Однако внешнее магнитное поле немного меняет характер движения электронов вокруг атомных ядер, что приводит в результате к возникновению слабого магнитного поля, направленного противоположно внешнему магнитному полю. Такой «диамагнетизм» частично экранирует ядра от внешнего поля. Величина экранировки отличается в различных группах в молекуле. Это и объясняет, почему

атомы водорода в этих трех группах, входящих в этиловый спирт, имеют различные резонансные линии.

С еще большим разрешением (то есть при наличии еще более однородного контролируемого магнитного поля) магнитный спектр молекулы этилового спирта расщепляется в поразительную последовательность отдельных резонансов (см. нижнюю часть рис. 7.5). Такой спектр является отпечатком пальцев молекулы, который не только однозначно ее определяет, но также много говорит о ее строении. На основе этого химик может иногда сделать определенные предсказания о поведении молекулы.

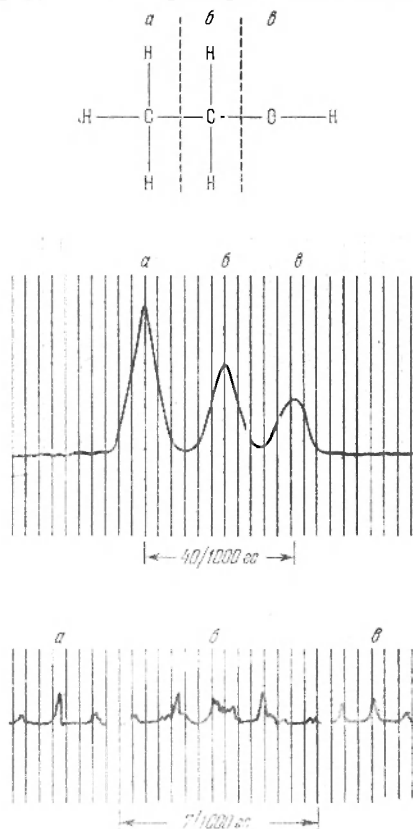


Рис. 7.5. Этиловый спирт, химическая формула которого представлена на верхней части рисунка в однородном магнитном поле, обнаруживает в спектре ядерного магнитного резонанса три линии. Буквами *a*, *b*, *c* помечены атомы водорода, расположенные в различных частях молекулы и соответствующие им пики резонансной кривой. Применяя еще более однородное поле, можно добиться дальнейшего расщепления каждого пика кривой, как это показано в нижней части рисунка.

Химики во всех ответвлениях своей науки широко используют в настоящее время ядерный магнитный резонанс, чтобы заглянуть в тайны строения многих видов веществ от мыла и моторного масла до исключительно сложных молекул живого вещества. Одним из преимуществ этого нового аналитического средства является то, что оно не разрушает при анализе химикаты. Химик, помещая образец в катушку, и воздействуя на него радиоволнами и магнитным полем, регистрирует спектр резонанса и затем вынимает из прибора образец неповрежденным.

Измерение земного магнетизма.

В качестве заключительной иллюстрации многогранности ядерного магнитного резонанса обратимся к совершенно другой области его использования, а именно исследованию земного магнитного поля. Если для обнаружения резонанса в жидкости необходимо весьма точно задать напряженность внешнего магнитного поля, то спрашивается, почему бы не обратить процедуру и не использовать резонанс для точных измерений магнитного поля? Трудности такого измерения в случае магнитного

поля Земли в том, что оно чрезвычайно слабо: примерно половина гаусса. Чтобы попытаться измерить его резонансными методами, которые до этого преимущественно изучались в лаборатории с полями в тысячи гаусс, надо было обладать большой смелостью. Однако Р. Варин и Паккард разрешили эту проблему при помощи остроумно сконструированного прибора.

Их прибор вначале выстраивает протоны в образце жидкости при помощи относительно слабого магнитного поля. Все протоны оказываются ориентированными в одном направлении, так что весь образец становится слабым магнитом. Затем ориентирующее поле внезапно выключается: так сказать, из-под совокупности протонов выхватывается магнитная опора. Ядерные магниты, которые были выстроены в направлении, не парал-

дельном полю Земли, начинали теперь прецессировать вокруг оси этого поля. Упорядочение их быстро разрушается, однако в жидком бензоле на это требуется по меньшей мере 20 секунд. Этого времени вполне достаточно, чтобы измерить силу земного магнитного поля с точностью, близкой к 0,00001 %. Измерения состоят просто в настройке на частоту прецессии группы протонов: поскольку земное поле порождает эту прецессию, то частота прецессии и дает напряженность этого поля.

Вариан и Паккард назвали свой прибор протонным прецессионным магнитометром. Очевидно, что такая высокая чувствительность прибора может быть использована для измерения изменений магнитного поля Земли. Уже разработаны способы использования такого прибора для разведки полезных ископаемых с воздуха и Земли. Этот же прибор был помещен в ракеты для измерения напряженности земного поля на различных высотах над поверхностью. Магнитометр этого типа предполагают поднять на одном из американских искусственных спутников Солнца. Вряд ли Парселл и Блох отдавали себе ясный отчет в том, что их работа в области протонного магнетизма будет иметь такие широкие и разнообразные применения.

Электронный резонанс.

Обратимся теперь к магнитным свойствам электрона. Магнитный резонанс этой частицы был открыт советским физиком Е. Завойским в 1944 г., до того, как Парселл и Блох обнаружили его для протона. Во всяком случае электронный резонанс (электронный парамагнитный резонанс), превратился в настоящее время в своей области применимости в такой же важный инструмент исследования, как и ядерный магнитный резонанс.

Как мы уже упоминали, электрон из-за малости своей массы и более ускоренного вращения является намного более сильным магнитом, нежели протон. Результатом этого является более быстрая прецессия в данном магнитном поле. Скорость его прецессии в стандартном лабораторном магнитном поле попадает в область микрорадиоволн, то есть примерно в область 10 000 *Мгц*, что соответствует длинам волн около 3 см.

Когда микроволны распространяются в прямоугольном волноводе (труба, применяемая для передачи этих волн), они порождают вращающееся магнитное поле в любой заданной точке. Это поле можно использовать для того, чтобы переворачивать направление электронных магнитов в веществе, точно таким же образом, как вращающееся поле в катушке переворачивает протоны. Экспериментатор может поместить образец вещества около стенки волновода, направить на него радиоволны и приложить внешнее магнитное поле для создания электронной прецессии. Когда скорость прецессии достигает резонансного значения и электроны опрокидываются, они поглощают энергию радиоволн и в приемнике у конца волновода при этом регистрируется уменьшение сигнала (рис. 7.6).

Очевидно, что эта методика ничего не может нам сказать о веществах, в которых все электроны спарены, то есть где электронный магнетизм

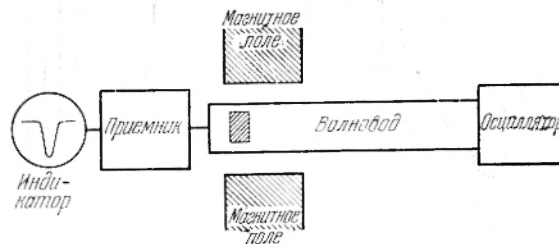


Рис. 7.6. Схематически изображена установка, для изучения электронного резонанса; работа ее основана на том же самом принципе, что и установки Парселла на рис. 7.2. Микроволновый осциллятор облучает образец 3-см радиоволнами, проходящими через волновод. Исследуемый образец (заштрихованный прямоугольник) помещен внутри волновода. Резонанс обнаруживается по провалу на кривой мощности, поступающей через волновод на приемник.

скомпенсирован*). Однако она весьма полезна при изучении вещества неспаренными электронами. Электронный резонанс вначале был применен

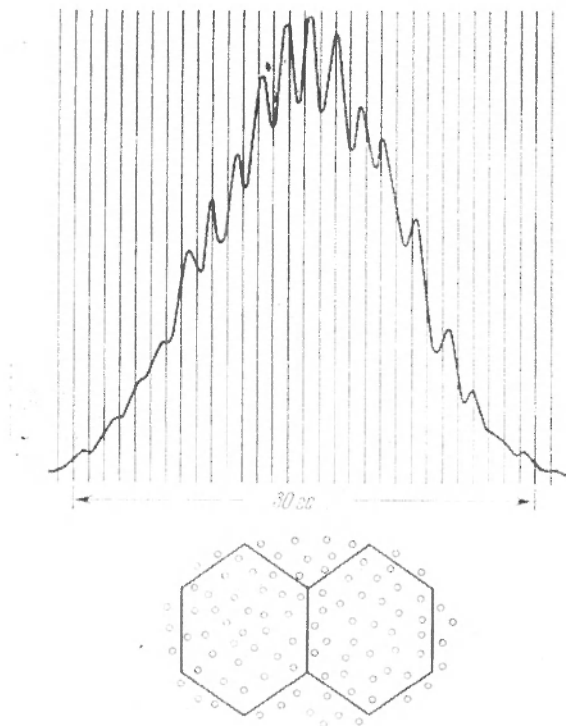


Рис. 7.7. Сверхтонкое расщепление (зубцы на контуре) спектра электронного парамагнитного резонанса указывает на различные положения неспаренного электрона в молекуле свободного радикала. Кривая эта получена от радикала нафталина. Кружки внутри очерченной многоугольниками структуры радикала в нижней части рисунка показывают, что свободный электрон может перемещаться по многим частям молекулы.

неспаренного электрона в свободном радикале должен был быть всегда одним и тем же и что один радикал неотличим от другого. Однако это на самом деле не так. Электрон подвергается воздействию магнитного поля ядер, близ которых он оказывается, и так как свободный электрон перемещается по радикалу молекулы, он подвергается воздействию различного магнитного поля. Результатом этого может оказаться расщепление его резонансной линии и образование «сверхтонкой» структуры (рис. 7.7). Из такого расщепления можно определить, в каких областях радикала в основном проводит время электрон и с какой скоростью свободный радикал стремится вступить в химическую реакцию.

Такие исследования не ограничены случаем естественных свободных радикалов. При помощи высокоэнергетических частиц, получаемых на ускорителях, оказывается возможным раздробить молекулу на части, и эти части иногда можно заморозить, если сохранять образец при очень

для изучения кристаллов, содержащих элементы с незаполненными электронными оболочками (содержащими, следовательно, неспаренные электроны), таким, как марганец и железо. О веществах такого типа было выяснено очень много, в частности о веществах, которые используются для «магнитного» охлаждения материалов до весьма низких температур.

Однако более существенным было открытие того, что электронный резонанс можно использовать для изучения свободных радикалов, недолговечных осколков молекул, играющих определяющую роль во многих химических превращениях, включая химическую активность живой клетки. Свободные радикалы, конечно, обладают неспаренными электронами, и методика электронного резонанса способна иногда обнаружить эти короткоживущие вещества и отчасти раскрыть их структуру и поведение.

Вначале могло показаться, что резонансный спектр

*) Согласно принципу Паули в каждом квантовом состоянии может находиться только два электрона, вращающихся в противоположных направлениях, что и приводит к полной компенсации их магнитных полей. (Прим. перев.)

низких температурах. Мы можем тогда пронаблюдать, что произошло с молекулой, снимая спектры электронного резонанса этих фрагментов. Исследования такого типа могут быть полезны при изучении химических эффектов облучения некоторых пластиков; известно, например, что облучение делает некоторые пластики более прочными, так как оно переводит их в форму, содержащую новые химические связи. Представляется также многообещающим подход, основанный на применении методики магнитного резонанса для изучения тех свободных радикалов, которые служат катализаторами синтеза высокополимерных соединений, подобных резине или полиэтилену.

Резонанс в живых клетках. Чтобы проиллюстрировать заинтересованность биологов в магнитном резонансе, я приведу в заключение эпизод, имевший место в Сан-Луи в 1951 г. Однажды Б. Коммонер, по профессии биолог, стал обсуждать теорию, что свободные радикалы играют важную роль в процессах окисления и восстановления в живых клетках, заметив при этом, как трудно обнаружить свободные радикалы в живых организмах. Я предположил, что здесь можно было бы воспользоваться электронным резонансом, и согласился помочь Коммонеру и его группе в использовании этой методики. Это послужило началом целой серии интересных экспериментов.

Первые результаты были обескураживающими. Поскольку опыты производились с клеточными культурами (дрожжами и другими организмами), в которых всегда содержится влага, влага эта попадала в микроволновую аппаратуру и поглощала микроволны. Это поглощение, конечно, маскировало на осциллограмме провал в энергии радиоволн, обусловленный магнитным резонансом. Тем не менее экспериментаторы в конце концов обнаружили слабый резонанс от дрожжевых культур и нашли, что его интенсивность меняется в зависимости от скорости поглощения кислорода клетками дрожжей. Затем был открыт резонанс в зеленых листьях, растертых и быстро замороженных с одновременным высушиванием, чтобы избежать поглощение влагой.

Однако чтобы исследовать активный процесс фотосинтеза в присутствии ему влажном окружении, необходима намного более чувствительная аппаратура. Д. Таунсенду на физическом факультете удалось создать ее, и это дало возможность работать с живыми клетками. Выбирались клетки, содержащие хлоропласты,— маленькие зеленые образования, набитые хлорофиллом,

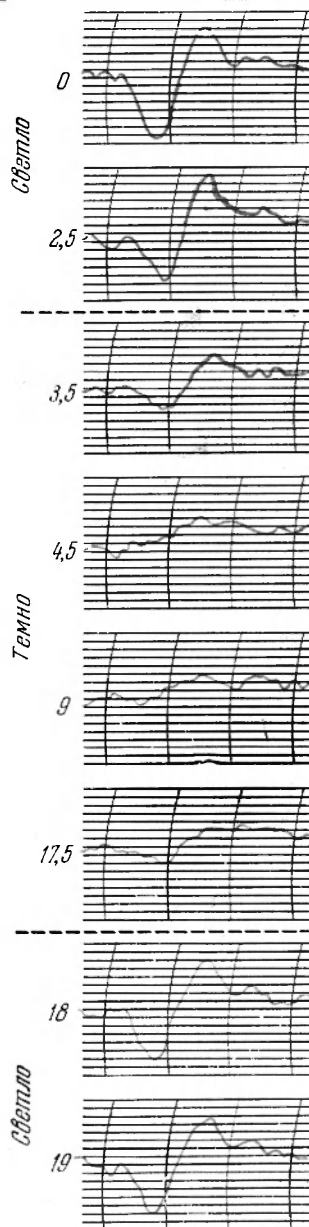


Рис. 7.8. Образец хлорофилла дает острый спектр электронного парамагнитного резонанса, если облучать его светом. Это доказывает, что свободные радикалы участвуют в фотосинтезе. Числа слева означают минуты, прошедшие после начала эксперимента.

который, как полагают, ответствен практически за все этапы фотосинтеза. Эти клетки помещались в чувствительную магниторезонансную аппаратуру и непрерывно облучались белым светом, получаемым от 50-ваттной лампы. Хлоропласты немедленно обнаружили поразительный резонансный спектр (рис. 7.8, рис. 7.9). После того как выключили свет, резонансные пики вскоре стали уменьшаться и, наконец, полностью исчезли. Затем

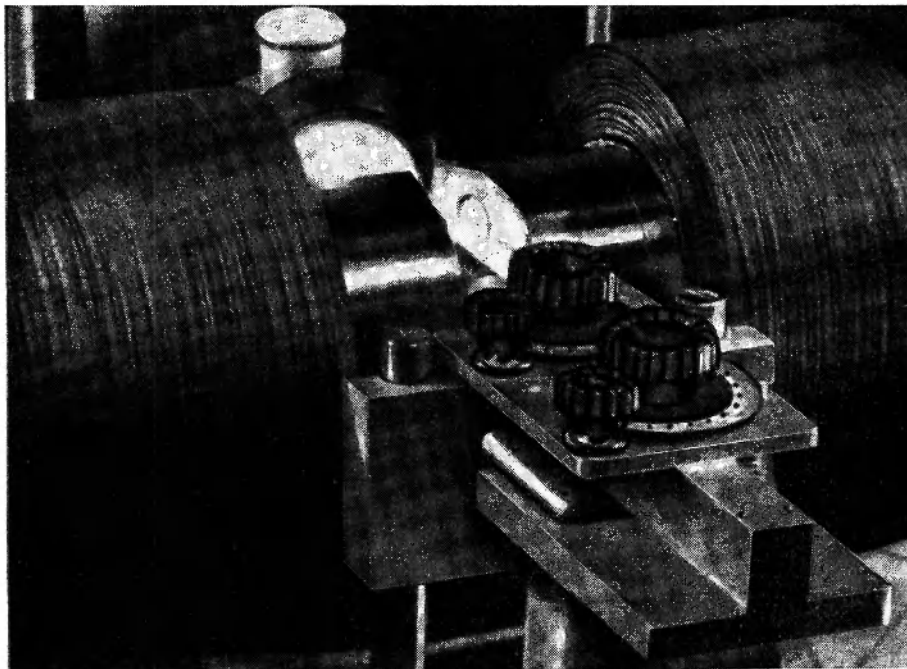


Рис. 7.9. Магниторезонансные эксперименты с электронами хлорофилла показывают, что в фотосинтезе участвуют свободные радикалы. Образец хлорофилла находится в трубке в центре рисунка между полюсами магнита. Источник света, облучающий образец, помещен за магнитом. Эта фотография сделана в лаборатории Б. Коммонера в Вашингтонском университете в Сан-Луи.

клетки экспонировались светом с различными характерными длинами волн. Оказалось, что резонанс появлялся в том самом диапазоне длин волн света, который приводил к фотосинтезу.

Коммонер и Таунсенд приступили к дальнейшим экспериментам, которые не только с определенностью связали активность свободных радикалов с фотосинтезом, но и позволили сделать вывод об участии свободных радикалов в обмене веществ в раковых клетках. Поэтому ученые-биологи во многих других лабораториях начали использовать электронный резонанс как орудие в их исследованиях.

То, что фундаментальные открытия в науке неизменно приносят плоды, которые нельзя было предугадать вначале,— старая и давно известная истина. Но даже зная это, нельзя не испытывать большого волнения, видя, как стремительно разрастается область применимости открытий Завойского, Парселла, Блоха — открытий, выросших из стремления этих ученых получить понятие магнитные свойства частиц в атоме.

Д. Бинедек

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

(ЯНВАРЬ 1965 г.)

Новые приборы для исследования электронных и магнитных полей отдельных атомов твердого тела позволяют выявить те превращения в электронной структуре атома, которые возникают при их сближении в результате использования высоких давлений.

В 1905 г. с двадцатитрехлетним студентом физического факультета Гарвардского университета П. Бриджменом произошел счастливый случай. Он сконструировал камеру высокого давления со стеклянным окошком для оптических исследований. При увеличении давления в камере толстое стекло окошка внезапно лопнуло и осколки полетели во все стороны. Взрыв разрушил существенную часть установки, и Бриджмен заказал детали в Европе. В ожидании их Бриджмен стал работать над улучшением своей аппаратуры. Одним из слабых мест, характерным для всех приборов высокого давления того времени, были утечки во всех их соединениях. Бриджмен придумал новые уплотнения из мягкого материала, которые легко было собирать и разбирать. Испытывая свою конструкцию, он с удивлением обнаружил, что в соединениях вообще не возникло утечки, как бы велико ни было используемое давление. Итак, он наткнулся на такой способ упаковки, при котором она всегда выдерживала давления большие, нежели давления, возникающие в заключенной в ней жидкости.

Бриджмен увидел, что новый принцип, позволяющий делать соединения и уплотнения без утечки, «... открыл совершенно новую область высоких давлений, ограниченную лишь прочностью сосудов, а не утечками». На протяжении всей своей долгой и продуктивной жизни, используя этот принцип, он систематически изучал свойства вещества при высоких давлениях. Экспериментальные методы, которыми он располагал, успешно применялись для поисковой исследовательской работы, но они зачастую не давали детальной информации, необходимой сейчас физикам-теоретикам, интересующимся природой твердых тел. Главным недостатком прежних измерений было то, что они отражали общий эффект различных микроскопических свойств данного твердого тела. Например, можно было измерить электрическое сопротивление твердого тела при высоких давлениях. Однако это сопротивление определялось совместным действием движения электронов проводимости металла, колебаниями его атомов и рассеянием электронов проводимости колебаниями атомов. Чрезвычайно трудно оценить относительный вклад каждого из вышеперечисленных механизмов. Поэтому были необходимы новые экспериментальные методы,

которые позволили бы четко выявить отдельные микроскопические свойства твердого тела.

В настоящее время мы обладаем такими экспериментальными средствами. За последние 20 лет в физике твердого тела были развиты новые методы для изучения микромира твердого тела с немислимой прежде точностью и тщательностью. С помощью этих методов можно разобраться в тонких деталях электрических и магнитных полей как внутри, так и вокруг отдельных атомов. Можно также отчетливо обнаруживать связанные

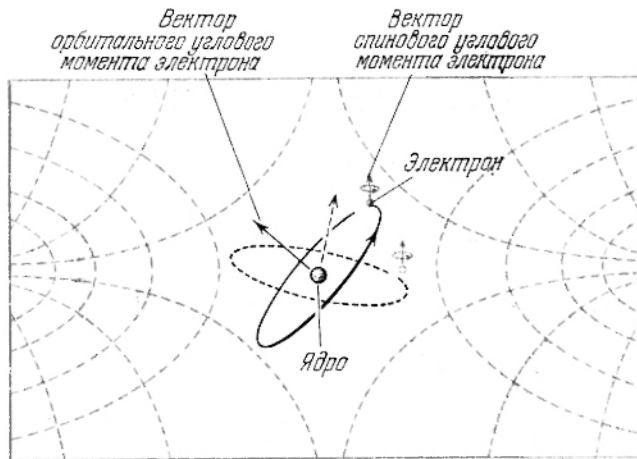


Рис. 8.1. Магнетизм свободного атома обусловлен двумя типами движения электронов: быстрого орбитального движения электронов вокруг ядра и вращения каждого электрона вокруг его собственной оси. В обоих случаях расположение силовых линий возникающих магнитных полей (здесь не показанных) определяется направлением соответствующих векторов моментов количества движения (показаны стрелками), обусловленных двумя типами движения. В твердом железе из-за плотной упаковки атомов имеет место эффект «гашения» электронного орбитального движения. Это происходит по той причине, что плоскости орбит электронов, вращающихся вокруг ядер, в результате действия электрических полей соседних атомов (цветные радиально расходящиеся линии слева и справа) ориентируются совершенно беспорядочно. В результате беспорядочности орбитального движения электронов намагниченность вещества будет равна нулю. Напротив, из-за сильных ориентирующих взаимодействий между спинами электронов, спиновые магнитные моменты электронов в соседних атомах устанавливаются параллельно друг другу.

колебания атомов вокруг их положений равновесия. Располагая этими знаниями, можно рассчитать и предсказать многие микроскопические и макроскопические свойства твердого тела. Целью данной статьи и является показ того, как эти современные экспериментальные методы дают поразительную возможность обнаружения изменений в атомной структуре, возникающих при сжатии атомов твердого тела под действием высокого давления.

Первым экспериментом, который мы опишем, является измерение влияния давления на магнитное поле в самом центре атома в куске железа. Каждый из атомов в железе создает вокруг и внутри себя магнитное поле, возникающее в результате движения электрических зарядов; в атоме движущимися зарядами являются электроны. Самые внутренние электроны движутся вокруг атомного ядра со скоростями, приближающимися к скорости света и даже слабо связанные внешние электроны обладают скоростью порядка 10^8 см/сек. В дополнение к магнитному полю, воз-

пикающему за счет быстрого орбитального движения электрона, электрон вращается вокруг собственной оси и поэтому создает дополнительное спиновое магнитное поле. Поэтому можно ожидать, что магнетизм атома имеет два источника: орбитальный момент количества движения электрона и спиновый момент количества движения. Действительно, оба эти источника создают магнитное поле свободных атомов. Однако каждый атом в образце железа окружен соседними атомами, которые оказывают «гасящее» действие на свободное орбитальное движение электронов. Такое гашение обусловлено электрическими полями остальных атомов твердого тела, которые влияют на плоскости орбит электронов в каком-либо атоме, и это вызывает быструю и беспорядочную переориентацию плоскостей орбит в пространстве. В результате этого угловой момент количества движения в любом заданном направлении в среднем равняется нулю, и поэтому орбитальное движение электронов не дает вклада в магнитное поле атома в твердом теле. Остается лишь магнитное поле, обусловленное спином: спин «не чувствует» электрических полей соседних атомов (рис. 8.1).

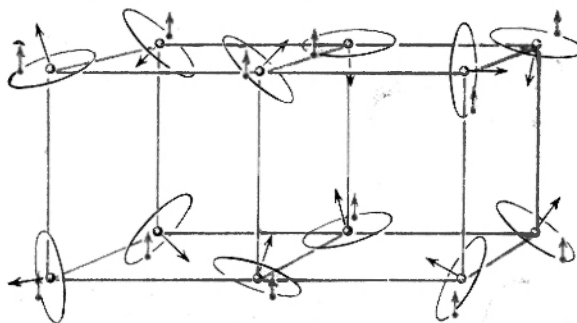


Рис. 8.2. В ферромагнитном железе электроны в соседних атомах действуют друг на друга таким образом, что ориентируют векторы своих спиновых моментов в одном и том же направлении (векторы показаны цветными стрелками); векторы орбитальных моментов ориентированы беспорядочно (черные стрелки). В железе параллельная ориентация спинов возможна в областях, содержащих 10 000 миллиард миллиардов (10^{22}) атомов.

Взаимодействие электронных спинов в атомах железа вызывает одно из чудес природы: явление ферромагнетизма. Если два атома железа сближаются настолько, что электроны, обладающие спином, одного атома перекрываются с такими же электронами другого атома, то возникает ориентирующее действие на спины электронов каждого атома. В железе такое ориентирующее действие поворачивает спины электронов в соседних атомах параллельно друг другу (рис. 8.2).

Вообразим теперь, что мы проникли в субмикроскопический мир магнитоупорядоченных атомов железа и имеем пробное устройство, позволяющее измерить магнитное поле при нашем движении от точки к точке. Такое устройство показало бы исключительно быстрые изменения (флуктуации) магнитного поля в разных точках железа. В области между атомами, где плотность электронного заряда невелика, магнитное поле относительно слабо. Если же приближаться к центру какого-либо атома железа, то поле становится чрезвычайно сильным. Средняя величина магнитного поля внутри намагниченного куска железа равняется 20 000 гс; в центре атома железа он достигает 330 000 гс.

Мы об этом знаем благодаря тому, что природа поместила в центре атома точнейшее пробное устройство: атомное ядро. Ядро само по себе может обладать магнитными свойствами, поскольку оно также состоит из вращающихся заряженных частиц: нуклонов. Магнитные поля ядер, как правило, в 2000 раз слабее поля атомов *). Когда вращающееся ядро железа находится в магнитном поле в 330 000 гс, оно начинает прецессировать

*) Это обусловлено тем, что масса нуклона в 2000 раз больше массы электрона, а магнитные моменты (и орбитальный, и спиновый) обратно пропорциональны массам. (Прим. перев.)

подобно волчку вокруг направления поля с частотой около $45 \cdot 10^6$ гц (рис. 8.3). Если сила магнитного поля, действующего на ядро, меняется, то это вызовет соответствующее изменение в частоте прецессии, поскольку

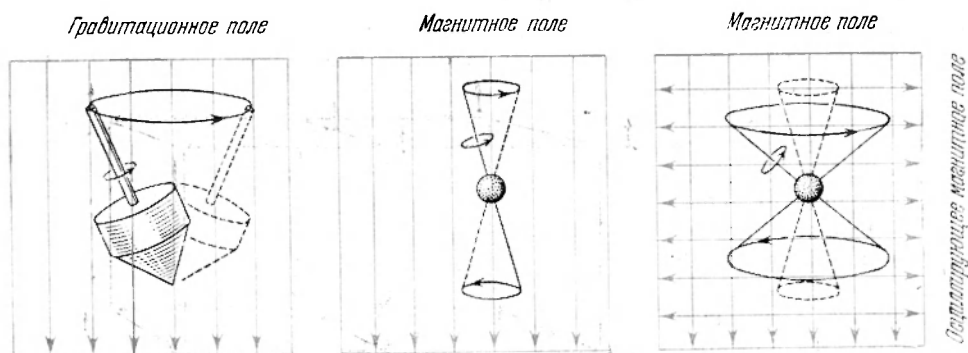


Рис. 8.3. Прецессия вращающихся ядер железа в постоянном магнитном поле (рисунок в центре) аналогична гироскопическому действию силы тяготения на вращающийся волчок (слева). Частота этой прецессии прямо пропорциональна силе магнитного поля, которое действует на ядро. Если применить добавочное горизонтальное магнитное поле (показано справа), которое осциллирует в точности с той же частотой, с которой прецессирует ось ядра, то две осциллирующие магнитные системы могут оказаться в резонансе друг с другом. Ядра будут в таком случае поглощать энергию из горизонтального поля, что приведет к наклонению их спиновых осей в сторону увеличения угла относительно направления постоянного магнитного поля.

частота ядерной прецессии прямо пропорциональна силе магнитного поля в области ядра. Следовательно, эта частота является идеальным индикатором магнитного поля в центре атома.

В настоящее время мы можем с большой точностью измерить частоту прецессии. Ключом к такого рода измерениям оказалось техника ядерного

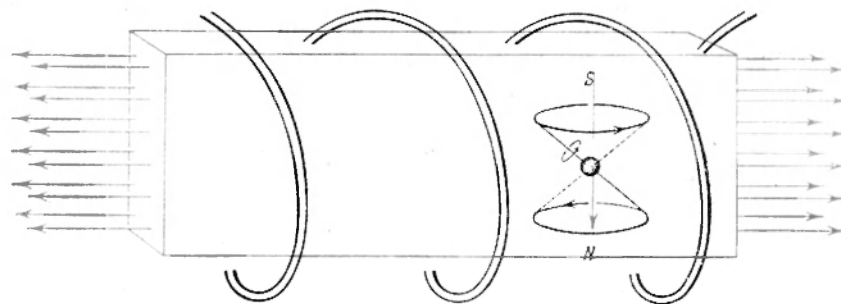


Рис. 8.4. Частоту прецессии вращающегося ядра железа, а следовательно, и силу магнитного поля в центре атома можно определить посредством методики ядерного магнитного резонанса. Образец железа помещается внутри проволочной катушки, через которую пропускается переменный электрический ток с частотой в 10^6 гц. Переменный ток порождает внутри катушки и внутри образца быстро осциллирующее магнитное поле. Когда частота этого поля и частота прецессии ядер оказываются в резонансе, ядра поглощают достаточно энергии, чтобы это приводило к измеримому изменению эффективного сопротивления высокочастотной катушки. Этим методом можно определить частоту прецессии ядер железа с высокой степенью точности.

магнитного резонанса. Нетрудно понять основную идею метода такого эксперимента. Образец помещается в проволочную катушку, через которую пропускается переменный электрический ток с частотой в миллионы герц. Переменный ток вызывает в катушке и внутри образца быстро ос-

циллирующее магнитное поле. Если частота этого «управляющего» магнитного поля подобрана так, что она равна частоте, с которой прецессирует магнитный момент ядра, то две осциллирующие системы оказываются в резонансе и ядро поглощает энергию из управляющего поля. Поглощенная энергия идет на изменение направления осей спинов ядер, в результате чего направления спинов удаляются от направления постоянного магнитного поля образца железа. Это поглощение достаточно велико, чтобы привести к измеримым изменениям в значении эффективного сопротивления высокочастотной катушки (рис. 8.4).

Измеряя частоту переменного тока катушки в режиме, когда происходит ядерное поглощение, можно сразу определить частоту ядерной прецессии и, следовательно, силу магнитного поля в центре атома. Действительно, вполне возможно определить частоту ядерной прецессии ядер железа с точностью до 2000 *гц* при частоте $45 \cdot 10^9$ *гц*. Следовательно, если магнитное поле в области ядра меняется в отношении 5 : 100 000, то такое малое изменение все еще можно обнаружить. Иными словами, если магнитное поле в центре атома, составляющее 330 000 *гс*, изменится всего лишь на 15 *гс*, мы в состоянии обнаружить это изменение.

После этих пояснительных замечаний перейдем к описанию эксперимента по выявлению влияния высоких давлений. Образец железа помещается внутрь высокочастотной катушки. Железо берется в виде порошка, поэтому осциллирующее магнитное поле проникает внутрь каждой частицы железа. Образец и катушка помещаются в жидкость, которая могла быть подвергнута действию очень высокого давления. Давление в жидкости передается полностью образцу железа, что приводит к его всестороннему сжатию и сближению атомов железа друг с другом. Первые магниторезонансные исследования железа при высоком давлении проводились при давлениях порядка 10 000 атмосфер (рис. 8.5). При таких давлениях расстояние между атомами железа уменьшалось примерно на 0,2%. Изменение в межатомном расстоянии вызывало изменение магнитного поля на ядре железа примерно на 550 *гс*.

Пресс, использованный для сжатия жидкости, был изготовлен для Бриджмена еще в 1926 г. В последние годы была построена более дешевая камера высокого давления нового типа. С ее помощью можно получить

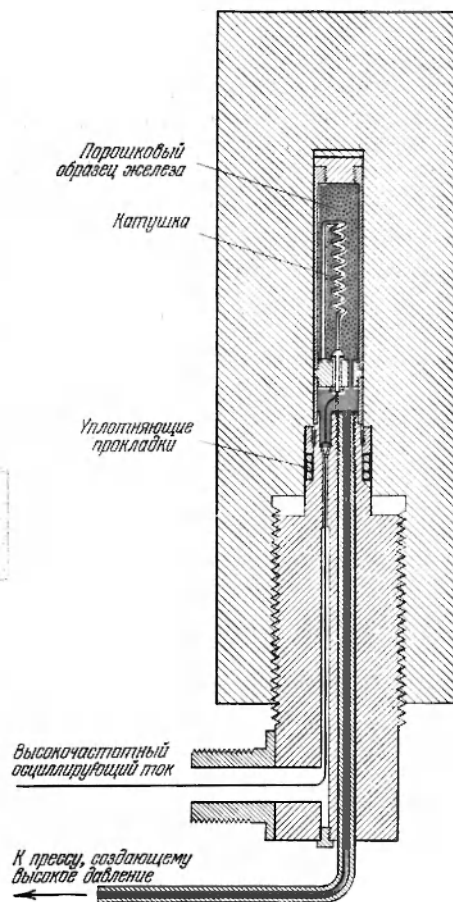


Рис. 8.5. Камера высокого давления, использованная в первых магниторезонансных исследованиях железа при высоких давлениях. В ней можно было создавать давления от 10 000 атмосфер. Жидкость, передававшая давление (закрашена), вводилась в камеру через стальную трубу (внизу), соединенную с прессом, создававшим давление. Закрашенные точки в камере представляют частицы железа.

давления на образце до 100 000 атмосфер. Если бы удалось осуществить магниторезонансный эксперимент в такой установке, то стало бы возможным наблюдать эффект сближения атомов почти в 10 раз больший, нежели в экспериментах с давлением в 10 000 атмосфер.

В новых установках давление передается от карбидного поршня к образцу через мягкое твердое тело — хлорид серебра. Другие экспериментаторы использовали такой пресс для измерения влияния давления на электрическое сопротивление металлов. Однако никому не удалось сконструировать электрические вводы, способные подвести и вывести высокочастотные токи, необходимые для получения ядерного магнитного резонанса, в небольшую область высокого давления. Лишь после ряда попыток Д. Листер сумел ввести систему, состоящую из ядерно-резонансной катушки и образца, в новый тип прессы (рис. 8.6). При помощи этого устройства ему удалось сжать частицы железа до давлений порядка 65 000 атмосфер с одновременным наблюдением ядерного резонанса. Верхний предел

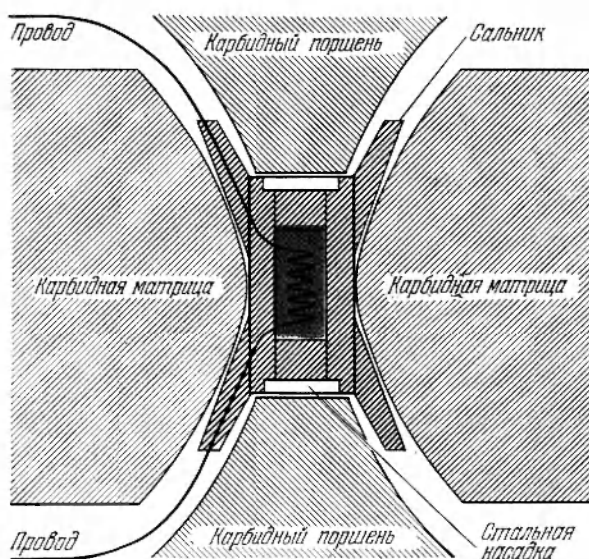


Рис. 8.6. Схема установки, предложенной Листером, в которой удачно сконструированы катушка и образец. На ней возможно сжимать частицы железа (точки) до давлений порядка 65 000 атмосфер, проводя одновременно исследование магнитоядерного резонанса в них. Для подвода давления к порошковому образцу железа используется твердый хлорид серебра (цветной прямоугольник).

в 65 000 атмосфер обуславливался лишь возможностями прессы, предоставленного Линкольновской лабораторией Массачусетского технологического института. При таких давлениях расстояние между атомами железа уменьшалось примерно на 1,3% и магнитное поле на ядрах изменялось примерно на 3600 гс.

Одним из замечательных результатов измерений до давлений в 65 000 атмосфер оказалось то, что по крайней мере до давлений в 60 000 атмосфер увеличение частоты ядерного резонанса прямо пропорционально давлению. Из этого сразу же следует, что частота ядерного резонанса может служить непрерывным индикатором давления под прессом. Такой индикатор крайне необходим в этих прессах: иначе приходится использовать трудоемкую методику измерения давления в нескольких эталонных точках. Таким образом, уже первый эксперимент по магнитоядерному резонансу при

сверхвысоких давлениях неожиданно предоставил удобную методику измерения давления в системе.

Однако нас интересует, на какие более фундаментальные вопросы ответили эти измерения. Каково, скажем, расположение электронов в ферромагнитном железе? Естественно, мы отыскиваем количественное описание электронной структуры на языке квантовой механики. Оно по существу сводится к определению вероятности нахождения электрона внутри любого малого объема в атоме. Описанные эксперименты предоставляют по этому вопросу некоторую информацию.

Магнитное поле в центре атома железа является мерой электронной «спиновой плотности» в этом месте. Если бы спиновая плотность давала возможность непосредственно определить плотность электронов, то можно было бы легко рассчитать вероятность нахождения электрона внутри определенного объема в области ядра. Однако реальная ситуация намного сложнее. Оси вращения некоторых электронов совпадают с направлением атомного ферромагнетизма, оси вращения других электронов направлены в противоположную сторону. Магнитное поле электронов на ядре возникает из-за так называемого избытка спиновой плотности или же разности между плотностью «спинов, направленных вверх», и «спинов, направленных вниз»^{*}). Из измеренной напряженности поля (330 000 гс) можно рассчитать этот избыток плотности, а из влияния давления на значение поля на ядре можно подсчитать изменение избытка плотности в области ядра.

Однако наша цель — получение более детальной информации. Нам хотелось бы знать, как изменяется распределение каждой категории электронов — и вращающихся в одном направлении, и вращающихся в противоположном — при изменении доступного объема. Мы не можем установить эти величины раздельно, однако их можно подсчитать, если бы мы знали наряду с разностью и сумму спиновых плотностей, то есть плотность «спинов вверх» минус плотность «спинов вниз», так же как плотность «спинов вверх» плюс плотность «спинов вниз». К счастью, имеется способ измерения влияния высоких давлений на изменение суммы этих плотностей. Методика измерения, решающая этот вопрос, основана на эффекте Мёссбауэра^{**}).

Эксперимент заключается в измерении влияния давления на энергию гамма-лучей, испущенных «возбужденными» ядрами изотопа железа-57 в ферромагнитном железе. Возбужденные ядра специально вводятся в железо следующим образом. На поверхность образца железа наносится пленка радиоактивного изотопа кобальта-57, который затем диффундирует внутрь образца. Ядро кобальта-57 распадается при первом же поглощении одного из окружающих его электронов. При этом заряд ядра уменьшается на единицу и оно превращается в ядро изотопа железа-57. Это ядро обладает слишком большой энергией по сравнению с энергией своего основного состояния, то есть возникающее ядро находится в возбужденном состоянии. Избыток энергии уходит на излучение гамма-квантов различной энергии, среди которых имеются кванты с энергией 14,4 кэв. С помощью этих гамма-лучей мы можем получить информацию относительно плотности электронного заряда на ядре.

«Но позвольте, — возразите вы, — энергия гамма-лучей должна отражать изменения лишь в ядерной структуре и не имеет отношения к

^{*}) Автор берет здесь и далее выражения «...спины, направленные вниз» и «спины, направленные вверх» в кавычки, поскольку введение направлений (вниз и вверх) в данном случае условно. (Прим. перев.)

^{**}) См. статью Де-Бенедетти «Эффект Мёссбауэра» в пятом выпуске этой серии.

электронной структуре». Во всех учебниках сказано, что на радиоактивные свойства ядра не влияют изменения, происходящие с электронами вне ядра. Это утверждение в общем правильно, но все же не всегда справедливо. Несмотря на то, что вся энергия гамма-лучей получается в результате ядерного процесса, электроны вносят все же небольшой вклад в полную энергию из-за своего взаимодействия с ядром. Радиус ядра *) в возбужденном состоянии слегка отличается от радиуса ядра в «основном» состоянии **). По этой причине переход из одного состояния в другое приводит к изменению энергии электростатического взаимодействия электронов и ядра, и эта разница сказывается на энергии испущенных гамма-лучей. Добавочная энергия, обусловленная изменением радиуса ядра, приводит к так называемому «изомерному сдвигу». Этот сдвиг частично зависит от полной спиновой плотности электронов на ядре и по этой причине он прямо пропорционален этой плотности. Следовательно, измерение этого сдвига дает нам в руки информацию о полной спиновой плотности (сумма спиновых плотностей направленных вверх и вниз спинов) на ядре.

Конечно, эффект, который мы должны измерить, чрезвычайно мал. Расчеты показывают, что изомерный сдвиг, вызываемый всеми электронами атома, в 100 миллионов раз меньше чисто ядерного эффекта. Более того, мы должны помнить, что из всех электронов наибольшие изменения при увеличении давления претерпевают внешние электроны ***). Частота гамма-лучей с энергией 14,4 кэ равняется $3 \cdot 10^{18}$ гц; лишь $1,5 \cdot 10^7$ гц обусловлено самыми внешними электронами. Таким образом, мы должны суметь обнаружить изменения в энергии гамма-лучей, которые значительно меньше, чем миллион-миллионная часть полной энергии ****).

Такое обнаружение оказывается возможным из-за двух связанных между собой, но совершенно различных обстоятельств. Это, во-первых, то, что энергетический спектр возбужденных состояний железа-57 очень хорошо определен; действительно, 14,4-кэ гамма-излучение этого изотопа является одним из самых монохроматических известных нам электромагнитных излучений. Во-вторых, это существование эффекта, открытого Р. Мёссбауэром и носящего его имя. Этот исследователь обнаружил, что ядра железа-57, помещенные в твердое тело, не испытывают отдачи при излучении гамма-квантов: импульс отдачи получает все твердое тело в целом. Поскольку отдача приводит к уширению узкой спектральной линии гамма-лучей из-за эффекта Доплера, отсутствие ее дает исключительно узкую линию.

Любое изменение частоты монохроматического гамма-излучения железа-57 можно обнаружить простым и элегантным способом. Если это излучение падает на поглощающую фольгу, состоящую из атомов железа-57, ядра которых находятся в основном состоянии, и если излучение источника имеет в точности такую же частоту, которая вызывает переход ядра поглотителя в возбужденное состояние, тогда падающее излучение будет сильно поглощаться и лишь небольшая доля гамма-лучей пройдет через фольгу. С другой стороны, если частота гамма-лучей слегка отлича-

*) См. статьи Р. Хофштадтера «Атомные ядра» и Р. Пайерлса «Атомное ядро» в первом выпуске этой серии. (Прим. перев.)

***) Основное состояние каждой системы определяется как состояние с наименьшей возможной для данной системы энергией. (Прим. перев.)

****) Заметим, что необходимо измерить изменения в изомерном сдвиге при увеличении давления. Вклад внешних электронов в изомерный сдвиг меньше внутренних. Задача «вылавливания» ничтожных изменений в малой величине, конечно, требует рекордных точностей, что и подчеркивается ниже. (Прим. перев.)

*****) То есть изменения составляют около 10^{-12} полной энергии. (Прим. перев.)

ется от разности энергий основного и возбужденного состояний *), большая часть гамма-лучей пройдет через фольгу.

Таким образом, имеет место «резонансное» поглощение гамма-лучей. Можно получить контур линии резонансного поглощения простым перемещением источника по отношению к поглотителю: перемещение источника с какой-то скоростью приводит из-за доплер-эффекта к изменению

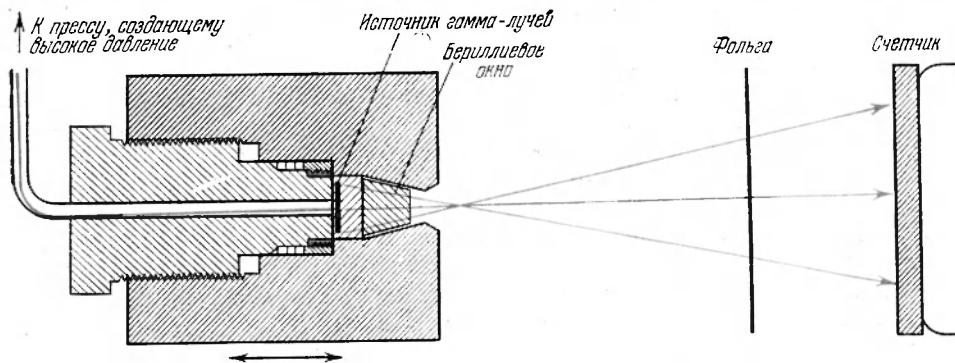


Рис. 8.7. Схема установки, применявшейся Паундом, Драйвером и автором этой статьи для изучения влияния высокого давления на излучение гамма-квантов изотопом железа-57. В образце обычного железа был вначале внесен радиоактивный изотоп кобальта-57, который распадался в возбужденное железо-57. Образец помещался затем в камеру высокого давления, имевшей бериллиевое окошко (слева). Возбужденные атомы испускали гамма-лучи, которые проходили через бериллиевое окошко и попадали на фольгу из железа-57, находившегося в основном состоянии. В отсутствие давления фольга поглощала бы практически все гамма-лучи, однако при высоком давлении их частота больше не находилась в резонансе с разностью энергий возбужденного и основного состояний, и гамма-лучи могли по этой причине почти целиком пропускаться, а не поглощаться фольгой. Для восстановления резонанса фольга и источник, испускающий гамма-лучи, приводились в движение друг относительно друга. При определенной скорости относительно движения лучи снова приобретали резонансную частоту и вновь могли поглощаться фольгой. Скорость, которую нужно было сообщить источнику, чтобы добиться появления резонанса гамма-излучения, давала, таким образом, весьма точное измерение величины изменения энергии испущенных гамма-лучей, которое возникло за счет создания в камере высокого давления.

частоты испускаемого им излучения. Меняя скорость источника по отношению к поглотителю, можно вычертить профиль спектральной линии гамма-излучения посредством измерения степени поглощения гамма-лучей в зависимости от относительной скорости источника и поглотителя. Максимальное поглощение имеет место, когда относительная скорость источника и поглотителя равняется нулю. Однако если по какой-либо причине покоящийся источник испускает гамма-лучи с энергией, несколько отличной от резонансной, резонансное поглощение оказывается возможной лишь тогда, когда относительная скорость отличается от нуля. Измерение сдвига скорости относительно нуля позволяет измерить с большой точностью любое изменение энергии гамма-лучей.

Р. Паунд из Гарвардского университета построил прибор, позволяющий измерить изменение энергии гамма-лучей, меньшие в 10^{16} раз энергии самих гамма-лучей (рис. 8.7). С помощью этого прибора возможно обнаружить практически любой сдвиг частоты спектральной линии гамма-лучей, если даже этот сдвиг составлял лишь тысячную долю ширины самой линии. На этой уникальной аппаратуре Паунд, Драйвер и автор этой статьи изучили влияние давления на энергию гамма-лучей, испускаемых железом-57, находящимся в ферромагнитном железе. Было измерено изменение энергии гамма-лучей, возникшее после того, как давление на образец было доведено до 3000 атмосфер. Мы обнаружили, что

*) Напомним, что энергия E связана с частотой ν известной формулой $E = h\nu$, где h — постоянная Планка. (Прим. перев.)

при таком давлении частота гамма-лучей изменилась примерно на 23 000 *гц* при общей их частоте $3 \cdot 10^{18}$ *гц*. Таким образом, было измерено изменение меньшее, чем тысячная триллионной части энергии гамма-лучей, испускаемых возбужденными атомами железа в отсутствие давления.

Измерение этого сдвига и другие известные данные, включая бриджменовское определение сжимаемости железа, позволило подсчитать, насколько меняется полная спиновая плотность электронов на ядре железа (спины вверх плюс спины вниз) при заданном изменении относительно объема. Зная эту величину и зависимость избытка спиновой плотности (спины вверх минус спины вниз) от объема, мы могли подсчитать зависимость от объема каждой из спиновых плотностей — плотности спинов, направленных вверх, и плотности спинов, направленных вниз. Эти опыты показали, что при приложении давления плотность спинов, направленных вниз, и плотность спинов, направленных вверх, увеличиваются примерно одинаковым образом. Относительное увеличение спиновой плотности было почти таким же, как относительное уменьшение объема всего твердого тела.

Можно представить такую теоретическую картину влияния давления на электронную структуру атомов железа. Когда объем, приходящийся на атом, уменьшается, внешние электроны вжимаются внутрь, что приводит к равномерному увеличению плотности их заряда внутри атома. Другими словами, имеется возрастание «плотности вероятности» электронов. Увеличение плотности обратно пропорционально уменьшению доступного объема. На основе развитых представлений можно ожидать, что относительное изменение спиновой плотности на ядре должно быть равно относительному уменьшению объема, вызываемого давлением. Именно это мы и обнаружили экспериментально. Эксперимент и теория совместно показали нам простую картину изменения электронной структуры, возникающую при высоких давлениях.

Резюмируя наши исследования ферромагнитного железа при высоких давлениях, можно сказать, что мы смогли использовать ядра атомов как точное и чувствительное средство для измерения магнитного и электрического полей в центре атома. Исследуя изменения этих полей, вызванные давлением, мы смогли определить сопутствующие изменения в электронной структуре. Это позволило сформулировать более четкое представление о распределении электрического заряда и магнитного момента в атоме, что лежит в основе всех свойств твердых тел.

В. Сэмпсон, П. Крэйг, М. Стронгин

УСПЕХИ В ОБЛАСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

(МАРТ 1967 г.)

В течение последних пяти лет сверхпроводящие магниты прошли путь от объектов лабораторных исследований до наиболее практичного средства создания мощных магнитных полей, необходимых для возрастающего числа новых исследовательских разработок и проектов.

Всего только пять лет назад сверхпроводящие магниты служили лишь объектом лабораторных исследований. После разработки технологии изготовления сверхпроводящей проволоки были изготовлены и успешно прошли испытания экспериментальные магниты, способные создавать магнитные поля до 70 000 гс. Тем не менее оставались огромные технические трудности, и, несмотря на широко признанные возможности таких магнитов, они в большинстве случаев экономически были невыгодными по сравнению с обычными электромагнитами.

В наши дни это положение резко изменилось. В проектировании и постройке сверхпроводящих магнитов за последние несколько лет удалось достичь больших успехов. Уже во многих применениях сверхпроводящие магниты работают лучше и более экономично по сравнению с обычными магнитами. Более того, кажется весьма вероятным, что в недалеком будущем сверхпроводящие магниты полностью удовлетворят потребности многих областей науки и техники в сильных магнитных полях.

Созданием и изучением сверхпроводящих магнитов в первую очередь для использования в физике высоких энергий и в физике твердого тела занимались в Брукхейвенской лаборатории. Авторы этой статьи также начали применять такие магниты для некоторых исследований в указанных областях науки. Другие исследователи подумывали над тем, как использовать сверхпроводящие магниты в космических исследованиях. И хотя применение сверхпроводящих магнитов в космических исследованиях является делом более отдаленного будущего, для этого не требуется принципиального расширения имеющихся знаний.

Важнейшим свойством сверхпроводящих материалов с точки зрения тех, кто проектирует магниты, является полное отсутствие у этих материалов сопротивления электрическому току при температурах, близких к абсолютному нулю. Это свойство, которое открыл в 1911 г. датский физик Камерлинг-Оннес, в принципе позволяет построить очень сильный магнит, не требующий никакого подвода мощности. (Постоянные железные магниты также создают магнитные поля без всякого подвода мощности, но наиболее сильные поля, которые удалось получить таким способом,

составляют лишь около 10 000 гс). Основная часть всей мощности, потребляемой обычными электромагнитами, переходит в тепло в результате того, что токонесущие катушки обладают электрическим сопротивлением. Эта мощность совсем не идет на выполнение полезной работы и должна отводиться как-нибудь охлаждающим агентом, обычно большим количеством воды. В Кембриджской национальной магнитной лаборатории при помощи обычных электромагнитов удалось получить постоянные поля в 250 000 гс, однако расходуемая мощность составляла 16 мил. вт — это приблизительно та мощность, которая требуется для города с населением в 15 000 человек.

Так как у токонесущих катушек сверхпроводящего магнита отсутствует электрическое сопротивление, мощность не переходит в тепло, и поэтому для поддержания сильных полей практически не нужно расходовать мощность. Мощность требуется лишь для того, чтобы в начальный момент создать магнитное поле и затем охладить сверхпроводящие катушки. В результате расходы на эксплуатацию сверхпроводящей магнитной установки составляют лишь небольшую долю расходов на аналогичную систему обычного типа. К этому можно добавить, что сверхпроводящей системой значительно легче управлять. Поскольку сверхпроводящее устройство является более компактным, оно позволяет получать более крутые градиенты поля по сравнению с обычным магнитом, другими словами, расстояние между областями с большим и малым полем можно сделать исключительно малым. Эта характеристика оказывается особенно полезной, если вспомогательная аппаратура чувствительна к магнитному полю или если изучаются элементарные частицы с коротким временем жизни.

Второе важное свойство сверхпроводящего состояния, которое оказывает влияние на проектирование магнитов, было открыто в 1933 г. немецкими физиками Мейсснером и Оксенфельдом. Они обнаружили, что некоторые сверхпроводящие материалы полностью выталкивают из себя внешнее магнитное поле. Через несколько лет Фриц и Гейнц Лондоны предложили макроскопическую теорию явления сверхпроводимости, которая предсказывала, что магнитное поле очень быстро спадает внутри сверхпроводника, убывая в три раза по сравнению со своим значением на поверхности на расстоянии примерно в одну сотысячную сантиметра. Точное значение этого расстояния немного отличается для разных материалов и является характеристической глубиной проникновения магнитного поля в материал. Полная микроскопическая теория сверхпроводящего состояния, в которой наблюдаемые свойства объясняются как согласованное движение пар электронов, находящихся на макроскопических расстояниях, была создана в 1957 г. Бардином, Купером и Шриффером *).

Выталкивание магнитного поля из сверхпроводящего материала (эффект Мейсснера) послужило первой серьезной помехой работе сверхпроводящих магнитов с интенсивными полями: магнитное поле, начиная с некоторой величины, стремится проникнуть в сверхпроводящий материал и разрушить его сверхпроводимость. Однако уже в 1930 г. датские исследователи де Хаас и Вугд обнаружили, что некоторые сплавы свинца и висмута сохраняют следы сверхпроводимости в магнитных полях, превышающих 20 000 гс. За этим открытием последовали в начале тридцатых годов безуспешные попытки создать сверхпроводящие магниты. Лишь

*) Существенным вкладом в микроскопическую теорию сверхпроводимости явилась выполненная в это же время работа советского ученого Н. Н. Боголюбова. (Прим. перев.)

в 1955 г. Интема добился успеха, построив сверхпроводящий магнит с полем в 8000 гс. Магнит был изготовлен из ниобиевой проволоки, намотанной на железный сердечник. Вскоре был построен сверхпроводящий магнит с воздушным сердечником. В 1960 г. были созданы небольшие сверхпроводящие магниты с воздушным сердечником для применения в твердотельных лазерах. После появления таких магнитов интерес к сверхпроводящим магнитам значительно возрос, что объяснялось возможностью их

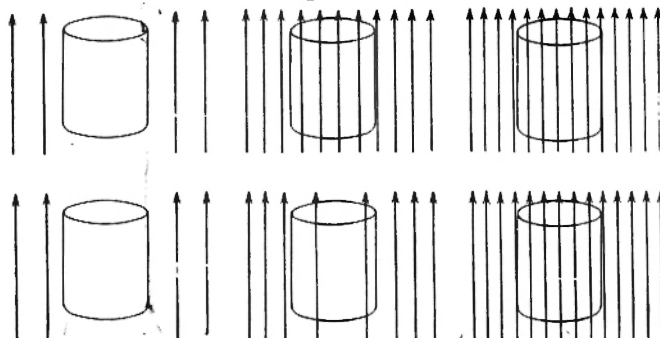


Рис. 9.1. Два типа сверхпроводников различаются по их поведению во внешнем магнитном поле (показанном стрелками). Сверхпроводник 1-го типа (наверху слева) полностью выталкивает магнитное поле вплоть до некоторого значения поля, которое называется критическим, после чего образец внезапно теряет все признаки сверхпроводимости и магнитное поле проникает внутрь материала (наверху в центре и справа). Сверхпроводник 2-го типа (внизу), теоретически предсказанный в 1957 г., выталкивает магнитное поле лишь до некоторого значения, которое носит название нижнего критического поля, начиная с которого поле частично проникает внутрь образца (внизу в центре). Начиная с верхнего критического поля, проникновение поля становится полным и образец теряет сверхпроводимость (внизу справа). На рисунках показаны части бесконечно длинных цилиндров.

практического применения. Были предприняты усиленные попытки найти новые сверхпроводящие сплавы, которые выдерживали бы более сильные магнитные поля по сравнению с чистым ниобием. Ряд таких сплавов был открыт в начале 1930 гг. исследователями в лаборатории «Белл телефон компани». Тем самым были подготовлены технические достижения последних нескольких лет, которые имели решающее значение.

Все известные сверхпроводники можно разделить на две категории: сверхпроводники 1-го и 2-го типов (рис. 9.1). Сверхпроводники 1-го типа полностью выталкивают магнитное поле до некоторого значения этого поля, называемого критическим, после чего образец внезапно теряет все следы сверхпроводимости и магнитное поле проникает в образец. Такой переход является обратимым: если магнитное поле станет меньше критического, магнитное поле вытолкнется из образца, а образец вернется в сверхпроводящее состояние. Для сверхпроводников 1-го типа наиболее высокие известные критические поля составляют всего лишь около 1000 гс, что делает эти материалы непригодными для использования их в сверхпроводящих магнитах с сильными магнитными полями.

Сверхпроводник 2-го типа ведет себя совсем иначе. Внешнее магнитное поле выталкивается ниже некоторого минимального критического поля; при этом поле частично проникает внутрь сверхпроводника. Это проникновение увеличивается вплоть до второго, верхнего критического поля, при котором это проникновение становится полным и образец теряет все признаки сверхпроводимости.

Существование сверхпроводников 2-го типа было предсказано в 1957 г. советским физиком А. А. Абрикосовым, который развил более

раннюю теоретическую работу В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау. Из работы Абрикосова следовало, что могут существовать сверхпроводники 2-го типа с верхним критическим полем в 300 000 гс *). Как только сплавы 2-го типа были обнаружены, естественно было предположить, что в течение ближайших нескольких лет появятся сверхпроводящие магниты, позволяющие приблизиться к предсказанному значению поля в 300 000 гс.

Основное различие между двумя типами сверхпроводящих материалов можно установить, сравнивая значения двух факторов: глубины проникновения поля и когерентной длины. Глубина проникновения, как уже упоминалось, характеризует расстояние, на которое проникает внутрь сверхпроводника слабое внешнее поле и которое обычно составляет около одной сотысячной сантиметра. Это расстояние зависит от числа сверхпроводящих электронов, имеющих в материале. Когерентное расстояние можно рассматривать как наименьшее расстояние, на котором может измениться число сверхпроводящих электронов. В очень чистом сверхпроводнике 1-го типа оно составляет около одной десяти тысячной сантиметра, причем быстро уменьшается, если материал сделать менее чистым. Если отношение глубины проникновения к когерентному расстоянию мало, то внешнему магнитному полю энергетически невыгодно проникать в сверхпроводник. Если же это отношение превышает определенную величину ($1/\sqrt{2}$), энергетическое соотношение изменяется. Такое изменение приводит к тому, что в сверхпроводниках 2-го типа для полей, превышающих нижнее критическое значение, происходит частичное проникновение поля. Это отвечает появлению в сверхпроводнике двух областей, обладающих соответственно высокими и низкими магнитными полями.

Предложенное Абрикосовым решение проблемы, связанной с проникновением поля, показало, что проникновение должно осуществляться дискретно в единицах магнитного потока, названных квантами потока. Он оценил, что такая единица должна составлять два десятимиллионных гаусса на 1 см^2 . Эксперименты, направленные на поиски квантования потока, действительно подтвердили, что квант потока равен двум десятимиллионным гауссам на 1 см^2 .

Внутри сверхпроводника 2-го типа квант поля образует множество областей высокого поля, помещенных в немагнитную сверхпроводящую матрицу. Существование такой решетки линий потока было экспериментально подтверждено в 1964 г. в Сакле во Франции. Исследователи использовали решетку линий потока в качестве дифракционной решетки для рассеивания пучка медленных нейтронов. По виду углового распределения рассеянных нейтронов можно было сделать вывод о пространственном расположении линий потока.

Другим следствием расчетов Абрикосова является предсказание того, что значение верхнего критического поля должно быть пропорционально отношению глубины проникновения поля к когерентной длине. Так как это отношение увеличивается при использовании менее чистых материалов, ясно, что наилучшими сверхпроводящими сплавами будут те, у которых средний свободный пробег электронов мал. Это означает, что у таких сплавов должно быть большое число рассеивающих центров, и поэтому они должны обладать довольно высоким электрическим сопротивлением в нормальном, несверхпроводящем состоянии.

Такое представление о сверхпроводниках 2-го типа, к сожалению, является довольно ограниченным. Наиболее важное ограничение состоит

*) Сверхпроводники 1-го типа называются мягкими сверхпроводниками, а 2-го — жесткими. (Прим. ред.)

в том, что идеализированный сверхпроводник 2-го типа, описываемый теорией Абрикосова, не имеет поверхности и поэтому не может пропускать электрический ток без сопротивления. Этот вывод вытекает из того факта, что сила со стороны электрического тока заставляет двигаться линии магнитного потока. Это приводит в свою очередь к возникновению напряжения и, следовательно, сопротивления. Было сделано несколько попыток обойти эту трудность и видоизменить теорию Абрикосова таким образом, чтобы описать реальные сверхпроводники 2-го типа. Наибольшие надежды связаны с подходом, в основу которого положено следующее предположение. В сверхпроводнике 2-го типа, в котором может протекать большой ток, линии магнитного квантованного потока сближаются и образуют микроскопические «связки потока». Такие связки привязаны к определенным местам в сверхпроводнике примесями и дефектами и поэтому могут оказывать сопротивление силам, действующим на них со стороны протекающего через материал тока. С увеличением тока возрастают силы, действующие на связки потока. Наконец, связки начинают «перепрыгивать» через потенциальный барьер, препятствующий их движению. Этот процесс, известный под названием «перепрыгивание потока», приводит к локальному нагреву, который снижает потенциальные барьеры, удерживающие связки потока. В результате может произойти разрушение сверхпроводимости в образце.

При проектировании сверхпроводящих магнитов основные усилия были направлены на то, чтобы уменьшить влияние эффекта, связанного с перепрыгиванием потока. Было обнаружено, что более высокие критические токи выдерживают те материалы, которые предварительно обработаны механическим способом. Такая обработка приводит к увеличению в них структурных дефектов, способных удерживать связки потока, что приводит к возрастанию критических токов.

Мы привели некоторые характеристики, которым должен удовлетворять любой сверхпроводник, используемый в сильных полях сверхпроводящего магнита. Остановимся теперь на тех немногих материалах, которые, как было найдено, удовлетворяют этим характеристикам. В настоящее время широкое распространение получили лишь три материала: соединение ниобия и олова (Nb_3Sn) и два металлических сплава, ниобий — цирконий ($Nb - Zr$) и ниобий — титан ($Nb - Ti$).

Использование отдельных сверхпроводящих материалов зависит от большого числа факторов. Температура, при которой материал становится сверхпроводящим (температура перехода), должна быть заметно выше температуры жидкого гелия ($4,2^\circ K$), чтобы было не слишком трудно поддерживать образец в сверхпроводящем состоянии. Материал должен проводить большие токи в присутствии сильного магнитного поля

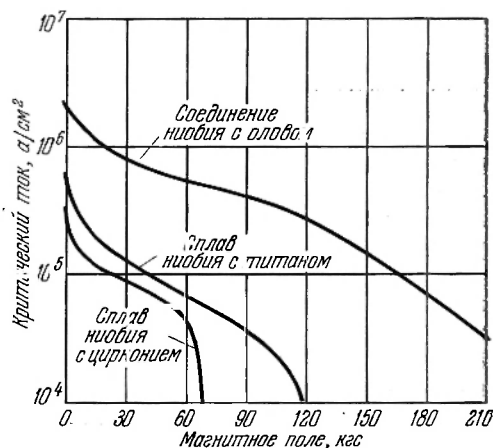


Рис. 9.2. Кривые, показывающие зависимость максимальной плотности тока для короткого сверхпроводящего образца от приложенного магнитного поля. Приведены кривые для трех наиболее распространенных сверхпроводящих материалов.

и должен достаточно легко поддаваться обработке, так, чтобы из него можно было изготовить магнитные катушки.

Каждый сверхпроводник характеризуется отношением тока к магнитному полю. Это отношение отвечает максимальной плотности тока, который может пропускать короткий образец в зависимости от внешнего магнитного поля. Кривые, описывающие такую зависимость для трех наиболее распространенных сверхпроводящих материалов — соединения ниобий—олово и сплавы ниобий—цирконий и ниобий—титан, приведены на рис. 9.2.

Величина наибольшего магнитного поля, при котором еще сохраняются следы сверхпроводимости, является свойством самого материала и заметно не зависит от способа его изготовления. Критический ток, однако, сильно зависит от обработки материала, особенно от термической обработки. По этой причине для любого сверхпроводника значение критического тока при данном магнитном поле может меняться в широких пределах. Сплавы ниобий—цирконий обеспечивают довольно высокие плотности токов вплоть до полей порядка 60 000 гс. Сплавы ниобий—титан используются до 90 000 гс, тогда как соединения ниобий—олово можно применять вплоть до полей порядка 200 000 гс.

Так как соединения ниобий—олово можно использовать при очень сильных полях, а при меньших полях критический ток еще больше, может показаться, что выбор очевиден и он падает именно на этот материал во всех применениях магнитов. Однако кривые зависимости критического тока от магнитного поля не отражают трудностей, связанных с изготовлением, и стоимость материала. Сплавы ниобий—цирконий и ниобий—титан являются ковкими материалами и легко поддаются обработке. С другой стороны, соединения ниобий—олово является чрезвычайно хрупким и при изготовлении требует применения специальной техники. Последние успехи, достигнутые в развитии этой техники, позволяют надеяться, что дальнейшее снижение стоимости при массовом производстве приведет в конечном счете к использованию соединения ниобий—олово практически во всех случаях.

Для изготовления ниобиево-оловянных магнитных катушек было разработано большое число многообещающих методов. Некоторые из этих методов позволяют получить нужное соединение ниобий—олово термической обработкой магнита после того, как катушка намотана. В результате такого процесса получается магнит, с которого, однако, нельзя снять обмотку, если в какой-либо его части произошло повреждение. Другой способ позволяет придавать проводнику нужную форму, если воспользоваться небольшой хитростью, покрывая тонкую металлическую ленту чрезвычайно тонким слоем соединения ниобий—олово. Толщина ниобиево-оловянного покрытия такова, что ленту можно согнуть в кольцо с диаметром меньше 25 мм без всяких повреждений (рис. 9.3).

Во всяком случае большая часть площади поперечного сечения ниобиево-оловянного магнита занята инертным материалом. В результате общая упаковка магнита оказывается сравнительно плохой: всего лишь около 15% всей площади поперечного сечения обычного ниобиево-оловянного магнита занято сверхпроводящим материалом. Тем не менее из-за способности ниобиево-оловянного соединения пропускать большие токи средняя плотность тока в такой катушке может значительно превышать максимальную плотность тока для катушек, изготовленных из двух других сверхпроводящих сплавов, причем даже в области низких магнитных полей.

Приведенные на рис. 9.2 кривые зависимости тока от поля и возможность получения сверхпроводящей проволоки могут создать впечатление, что не составляет особого труда намотать соленоид или магнитную катушку, способную создать желаемое магнитное поле вплоть до критического поля для данной проволоки. К сожалению, это оказывается не такой простой задачей, и на этом этапе возникает несколько новых трудностей. Главную задачу можно коротко охарактеризовать как «падение тока». Она сводится к тому, что ток в соленоиде значительно меньше,

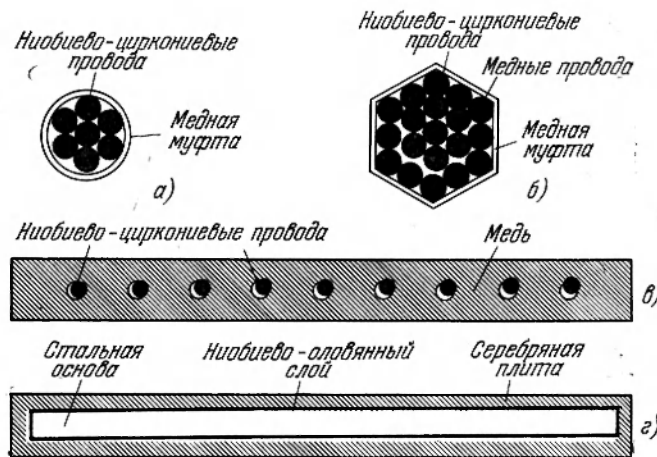


Рис. 9.3. Поперечный разрез составных сверхпроводников, которые обычно используются в обмотках магнитов с сильным полем. Цветное изображение соответствует сверхпроводящему материалу. Два кабеля (а, б) составлены из проводов толщиной в сотую сантиметра. Две ленты (в, г) имеют ширину около 1 см и толщину 0,1 см. Масштаб на рисунке не выдержан.

чем можно было ожидать, исходя из измерений для коротких образцов проводника. Сначала считали, что в падении тока повинны трещины проводов, но вскоре выяснилось, что причина эффекта является гораздо более фундаментальной. У катушек, изготовленных из ниобиево-оловянного соединения, часто обнаруживается эффект, известный под названием «тренировка», который состоит в том, что критический ток в катушке возрастает всякий раз, как катушка «закаливается», т. е. возвращается в сверхпроводящее состояние. При некотором максимальном токе, который по-прежнему намного меньше критического тока для короткого образца, дополнительная тренировка может привести к снижению критического тока, что заставляет начать цикл снова.

Эта трудность связана с тем фактом, что магнитное поле сверхпроводящего соленоида не всегда пропорционально протекающему току. Как мы уже говорили, связки потока иногда могут внезапно перепрыгивать. Такие локальные нарушения магнитного поля тесно связаны с падением тока. Перепрыгиванию потока отвечает энергия, которая вносится в катушку, и такой процесс может поднимать температуру небольшой области выше температуры перехода сверхпроводника. Возникшее электрическое сопротивление этой области вызывает дополнительный разогрев, который в свою очередь нарушает закалку всего соленоида.

Другой вопрос, связанный с созданием сверхпроводящих магнитов, это вопрос о рассеянии энергии магнитного поля при закалке катушки. Эту энергию необходимо либо равномерно распределить по всему объему соленоида, чтобы предотвратить появление отдельных «горячих мест», либо, если возможно, освободить ее вне дьюара или охлаждающего сосуда при помощи защитного тока. Интересно отметить в этой связи, что энергия, запасаемая в сверхпроводящем магните, может быть действительно очень большой и что эта энергия может высвобождаться очень быстро при разрыве сверхпроводящей цепи. Сверхпроводящий

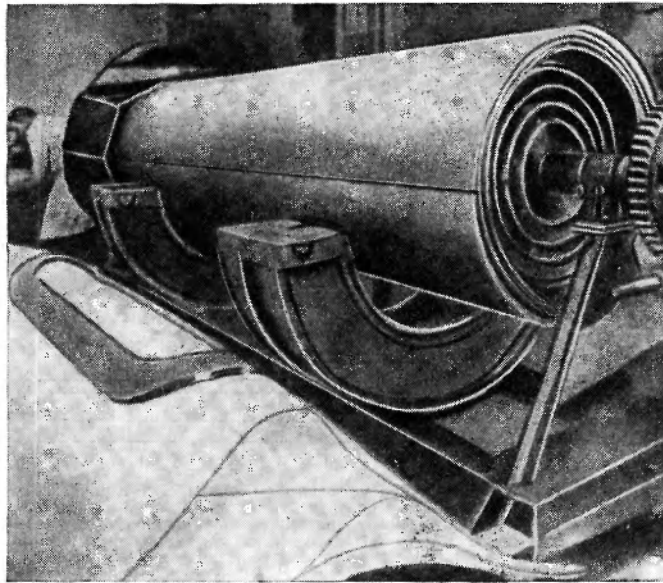


Рис. 9.4. Самый большой в мире сверхпроводящий магнит. Восьмитонный магнит создает магнитное поле в 40 000 гс в объеме 152,5 см длиной и 30,5 см в диаметре. Он способен запастись энергией в $5 \cdot 10^6$ Дж, что эквивалентно десяти блокам динамита. Этот магнит является работающей моделью тех магнитов, которые предназначены для использования в мощных магнитогидродинамических генераторах. Его обмотка состоит из 20 седловидных катушек, аналогичных той, что изображена на рис. 9.5.

магнит является весьма эффективным устройством, запасующим энергию, по сравнению с батареей электрических конденсаторов или маховым колесом (рис. 9.4 и 9.5).

Коротко говоря, создатели магнитов столкнулись с двумя основными задачами: во-первых, изготовить катушку, для которой магнитное поле приближалось бы к теоретическому максимальному значению при заданной геометрии магнита и, во-вторых, создать такое устройство, которое могло бы работать периодически без разрушения каждый раз. Один способ преодолеть падение тока основан на идее, известной под названием «стабилизация поля». Известно, что у сверхпроводящего соленоида, помещенного во внешнее поле, критический ток возрастает до значения более высокого, чем значение, полученное в отсутствие внешнего поля. Если внешнее поле увеличивается, ток в соленоиде также увеличивается, пока не достигнет величины, равной теоретическому максимальному значению для поля соленоида плюс приложенное внешнее поле.

Для использования этого преимущества можно изготовить соленоид в виде двух или большего числа концентрических секций, причем внешнюю секцию можно использовать для «стабилизации» поля во внутренних секциях. В такой конструкции лишь во внешних секциях происходит снижение тока. Дополнительным преимуществом является то, что у катушек, предназначенных для очень сильных полей, у которых критический ток для короткого куска проволоки может быть ниже деградированного тока, только центральные секции с сильным полем работают при этом низком токе, что позволяет использовать внешние секции более эффективно. Недостатком такой системы является дополнительное усложнение питания и необходимость нескольких источников питания.

В случае очень больших катушек, для которых проблема деградации тока является наиболее острой, интересное решение предложил Ч. Лаверик. Размещая рядом большое количество тонких ниобиево-циркониевых проводов и покрывая их хорошим проводником, таким, как индий, ему удалось получить очень прочный проводник, который пригоден для очень сильных токов и который можно использовать для обмотки в соленоиде. Такой магнит позволяет создать поле в 45 000 гс внутри цилиндра диаметром в 27,5 см.

Покрытие из индия приводит к снижению эффекта, связанного с перепрыгиванием потока, уменьшая таким образом деградацию тока, а также обеспечивает закорачивание, снимающее высокое напряжение, возникающее при закалке магнита. Стюкли и Кантровиц разработали эту технику еще дальше.

Если вокруг сверхпроводника расположен нормальный проводящий материал, можно избежать того, чтобы локальная температура превышала температуру перехода сверхпроводника. Такая катушка не закалится, если ток превысит критическое значение. Вместо этого, если ток станет больше критического, возникает небольшое напряжение, связанное с сопротивлением шунтирующего материала, который окружает сверхпроводник. При работе магнита ток в нем увеличивают до появления на его контактах небольшого напряжения, а затем ток уменьшается, пока не исчезнет это напряжение. Недостатком такого типа стабилизации является очень маленькое отношение сверхпроводящего материала к обычному, в результате чего эта техника применяется лишь в магнитах с большими внутренними отверстиями.

В Брукхейвене мы недавно предложили другой вид стабилизации, который хорошо работает с ниобиево-оловянной лентой. Откачивая жидкий гелий, окружающий магнит, можно получить температуру ниже 2,18° К, при которой жидкий гелий переходит в «сверхтекучее» состояние.

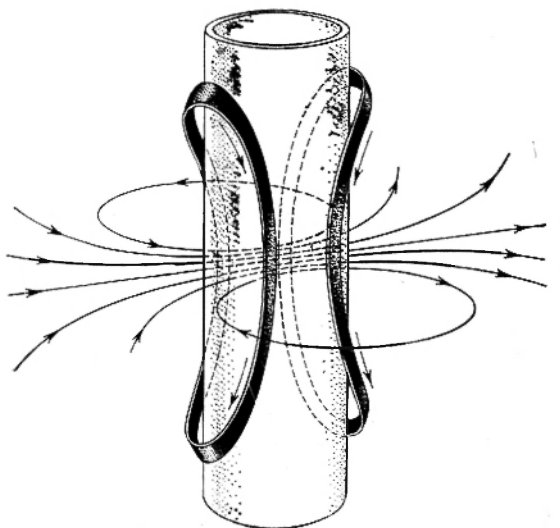


Рис. 9.5. В магните, показанном на рис. 9.4, используются седловидные катушки, которые создают поле, перпендикулярное оси полости. Упрощенно показаны лишь два витка.

В сверхтекучем состоянии эффективная теплопроводность жидкого гелия может в 10 000 раз превышать теплопроводность меди, а его вязкость ничтожна, что позволяет ему беспрепятственно течь в замкнутом объеме. Эти свойства жидкого гелия позволяют понять, почему работа соленоидов значительно улучшается, если их поместить в жидкий гелий. Это относится к соленоидам, у которых сверхпроводимость деградирует, но значительное увеличение поля можно получить и для тех магнитов, у которых рабочий ток близок к максимальному току короткого образца при $4,2^\circ\text{K}$. В одном случае, применяя описанную технику, удалось повысить максимальное поле соленоида с 86 000 *гс* при $4,2^\circ\text{K}$ до 98 000 *гс* при $1,3^\circ\text{K}$. Кроме того, если магнит помещен в жидкий гелий, снижается также эффект, связанный с перескоком магнитного потока.

Так как сверхпроводники не имеют сопротивления и поэтому не потребляют мощность, то, если концы соленоида замкнуть другим сверхпроводником, ток в кольце, однажды установившись, будет течь бесконечно долго, а магнитное поле будет оставаться абсолютно стабильным. Для установления начального тока, однако, необходимо иметь возможность выключать коротко замкнутую сверхпроводящую цепь. Такое выключение обычно осуществляется путем нагревания участка сверхпроводящей проволоки, находящейся между концами соленоида. Для того чтобы ввести энергию в соленоид, включается нагреватель, который поднимает температуру части замкнутой цепи выше температуры перехода, так что этот участок проволоки перестает быть сверхпроводником. После этого ток соленоида увеличивается до нужной величины, а затем нагреватель выключается, питающий ток снижается до нуля, а ток в соленоиде остается и циркулирует неограниченное время.

Поля, которых можно достичь при помощи сверхпроводящих магнитов, растут очень быстро. Уже получены поля в 140 000 *гс*, и есть все основания ожидать, что скоро удастся получить поля от 150 000 до 175 000 *гс*. Так как механическое напряжение в проволоке, создаваемое магнитным полем, растет квадратично с увеличением поля, необходимо принимать во внимание при больших полях механическую прочность материалов, которые используются для изготовления магнитов. Магнит, создающий поле в 50 000 *гс*, использовался в Брукхейвене в экспериментах по нейтронному рассеянию. В этих экспериментах нейтроны должны были входить в магнит и покидать его, пролетая перпендикулярно силовым линиям. Магнит был разделен на две секции; эти секции должны соединяться при помощи материала, который не слишком бы сильно поглощал нейтроны, а с другой стороны, был бы достаточно прочным, чтобы выдерживать нагрузку примерно в 5 *т*, препятствуя сближению секций.

В последние годы были предприняты многочисленные попытки создания магнитов специальных типов. Так, например, при помощи длинных соленоидов, снабженных корректирующей обмоткой, удалось получить поля в 60 000 *гс*, изменение которых составляет лишь несколько миллионов в объеме, превышающем 16 *см*³. Поле с такой высокой однородностью очень ценно при исследовании ядерного магнитного резонанса, в котором величина резонансного сигнала очень чувствительна к неоднородности поля. Недостаток сверхпроводящих магнитов в таких приложениях кроется в слабых остаточных полях, составляющих несколько процентов от максимального значения поля, которые сохраняются после выключения магнита. Ясно, что этот остаточный магнитный поток исчезнет, если магнит нагреть выше температуры перехода сверхпроводника.

В некоторых приложениях неоднородность поля не имеет большого значения, но очень важно, чтобы было минимальным расстояние от области с высоким полем до внешней стенки гелиевого дьюара. Это требование имеет особое значение при исследованиях эффекта Мёссбауэра, который в наше время широко применяется при изучении многих проблем в области твердого тела и ядерной физики. Способность сверхпроводящих магнитов создавать большие поля внутри маленьких устройств привела к уменьшению размеров радиоактивных источников, требуемых для таких исследований. Это позволило выполнить некоторые эксперименты, которые вряд ли можно было бы осуществить другими средствами. В одной аппаратуре такого типа расстояние от экспериментальной области с полем в $60\,000\text{ гс}$ до детектора радиации было меньше 5 см . Это примерно в пять раз меньше того расстояния, которое можно обеспечить при помощи обычных магнитов.

Недавно сверхпроводящие магниты стали играть важную роль, которая постоянно возрастает в физике высоких энергий. Одним из наиболее распространенных является применение в пузырьковых камерах с жидким водородом, в которых система с жидким гелием, требуемая для сверхпроводящих катушек, может быть частично включена в существующую охлаждающую аппаратуру камеры (рис. 9.6). Проектируются камеры диаметром 427 см и, вероятно, в них будут использоваться сверхпроводящие магниты с внутренним диаметром в 488 см , которые будут запасать энергию 10^9 Дж .

Управляющие и фокусирующие магниты, используемые для направления пучка частиц в ускорителе, требуют огромного расхода энергии. На синхротроне в Брукхейвене для управления пучком требуется мощность больше, чем для самого синхротрона! Ведутся исследования по созданию для этих целей сверхпроводящих магнитов. Более высокие поля и градиенты полей, которые можно получить с помощью сверхпроводящих магнитов, позволят анализировать и фокусировать пучки на гораздо более коротких расстояниях по сравнению с теми, что осуществлены до сих пор, а это является фактом, имеющим первостепенное значение, если речь идет об исследовании короткоживущих частиц. На

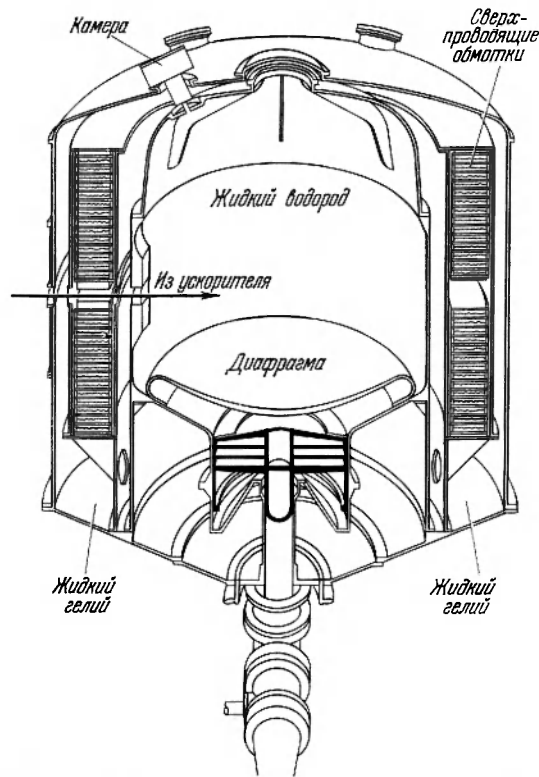


Рис. 9.6. Пузырьковая камера, спроектированная для использования в Брукхейвском циклотроне, будет включать в себя большие сверхпроводящие магнитные кольца с внутренним диаметром 40 см . Охлаждающая система с жидким гелием, необходимая для сверхпроводящих магнитных колец, может быть объединена с системой, которая требуется для приготовления в камере жидкого водорода. Большая диафрагма внизу камеры предназначена для резкого уменьшения давления в камере, так что входящие частицы способны образовывать пузырьки в жидком водороде.

рис. 9.7 и 9.8 показана модель сверхпроводящего квадрупольного фокусирующего магнита, который создает градиент поля в пять раз более

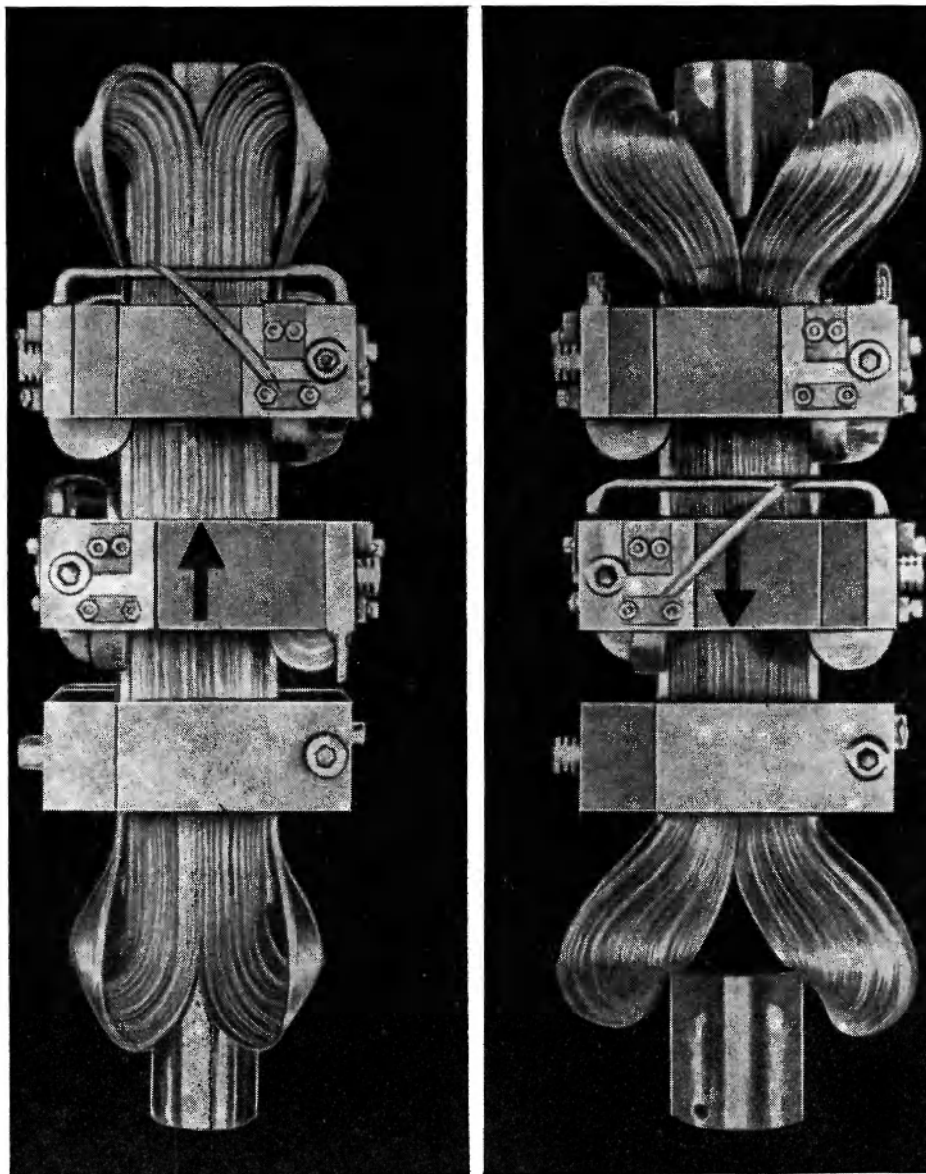


Рис. 9.7. Сверхпроводящий магнит — прототип тех магнитов, которые будут использованы в протонном ускорителе на $33 \cdot 10^9$ эв в Брукхейвене для фокусировки пучка протонов. Устройство, носящее название прямоугольного квадрупольного магнита, состоит из четырех взаимно перпендикулярных токовых пластин, изготовленных из сверхпроводящих ниобиево-оловянных лент, окруженных медью. Направление тока (указано стрелками) в смежных пластинах противоположно (две пластины видны). Магнит изображен примерно в натуральную величину. Во время работы он помещается в жидкий гелий.

высокий, чем в случае обычных магнитов. В конечном счете можно ожидать, что сверхпроводящие магниты найдут применение и в самом ускорителе. Заворачивая пути заряженных частиц в круговые траектории

малого радиуса, сверхпроводящие магниты могут позволить значительно уменьшить размеры ускорителей будущего (рис. 9.9).

Существуют особые эксперименты в области физики высоких энергий, в которых сверхпроводящие магниты могут быть использованы с большим преимуществом. Сверхпроводящий соленоид был использован

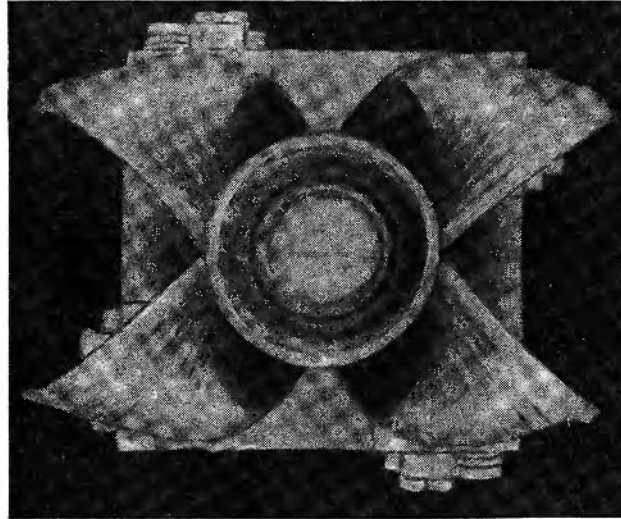


Рис. 9.8. Вид с торца на сверхпроводящий квадрупольный магнит, показанный на рис. 9.7. Виден прямоугольный набор токовых пластин вокруг отверстия, диаметр которого немного больше 2,5 см.

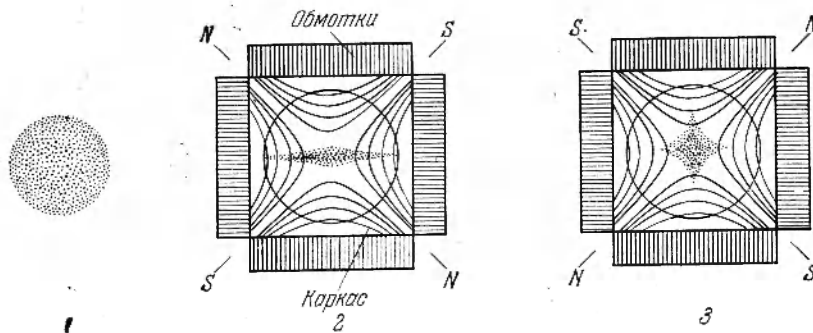


Рис. 9.9. Пучок протонов можно сфокусировать двумя сверхпроводящими квадрупольными магнитами в две стадии. Выходящий из ускорителя пучок (1) имеет расходящееся большое поперечное сечение. Пучок попадает в отверстие первого магнита (2), где он сжимается магнитным полем в вертикальной плоскости и расходится в горизонтальной плоскости. Второй магнит (3) повернут по отношению к первому на 90° , и в нем пучок полностью фокусируется. Из-за высокой плотности тока такой магнит имеет градиент поля (т. е. изменение напряженности поля с расстоянием) в пять раз больше, чем у обычного магнита.

в Брукхейвене в эксперименте по измерению гиромагнитного отношения отрицательной кси-частицы (E^-) (рис. 9.10). Магнит должен обеспечить наибольшее значение произведения напряженности поля на расстояние, которое пролетает частица. Применение сверхпроводящего магнита объяснялось тем, что оказалось невозможным получить другими способами нужное поле в очень небольшом предоставленном объеме.

До сих пор мы ограничивались в обсуждении теми применениями сверхпроводников с сильным полем, которые либо разрабатываются в настоящее время, либо их можно осуществить на базе существующих знаний. Из-за чрезвычайно стремительного развития этой области стоит коснуться нескольких возможностей, которые скорее носят умозрительный характер. Возможно, что в будущем, наиболее перспективной областью применения этой новой техники станут космические исследования. Была детально рассмотрена проблема, связанная с хранением энергии, и оказалось, что существует фундаментальное соотношение между



Рис. 9.10. Для создания поля внутри полости сверхпроводящего магнита применяются четыре concentрические катушки. Такой магнит был использован в Брукхейвене для измерения гиромагнитного отношения отрицательной кси-частицы (Ξ^-). Четыре секции питаются независимо, и максимальное поле, которое можно создать, составляет 125 000 гс. Загораживающие переключатели, которые после установления поля позволяют работать без расхода энергии, размещены в изолирующем кольце вокруг магнита.

энергией, которую можно запасти в магнитном поле, и весом устройства, которое должно выдержать магнитные силы. Из этого соотношения следует, что минимальный вес магнита равен энергии, запасенной в магнитном поле, умноженной на плотность магнитного материала и деленной на прочность материала по отношению к растяжению. При благоприятных условиях магнитное устройство для хранения энергии для использования в космическом пространстве имело бы эффективность, составляющую 10% от эффективности такого взрывчатого вещества, как тринитротолуол. Однако в случае магнита запасенная энергия может быть непосредственно превращена в электрическую энергию, причем это можно сделать быстро и с высоким коэффициентом полезного действия.

Другим еще более перспективным применением в космосе является магнитная защита от излучения. Одной из наиболее серьезных проблем,

которые возникают при длительном пребывании в космическом пространстве, является защита экипажа космического корабля от интенсивного потока частиц высокой энергии, которые образуются во время солнечных вспышек. Обычное решение этой проблемы сводится к созданию массивной бронированной защиты. Гораздо более многообещающим является способ защиты, обеспечивающий отклонение заряженных частиц от космического корабля путем заряжения космического корабля до высокого электрического потенциала. Этого можно достичь, окружая космический корабль облаком электронов, которые движутся в магнитном поле, достаточно сильном, чтобы удерживать орбиты электронов вблизи корабля. Проведенные вычисления показывают, что, применяя сверхпроводящие магниты, можно добиться двадцатикратного выигрыша в весе защиты по сравнению с обычной защитой.

И наконец, сверхпроводники можно было бы использовать при входе космических кораблей в земную атмосферу. Сильное магнитное поле может привести к гидромагнитному торможению в облаке ионизованного воздуха, создаваемого кораблем при входе в атмосферу. При гидромагнитном торможении кинетическая энергия корабля в основном переходит в энергию магнитного поля, а не в тепловую энергию. В результате полный вес, который требуется для защиты космического корабля от перегрева и разрушения может быть значительно уменьшен.

Во всяком случае уже сейчас ясно, что сверхпроводящие магниты вполне могут конкурировать со всеми другими возможными техническими вариантами, позволяющими создавать сильные, стабильные магнитные поля, и что для решения многих экспериментальных задач эти магниты представляют уникальные возможности.

А. Лемницкий, Г. Самельсон

ЖИДКИЕ ЛАЗЕРЫ

(ИЮНЬ 1967 г.)

Использование в лазерах в качестве активной среды жидкости вместо твердой среды или газа имеет ряд преимуществ. Вскоре такие устройства вполне смогут соперничать с обычными лазерами.

Несколько лет назад лазер вполне можно было считать решенной проблемой. Положение, однако, быстро меняется поскольку почти ежедневно становится известно о новых применениях лазеров в различных областях науки, техники и медицины. Этот активный интерес приводит к тому, что к лазерам предъявляются растущие требования, связанные с повышением их мощности, коэффициента полезного действия и стабильности. Активной средой в лазерах обычно служило либо твердое тело, либо газ, и основные усилия, направленные на преодоление недостатков существующих лазерных систем, были связаны с поисками новых газов и твердых тел, которые можно использовать в качестве лазерных материалов*). В этой статье рассматривается другой возможный подход: использование жидкости в качестве активной лазерной среды.

Важнейшей характеристикой лазерной среды, которая определяет работу лазера, является степень ее оптического совершенства или отсутствие в ней местных неоднородностей. Большинство газовых систем имеет высокую степень оптического совершенства, поскольку газ обладает однородной плотностью и при низких давлениях показатель преломления (характеризующий искривление светового луча) слабо чувствителен к изменениям температуры. В конденсированных системах — твердые и жидкие среды — добиться высокой степени оптического совершенства значительно сложнее. Вспомним, что кристаллы и стекла обычно образуются при высокой температуре, и поэтому требуются значительные усилия, чтобы избавиться от множества «замороженных» дефектов структуры, которые могут снижать степень их оптического совершенства.

Конечно, жидкости свободны от таких дефектов. С другой стороны, жидкости особенно подвержены большим изменениям показателя преломления, которые связаны с изменениями температуры. Однако перемешивая жидкость, можно избавиться от температурных градиентов и связанных с ними колебаний показателя преломления. Перемешивание не влечет за собой ухудшения оптических качеств, которые могли бы возникнуть в результате изменений плотности, поскольку жидкости почти не сжимаемы. Кроме того, в лазерах очень большой мощности твердое тело стремится

*) См. статью А. Шавлова «Успехи в создании оптических лазеров» в пятом выпуске этой серии. (Прим. перев.)

расколется и разлетится вдребезги, тогда как в жидкостях, естественно, этого не происходит. И, наконец, стоимость твердых лазеров стремительно растет с увеличением их размеров, которые ограничены технологией изготовления. В жидких лазерах такие ограничения отсутствуют.

Все эти преимущества жидкой среды частично устраняются тем, что по сравнению с твердыми телами жидкости имеют гораздо больший коэффициент теплового расширения. И хотя это свойство порождает целый ряд проблем, они не являются непреодолимыми. Из этого предварительного обсуждения следует, что проблема жидких лазеров заслуживает более серьезного рассмотрения. Недавно полученные данные прояснили картину и подтвердили, что жидкие лазеры вскоре во многих областях вполне смогут соперничать с твердыми лазерами.

Теоретические основы лазера были заложены Альбертом Эйнштейном, который в 1917 г. указал, что существуют два механизма, приводящие к испусканию возбужденным атомом или молекулой фотона или кванта света. В первом механизме фотоны испускаются при отсутствии внешнего возмущения. Вероятность такого процесса, называемого спонтанной эмиссией, характеризуется определенным временем жизни возбужденного состояния. Второй механизм начинается со спонтанного излучения атомом или молекулой первого фотона, который в свою очередь может вызвать испускание второго фотона другим возбужденным атомом или молекулой. Вероятность такого процесса, называемого стимулированным излучением, зависит от плотности фотонов. Если плотность возбужденных атомов или молекул достаточно велика, то будет преобладать процесс стимулированного излучения и лазер начнет работать (слово «лазер» сокращенно обозначает в переводе «усиление света стимулированным излучением»).

Чтобы привести лазер в действие, необходимо сначала создать «обратную заселенность», это значит, что более высокие или возбужденные состояния атомов или молекул должны быть более заселены электронами, чем нижние или основные состояния*). В противном случае процесс стимулированного излучения будет подавлен поглощением фотонов невозбужденными атомами. Кроме того, всегда полезно, а зачастую и необходимо, заключить лазерную среду в структуру, предотвращающую слишком быстрый выход фотонов из активной области. Это может быть достигнуто при помощи двух зеркал, одно из которых является полупрозрачным, что позволяет стимулированному излучению выходить наружу, где его можно изучать или непосредственно использовать.

Излучение лазера характеризуется тремя главными свойствами: волны являются когерентными (все в фазе), в высокой степени монохроматическими (все имеют одинаковую длину волны) и обладают способностью распространяться на огромные расстояния в виде узких лучей хорошо коллимированных пучков. Поскольку действие лазера начинается со спонтанного процесса, время жизни, отвечающее спонтанному процессу, не может быть слишком большим, иначе реакция развивалась бы слишком медленно. Кроме того, переход поглощенной энергии электронного возбуждения в энергию излучения должен быть достаточно высоким. Так как «лави́на» электронов из возбужденных состояний в основные начнется лишь в том случае, если имеется достаточное число фотонов, важно, чтобы не происходило поглощение фотонов примесями или их рассеяние оптическими несовершенствами среды. Иными словами, оптические потери материала должны быть малы.

*) См. статью А. Л. Блума «Оптическая накачка» в пятом выпуске этой серии. (Прим. перев.)

Эти общие требования, выполнение которых необходимо, чтобы лазер начал работать, были сформулированы и записаны в виде компактного математического уравнения в 1958 г. А. Шавловым и Ч. Таунсом. По характеристикам лазерной системы (ширина частотной полосы, время жизни по отношению к эмиссии, а также оптические потери) из уравнения Шавлова — Таунса можно определить минимальную обратную заселенность, которая должна быть достигнута, прежде чем начнется процесс. Чрезвычайно важно знать эту минимальную обратную заселенность, ибо именно она определяет минимальное число активных атомов или молекул в единице объема, необходимое для работы лазера. Если концентрация активных частиц меньше минимальной, ничего не произойдет, несмотря

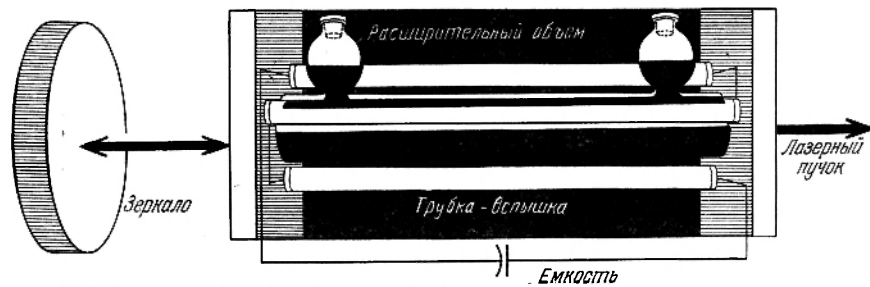


Рис. 10.1. Ксеноновые лампы-вспышки (белые) используются для накачки электронов в активной жидкости (цветная) с нижних энергетических уровней на верхние. Когда электрон спонтанно возвращается в нижнее состояние, излучается фотон, который может стимулировать другой электрон, приводя к «лавинному» процессу, характеризующему работу лазера. Расширительные объемы предохраняют лазер от разрушения тепловыми ударными волнами, которые возникают в жидкости во время лазерной вспышки. Трубки-вспышки соединены последовательно с электрической емкостью (внизу).

на наличие других благоприятных факторов. Фактор минимальной обратной заселенности используется также для того, чтобы определить, до какой степени нужно возбудить лазерную среду, чтобы вызвать самоподдерживающуюся лавину электронов. При достижении этого минимального предела происходит стимулированная эмиссия, и все излучающие атомы совместно отзываются на электромагнитное поле, заключенное между зеркалами.

Таким образом, Шавлов и Таунс установили критерий, которому должна удовлетворять люминесцентная система, чтобы ее можно было рассматривать в качестве потенциального лазерного материала. Во-первых, излучаемый свет должен быть сосредоточен в нескольких спектральных полосах, а в идеальном случае в одной узкой полосе или линии высокой интенсивности. Если полоса слишком широка, фотоны в лазерной полости будут размазаны по широкой области энергий, и в результате вероятность стимулированной эмиссии уменьшается. Во-вторых, вероятность перехода с испусканием фотона должна быть велика. Например, если возбужденные атомы не порождают достаточного числа фотонов, а вместо этого растрачивают свою энергию в форме тепла, лавинный процесс никогда не сможет начаться. И, наконец, необходимость свести к минимуму потери фотонов требует высокой степени оптического совершенства лазерного материала и тщательной взаимной ориентировки отражающих зеркал.

Как возбудить лазерную среду? Существует несколько возможных способов, которые зависят от устройства лазера и свойств активной среды. Газовый или твердотельный лазер можно возбудить, пропуская через него электрический ток или облучая его электронами или светом. Хотя нет серьезных причин, препятствующих использованию любого

из этих методов в жидких лазерах, до сих пор применяется лишь последний из них, называемый оптическим накачиванием. В этом методе происходит перекачивание активных частиц из «основного» состояния в возбужденное при помощи поглощения света. Для различных материалов накачивающий свет может быть различным, однако в импульсных лазерах с

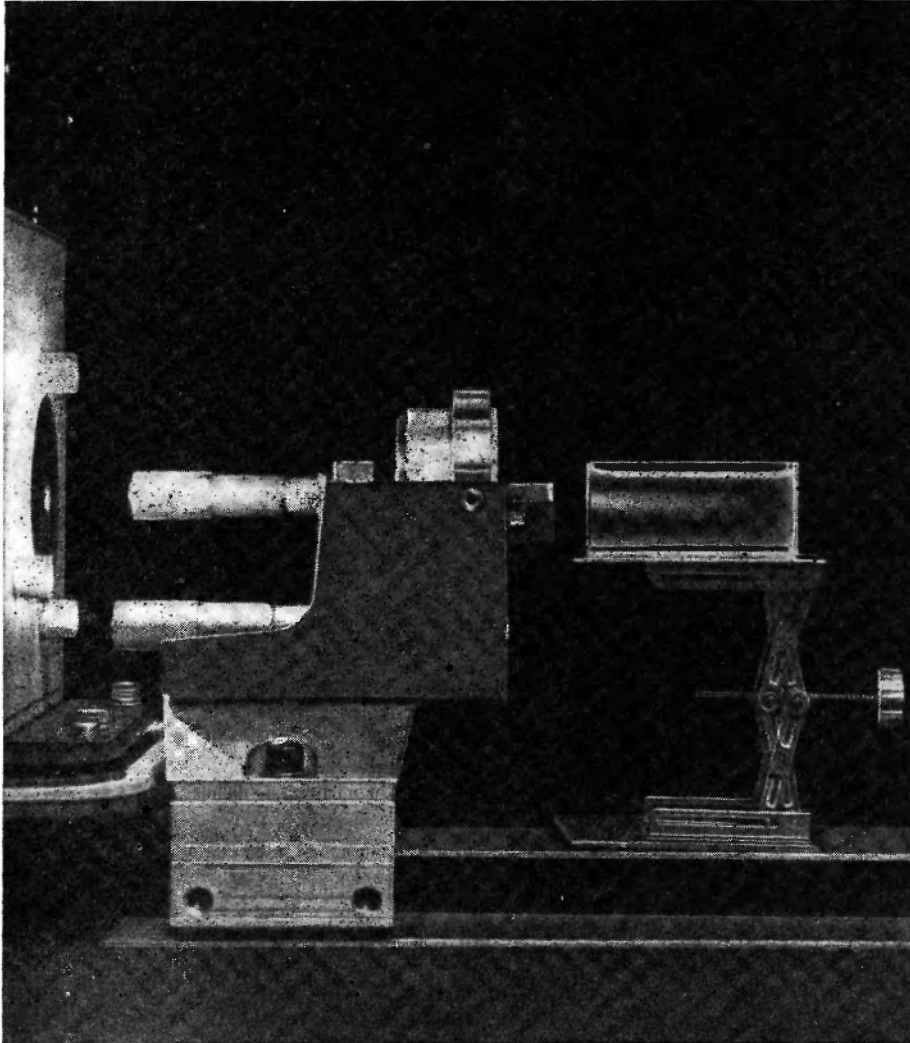


Рис. 10.2. Невидимый пучок инфракрасного излучения импульсного жидкого лазера (слева) становится видимым после прохождения сперва через кристалл дигидрофосфата калия (внутри возвышения в центре), который в два раза уменьшает длину волны пучка с 10 550 (инфракрасный свет) до 5275 Å (зеленый свет). Так как зеленый пучок все еще хорошо коллимирован и направлен только в одну сторону, направо, его нельзя было бы непосредственно зарегистрировать на данной фотографии. Поэтому на пути луча была помещена неглубокая чювета с водой, содержащая несколько капель молока. Свет, рассеянный суспензией молока, становится видимым и попадает в фотокамеру. Зеленая окраска (здесь не видна) чюветы получена в результате совместного воздействия 15 отдельных световых вспышек на протяжении двух минут. Световая вспышка состоит из нескольких импульсов, каждый из которых имеет длительность от 20 до 50 наносекунд (т. е. миллиардных долей секунды). Фотография всего оптического устройства приведена на рис. 10.3.

оптической накачкой широкое применение нашли ксеноновые лампы-вспышки, дающие белое излучение (рис. 10.1). С другой стороны, в лазе-

рах с непрерывным излучением используется множество различных накачивающих источников, включая вольфрамовые лампы накаливания и ртутные или ксеноновые дуговые лампы. В изучавшихся под руководством авторов жидкостях также использовалась оптическая накачка соответствующим ксеноновым импульсным источником. Исследуя жидкую лазерную среду, необходимо позаботиться, чтобы материал обладал свечением люминесценции в жидком состоянии. В самом начале развития лазеров предпочтение отдавалось в основном органическим материалам потому, что люминесценция довольно распространенное явление для органических соединений. Ранние сообщения об успехах, как затем выяснилось, оказались

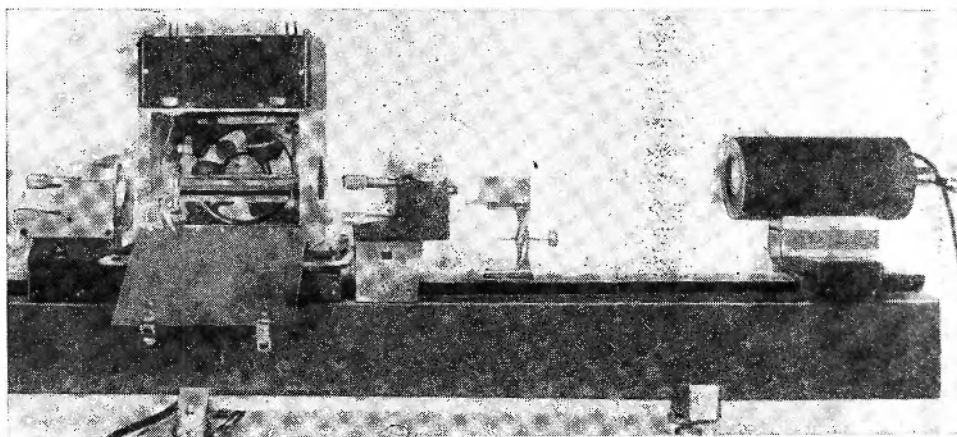


Рис. 10.3. Жидкий лазер и связанные с ним устройства расположены на оптической скамье, состоящей из гранитной плиты длиной в 122 см. Внутри ящика с открытой дверцей видна широкая стеклянная трубка, содержащая активную жидкость (раствор ионов неодима в оксихлориде селена). Эта трубка окружена тремя более узкими трубками с ксеноном, которые используются для возбуждения ионов в жидкости. Во время работы лазера дверца закрывается, защищая экспериментаторов от интенсивного белого света, который излучается ксеноновыми лампами-вспышками. Размещенный в задней части ящика небольшой вентилятор служит для охлаждения лазера. Слева от ящика расположено зеркало, предназначенное для отражения вышедшего луча обратно в активную среду. Рядом с ящиком справа расположена аппаратура, которая использовалась, чтобы получить фотографию, приведенную на рис. 10.2. Справа на краю оптической скамьи находится детектор, служащий для изучения лазерного излучения.

поспешными, и получение стимулированного излучения в органических системах оказалось значительно более трудным, чем ожидалось. Действительно, первое сообщение о работе целиком органического лазера появилось лишь в 1966 г. (рис. 10.2, 10.3). В таком лазере имеется множество новых свойств, которые в дальнейшем необходимо тщательно исследовать. В существующем виде для него требуются крайне мощные короткие облучающие импульсы, которые можно получить лишь при помощи «гигантских импульсов» рубиновых лазеров или из труб-вспышек, которые используются вместе со специальными схемами. Органические лазеры такого типа работают в импульсном режиме и имеют чрезвычайно высокую частоту повторения импульса. На выходе получается короткая вспышка излучения очень большой мощности. Хотя этот тип жидких лазеров чрезвычайно интересен, существуют особые вопросы и характерные свойства, которые заставляют рассматривать их отдельно от лазеров другого типа. В этой статье мы главным образом коснемся тех жидких лазеров, характеристики которых наиболее близки аналогичным характеристикам твердотельных лазеров.

За исключением органических жидкостей, люминесценция в жидкостях — недостаточно распространенное явление. В поисках жидкого лазера естественно поэтому воспользоваться теми наводящими соображениями, которые являлись ключом при выборе твердотельных лазерных материалов. В большинстве подобных лазеров активные атомы (т. е. те, что принимают участие в процессе излучения) рассеяны в веществе матрицы, которое является либо кристаллом, либо стеклообразным материалом. В жидкостях аналогией было бы активное растворенное вещество и основная масса-растворитель. В твердых системах активными компонентами большей частью являются ионы лантанидов, т. е. редкоземельных элементов, и ионы некоторых металлов. Электроны, ответственные за оптические свойства редкоземельных ионов, расположены глубоко внутри электронного облака ионов и по этой причине обычно хорошо экранированы от внешних возмущений.

Именно это свойство упомянутых ионов обеспечивает характерную острую линию излучения и служит объяснением их успешного применения в лазерах. Вполне естественно поэтому попытаться использовать их и в жидкостях. Однако «свободные» ионы, непосредственно введенные в раствор (например, в виде галоидных соединений редких земель, растворенных в воде), имеют крайне низкую эффективность флюоресценции. Движение молекул раствора оказывается слишком сильным даже для экранированных электронов, и поглощенная энергия перейдет в тепло раньше, чем будет испущена в виде фотонов. Для использования этих материалов необходимо найти способ, позволяющий сделать безызлучательное рассеивание энергии незначительным по сравнению с радиационным процессом. Для редкоземельных ионов этого можно достичь, помещая ион в молекулу, имеющую вид клетки, которая создает дополнительную защиту, или же создавая раствор со специальной структурой. Эти два решения задачи, связанной с рассеиванием энергии, привели к двум различным классам жидких лазеров.

Химикам известно множество типов клеточных структур, причем в одном из них, носящем название хелаты, редкоземельные ионы обнаруживают интенсивную люминесценцию со

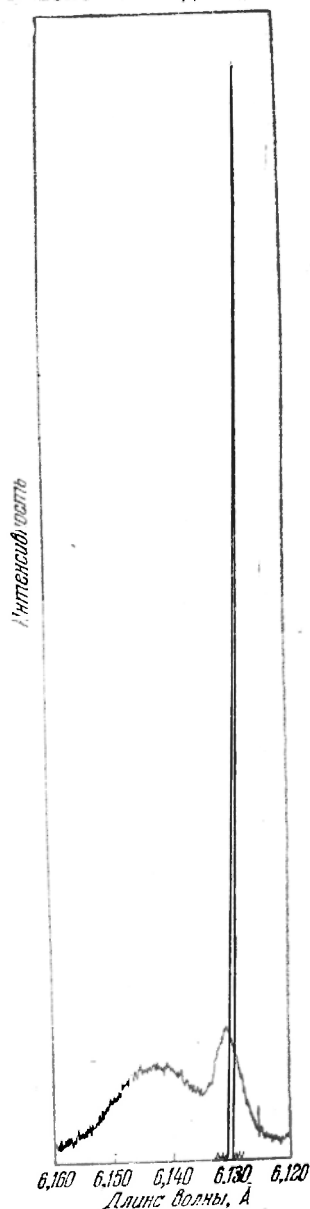


Рис. 10.4. Спектральная характеристика лазерного действия описывается двумя кривыми, одна из которых (чёрная) показывает спектр флюоресценции как раз ниже порога начала работы хелатного лазера, тогда как другая (цветная) показывает спектр как раз выше порога. Спектральный выход лазера сжимается в узкую линию 6131 Å.

сравнительно острой спектральной линией (рис. 10.4). В хелатных молекулах (хелат — термин греческого происхождения и обозначает клешню) редкоземельный ион связан с рядом органических групп, называемых лигандами. Наиболее эффективными являются те лиганды, которые с редкоземельным ионом образуют две связи и называются поэтому бидентатами. Типичным примером таких лигандов служит бензоилацетоновая группа ($\text{CH}_3\text{—CO—CH—CO—C}_6\text{H}_5$) и бензоилтрехфтористоацетоновая группа ($\text{CF}_3\text{—CO—CO—C}_6\text{H}_5$). Каждый из этих лигандов связан с редкоземельным

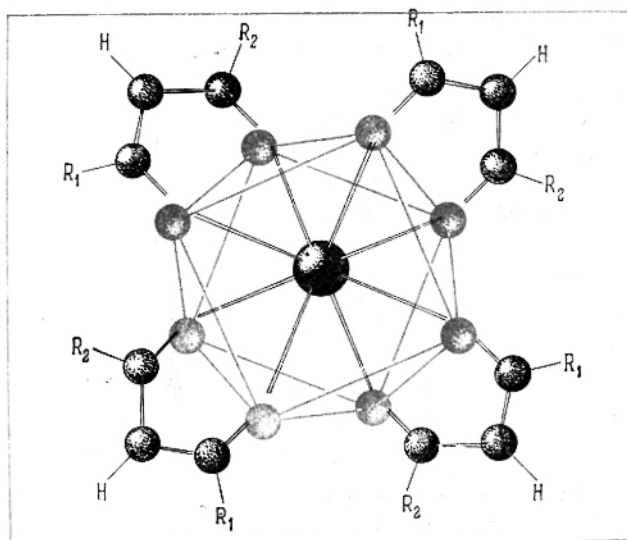


Рис. 10.5. В одном типе жидких лазерных материалов хелатная ячейка, состоящая из восьми атомов кислорода (цветные кружки), защищает активный редкоземельный ион (черный кружок в центре) от возбуждения молекул растворителя (не показаны на рисунке). В этой органической молекуле атомы кислорода образуют антипризму (цветные линии). Каждая из органических групп, носящих название лигандов, связана с центральным редкоземельным ионом двумя атомами кислорода, которые вместе с тремя атомами углерода (серые кружки) образуют главную цепь лиганда. Органические группы R_1 и R_2 являются продолжением лигандов; в бензоилацетонатной молекуле R_1 является бензольным кольцом (C_6H_5), а R_2 — метильной группой (CH_3), в то время как в бензоилтрехфтористоацетонатной молекуле R_1 является бензольным кольцом, а R_2 — трехфтористой метильной группой (CF_3).

ионом двумя карбонильными группами (CO). В полной структуре ион окружен кислородными лигандами, причем остальная часть органической структуры обеспечивает дальнейшую изоляцию иона от раствора.

Наиболее эффективные соединения такого типа содержат четыре бидентатных лиганда, образующих клетку из восьми атомов кислорода в непосредственной близости от редкоземельного иона. Полное число атомов в таком комплексе может легко достигать сотни. Важной особенностью этой структуры является то, что атомы кислорода занимают вполне определенные положения и образуют многогранник, внутри которого находится центральный ион. Существует несколько структур такого типа, которые расшифрованы. Типичным примером может служить структура, изображенная на рис. 10.5. Характерным для такой структуры является сходство между ближайшим окружением редкоземельного иона в хелатной молекуле и положением в некоторых кристаллических решетках. Несмотря на то, что большие молекулы взаимодействуют с раствором, центральный

ион чувствует лишь кислородную клетку и часто ведет себя так, как если бы он находился в кристаллической решетке.

Было бы однако заблуждением пренебрегать органической структурой, окружающей атомы кислорода. Эта структура может и часто играет важную роль в возбуждении лазерного действия. Каждый лиганд можно рассматривать как отдельную органическую молекулу со своей электронной структурой и энергетическими уровнями. Хотя органические молекулы могут иметь совершенно различные геометрические структуры и размеры, расположение их энергетических уровней имеет много общего. Общей характеристикой таких молекул является то, что они весьма охотно

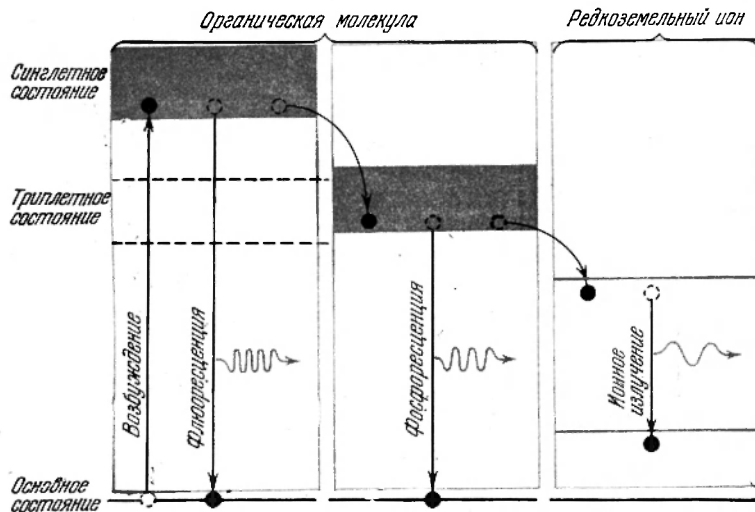


Рис. 10.6. Энергетические уровни электронов в редкоземельной хелатной молекуле расположены таким образом, что преобладают внутренние переходы электронов из первого возбужденного «синглетного» состояния лигандов (слева) в долгоживущее метастабильное «триплетное» состояние (в центре), из которого электроны могут перейти в близко расположенное возбужденное состояние редкоземельного иона (справа). Флюоресценция возникает при переходе электронов в «основное» состояние органической молекулы непосредственно из синглетного; те электроны, которые переходят в основное состояние из триплетного, приводят к появлению характерного излучения, которое носит название фосфоресценции. Переход энергии от органической молекулы к активному редкоземельному иону значительно облегчает создание «обратной заселенности» уровней, необходимой для работы лазера.

поглощают излучение обычно в синей и ультрафиолетовой областях спектра. Электроны, перешедшие в возбужденное «синглетное» состояние при таком поглощении, могут прямо вернуться в основное состояние. Это приводит к коротко живущей люминесценции органического вещества (рис. 10.6). С другой стороны, электрон может совершить внутренний переход в долгоживущее метастабильное состояние, называемое «триплетным», и затем вернуться в основное состояние. Такое излучение называется фосфоресценцией. Какой из этих процессов в конечном счете преобладает, зависит от структуры молекулы, ее окружения и температуры.

В частности, если молекула образует лиганд с редкоземельным ионом, доминирующим будет процесс, протекающий с образованием метастабильного триплетного состояния. Кроме того, в такой хелатной молекуле электрон, находящийся в триплетном состоянии, вместо того чтобы совершить радиационный переход в основное состояние, может передать свою энергию редкоземельному иону. Чтобы такая передача

энергии оказалась возможной, должно существовать близкое соответствие между энергией — триплетным состоянием лиганда и возбужденным состоянием иона, причем первый уровень энергии должен быть расположен немного выше. Эффективность такой передачи энергии может оказаться очень большой, что в конечном счете значительно повышает вероятность возбуждения редкоземельного иона. Теперь уже могут быть использованы даже те фотоны, которые не были непосредственно поглощены редкоземельным ионом при накачке. Полоса накачки хелатного комплекса

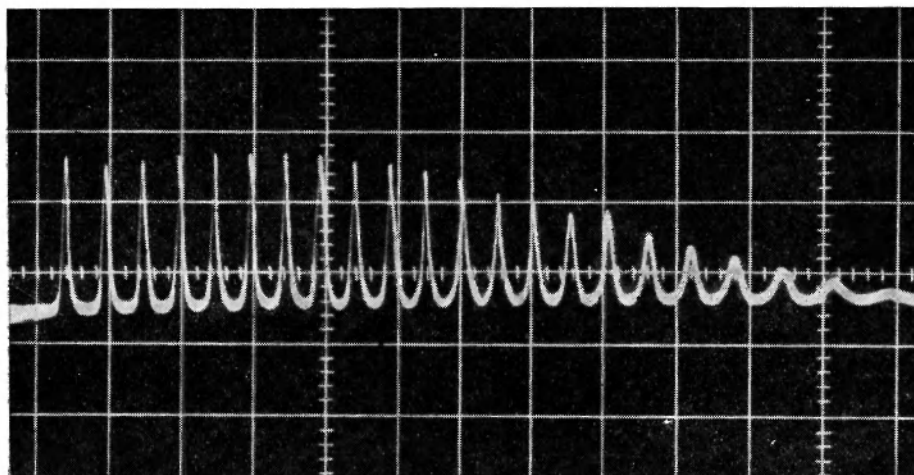


Рис. 10.7. На оциллограмме видны характерные «вспышки» или пульсации на выходе хелатного жидкого лазера в зависимости от времени. Активной средой служил спиртовой раствор хелатного бензоилацетоната европия.

намного шире такой же полосы для редкоземельного иона. Таким образом, уменьшение нерадикационных потерь благодаря экранирующему воздействию лигандов и улучшение накачки в результате передачи энергии со стороны лигандов значительно облегчают задачу создания обратной заселенности уровней.

Первый жидкий лазер, в котором использовалась хелатная структура, был создан в 1963 г. авторами. Активным компонентом в нем был ион европия, который был расположен в центре клетки, состоящей из четырех бензоилацетонатных лигандов. В качестве растворителя использовалась смесь этилового и метилового спиртов. Эти растворы обладают свойством становиться более вязкими при понижении температуры. При температуре -160°C , которая является наиболее подходящей для работы лазера, раствор становится совсем вязким, напоминая мед, а его оптическое качество превосходным. Хотя пока удалось создать с указанным хелатным соединением лазер, работающий лишь при низких температурах, полученные результаты показывают, что жидкий лазер может быть создан и что правильны предположения, с помощью которых производилась оценка нужных свойств хелатных соединений. При достаточно мощном возбуждающем импульсе от лампы со вспышкой испускался пучок красного света с длиной волны 6131 \AA , который имел все свойства, присущие твердым лазерам. К таким свойствам относятся высокая спектральная чистота, параллельность пучка и характерный «частокол» или пульсация на выходе лазера в зависимости от времени (рис. 10.7).

Существует множество возможностей для конструирования хелатных комплексов, и можно использовать много различных комбинаций растворителей. Конечно, после первой успешной демонстрации хелатного лазера появилось большое число других систем. Основная проблема свелась к тому, чтобы отыскать хелатное соединение, которое сохраняло бы интенсивность флюоресценции и свою структуру при более высоких температурах, в идеальном случае при комнатной температуре. Такой хелат был открыт. Он образован бензоилтрехфтороацетонатными лигандами и ацетонитриловым растворителем. С таким лигандом трехвалентный (т. е. трижды ионизованный) европий образует комплекс и после его растворения в указанном растворителе получался хелатный лазер, способный работать при комнатной температуре.

Во всех обсуждавшихся до сих пор хелатных лазерах использовались лиганды, которые принадлежат к одному общему классу, известному под названием бета-дикетоны. В соединениях этого типа за интересные спектроскопические свойства лигандов и их способность передавать энергию ответственна карбонильная группа. Синглетное поглощение такой группы, однако, столь велико, что возбуждающее излучение поглощается слоем раствора толщиной в несколько десятых миллиметра. Это накладывает весьма серьезные ограничения на возможности дальнейшего усовершенствования хелатного лазера, поскольку лишь малая доля вещества принимает участие в работе лазера. При этом энергия и мощность на выходе будут значительно меньше, чем у распространенных твердых лазеров. В конечном счете это является ограничением при использовании бета-дикетоновых хелатных соединений, хотя они и показали свою эффективность при создании первого жидкого лазера.

Чтобы найти выход из создавшегося положения, мы должны вернуться немного назад и попытаться отыскать другой способ изолировать ион и подавить нерадиационные потери. При этом приходится отказываться от свойства бета-дикетоновых лигандов, связанного с их способностью передавать энергию. Это обстоятельство было бы пагубным для редкоземельного иона, такого, как европий, с его собственной слабой полосой накачки, однако для других редкоземельных ионов, например для неодима, это оказывается несущественным, поскольку этот ион успешно используется во многих твердых материалах без всяких партнеров, облегчающих передачу энергии.

Следуя по этому пути и используя неодим, А. Хеллеру с сотрудниками удалось получить неодимовый хелатный комплекс, свободный от ограничения, связанного с поглощением излучения, и позволяющий повысить лазерное действие. Однако в таких хелатах еще слишком велики нерадиационные потери, что накладывает ограничения на работу построенного лазера. Дальнейшие успехи зависят поэтому еще от дальнейшего значительного уменьшения этих потерь. Чтобы показать, как был найден выход, вернемся к более фундаментальной проблеме, связанной с люминесценцией «свободного» иона в растворе.

Мы кратко упомянули, что действительно «свободные» ионы обладают довольно слабой люминесценцией, если только ее вообще удастся обнаружить. Ключевым в этом утверждении является слово «свободные», и необходимо правильно понять, в каком смысле оно здесь употреблено. В хелатах ионы связаны с лигандами. В таких растворителях, как вода, «свободный» ион окружен молекулами растворителя, образующими «солеватную оболочку» (рис. 10.8). Такой комплекс несущественно отличается от хелатного, поскольку его можно рассматривать как стабильное образование со вполне определенной геометрией. Низкая эффективность

люминесценции в таких системах (например, у ионов неодима, растворенных в воде) должна быть связана с деактивацией иона сольватной оболочкой. Вместо испускания фотонов происходит переход энергии возбуждения иона в тепло, или, иными словами, в колебательное движение примыкающей к иону оболочки и близких к ней молекул растворителя.

Тщательное изучение этого процесса позволило Хеллеру понять, каким образом можно контролировать и уменьшать нерадиационные потери. Обмен энергией между ионом и растворителем можно представить

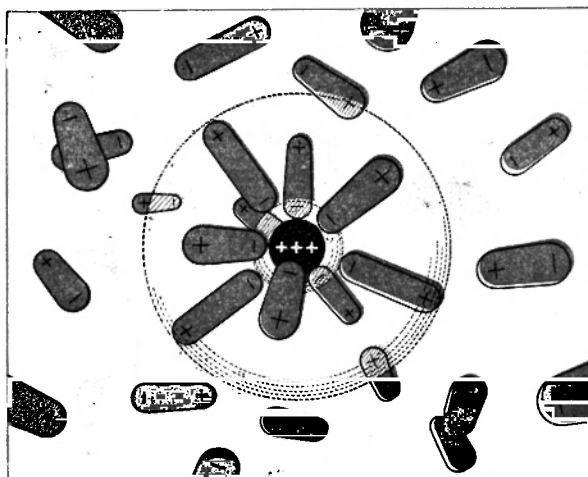


Рис. 10.8. Вокруг «свободного» редкоземельного иона (черный) в растворе образуется «сольватная оболочка», состоящая из ряда неорганических молекул растворителя (цветные), эффективно предохраняющая ион от взаимодействий с растворителем. Молекулы растворителя схематически изображены здесь в виде вытянутых электрических диполей. Лучшим материалом для жидкого лазера такого общего типа является пока раствор трехвалентных ионов неодима (Nd^{+3}) в оксихлориде селена ($SeOCl_2$).

себе как процесс, при котором исчезает один большой квант энергии электронного возбуждения, локализованный на ионе, и одновременно появляется большое число маленьких колебательных квантов, локализованных где-то в сольватной оболочке или за ее пределами. Вероятность таких нерадиационных потерь зависит от числа колебательных квантов, которые должны появиться, и быстро убывает с увеличением этого числа. Этот эффект можно обнаружить при замене обычной воды на окись дейтерия, то есть тяжелую воду. В результате увеличения массы уменьшается квант колебательной энергии, отвечающий

связи дейтерий — кислород, и поэтому при дезактивации иона должно было бы возникать большее число квантов. В результате такой замены растворителя выход люминесценции определенно возрастает.

Энергия колебания в первую очередь определяется самым легким атомом в связанной группе. И Хеллеру пришло в голову, что можно избежать радиационных потерь, если использовать растворители, совсем не содержащие атомов водорода или дейтерия. Уже одно это ограничение сильно сужает возможность выбора; оно фактически исключает применение всех органических растворителей. Следующее ограничение является еще более жестким: растворитель должен быть прозрачным для испускаемого света и прозрачным для большей части накачивающего излучения. Кроме того, растворитель должен иметь высокую диэлектрическую проницаемость для того, чтобы растворять достаточные количества активных ионных соединений.

Всем этим требованиям отвечает жидкий оксихлорид селена ($SeOCl_2$). В чистом виде это практически бесцветная сильно ядовитая жидкость с удельным весом, сравнимым с весом стекла, с малым показателем преломления и большой диэлектрической проницаемостью. Сама эта жидкость может растворить лишь ограниченное количество таких веществ, как окись неодима или хлористого неодима. Однако растворимость этих веществ можно значительно увеличить, добавляя такие со-

единения, как четыреххлористое олово (SnCl_4) или пятихлористую сурьму (SbCl_5). Смесь этих соединений с оксихлоридом селена образует сильные апротонные кислоты (т. е. кислоты, которые не содержат протонов или ионов водорода), а затем эти кислоты химически взаимодействуют с соединениями неодима. При растворении окиси неодима сильно полярные молекулы оксихлорида селена, вероятно, образуют сольватную оболочку вокруг трехвалентного иона неодима. Поскольку квант колебательной энергии обратно пропорционален квадратному корню из

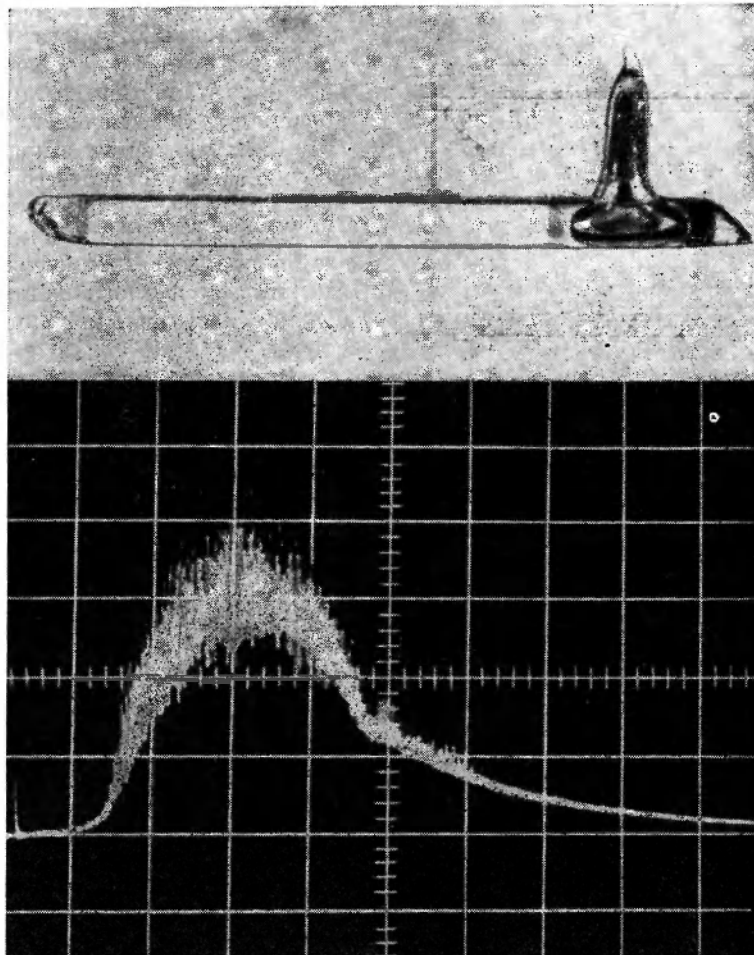


Рис. 10.9. Простейший тип ячейки жидкого лазера состоит из трубки пирекс с запаянными концами для уменьшения отражения (сверху). Лазер начинает работать без обычных зеркал на концах, как видно из характерных всплесков на осциллограмме (внизу). Ячейка лазера заполняется раствором ионов неодима в оксихлориде селена.

массы атома, а самым легким атомом в системе является атом кислорода (который в 16 раз тяжелее атома водорода), квант колебательной энергии примерно в четыре раза меньше, чем в водородсодержащих растворителях.

В этой системе ион достаточно эффективно изолирован от взаимодействия с растворителем, и нерадикационные потери электронной энергии

возбуждения значительно уменьшены. Действительно, уже первые наблюдения показали, что трехвалентный неодим в оксихлориде селена обнаруживает исключительно интенсивную флюоресценцию. Главная линия испускания этого иона, которая расположена в инфракрасной области с длиной волны $10\,550\text{ \AA}$ при комнатной температуре по интенсивности даже превосходит интенсивность линии испускания высококачественных кристаллических и стеклообразных лазеров. Ширина спектральной линии этой флюоресценции значительно больше линий, наблюдаемых в кристаллах, но уже, чем у стекол. Более важным, возможно, является тот факт, что полосы поглощения, используемые в процессе оптической накачки, шире полос поглощения в кристаллах и сравнимы с полосами у стекол.

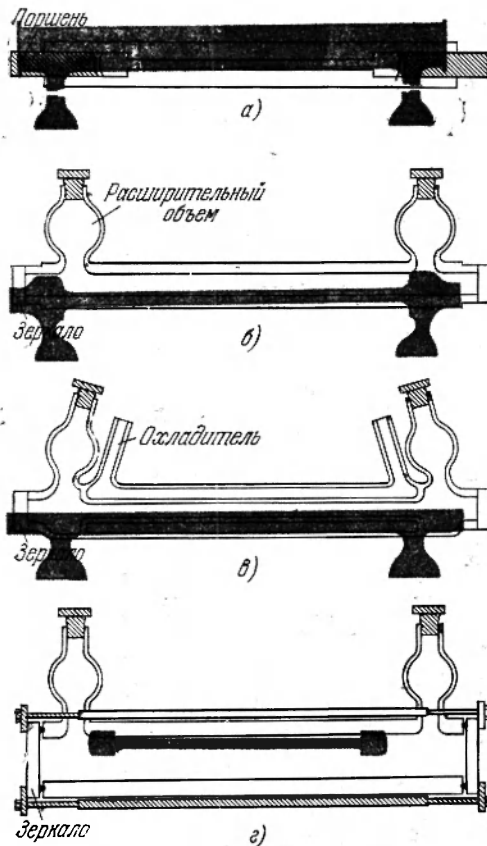


Рис. 10.10. Типичная ячейка жидкого лазера претерпела ряд изменений. Ячейка *а* использовалась в первых хелатных лазерах, которые работали лишь при очень низких температурах. Так как хелатная жидкость значительно сжимается при охлаждении, требовалось специальное устройство для выравнивания расположения зеркал при сжатии жидкости. Этому удавалось достичь, снабжая ячейку двумя кварцевыми поршнями с оптически совершенными отполированными поверхностями. Поршни втягиваются внутрь поверхностным натяжением и следуют за сжимающейся жидкостью, сохраняя свою ориентировку. Ячейка *б* аналогична той, которая использовалась в лазере с неорганической жидкостью, показанном на рис. 10.1 и 10.3. Расширения в виде колен являются расширительными объемами и служат также для наполнения ячейки жидкостью. Ячейка *в* окружена стеклянной рубашкой, в которой циркулирует охлаждающая жидкость. Ячейка *г* является разборным вариантом ячейки *б*. В ячейках *б*, *в* и *г* зеркала могут быть либо нанесены выпариванием на окошки в концах ячейки, либо размещены снаружи.

правленного пучка. Для формирования такого пучка необходимо использовать тщательно изготовленные ячейки с надлежаще установленными параллельными зеркалами (рис. 10.10). Было налажено изготовление ячеек размером в 15 см с внутренним диаметром в 6 мм , и оказалось, что

Столь замечательные спектроскопические свойства материала показывают, что с ним можно получить сравнительно простую лазерную ячейку. Действительно, это удалось сделать: раствор, помещенный в трубку, изготовленную из обычного стекла пирекс и грубо запаянную с двух концов, обнаружил характерные для лазера вспышки (рис. 10.9).

Для накачки энергии использовалась лампа-вспышка, и требовалась энергия всего в 30 Дж , чтобы лазер начинал работать. Для того чтобы лазер работал, не нужно было никаких зеркал, так как благодаря полному внутреннему отражению, обусловленному тем, что раствор имеет больший коэффициент преломления, чем стекло, излучение оказывалось пойманным внутри раствора.

Лазерная ячейка без зеркал имеет ограниченное применение, поскольку стимулированное излучение выходит из ячейки во всех направлениях и не образует направленного пучка.

Лазерная ячейка без зеркал имеет ограниченное применение, поскольку стимулированное излучение выходит из ячейки во всех направлениях и не образует направленного пучка.

это производство вполне может конкурировать с производством стеклянных лазерных прутков аналогичных размеров. На выходе уже достигнута энергия в несколько джоулей в каждом импульсе. Пиковая же мощность отдельных вспышек достигает от 10 до 20 *Мвт*. Кроме того, спектральная чистота выходящего излучения намного выше, чем в случае стеклянных лазеров. Эти свойства производят особое впечатление, если сравнить их со свойствами хелатного лазера, у которого выход и мощность по крайней мере в 1000 и в 10 000 раз меньше.

Из этих результатов, по-видимому, можно сделать вывод, что, наконец, найдена жидкая среда, обладающая почти идеальной флюоресценцией. Это, однако, решает лишь первую часть задачи. Среди многих нерешенных задач имеется задача, связанная с коэффициентом теплового расширения жидкостей, который примерно в 1000 раз больше, чем у твердых тел. Тепловые ударные волны, генерируемые в среде при вспышке, могут приводить к катастрофическим последствиям для ячейки. Существует эффективный прием, обеспечивающий расширение с двух концов, но разрабатываются более совершенные варианты. Нагревание жидкости при возбуждающей вспышке сопровождается изменением показателя преломления, которое искажает путь лучей и поэтому приводит к потерям внутри ячейки. Поэтому важную роль начинает играть циркуляция жидкости, особенно для лазеров с непрерывным действием или при высокой частоте повторения импульсов.

Именно класс жидких лазеров со свободными ионами является наиболее подходящим для критической проверки достижений и неудач, связанных с применением жидкостей в лазерах. Получение жидких лазеров с непрерывным действием и импульсных с большой мощностью в импульсе является, по-видимому, лишь вопросом времени. Жидкие лазеры достигли сейчас такого уровня развития, когда они обещают вполне успешно соперничать с наиболее распространенными лазерами. Одним словом, найден новый путь; теперь необходимо разработать технологию, связанную с применением жидкостей и использующую их преимущества.

Д. Н. Лангенберг, Д. Дж. Скалапино, Б. Н. Тейлор

ЭФФЕКТЫ ДЖОЗЕФСОНА

(МАЙ 1966 г.)

Два необычных проявления сверхпроводимости, которые в 1962 г. предсказал английский аспирант, в настоящее время могут быть непосредственно наблюдаемы. В статье обсуждается теоретическое и технологическое значение этих явлений.

Четыре года назад Брайэн Д. Джозефсон, молодой аспирант физического факультета Кембриджского университета, сделал поразительные предсказания. На основе чисто теоретического анализа явления сверхпроводимости (резкое исчезновение электрического сопротивления в некоторых веществах при температурах, близких к абсолютному нулю) Джозефсон пришел к заключению, что в принципе «сверхток», состоящий из пар электронов, скоррелированных определенным образом, можно заставить течь через зазор, заполненный изолятором, разделяющий два сверхпроводника, если этот зазор достаточно мал. Далее он предположил, что это «туннелирование» электронных пар через изолятор может проявляться в двух формах, которые известны теперь как эффекты Джозефсона. Недавно обе эти формы наблюдали экспериментально.

Природу эффектов Джозефсона можно понять в общих чертах, если рассмотреть, что же происходит, когда электрический ток течет в сверхпроводнике (рис. 11.1). Если постоянный ток пропустить через брусок из сверхпроводящего вещества, то вольтметр, присоединенный к концам бруска, укажет, что падение напряжения в бруске будет равно нулю; таким образом, брусок не имеет сопротивления и, как говорят, находится в сверхпроводящем состоянии. Если теперь разделить брусок на две половины и оставить между ними расстояние, скажем, 1 см, то ток вообще не будет течь и вольтметр покажет напряжение, равное напряжению незамкнутой цепи источника тока (например, батареи).

Однако если расстояние между половинками бруска уменьшить приблизительно до 10 Å, то может произойти одно из двух удивительных явлений. Первое состоит в том, что между двумя половинками сверхпроводника нет никакого напряжения, однако постоянный ток в цепи течет, даже если эти две половинки фактически отделены друг от друга. Другими словами, ток может течь без сопротивления не только по этим двум частям сверхпроводника, но и по щели между ними. Это явление называется эффектом постоянного тока Джозефсона *).

*) Стационарный эффект Джозефсона. См., например, монографию И. О. Кулика и И. К. Янсона «Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах», «Наука», 1970. (Прим. ред.)

Второе явление, которое может иметь место, состоит в том, что в цепи протекает постоянный ток, а вольтметр показывает напряжение. Одновременно от щели исходит электромагнитное излучение высокой частоты. Это означает, что в щели присутствует переменный ток очень высокой частоты. Это явление называется эффектом переменного тока Джозефсона *). Подобно эффекту постоянного тока, эффект переменного тока является прямым следствием уникальной природы сверхпроводящего состояния.

Исследование этих двух эффектов уже внесло большой вклад в наше понимание сверхпроводимости, и, как теперь кажется, они могут успешно

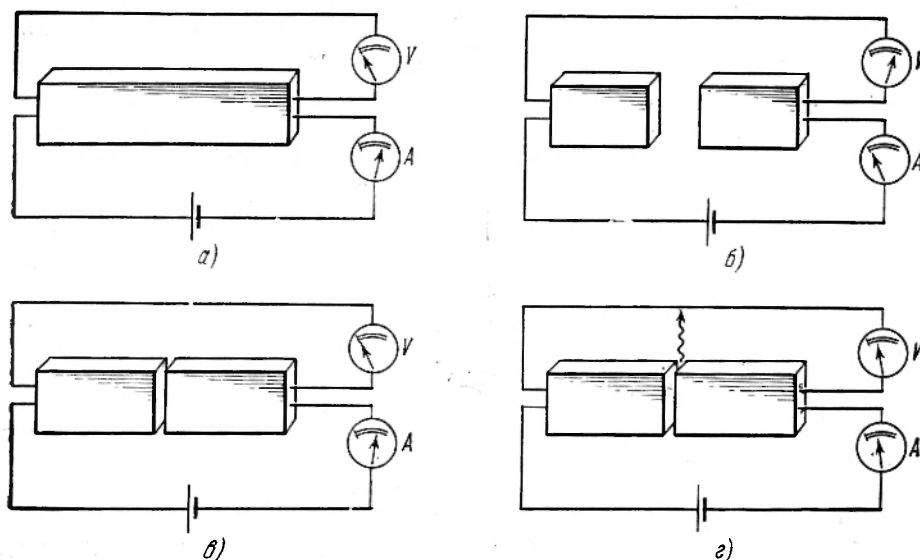


Рис. 11.1. В общих чертах можно понять эффекты Джозефсона, если рассмотреть, что происходит, когда в сверхпроводнике течет электрический ток. На отсутствие сопротивления в сверхпроводнике указывает тот факт, что в сверхпроводящем брусе не наблюдается падения напряжения, когда через него пропускают постоянный ток (а). Если брусок разделить пополам и поместить обе части на расстоянии, скажем, в 1 см (б), то в открытой цепи ток течь не будет и вольтметр зарегистрирует напряжение, равное напряжению незамкнутой цепи источника тока (в данном случае батареи). Однако если расстояние между этими двумя половинками бруска уменьшить приблизительно до 10 Å, может произойти одно из двух удивительных явлений. Во-первых, вольтметр не зарегистрирует напряжение между двумя данными половинками сверхпроводника, однако в цепи будет течь постоянный ток, даже если эти две половинки фактически отделены (в). Это явление называется эффектом постоянного тока Джозефсона. Во-вторых, постоянный ток будет течь в цепи, а вольтметр зарегистрирует напряжение (г). Одновременно щель будет испускать излучение очень высокой частоты, указывая тем самым на присутствие в щели переменного тока очень высокой частоты. Это явление называется эффектом переменного тока Джозефсона.

использоваться в технологии: создание приборов для генерирования электромагнитного излучения с чрезвычайно короткой длиной волны, измерение очень малых магнитных полей, а также очень точные измерения напряжения. Но возможно еще более важно то, что эффекты Джозефсона могут позволить физикам глубже понять явление сверхпроводимости и измерить некоторые основные константы физики с точностью, которая никогда ранее не достигалась. Прежде чем обсуждать подробно эти несколько экзотические явления и их связь с сверхпроводимостью, нам бы хотелось дать обзор некоторых примечательных особенностей сверхпроводящего состояния.

В 1911 г. Г. Камерлинг-Оннес из Нидерландов открыл явление сверхпроводимости. Он наблюдал, что в образце твердой ртути сопротивление электрического тока полностью исчезает, когда образец охлаждается ниже

*) Нестационарный эффект Джозефсона. (Прим. ред.)

характеристической температуры (которая теперь называется температурой перехода в сверхпроводящее состояние). С 1911 г. число известных сверхпроводников возросло до нескольких сотен и включает ряд металлических элементов, многие металлические сплавы и даже несколько полупроводников. Температуры перехода всех известных сверхпроводников лежат ниже 20°K , а в большинстве случаев температуры перехода ниже 5°K . Подобные температуры достигаются либо использованием в качестве охлаждающего вещества жидкого гелия, либо с помощью более сложной методики. Поэтому экспериментальное изучение сверхпроводимости является областью физики низких температур.

В течение нескольких десятилетий после открытия Камерлинг-Оннеса считали, что металл в сверхпроводящем состоянии можно характеризовать как металл с нулевым электрическим сопротивлением или с бесконечной электрической проводимостью. В 1933 г. немецкие исследователи В. Мейсснер и Р. Оксенфельд обнаружили, что за этим скрывается нечто большее. Они нашли, что внешнее магнитное поле выталкивается из сверхпроводника, либо когда он в присутствии поля охлаждается ниже своей температуры перехода, либо когда поле прилагается после перевода вещества в сверхпроводящее состояние. Вещество с бесконечной проводимостью проявляло бы последнее из вышеупомянутых свойств, а не первое при переходе в сверхпроводящее состояние. Появление нулевого сопротивления стремилось бы «заморозить» любое существующее в нем поле, а не вытолкнуть его. Следовательно, этот эффект, называемый сейчас эффектом Мейсснера, не является следствием непрерывного увеличения проводимости, а следствием особого и, вероятно, более фундаментального свойства сверхпроводящего состояния.

Существование эффекта Мейсснера и некоторые другие свойства сверхпроводников привели физика-теоретика Фритца Лондона в 1935 г. к весьма существенным выводам о природе сверхпроводимости. Он предположил, что сверхпроводящее состояние — это проявление законов квантовой механики на макроскопическом уровне: как говорят теперь, состояние с дальним порядком, состояние, в котором движение значительной части электронов скоррелировано во всей массе сверхпроводника. Таким образом, кусок металла в сверхпроводящем состоянии в некотором отношении напоминает одну гигантскую молекулу. Это представление привело к качественному пониманию многих уникальных свойств сверхпроводников. Так, например, оно дало качественное объяснение характерной бесконечной проводимости. Обычный металл проявляет сопротивление течению электрического тока, так как любое направленное движение электронов приводит к потерям энергии из-за рассеяния отдельных электронов либо на колебаниях атомов металла, либо на примесях, либо на дефектах его структуры. Однако если электроны находятся в таком состоянии, в котором движение каждого электрона коррелируется с движением всех остальных электронов и если эта корреляция распространяется на весь металл, то рассеяние одного электрона неизбежно повлечет за собой рассеяние всех остальных электронов. Это свойство, которое можно назвать «объединенные, мы устоим, разъединенные — нет», делает рассеяние электронов невозможным или по крайней мере в высшей степени маловероятным и сверхпроводящий ток, возникнув в какой-либо момент, оказывается невосприимчивым к рассеянию, которое обуславливает возникновение сопротивления в случае нормальных токов.

Хотя идея Лондона дает физикам новую и плодотворную точку зрения на сверхпроводимость, микроскопическое происхождение и природу сверхпроводящего состояния действительно поняли лишь в 1957 г., когда

Дж. Бардин, Л. Н. Купер и Дж. Р. Шриффер, будучи тогда в Иллинойском университете, опубликовали ставшую ныне знаменитой работу по сверхпроводимости*). По их теории сверхпроводимость возникает вследствие существования силы притяжения между электронами в металле. Хотя в свободном пространстве электроны, каждый из которых имеет отрицательный заряд, отталкивают друг друга, в металле взаимодействие между электронами существенно модифицируется. Отрицательно заряженный электрон, движущийся через решетку ионов металла, притягивает положительно заряженные ионы. Это искажает решетку, создавая тем самым в кильватере движущегося электрона избыток положительного заряда, к которому может быть притянут другой электрон. Таким образом, в металле, помимо обычной силы отталкивания, существующей между электронами, возникает косвенная сила притяжения, которая связана с наличием решетки положительно заряженных ионов металла. Для того чтобы металл был сверхпроводником, эта сила притяжения, обусловленная существованием решетки, должна превосходить силу отталкивания между электронами, и суммарное взаимодействие электронов должно быть притяжением.

Участие решетки в создании притягивающего взаимодействия объясняет кажущийся на первый взгляд необычным факт: сверхпроводимость никогда не наблюдалась в металлах, которые обычно считают наилучшими проводниками, таких, как медь и серебро, тогда как в более плохих проводниках, таких, как свинец и олово, сверхпроводимость — обычное явление. Высокая проводимость меди и серебра объясняется сравнительно слабым взаимодействием электронов с решеткой в этих металлах. Это уменьшает рассеяние отдельных электронов, ослабляющее проводимость в обычном или несверхпроводящем состоянии, но это также уменьшает и притяжение электронов, обусловленное решеткой, которое приводит к сверхпроводимости.

Силы притяжения стремятся соединить электроны, которые имеют одинаковые по величине и положительные по направлению импульсы и спины в «связанные пары». Однако это связывание чрезвычайно слабое: оно разрушается, когда пропадает сверхпроводимость, которая исчезает при температурах лишь на несколько градусов выше абсолютного нуля. Так как притяжение слабое, то два спаренных электрона отделены в среднем расстоянием, которое в тысячи раз больше, чем расстояние между ионами решетки. Так как обычно на каждый ион приходится несколько электронов, то электроны каждой связанной пары располагаются в объеме, который содержит одновременно миллионы других электронных пар. Это пространственное перекрытие пар имеет важные последствия, которые возникают главным образом из принципов запрета квантовой механики (принципа Паули). Этот принцип гласит, что два электрона с одинаковыми спинами не могут занимать одинаковое положение в пространстве. Если должны быть удовлетворены требования принципа запрета, то движение всех пар должно быть коррелированным. Теория Бардина — Купера — Шриффера показала, что имеет место полная корреляция, если центры масс всех пар движутся с одинаковым импульсом. Это равенство импульсов центров масс связанных электронных пар во всем сверхпроводнике и является тем дальним порядком, который был введен Лондоном. То условие, что все электронные пары имеют общий импульс центра масс, объединяет вместе все эти пары. Из-за кооперативной природы этого импульсного упорядочения разрушение одной пары приводит к разрушению всех пар.

*) Микроскопическая теория сверхпроводимости математически была разработана в СССР Н. Н. Боголюбовым. (Прим. ред.)

При квантовомеханическом описании этого упорядочения следует принять во внимание волновые свойства электронов. Электронную пару с импульсом центра масс, равным p , можно описать волной с длиной волны h/p , где h — постоянная Планка. В терминах квантовомеханической волновой картины равенство импульсов центров масс всех пар означает, что волны, которые соответствуют этим парам, имеют одинаковую длину вол-

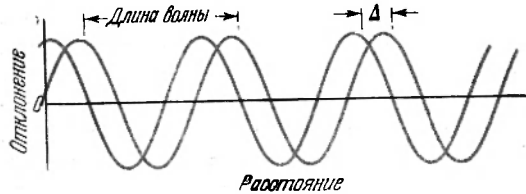


Рис. 11.2. Две волны могут иметь одинаковую длину, но разные фазы. Их можно сделать идентичными, если сдвинуть одну волну на расстояние Δ . Тогда говорят, что волны в фазе или имеют одинаковую фазу. В сверхпроводнике волны всех электронных пар имеют не только одинаковую длину волны, но и одинаковую фазу.

Однако за сверхпроводящими корреляциями кроется нечто большее. На рис. 11.2 изображены две волны, которые имеют одинаковую длину волны, однако они не идентичны. Волны всех пар в сверхпроводнике имеют не только одинаковую длину, но и одинаковую фазу.

Подчеркнем, что представление о фазе электронной пары является чисто квантовомеханическим понятием, которое обусловлено волновыми свойства-

вами вещества. Идентичность фаз пар в сверхпроводнике — это квантовомеханический эффект, проявляющийся на макроскопическом уровне.

Равенство фаз диктуется энергетическими соображениями. Для того чтобы получить оптимальную среднюю энергию связывания пространственных перекрывающихся пар в пределах ограничений, налагаемых принципом запрета, надо, чтобы фазы всех волн, отвечающих движению скоррелированных пар, были одинаковы. Это точное квантовомеханическое утверждение, соответствующее тому, что импульсы центров масс всех пар одинаковы. Так как это является ключом к пониманию эффектов Джозефсона, мы

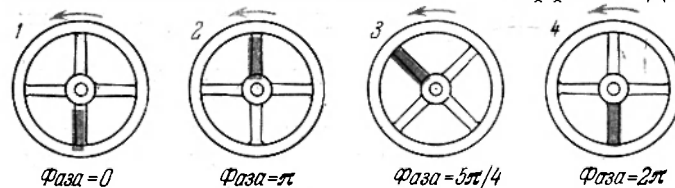


Рис. 11.3. Для того чтобы пояснить, что такое фаза, можно использовать вращающееся колесо. Принимая за исходное положение то, в котором цветная спица направлена вертикально вниз (положение 1), мы указываем на рисунке фазу для трех других конфигураций.

должны быть очень точны в отношении того, что мы понимаем под фазой волны.

Фаза периодического движения — это мера дробного числа оборотов (умноженных на 2π), на которое система продвинулась вперед от некоторого произвольно выбранного, но фиксированного исходного положения. Примером, который может пояснить что такое фаза, будет служить вращающееся колесо с одной цветной спицей (рис. 11.3). За исходное положение принимаем положение 1, в котором цветная спица направлена вертикально вниз. Фаза указывается для нескольких различных конфигураций. Так, например, в положении 2 колесо повернулось на половину оборота, и мы говорим, что фаза изменилась на $\pi/2$. Если сравнить положение 1 и положение 4, то станет ясно, что физическая конфигурация

колеса одинакова для фазы, равной нулю, и для фазы, равной 2π . Мы говорим, что фазы положения 1 и положения 4 одинаковы относительно модуля 2π . Движение колеса зависит от того, как фаза зависит от времени. Так, например, если фаза колеса изменяется линейно со временем, то колесо вращается с постоянной скоростью. Время, за которое колесо совершает полный оборот и фаза увеличивается на 2π , называется периодом вращения.

Вообще говоря, система может быть периодична как в пространстве, так и во времени. Примером может служить колебание поверхности воды

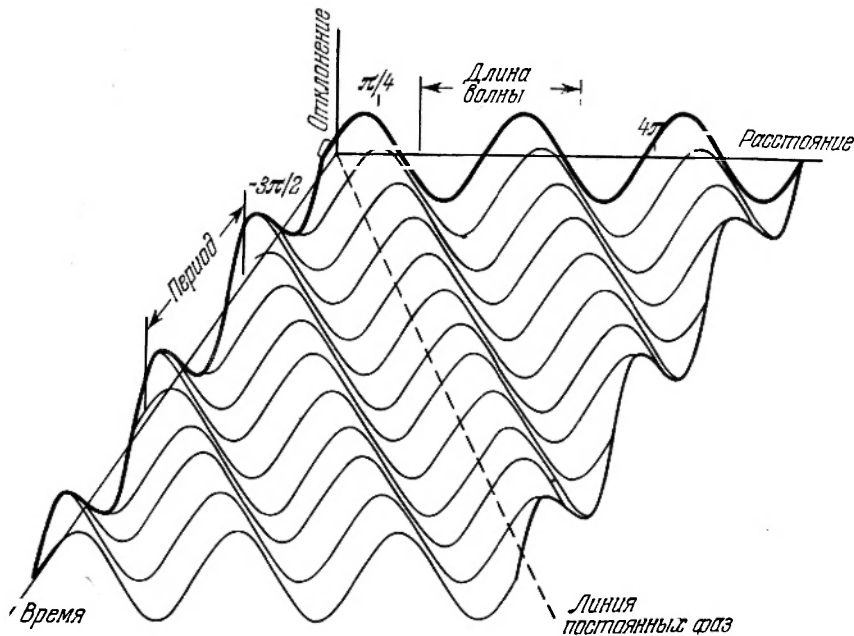


Рис. 11.4. На этом рисунке изображена распространяющаяся волна, то есть волна, которая изменяется периодически и во времени и в пространстве для простого синусоидального возмущения, которое можно сравнить с рябью на поверхности какого-нибудь водоема, если бросить в него камень. Длина волны — это расстояние, на котором происходит одно пространственное колебание. Период — это время, за которое происходит одно временное колебание. Указана фаза нескольких точек волны относительно исходной точки (0). Пунктирная линия показывает движение данной точки постоянной фазы, точки, которая соответствует нулевой фазе во времени и пространстве. Скорость движения этой точки в пространстве называется фазовой скоростью волны. Согласно квантовой механике волна, связанная с электронной парой в сверхпроводнике, обладает пространственным колебанием, длина волны которого определяется импульсом центра масс пары и временем колебания период которого определяется энергией пары.

пруда, когда образуется волна, если бросить камень. Фаза такой волны зависит от пространственного расстояния и от промежутка времени относительно какой-то исходной точки в пространстве и времени. На рис. 11.4 показано развитие простой синусоидальной волны во времени и пространстве. Длина волны какого-либо возмущения — это расстояние, на котором происходит одна пространственная осцилляция и фаза смещения меняется на 2π . Период — это временной интервал, за который происходит одна временная осцилляция и фаза смещения меняется на 2π . На рис. 11.4 в некоторых точках волны фаза указывается относительно первоначальной точки. Пунктирная линия показывает пространственно-временное развитие движения некоторой точки постоянной фазы, т. е. точки,

соответствующей нулевой фазе. Скорость, с которой эта точка постоянной фазы перемещается в пространстве, называется фазовой скоростью волны.

Далее, как мы уже упоминали, согласно квантовой механике, волна, связанная с электронной парой, имеет пространственную осцилляцию, длина волны которой определяется импульсом центра масс пары. Волна имеет также и временную осцилляцию, период которой определяется энергией электронной пары, так что фаза пары зависит от энергии пары, а также от импульса ее центра масс. Как мы уже видели, в массивном

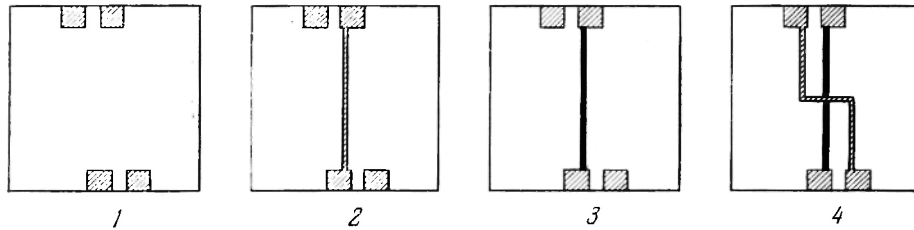


Рис. 11.5. Процесс получения соединения Джозефсона начинается с того, что на стеклянную пластинку наносят четыре электрода в виде тонких металлических пленок (1). Это достигается нагревом металла в вакуумной камере до тех пор, пока часть его не испарится. Металлический пар осаждается через маску, положенную на стеклянную поверхность. Далее, тонкий слой сверхпроводящего вещества (например, олова) наносится на поверхность пластинки в виде полосы, которая осуществляет контакт между двумя ранее нанесенными электродами (2). Ширина полосы обычно 1 мм, а толщина приблизительно 2000 Å. Третий этап (3) состоит в том, что на поверхности нижней полосы образуют очень тонкий слой изолирующего окисла (толщиной около 10 Å). Это достигается тем, что в вакуумную камеру впускают воздух или чистый кислород, причем его количество тщательно контролируется. Соединение будет готово, когда на слой окисла будет нанесена вторая полоса сверхпроводника. Обычно эта верхняя полоса наносится под прямым углом по отношению к нижней полосе (4). Эта полоса осуществляет контакт между двумя оставшимися электродами. Далее к электродам припаивают провода для подачи тока в соединение и для измерения падения напряжения в соединении.

сверхпроводнике притяжение электронов, большое число связанных электронных пар и принцип запрета благоприятствуют тому, чтобы фазы пар были одинаковыми. Эти два факта приводят к простому объяснению нулевого сопротивления сверхпроводящего состояния. Если бы между двумя концами сверхпроводящего бруска, по которому течет ток, существовало различие в электрическом напряжении (см. рис. 11.1), то энергия электронной пары в одном его конце была бы на $2eV$ больше, чем энергия электронной пары в другом конце (e — заряд электрона). Тогда с течением времени, между электронными парами на двух концах бруска образовалась бы разница в фазах. Вместо того чтобы перейти в это состояние, отвечающее более высокой энергии, в котором фазы пар рассогласовываются, в сверхпроводнике течет ток, что выравнивает возможную разницу в напряжении*).

В 1962 г. Джозефсон понял, что можно модифицировать фазовые соотношения и, следовательно, подробно изучить этот аспект сверхпроводящего дальнего порядка. Он рассмотрел ситуацию, показанную на рис. 11.1, и рассуждал следующим образом. Фаза пары должна быть одинакова на всем протяжении куска одного сверхпроводника, так как пары могут свободно перемещаться в нем. Если сверхпроводник разделен на две части, и эти части разделены так, что пары не могут обмениваться между

*) Другими словами, такое состояние с коррелированными парами оказывается энергетически более выгодным при температурах, меньших температуры перехода в сверхпроводящее состояние. (Прим. перев.)

собой, то не должно существовать какого-либо специфического соотношения между фазами пар этих двух частей. Однако если эти части сверхпроводника достаточно приблизить друг к другу, то возникнет промежуточное положение, при котором может иметь место некоторый обмен электронными парами путем квантовомеханического процесса, который называется туннелированием. Электроны благодаря своей волноподобной природе могут туннелировать или проникать через барьеры (через которые они не могли бы проникнуть, если они были бы просто частицами). В этом случае вся система оказывается в состоянии минимальной энергии, при котором между фазами пар в этих двух сверхпроводниках будет существовать совершенно определенная разница. Далее должна появиться возможность изменить эту разность фаз или относительную фазу, если контролировать скорость перехода пар между данными двумя частями сверхпроводника.

В принципе такая ситуация достигается простым разделением двух частей сверхпроводника. Расстояние между ними должно быть порядка 10 \AA . К сожалению, никто фактически не знает, как осуществить такую ситуацию, но на практике можно получить совершенно эквивалентное расположение, если воспользоваться методикой Ив. Гизэвера и Дж. С. Фишера (рис. 11.5). Основное в этой методике то, что два сверхпроводника отделены тонким слоем изолирующего окисла, который наносится на один из них, перед тем как второй накладывается сверху.

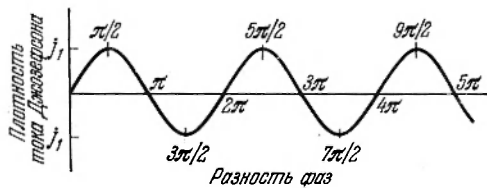


Рис. 11.7. Плотность тока, или ток на единицу площади, в соединении Джозефсона есть синусоидальная функция разности фаз электронных пар в данных двух сверхпроводниках. Плотность тока имеет максимальное значение j_J , когда разность фаз будет нечетным кратным числом $\pi/2$. Плотность тока равна нулю, когда разность фаз будет целым кратным числом π .

Джозефсон предсказал, что если между этими двумя сверхпроводниками каким-то образом возникает разница фаз, то пары будут переходить предпочтительно в одном направлении, и между этими двумя сверхпроводниками будет течь ток. (В лабораторном эксперименте именно этот ток контролируется экспериментатором, а не фазовое различие. Фазовое различие получают в том случае, если в соединении пустить ток. Однако умозрительно проще представить себе фазовое различие как контролируемое свойство, а затем поставить перед собой вопрос, какой возникает

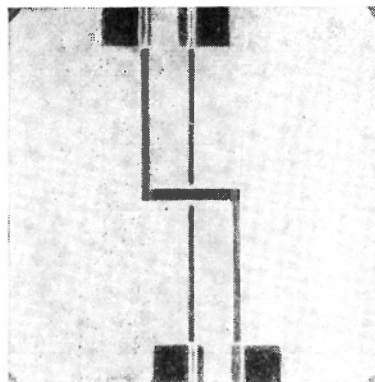


Рис. 11.6. Соединение Джозефсона состоит из двух сверхпроводящих оловянных полосок, разделенных изолирующим слоем окисла олова толщиной в 10 \AA . Площадь стеклянной пластинки, на которой смонтировано соединение около 6 см^2 . Процесс изготовления таких соединений показан на рис. 11.5.

туннелирование пар между двумя сверхпроводниками такого соединения приводит к взаимосвязи фаз пар на двух концах сэндвича, которое можно изменить с помощью электрического и магнитного полей, как это предвидел Джозефсон.

ток.) В теории Джозефсона плотность тока соединения — это синусоидальная функция фазового различия (рис. 11.7). Это несколько странное периодическое отношение между плотностью тока и фазой можно понять, если вспомнить, что фаза пары зависит от ее движения. Пары, переносимые в предпочтительном направлении, просто меняют свою фазу на величину, которая требуется для того, чтобы подходить к фазе пары на том конце, к которому они направляются. Те пары, которые пытаются перемещаться в противоположном направлении, сдвинут свои фазы на такую же величину. Если результирующая фаза подходит к фазе пары на той стороне, к которой они движутся, они могут осуществить переход; число пар, которые перемещаются в обоих направлениях, одинаково, и суммарный ток равен нулю. Если же результирующая фаза не подходит, то пары будут отражаться к тому концу, откуда они пришли, и переход пар в предпочтительном направлении вызовет ток (рис. 11.8). Таким образом, между двумя сверхпроводниками возникнет постоянный ток при нулевой разности потенциалов, причем все соединение ведет себя как единый сверхпроводящий брусок. Это и есть эффект постоянного тока Джозефсона.

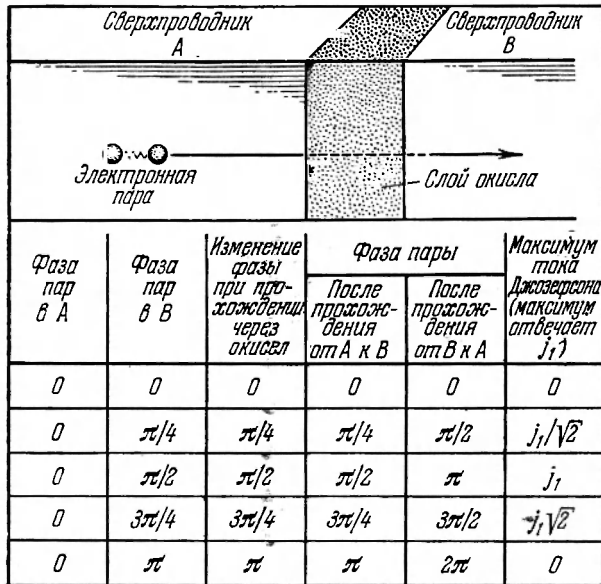


Рис. 11.8. Периодическое отношение между плотностью тока соединения и разностью фаз пар можно понять, если вспомнить, что фаза пары зависит от ее движения. На диаграмме в верхней части изображены два сверхпроводника, помеченные буквами А и В, которые разделены изолирующим слоем окисла. Таблица внизу показывает, как переход электронных пар от А к В и от В к А связан с разницей между фазами пары в этих двух сверхпроводниках. Она также показывает разностный ток для этой относительной фазы пары. Фаза пары в сверхпроводнике А принята за нуль. Если фаза пары в сверхпроводнике В тоже нуль (первая строчка в таблице), то вероятность перехода пар в любом направлении одинакова и разностный ток соединения будет равен нулю. Во второй строчке таблицы представлена ситуация для фазы пары $\pi/4$ в сверхпроводнике В. Изменение фазы пары, которая туннелирует через слой окисла, будет $\pi/4$. Таким образом, фаза пары, идущая от А к В, меняется от нуля до $\pi/4$. Когда она достигает области В, ее фаза точно соответствует фазе в области В; она точно совпадает с фазами других пар в области В, и такой переход наиболее вероятен. Однако фаза пары, идущей от В к А, меняется от $\pi/4$ до $\pi/2$, что не совпадает с нулевой фазой других пар на стороне А. Таким образом, переход пары от В к А менее вероятен, чем переход пары от А к В. В среднем будет некомпенсированный поток пар от А к В и, следовательно, возникнет ток. Фазовое несоответствие для пар, идущих от В к А, в третьей строчке таблицы еще хуже, и, следовательно, число пар, идущих от В к А, будет еще меньше. В результате ток от А к В понижается. Так как относительная фаза пары продолжает увеличиваться в четвертой и пятой строчках, то несоответствие уменьшается, а суммарный ток от А к В снова понижается. Таблица описывает первую половину цикла кривой рис. 11.7.

Он наблюдал предсказанный ток без сопротивления в соединении и изучил его зависимость от внешнего магнитного поля. Наблюдение за зависимостью от магнитного поля было существенным, так как такой ток без сопротивления мог также возникнуть благодаря присутствию небольшого «моста» сверхпроводника через соединения. (Конечно, теперь, если оглянуться назад, то можно утверждать, что многие исследователи наблюда-

емые в предпочтительном направлении, просто меняют свою фазу на величину, которая требуется для того, чтобы подходить к фазе пары на том конце, к которому они направляются. Те пары, которые пытаются перемещаться в противоположном направлении, сдвинут свои фазы на такую же величину. Если результирующая фаза подходит к фазе пары на той стороне, к которой они движутся, они могут осуществить переход; число пар, которые перемещаются в обоих направлениях, одинаково, и суммарный ток равен нулю. Если же результирующая фаза не подходит, то пары будут отражаться к тому концу, откуда они пришли, и переход пар в предпочтительном направлении вызовет ток (рис. 11.8). Таким образом, между двумя сверхпроводниками возникнет постоянный ток при нулевой разности потенциалов, причем все соединение ведет себя как единый сверхпроводящий брусок. Это и есть эффект постоянного тока Джозефсона.

В 1963 г. Дж. Ровелл дал первое неоспоримое экспериментальное подтверждение эффекта постоянного тока Джозеф-

ли эффект постоянного тока Джозефсона, но приписывали токи без напряжения, которые они наблюдали, таким «мостам» и делали все возможное, чтобы игнорировать этот нежелательный эффект.) Ток «моста» может быть видоизменен только весьма большим магнитным полем, а

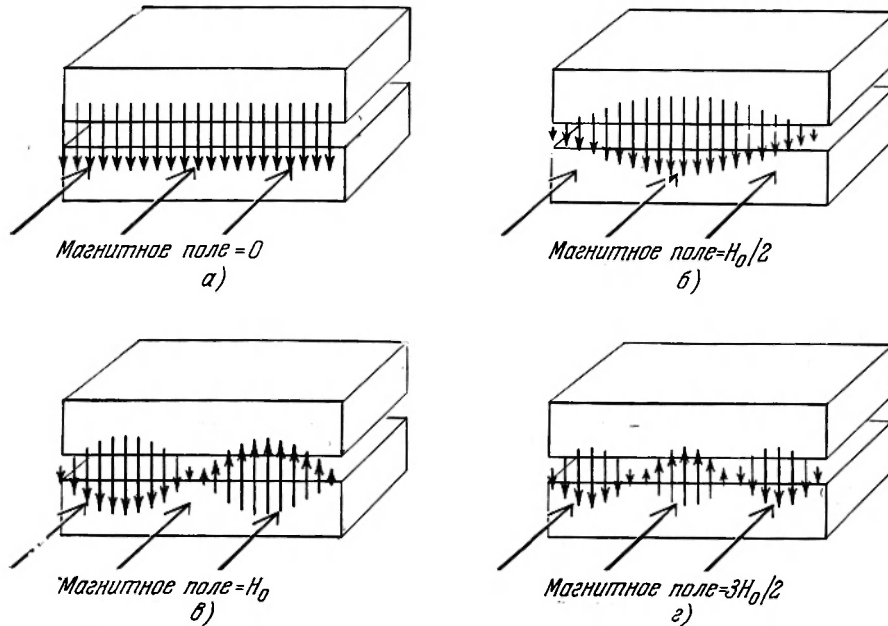


Рис. 11.9. На этих схематических диаграммах показано влияние магнитного поля на постоянный ток, проходящий через соединение Джозефсона. Внешнее магнитное поле (черные стрелки) прикладывается в плоскости соединения под прямыми углами к одной стороне соединения. На рисунке а) магнитное поле равно нулю и величина тока одинакова во всех точках соединения, как это показывает длина красных стрелок. На рисунке б) сила приложенного магнитного поля ($H_0/2$) такова, что длина волны тока Джозефсона в два раза больше длины соединения. Таким образом, половина длины волны точно укладывается на длине соединения. На рисунке в) магнитное поле увеличивается до H_0 , так что полная длина волны укладывается на длине соединения. Ток теперь меняет направление один раз; равные токи текут в обоих направлениях, суммарный ток в соединении равен нулю. На рисунке г) поле увеличилось до $3H_0/2$. Полторы длины волны укладываются на длине соединения, ток меняет направление дважды и снова появляется разностный ток в соединении. Суммарный ток не так велик, как на рисунке а) и б). График, показывающий, каким образом суммарный ток соединения зависит от силы магнитного поля, приводится на рис. 11.10.

постоянный ток Джозефсона обладает единственной в своем роде периодической вариацией в очень малых магнитных полях. Это колебание возникает следующим образом.

В квантовой механике фаза волны, связанная с частицей (либо со связанной электронной парой в сверхпроводнике), зависит от магнитного поля (точнее говоря, от того, что называют магнитным векторным потенциалом). Оказывается, что различие между фазами пар в двух сверхпроводниках имеет пространственную вариацию, если в туннельном соединении имеется магнитное поле. Если поле оказывается однородным и постоянным во всем слое изолирующего окисла, то фаза изменяется в плоскости соединения в направлении под прямыми углами к направлению поля со скоростью, которая пропорциональна величине поля (рис. 11.9). Из-за периодической зависимости плотности тока от фазы постоянный ток в соединении осциллирует в пространстве и может менять свое положение в некоторых точках в соединении, если магнитное поле достаточно велико. Поэтому с увеличением магнитного поля максимальный суммар-

ный постоянный ток без сопротивления, который может нести соединение, меняется через определенные промежутки времени (рис. 11.10). То, что Ровелл наблюдал именно это поведение, окончательно подтвердило, что наблюдаемый ток без напряжения и есть эффект постоянного тока Джозефсона.

До сих пор мы рассмотрели только такое положение, когда различие в фазах пар между двумя сверхпроводниками соединения не изменяется

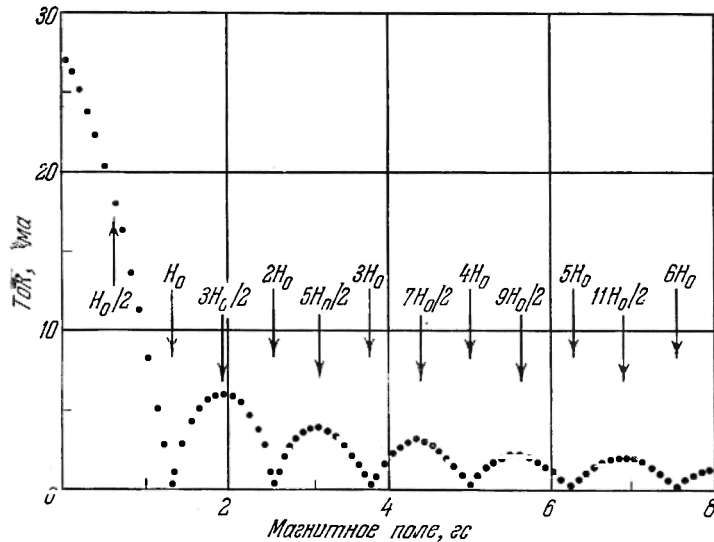


Рис. 11.10. Максимальный разностный постоянный ток, который может протекать через соединение Джозефсона, изменяется периодически с увеличением магнитного поля. На графике даны значения магнитных полей, которые показаны на диаграммах рис. 11.9. Тот факт, что в 1963 г. Дж. Ровелл наблюдал именно такое поведение, окончательно подтвердило, что наблюдаемый ток без сопротивления в соединении и есть эффект Джозефсона в постоянном токе.

со временем. Однако мы видели, что если между двумя сверхпроводниками имеется разница в напряжении и, следовательно, разница потенциальной энергии, то фазовая разница будет изменяться со временем. Не зависящая от времени разность фаз, которая существует, когда в соединении течет постоянный ток, на самом деле первоначально получается в результате приложения к соединению мгновенной разности потенциалов. Эта разность возникает, когда к соединению подключен внешний источник тока. Перепад потенциала обуславливает сдвиг фазы во времени. Когда фазовая разница достигает значения, которое соответствует току, задаваемому источником тока, падение напряжения исчезает, и с этого времени относительная фаза пары будет постоянной во времени. Это происходит приблизительно один раз в одну десятиллиардную секунды. Однако если ток внешнего источника превышает максимальный постоянный ток Джозефсона, в соединении появляется напряжение и относительная фаза неуклонно возрастает во времени. Из-за синусоидальной зависимости тока Джозефсона от фазы ток осциллирует взад и вперед между двумя сверхпроводниками с частотой, пропорциональной напряжению в соединении. Это — эффект переменного тока Джозефсона.

Подтвердить этот эффект переменного тока Джозефсона оказалось значительно труднее, чем подтвердить эффект в постоянном токе. Отношение между временной зависимостью фазы и напряжением в соеди-

нении таково, что если напряжение имеет постоянную величину V , частота ν осциллирующего сверхтока будет превышать напряжение в $2e/\hbar$ раз, где e — заряд электрона, а \hbar — постоянная Планка. (Таким образом, $\nu = 2eV/\hbar$.) Отношение $2e/\hbar$ численно равно $483,6 \text{ Мгц/мкв}$. А поскольку типичное напряжение соединения изменяется от нескольких микровольт до нескольких милливольт, то частота осциллирующего сверхтока может достигать нескольких сотен миллиардов герц. Вполне очевидный прямой способ наблюдать такие высокочастотные токи состоит в обнаружении электромагнитных волн, испускаемых током. (Вообще говоря, любой осциллирующий ток будет испускать электромагнитные волны.) При указанных частотах излучение лежит в микроволновой и далекой инфракрасной областях электромагнитного спектра. Однако величина энергии, которую дают токи Джозефсона в переменном токе, очень мала, и ее, таким образом, трудно обнаружить. Вследствие этого прямое экспериментальное подтверждение эффекта Джозефсона было сделано лишь после того, как ряд косвенных экспериментов не оставил никаких сомнений относительно существования этого эффекта.

Первое из этих косвенных подтверждений получил С. Шапиро в 1963 г. Шапиро менял напряжение в соединении и измерял ток, в то время как на него воздействовало микроволновое излучение, подаваемое обычным микроволновым осциллятором. Он нашел, что при некоторых напряжениях ток соединения резко возрастал. Когда эти напряжения подставили в уравнение Джозефсона, частота — напряжение ($\nu = 2eV/\hbar$), то частоты оказались целыми числами, кратными частоте приложенного микроволнового излучения.

Этот эффект можно объяснить следующим образом: в цепи существует, помимо напряжения постоянного тока, еще небольшое напряжение, наведенное приложенным микроволновым излучением, которое осциллирует с частотой этого излучения. Так как частота сверхтока Джозефсона зависит от напряжения соединения, то частота сверхтока характеризуется небольшим периодическим изменением во времени; другими словами, сверхток частично модулирован. По этой причине он содержит компоненты, которые обладают многими частотами. Эти частоты суть алгебраические суммы частоты приложенного микроволнового излучения плюс (или минус) частота сверхтока Джозефсона плюс (или минус) все частоты гармоник, которые связаны с этими двумя основными частотами. При напряжениях постоянного тока, для которых частота Джозефсона равна микроволновой частоте или какому-нибудь целому, кратному ей, среди всех возможных суммарных частот есть одна частота, которая равна нулю. Это означает, что существует нулевая частота или постоянный ток при тех значениях напряжения постоянного тока соединения, для которых возможно это особое соотношение между частотой Джозефсона и микроволновой частотой. Конечно, все это в первую очередь зависит от существования сверхпроводящего сверхтока Джозефсона, так что наблюдения Шапиро лишь косвенно подтверждают его существование.

Другое косвенное подтверждение было получено двумя авторами данной статьи (Скалапино и Тейлором) и Р. Е. Эком в Пенсильванском университете. Было обнаружено, что «ступеньки» или резкие увеличения в токе соединения, подобные тем, которые обнаружил Шапиро, появляются в кривых, которые устанавливают отношение между током и напряжением соединений Джозефсона, даже в отсутствие какого-либо микроволнового излучения, приложенного извне (рис. 11.11). Чтобы понять происхождение этих порогов, полезно будет вспомнить, что с любой структурой ограниченного размера, в которой могут распространяться

волны, связан дискретный ряд «резонансных мод» *), каждая из которых отвечает особому соотношению между длиной волны и размерами структуры. Например, если взять полую трубку, в которой могут распространяться звуковые волны, закрыть ее с одного конца, а второй конец оставить открытым, то мы получим органную трубу с набором резонирующих мод (тональностей), которые соответствуют основной резонирующей частоте, и весь ряд обертонов или гармонических резонирующих частот. Если какой-либо источник звука будет возбуждать эту трубу с частотой,

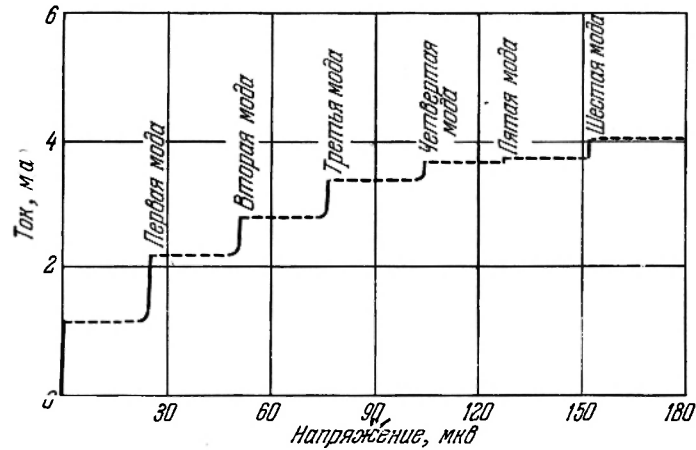


Рис. 11.11. В кривых, которые связывают ток с напряжением соединений Джозефсона, наблюдались «ступеньки», или резкие возрастания тока соединения, даже в отсутствие приложенного извне микроволнового излучения. Это наблюдение было косвенным подтверждением существования эффекта Джозефсона в переменном токе. Каждая ступенька соответствует резонансной моде осциллирующего электромагнитного поля, которая присутствует между двумя сверхпроводящими полосами в соединении.

равной основной частоте или частоте одного из обертонов, в ней появится интенсивная стоячая звуковая волна, то есть труба резонирует (отзывается на внешнее воздействие). Если возбуждать эту трубу с некой частотой, которая не равна ни основной частоте, ни частотам обертонов, то эффект будет много слабее.

Соединение Джозефсона — это, по существу, электромагнитный резонатор. Электромагнитные волны могут распространяться между двумя сверхпроводниками, и следовательно, в соединении будет ряд резонирующих электромагнитных мод. В соединении можно получить относительно интенсивное электромагнитное поле, если частота и длина волны источника возбуждения отрегулированы так, чтобы соответствовать частоте и длине волны одной из этих резонирующих мод. Теперь ясно происхождение ступенек, которые наблюдали Эк, Скалапино и Тейлор. Можно заставить сверхток Джозефсона периодически изменяться в пространстве с длиной волны, которая устанавливается наведенным магнитным полем, а также во времени с частотой, которая устанавливается напряжением в соединении. Таким образом, частота и длина волны сверхтока будут соответствовать частоте и длине волны одной из мод соединения, в соединении будет генерироваться электромагнитное поле. Далее, это поле может взаимодействовать с током Джозефсона так же,

*) Стоячих волн. (Прим. ред.)

как и приложенное микроволновое излучение Шапино, давая наблюдаемые пороги в кривой ток — напряжение.

Это открытие имело большое значение по двум причинам. Во-первых, оно давало еще одно косвенное доказательство существования эффекта Джозефсона в переменном токе. Во-вторых, оно давало ключ к пониманию того, как можно заставить сверхток переменного тока генерировать в соединении достаточное количество электромагнитного излучения, для того чтобы стало возможным прямое внешнее обнаружение излучения. Вооруженные этими сведениями, мы сделали попытку непосредственно обнаружить излучение, испускаемое соединениями Джозефсона. Недавно нам удалось это сделать. Результаты этих экспериментов прямо подтверждают существование эффекта Джозефсона в переменном токе в сверхпроводниках и, что еще более важно, дают нам новое мощное орудие для изучения этого эффекта.

В наших экспериментах мы выбираем частоту приблизительно 10 млрд гц . Так как такая микроволновая частота наиболее часто используется, то необходимое для ее получения оборудование и методика вполне доступны и хорошо известны. Напряжение, соответствующее этой частоте, составляет приблизительно 20 мкв . Итак, мы приготовили соединения с соответствующей длиной, так чтобы первая либо вторая резонирующая мода (или порог в кривой ток — напряжение) возникали при 20 мкв . Эти соединения были помещены внутри волновода (рис. 11.12).

Излучение, испускаемое соединением, перемещается вдоль по волноводу и выходит из сосуда Дьюара, попадая внутрь электронной системы, сконструированной таким образом, чтобы реагировать на очень малую мощность. Эта система в одном из вариантов могла фиксировать 10^{-16} вт . Это приблизительно такая мощность в видимом диапазоне волн, которую получает человеческий глаз от лампы в 100 вт , помещенной на расстоянии 160 км от него. Такая высокая чувствительность была необходима,

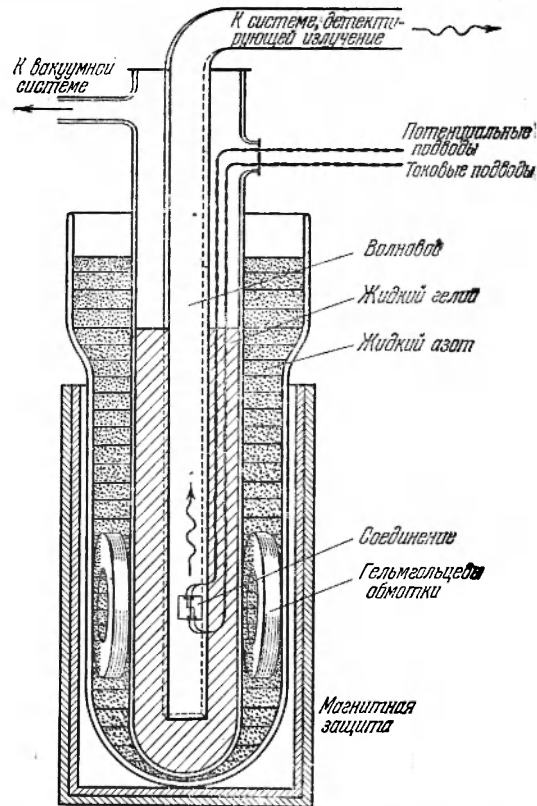


Рис. 11.12. Экспериментальное устройство, использованное авторами для того, чтобы детектировать микроволновое излучение, испускаемое соединением Джозефсона. Соединения устанавливались внутри волновода (прямоугольная металлическая трубка, в которой может распространяться электромагнитное излучение). Провода подсоединялись к соединению таким образом, чтобы к нему можно было подвести ток и чтобы можно было измерить его напряжение. Волновод и соединение помещались в сосуд Дьюара (вакуумно-изолированный контейнер, напоминающий термос), который можно было наполнить жидким гелием для охлаждения соединения до температуры на один или два градуса выше абсолютного нуля. За пределами сосуда Дьюара помещались две катушки для получения необходимых магнитных полей. Все это устройство было окружено магнитным экраном с тройными стенками, для того чтобы устранить магнитное поле Земли внутри сосуда Дьюара.

потому что, хотя мы знали, как генерировать излучение внутри соединения, мы не полностью решили проблему передачи этого излучения из соединения в волновод. Излучение, распространяющееся в соединении, почти полностью отражается обратно, когда оно достигает ее концов, и очень малое количество (только приблизительно одна стотысячная) попадает в волновод.

Эта проблема оптимизации перехода мощности от источника (соединения) к нагрузке (волновод и детектирующая система) является проблемой подбора сопротивления, вполне аналогичной проблеме передачи достаточной мощности от усилителя с высоким сопротивлением и высокой добротностью к громкоговорителю с низким сопротивлением или от человека

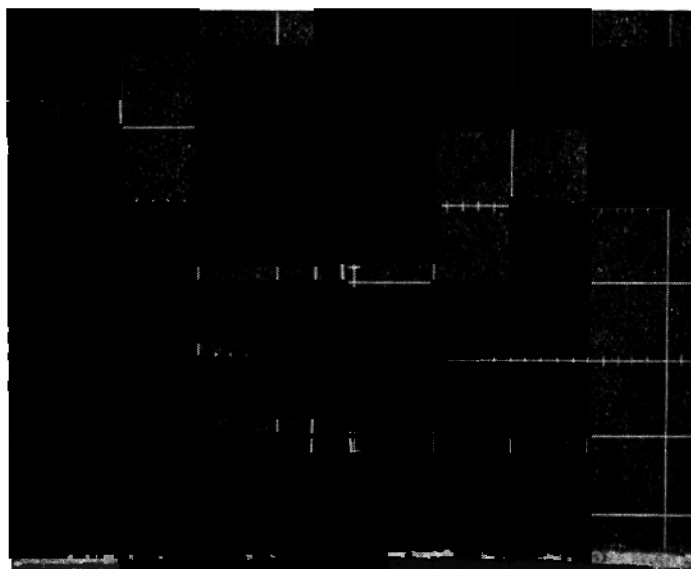


Рис. 11.13. На экране осциллографа появляется выходной сигнал, вызванный системой детектирования, связанной с экспериментом авторов статьи. Наблюдаемый сигнал был вызван сигналом на входе микроволнового излучения соединения Джозефсона мощностью в одну стоимиллиардную ватта.

с малой массой к валуну с большой массой и сопротивлением. Решить эту задачу могут приборы, подгоняющие сопротивление: электрический преобразователь в первом случае и рычаг или блок и полипласт во втором случае. Решение для переходной области Джозефсона не столь элементарно, и мы обходим эту трудность на данном этапе, используя систему детектирования с чувствительностью, адекватной для фиксации мощности, которая испускалась. Мы подсчитали, что можем получить 10^{-12} вт, доступная чувствительность 10^{-16} вт дает некоторую гарантию.

Излучение было обнаружено, и мы смогли несколько улучшить переход мощности и зарегистрировать мощность вплоть до 10^{-11} вт. Типичная кривая сигнала представлена на рис. 11.13. Было найдено, как это было предсказано Джозефсоном, что излучение когерентно (все в фазе) и по крайней мере так же монохроматично, как и излучение, испускаемое обычным клистронным осциллятором вакуумной трубки. Было найдено, что с точностью, превышающей 1%, отношение частоты излучения к напряжению постоянного тока соединения равно предсказанному значе-

нию $2e/\hbar$. Однако эксперименты, которые приводят к таким результатам, как ожидалось, редки и данный эксперимент не является исключением. Наряду с описанным удовлетворительным согласием теории и эксперимента возникли новые неожиданности и новые загадки, которые мы сейчас изучаем. Другие ученые тоже активно работают в этой области. Группа ученых Академии наук УССР первая сообщила о непосредственном наблюдении излучения от соединения Джозефсона. Они сообщили о наблюдении излученной мощности 10^{-13} вт. Они также ведут дальнейшее изучение излучения Джозефсона.

Прямое обнаружение излучения Джозефсона в переменном токе открыло большие возможности в области применения этого явления. Оно является очень чувствительным и прямым орудием для дальнейшего изучения эффектов Джозефсона и сверхпроводимости. Так, например, одновременные измерения напряжения постоянного тока соединения и частоты испускаемого излучения представляют весьма точную проверку обоснованности взаимосвязи соотношения между частотой и напряжением, данного Джозефсоном. Это имеет большое значение, так как соотношение между частотой и напряжением непосредственно связано с некоторыми основными особенностями современной теории сверхпроводимости. Если это отношение остается в силе при подобном тщательном контроле, то отношение фундаментальных физических констант e/\hbar , которое появляется в нем, можно определить с точностью в несколько раз большей, чем это было сделано до сих пор. Таким образом, мы имеем уникальную возможность использовать макроскопическое квантовое явление для определения одной из основных констант природы. В нашей лаборатории сейчас проводятся эксперименты в этой области.

Открываются также большие возможности и в области технологии. До сих пор еще сравнительно мало исследована область электромагнитного спектра между микроволнами с сантиметровыми длинами волн и инфракрасными волнами, длины которых составляют тысячные доли сантиметра. Физикам было трудно проводить такие эксперименты, используя излучение в этой части спектра, так как генерирование и обнаружение такого излучения было весьма трудным и дорогостоящим делом. Соединения Джозефсона очень перспективны, так как являются простыми и дешевыми источниками малых количеств когерентного монохроматического излучения с длинами волн в пределах от нескольких миллиметров до долей миллиметра. Они могли бы быть особенно полезны в низкотемпературных измерениях, в которых существенную часть эксперимента составляет охлаждение с помощью жидкого гелия. Для того чтобы получить желаемые мощности, необходимо будет решить проблему передачи мощности. В принципе, по-видимому, это возможно сделать.

С момента открытия Джозефсона эффекты сверхпроводимости получили богатое экспериментальное подтверждение и дали поразительные подтверждения удивительных проявлений квантовой механики на макроскопическом уровне в сверхпроводниках. Вновь обретенная намп возможность контролировать фазу электронных пар, ответственных за сверхпроводимость, открывает новые перспективы в понимании этого явления, а также и в других областях физики и технологии.

В. Л. Гинзбург

ПРОБЛЕМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ *)

(ФЕВРАЛЬ 1969 г.)

Когда обсуждают будущее энергетики, то в первую очередь упоминают проблему управляемых термоядерных реакций. Спора нет — это направление действительно является самым важным в плане далеких перспектив и решения кардинальных задач энергетики. Существует, однако, и другая грандиозная по своему возможному энергетическому и техническому значению физическая проблема, остающаяся до сих пор несколько в тени. Речь идет о создании высокотемпературных сверхпроводников.

Сама постановка такой задачи не может считаться новой, но потраченные для ее решения усилия еще совершенно неадекватны характеру вопроса и его потенциальной важности. Если термоядерным синтезом и физической плазмы занимаются целые институты и огромные лаборатории в разных странах мира, то поиски высокотемпературных сверхпроводников производились пока что лишь одиночками или маленькими группками. Разумеется, в вопросах науки, как подчеркивал еще Галилей, мнение одного бывает дороже мнения тысячи. Дело, однако, в том, что проблема высокотемпературной сверхпроводимости представляется нам находящейся сейчас в такой фазе, когда необходимы очень трудоемкие и разносторонние исследования с использованием самых совершенных методов. Поэтому подлинного успеха, даже если он достижим в принципе, быть может, и нельзя добиться, пока капризная «научная мода» не поможет сконцентрировать на вопросе о высокотемпературной сверхпроводимости достаточное внимание.

В настоящей статье хотелось бы пояснить, в чем же заключается проблема высокотемпературной сверхпроводимости и каковы надежды и прогнозы в этой области. Чтобы сделать это в расчете на людей, далеких от физики твердого тела и низких температур**), нам придется сначала остановиться на самом явлении сверхпроводимости и причинах, ограничивающих его технические применения.

Сверхпроводимость (общие замечания). Сверхпроводимость занимает в физике не только очень важное, но и весьма своеобразное место. Достаточно сказать, что природа сверхпроводимости была выяснена лишь в 1957 г. — через 46 лет после открытия этого явления (сверхпроводимость была открыта на примере ртути в 1911 г. голландским физиком Камерлинг-

*) Статья впервые опубликована в 3-м выпуске ежегодника «Будущее науки», изд-во «Знание», 1969 г.

**) Подробнее с состоянием проблемы высокотемпературной сверхпроводимости можно ознакомиться по статьям автора в журнале «Успехи физических наук» 95, 91 (1968); 101, 185 (1970).

Оннесом). В наше время подобная «долгоживучесть» научной загадки является редкостью. Но главное при оценке роли сверхпроводимости заключается, конечно, не в этом, а в своеобразии свойств, которыми обладают сверхпроводники. Важнейшее их свойство, нашедшее отражение в самом названии явления, состоит в том, что постоянный ток течет по сверхпроводнику, не испытывая никакого сопротивления. Точнее, сверхпроводимость для данного металла наблюдается только при известных условиях, а именно, если температура сверхпроводника ниже некоторой критической температуры T_k , а сила тока и напряженность магнитного поля также ниже критических значений I_k и H_k (значения I_k и H_k зависят от температуры T и стремятся к нулю при приближении T к критической температуре T_k). Существование критических значений T_k , I_k и H_k как раз и ограничивает технические применения сверхпроводимости. Если бы таких ограничений не было, то сверхпроводимость буквально царил бы в электротехнике и радиотехнике. В самом деле, в линиях электропередач, в трансформаторах, электромоторах, радиоприемниках и телевизорах, словом, практически везде, где течет ток, используются обычные (нормальные) проводники — обычные в том смысле, что они обладают отличным от нуля электрическим сопротивлением и, следовательно, нагреваются при прохождении через них тока. Соответствующие потери на нагревание, во-первых, довольно значительны сами по себе и, следовательно, заметно снижают коэффициент полезного действия электрических машин, электропередач и различной аппаратуры. Во-вторых, нагревание обычных проводников при прохождении по ним тока в ряде случаев порождает дополнительные технические трудности и ограничения, связанные с необходимостью отводить тепло во избежание перегрева или просто разрушения (расплавления) проводников. Очевидно, таким образом, что, обладая мы подходящими сверхпроводящими материалами, они почти везде заменили бы обычные проводники. Это дало бы колоссальный экономический эффект и вместе с тем позволило бы создать целый ряд более легких, компактных и надежных приборов, чем существующие.

Однако еще сравнительно недавно, лет десять назад, использование сверхпроводящих материалов резко лимитировалось и в связи с небольшим значением максимальной известной критической температуры T_k и в силу сравнительно небольших значений критического поля H_k . Так, для первого открытого сверхпроводника — ртути, значение $T_k = 4,1^\circ \text{K}$, для свинца $T_k = 7,3^\circ \text{K}$. В 1954 г. было обнаружено, что сплав (интерметаллическое соединение) ниобия с оловом (Nb_3Sn) обладает особенно высокой критической температурой $T_k = 18,1^\circ \text{K}$ (при некотором изменении состава сплава и его обработке это значение удается повысить на две-три десятых градуса). Лишь в 1967 г. удалось обнаружить материал с более высоким значением $T_k \approx 20^\circ \text{K}$; им оказался сплав, состоящий из соединений ниобия с алюминием и германием.

Между тем даже жидкий воздух в обычных условиях имеет температуру около 78°K (-195°C). Чтобы работать при температурах ниже 20°K , нужно использовать жидкий водород или, в основном, жидкий гелий (при атмосферном давлении эти жидкости кипят соответственно при $20,3$ и $4,2^\circ \text{K}$). Следовательно, для использования явления сверхпроводимости в настоящее время необходимо работать при весьма низкой температуре и это очевидным образом и весьма решительно лимитирует технические применения сверхпроводников. Что же касается упомянутого ограничения, связанного с небольшими значениями критического поля H_k , то они сейчас в общем уже преодолены. Если недавно использовались лишь сверхпроводники с полем H_k , достигающим тысяч гаусс, то теперь известны и

освоены материалы со значением H_k , достигающим сотен тысяч гаусс. В результате созданы и все шире используются легкие и очень сильные сверхпроводящие магниты. Такие сверхпроводящие магниты являются сейчас важнейшим объектом, где сверхпроводимость находит техническое применение. Очевидно, что сфера их применения неизмеримо расширилась бы и их значение колоссально возросло, если бы удалось создать высокотемпературные сверхпроводники, т. е. сверхпроводники с критической температурой T_k , достигающей хотя бы температуры жидкого воздуха, а еще лучше комнатной температуры *).

Каковы же перспективы решения этой проблемы? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно раньше всего понять, почему для известных сверхпроводников критическая температура не превосходит 20°K . Здесь дело явно идет о самой природе явления, а не просто о том, что мало металлов и сплавов «проверили на сверхпроводимость». Напротив, нет, наверно, ни одного известного сплава, не говоря уже о металлических элементах, которые не были бы проверены с этой точки зрения. В то же время сейчас уже можно, и это считается довольно общепризнанным, дать ответ на вопрос о природе своеобразного предела для T_k , достигающего примерно $30\text{--}40^\circ \text{K}$. Правда, это стало возможным только после 1957 г., когда Бардин, Купер и Шриффер впервые построили теорию сверхпроводимости, в которой критическая температура T_k связывается с характеристиками самого металла **).

Сверхпроводимость (природа явления). Явление сверхпроводимости, как оказалось, возникает в тех случаях, когда электроны в металле притягиваются друг к другу. Возможность такого притяжения и нетривиальна и в какой-то мере неожиданна. В самом деле, со школьных лет все знают закон Кулона, согласно которому одноименные заряды отталкиваются друг от друга с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между зарядами. Поэтому два электрона должны отталкиваться, что, конечно, и имеет место, если мы возьмем два изолированных электрона. Положение может измениться, однако, если электроны находятся в среде, т. е. вблизи от рассматриваемых электронов присутствуют в большом количестве также другие электроны и ионы (ионизованные атомы). В таких условиях действительно некоторые электроны в металле (при учете всех других частиц, составляющих металл) могут притягиваться. Мы говорим «некоторые электроны» не случайно. Дело в том, что притяжение, если оно вообще имеет место, относится только к части электронов в металле, и, вообще говоря, очень небольшой их части. Конкретно, речь идет об электронах с самой большой энергией, находящихся вблизи так называемой энергии Ферми ϵ_F .

При абсолютном нуле ($T = 0^\circ \text{K}$) в несверхпроводящем металле все электроны проводимости имеют энергию ϵ , меньшую или равную ϵ_F

*) В настоящее время считается, что термоядерные реакторы могут быть построены только с использованием сверхпроводящих магнитов (это, правда, относится не ко всем типам реакторов). Если высокотемпературные сверхпроводники не будут найдены, то в термоядерных реакторах придется применять гигантские сверхпроводящие магниты (поле до $100\text{--}200 \text{ кгс}$, диаметр до нескольких метров), охлаждаемые жидким гелием.

***) Не нужно думать, что до 1957 г. теории сверхпроводимости вообще не существовало. Напротив, в этом направлении уже имелся целый ряд результатов, многие из которых сохранили и сейчас свое значение. Однако описание свойств сверхпроводников достигалось с использованием их параметров (таких, как T_k и H_k), которые брались из опыта. Сама же природа сверхпроводимости оставалась неясной или, во всяком случае, не была надежно установлена. Теория Бардина — Купера — Шриффера не только позволила с уверенностью сказать, что механизм сверхпроводимости действительно ясен, но и впервые привела к установлению связи между T_k и параметрами металла, как это объяснено в тексте.

(рис. 12.1). Правда, по классической физике все частицы при $T = 0$ должны были бы покоиться, и, следовательно если не учитывать их взаимодействия, энергия Ферми ε_F равнялась бы нулю. Но фактически электроны подчиняются носящему квантовый характер принципу Паули, согласно которому в состоянии с данным импульсом (импульс свободной частицы равен произведению ее массы на скорость) не может находиться больше двух электронов. В результате электроны при $T = 0$ занимают самые низкие (в энергетическом смысле) возможные места, вплоть до энергии ε_F (из сказанного ясно, что энергия ε_F тем выше, чем больше электронная концентрация). Только электроны с энергией, близкой к энергии ε_F , реально участвуют в проводимости. Естественно в этой связи, что притяжение лишь между этими электронами необходимо для возникновения сверхпроводимости. Если такое притяжение имеет место, то электроны с противоположным направлением импульса как бы слипаются, образуя «пары» электронов. Чтобы разорвать такую «пару», нужно затратить некоторую энергию Δ . В таком «спаренном» состоянии электроны не могут рассеиваться на примесях, вкрапленных в металлы, или на неоднородностях, возникающих в металле в результате теплового движения (в последнем случае можно говорить о рассеянии на тепловых колебаниях решетки). Между тем электрическое сопротивление обусловлено именно рассеянием электронов при их упорядоченном движении, связанном с переносом электрического тока. Потому-то при «спаривании» и вызванном этим обстоятельством исчезновении рассеяния электросопротивление обращается в нуль и возникает сверхпроводимость.

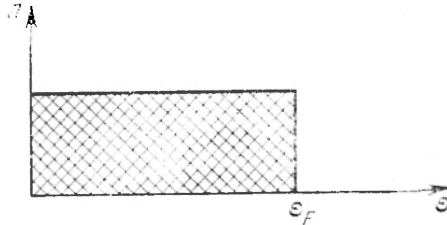


Рис. 12.1. Распределение электронов по импульсам p в основном состоянии (при $T = 0^\circ \text{K}$); ε — энергия электронов, n — число электронов с данным импульсом, ε_F — энергия Ферми.

Для тех читателей, которые знакомы с явлением сверхтекучести жидкого гелия, хотелось бы сделать дополнительные пояснения. Появление сверхтекучести является отражением так называемой бозе-эйнштейновской конденсации, которую претерпевают частицы, подчиняющиеся статистике Бозе — Эйнштейна. Такими частицами-бозонами являются атомы гелия и вообще все частицы с целым спином (электроны же имеют полуцелый спин — собственный момент количества движения, измеренный в квантовых единицах, и, как все другие частицы с полуцелым спином — фермионы, подчиняются принципу Паули, о котором уже упоминалось). Бозоны, в отличие от фермионов, все могут находиться в состоянии с одним и тем же импульсом; для них это даже более «выгодно». В результате в газе или жидкости, состоящих из бозонов, эти последние при достаточно низкой температуре в большом количестве скапливаются на самом нижнем энергетическом уровне и образуют «конденсат», обладающий нулевым импульсом. Появление такого конденсата и приводит к сверхтекучести системы (например, жидкого гелия)*. Как можно видеть, сверхпроводимость имеет родственную природу и пред-

*) Для возникновения сверхтекучести нужно, конечно, чтобы вещество оставалось жидким (т. е. не перешло в твердое состояние). Гелий удовлетворяет этому условию, так как даже при $T = 0$ затвердевает только под давлением, большим 25 атм. Заметим также, что речь идет об изотопе гелия He^4 , подчиняющемся статистике Бозе. Редкий изотоп гелия He^3 подчиняется статистике Ферми, и жидкий He^3 не сверхтекуч.

ставляет собой как бы сверхтекучесть электронных «пар», образовавшихся в металле. Каждая такая «пара» обладает целым спином, ибо образована из двух электронов с полуцелым спином (конкретно, электронные «пары» в сверхпроводящих металлах, как и атомы гелия, имеют спин, равный нулю). Таким образом, «пары» являются бозонами и претерпевают «конденсацию», а сверхтекучесть этого конденсата и есть сверхпроводимость.

Так или иначе, для возникновения сверхпроводимости необходимо появление притяжения между электронами (с энергией ϵ , близкой к ϵ_F), приводящего к их «спариванию». При этом критическая температура T_k порядка энергии «спаривания» или, как говорят, щели в энергетическом спектре, равной Δ (энергию Δ здесь измеряем в градусах)*). Основной количественный результат теории Бардина — Купера — Шриффера состоит в установлении формулы для критической температуры T_k : $T_k = \Theta \exp(-1/g)$. Здесь Θ — некоторая характерная температура**), g — постоянная, пропорциональная силе притяжения между электронами. Очевидно, значение T_k тем выше, чем больше параметры Θ и g . При больших g температура T_k достигает температуры Θ и, например, при $g = 1/2$ температура $T_k = \Theta \cdot \exp(-2) = 0,135\Theta$.

Теперь мы можем объяснить, почему для известных сверхпроводников не достигается высокая критическая температура. Дело в том, что во всех известных случаях или по крайней мере в большинстве из них притяжение между электронами, приводящее к сверхпроводимости, обусловлено взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки. Выше уже упоминалось о том, что рассеяние электронов на этих колебаниях является одним из механизмов электрического сопротивления. Вообще же электроны при своем движении в кристалле (в данном случае металлическом кристалле) порождают или, если угодно, возбуждают колебания решетки. И, наоборот, если решетка колеблется, то эти колебания могут воздействовать на электрон, рассеивая его или сообщая ему энергию. На квантовом языке колебания кристаллической решетки можно рассматривать как совокупность соответствующих квантов, называемых фононами. Здесь имеется далеко идущая, хотя и не полная аналогия со случаем света и вообще электромагнитного излучения. При классическом подходе свет представляет собой электромагнитные волны (колебания), с квантовой же точки зрения свет состоит из фотонов. Читатели, вероятно, уже знакомы с квантовыми представлениями о природе света и колебаний кристаллической решетки. Во всяком случае, мы лишены возможности останавливаться здесь на этом вопросе подробнее.

Пользуясь квантовой терминологией, можно, таким образом, сказать, что электрон в твердом теле при определенных условиях способен порождать фононы, а также их поглощать и рассеивать. Рассмотрим теперь два электрона. Тогда может иметь место такой процесс: один из электронов испускает фонон, а другой его поглощает (этот процесс символически показан на рис. 12.2). В результате электроны действуют один на другой, т. е. имеет место некоторое силовое взаимодействие между ними.

*) Напомним, что при измерении энергии в эргах нужно умножить энергию, измеряемую в градусах, на постоянную Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град (т. е. Δ (эрг) = $k\Delta$, где Δ измеряется в °К). Средняя кинетическая энергия молекулы в газе, например в воздухе, равна $3/2 kT$.

**) Физический смысл Θ таков: $k\Theta$ есть та область энергий вблизи энергий Ферми, в которой электроны притягиваются друг к другу и в силу этого слипаются в пары.

Так вот, это взаимодействие, вызванное обменом фононами в известных условиях, отвечает притяжению. Кроме того, имеется также и кулоновское отталкивание между двумя рассматриваемыми электронами, хотя и ослабленное из-за присутствия всех других частиц (электронов и ионов), образующих металл. Если это кулоновское отталкивание сильнее «фононного» притяжения, то металл является нормальным (несверхпроводящим). Если же притяжение превалирует над отталкиванием, т. е. суммарный эффект оказывается притяжением, то в согласии со сказанным выше металл при достаточно низкой температуре становится сверхпроводником. Тепловое движение в металле, возрастающее с ростом температуры, разрывает электронные «пары», и при температурах T , больших T_c , сверхпроводник уже ведет себя так же, как нормальный металл.

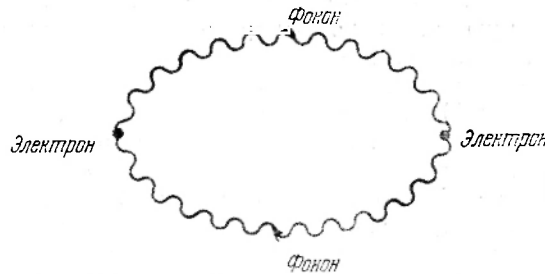


Рис. 12.2. Взаимодействие между электронами, обусловленное влиянием кристаллической решетки, можно рассматривать как результат непрерывного обмена фононами. Каждый электрон испускает фонон, который поглощается другим электроном.

Желательно, разумеется, как-то пояснить, почему обмен фононами приводит к притяжению между электронами. К сожалению, сделать это «на пальцах», не прибегая ни к каким расчетам, не так-то легко. Ограничимся только одним простым замечанием. Представим себе какую-то массу m , прикрепленную к двум пружинкам и могущую двигаться вдоль направления пружинки при их растяжении и сжатии (рис. 12.3). Если вывести массу из положения равновесия и затем отпустить, то она будет колебаться с некоторой «собственной» частотой ν_0 . Подействуем



Рис. 12.3. Масса m , прикрепленная к двум пружинкам и могущая двигаться вдоль их направления. Частота колебаний зависит только от величины массы и упругих свойств пружинки.

теперь на массу некоторой переменной внешней силой, обладающей частотой ν (сила действует в том же направлении, что и сила натяжения пружинки). Тогда легко убедиться (либо на опыте, либо в результате расчета), что смещение массы m под действием силы может происходить как в на-

правлении этой силы, так и в противоположном направлении. Последнее произойдет, если частота силы ν больше собственной частоты ν_0 . Таким образом, ясно, что под действием переменной силы упругая система (масса на пружинке) может двигаться в направлении, обратном направлению действия силы в тот же момент времени, т. е. может двигаться в противофазе по сравнению с силой. Конечно, это является следствием инерции системы (массы на пружинке). Электрон, находящийся в металле, оказывает воздействие на упругую систему (кристаллическую решетку) и может порождать колебания в этой решетке (т. е. порождать фононы). Если колебания решетки, а конкретно сдвиг составляющих ее ионов, происходят в противофазе с действующей силой, то воздействие этих колебаний на другой электрон также может оказаться в противофазе с силой, с которой первый электрон действовал бы на второй в отсутствие среды. Без воздействия среды электроны отталкиваются, в ее присутствии они, в силу сказанного, могут в известных условиях также и притягиваться.

Следуя известному совету не пытаться «объять необъятное», не будем развивать эти соображения. В плане настоящей статьи достаточно сослаться на то, что обмен фононами может приводить к притяжению между электронами, а такое притяжение может обусловить появление сверхпроводимости. Особенно же важно для нас то обстоятельство, что фононы в металле и вообще в твердом теле могут иметь лишь ограниченную энергию. Энергия фонона пропорциональна его частоте ν (т. е. частоте, отвечающего фонону колебания в кристалле). Частота фононов ν в свою очередь не превосходит значений $\nu_{\text{макс}}$ порядка 10^{13} *гц* *). В энергетических единицах это значит, что энергия фононов не превосходит нескольких сотен градусов **). Такая максимальная энергия, измеренная в градусах, получила название дебаевской температуры и обычно обозначается буквой Θ_D . Как оказывается, в формуле Бардина — Купера — Шриффера (см. выше) в качестве температуры Θ в «обычном» сверхпроводнике фигурирует как раз дебаевская температура Θ_D (точнее $\Theta = c\Theta_D$, где c — множитель порядка единицы; для простоты здесь и ниже в аналогичных случаях положим $c = 1$). Кроме того, постоянная g в формуле Бардина — Купера — Шриффера в случае сверхпроводимости, обусловленной обменом фононами, не может, по крайней мере в простейших случаях, превосходить значения $g = 1/2$ (опыт свидетельствует о том, что во всех известных случаях, постоянная g еще несколько меньше). Так мы и приходим к выводу, что максимальная критическая температура $T_{\text{к макс}} \sim \Theta_D e^{-2}$ не может превосходить $20-40^\circ \text{K}$ (обычно $\Theta_D \sim 100-300^\circ \text{K}$; уже при $g = 1/3$ $T_{\text{к}} = \Theta_D e^{-3} = 0,05\Theta_D \approx 25^\circ \text{K}$ даже для $\Theta_D \sim 500^\circ \text{K}$). Приведенная численная оценка довольно груба. На ее основании нельзя, например, гарантировать невозможность существования «обычных» сверхпроводников (в смысле фононного механизма притяжения между электронами в этих материалах) с $T_{\text{к}} \approx 50^\circ$. Вместе с тем даже достижение значений $T_{\text{к}} \approx 25^\circ$ было бы большим шагом вперед, ибо это позволило бы, вероятно, широко использовать вместо жидкого гелия значительно более дешевый жидкий водород (температура кипения жидкого водорода при атмосферном давлении составляет $20,3^\circ \text{K}$). Несомненно поэтому, что дальнейшие попытки найти «обычные» сверхпроводники с еще более высокими критическими температурами, чем известная, вполне оправданы и в известном отношении даже перспективны. Вероятно, «перебраться» в область водородных температур на таком пути действительно удастся. Этот вывод можно подкрепить шуточным рис. 12.4, на котором достигнутые значения $T_{\text{к}}$ отложены в зависимости от времени. Подобными графиками пользоваться можно, конечно, только для высмеивания наукообразия. Но общий вывод о том, что «обычные» сверхпроводники не могут быть высокотемпературными сверхпроводниками ($T_{\text{к}}$ больше $70-100^\circ \text{K}$), представляется вполне серьезно обоснованным.

Не означает ли это, что проблемы высокотемпературной сверхпроводимости вообще не существует?

О высокотемпературной сверхпроводимости. Подобный вывод о невозможности создания высокотемпературных сверхпроводников был бы,

*) Частота $\nu_{\text{макс}} \sim u/a$, где u — скорость звука (в твердом теле $u \sim 3 \cdot 10^5$ *см/сек*) и $a \sim 3 \cdot 10^{-8}$ *см* — постоянная кристаллической решетки (волны с длиной, меньшей a , распространяться в кристалле не могут). Напомним также, что частота ν в герцах равна числу колебаний в секунду.

**) Энергия фонона $\epsilon_{\text{фонон}} = \hbar\nu$, где постоянная Планка $\hbar = 6,6 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек*. Таким образом, максимальная энергия $\epsilon_{\text{фонон макс}} = \hbar\nu_{\text{макс}} \sim 5 \cdot 10^{-14}$ *эрг* или в градусах $\epsilon_{\text{фонон макс}} = \hbar\nu_{\text{макс}} / k \sim 500^\circ \text{K}$.

во всяком случае, совершенно преждевременным. На самом деле ситуация сложнее и интереснее: проблема высокотемпературной сверхпроводимости далеко не решена и даже сама возможность ее положительного решения отнюдь не доказана, но не доказано и обратное. Более того, все же есть вполне определенная надежда, что высокотемпературные сверхпроводники могут быть созданы, и эта задача тем самым становится одной из самых актуальных и интересных в современной физике.

Действительно, выше мы отнюдь не «закрыли» возможности появления больших значений T_c . Было пояснено лишь, что притяжение между электронами, носящее фононный характер (обмен фононами), не может быть слишком большим. Конкретно в этом случае характерная температура Θ в формуле Бардина—Купера—Шриффера порядка дебаевской температуры Θ_D , которая для металлов не превосходит сотен градусов.

Но не может ли притяжение между электронами быть эффективнее за счет каких-то других механизмов взаимодействия? Вот по сути дела в чем заключается основной вопрос. Четкий и окончательный ответ на него еще не получен. Но если говорить о теории и к тому же нестрогой теории, то можно указать даже на несколько «нефононных» механизмов сверхпроводимости. Один из этих механизмов, представляющий

нам самым важным, можно назвать электронным или экситонным. Идея здесь такова. Помимо фононов, электроны в кристалле способны испускать и поглощать другие «частицы», отвечающие различным колебаниям, которые могут существовать в кристалле. К числу таких колебаний относятся экситоны (точнее, экситоны электронного типа), представляющие собой кванты колебаний, или волн, в которых основную роль играет не решетка кристалла (т. е. не составляющие решетку ионы), а сами электроны. Обмен экситонами, так же как обмен фононами, может приводить к притяжению между электронами. Однако максимальная энергия экситонов достигает тысяч и даже десятков тысяч градусов. Именно эта максимальная энергия $\varepsilon_{\text{экс макс}}$ (точнее, отвечающая ей температура $\Theta = \varepsilon_{\text{экс макс}} / k$) фигурирует в формуле Бардина—Купера—Шриффера при экситонном механизме притяжения между электронами. При $\Theta \sim 3000^\circ$, очевидно, $T_c \sim 3000 \exp(-1/g) \sim 150^\circ \text{K}$ даже при $g = 1/3$.

Здесь сразу же возникает много вопросов. Почему такой случай экситонной сверхпроводимости еще не наблюдался? Какие условия благоприятствуют появлению экситонной сверхпроводимости? Где и как ее искать?

На первый вопрос, как мне кажется, можно ответить. Фононы существуют всегда, в любой решетке, в любом теле — они ведь представляют собой колебания решетки. Экситоны несравненно более «капризны». Слабозатухающие экситоны появляются лишь в довольно специальных условиях, их частоты весьма ограничены и т. п. Кроме того, для

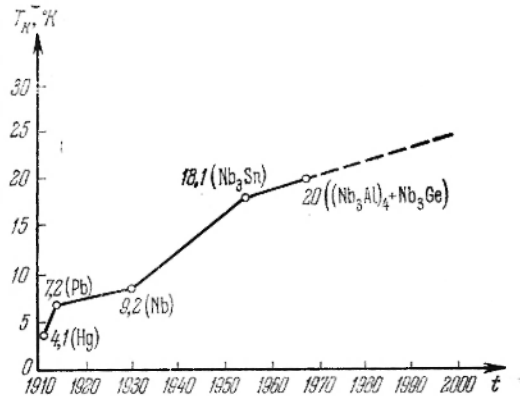


Рис. 12.4. Шуточный график, показывающий наивысшую достигнутую критическую температуру сверхпроводимости в зависимости от времени. При экстраполяции этой кривой можно «предсказать», что к 2000 г. будут найдены сверхпроводники с $T_c \approx 25^\circ \text{K}$.

наблюдения сверхпроводимости со сколько-нибудь высокой температурой нужно, чтобы обусловленное экситонами притяжение оказалось достаточно сильным (т. е. чтобы параметр g не оказался слишком малым; например, уже при $g = 1/7$ и $\Theta = 3000^\circ \text{K}$ температура $T_K = \Theta e^{-7} \approx 3^\circ \text{K}$). Отсюда ясно, что на экситонную сверхпроводимость трудно наткнуться случайно, что ее нужно искать и, следовательно, создавать благоприятные для этого условия. Если бы мы уверенно знали такие условия, проблема высокотемпературной сверхпроводимости была бы решена. Но она не решена (повторяем это еще раз) и никто не может надежно указать, где же нужно искать экситонную сверхпроводимость. Но возможность существования высокотемпературной сверхпроводимости также никто опровергнуть не может. Это значит, что ее можно и нужно упорно искать.

Предложено несколько направлений и путей для поисков гипотетической высокотемпературной экситонной сверхпроводимости. Один из них, казалось бы, самый простой, состоит в создании металла с подходящей электронной структурой. Согласно расчетам особенно подробно проведенным Б. Т. Гейликманом (1965 г. и позже), можно предложить модели металла, в которых взаимодействие между электронами проводимости обусловлено присутствием других электронов, расположенных ближе к ядрам атомов. Однако, как и почти во всех других известных случаях в теории твердого тела, точность этих расчетов не так велика, чтобы гарантировать реальность выбранной модели. Другое направление было предложено в 1964 г. В. Литтлом.

Здесь речь идет о создании длинных сверхпроводящих молекул (цепочек или полимеров), причем притяжение между электронами в цепочке обусловлено примыкающими к ней молекулярными «отростками», или боковыми цепочками. Работа Литтла привлекла к себе большое внимание. Использованная им модель, однако, скорее всего вообще не приводит к сверхпроводимости. Дело в том, что в одномерных структурах (цепочках), если бы в них появилась сверхпроводимость, ее было бы легко разрушить за счет «разрыва» сверхпроводящей цепи хотя бы в одном месте. Тепловое движение (тепловые флуктуации), видимо, всегда будет осуществлять такой разрыв. Отсюда ясно, что с точки зрения получения высокотемпературной сверхпроводимости даже квазиодномерная структура (цепочка) *) при заданной силе притяжения между электронами менее выгодна, чем трехмерная или двумерная структура. С другой стороны, в идее Литтла привлекательной была возможность обеспечить действие электронного (экситонного) механизма притяжения между электронами проводимости за счет боковых цепей, структуру и свойства которых в известных пределах можно регулировать. Как мне кажется, все эти преимущества сохраняются и в модели «сандвича», о которой еще пойдет речь ниже.

В 1963 г. мы с Д. А. Киржницем обратили внимание на большой интерес, который представляла бы двумерная (поверхностная) сверхпроводимость. В этом случае явление сверхпроводимости должно иметь место только в поверхностном слое кристалла. Если бы сверхпроводимость такого типа удалось наблюдать, а это отнюдь не исключено, особенно для не слишком больших поверхностей, то это было бы важно и интересно даже в низкотемпературном варианте. Но еще заманчивее попы-

*) Мы имеем здесь в виду цепочки конечной длины или совокупность длинных параллельных нитей, расположенных вблизи друг от друга. Существуют нитевидные (нитеобразные) химические соединения, которые как раз подобны такой совокупности проводящих нитей, разделенных диэлектриком (т. е. непроводящими или, точнее, слабопроводящими прослойками).

таться осуществить сверхпроводимость на поверхности или в тонком металлическом слое, обеспечивая дополнительное притяжение между электронами за счет взаимодействия их с электронами в покрывающей поверхности или металлическую пленку неорганическом диэлектрике, органическом полимере или, собственно, любой непроводящей среде. Такой вариант я и пытаюсь пропагандировать. Опыты с целью выяснить роль диэлектрических покрытий на критическую температуру T_k уже проводились и проводятся в ряде стран. В некоторых случаях было даже получено заметное повышение T_k , но в целом ясности в этом вопросе нет — он остается открытым. Последнее не вызывает особого удивления, поскольку интенсивного исследования роли диэлектрических покрытий в контролируемых и «чистых» условиях еще не проводилось. Ситуация же здесь является весьма деликатной, так как резкого повышения T_k можно ожидать только в очень благоприятном случае. Весьма обещающей с этой точки зрения мне представляется система типа сэндвича, т. е. система диэлектрик —

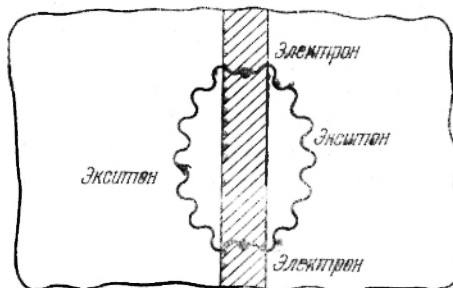


Рис. 12.5. Сверхпроводящий «сэндвич». Между двумя слоями диэлектрика расположен тонкий слой металла (заштрихован). Находящиеся в металле электроны обмениваются экситонами через диэлектрик.

тонкая металлическая пленка — диэлектрик (рис. 12.5). Толщина металлической пленки d должна быть так мала, как это только возможно без нарушения проводимости*). Видимо, оптимальное значение $d \sim 1 \div 3 \times 10^{-7}$ см = 10—30 Å. Диэлектрик должен примыкать к пленке без малейших зазоров; пленка должна быть к нему буквально «приварена».

Наконец, очень существен выбор самого диэлектрика. Он должен быть таким, чтобы в нем могли распространяться или хотя бы существовать подходящие экситоны, испускаемые электронами проводимости в пленке. Речь идет, конечно, именно о тех экситонах, которыми обмениваются электроны в пленке, что и приводит к их притяжению. Даже в самых благоприятных практически достижимых условиях сила взаимодействия между электронами в сэндвиче может, однако, оказаться недостаточной для существенного повышения T_k (это будет иметь место, если параметр g окажется меньшим, скажем, $1/6$ или $1/5$). В этой связи необходимо учитывать, что известно и другое перспективное направление — использование «слоистых» или «нитеобразных» химических соединений**), в которых проводящие («металлические») слои, или нити, как бы погружены в непроводящую (диэлектрическую) матрицу. В случае подобных слоистых соединений мы имеем дело как бы со стопками сэндвичей (проводящие слои чередуются с непроводящими или, точнее,

*) Здесь речь не обязательно идет об обычных металлах. Важно лишь, чтобы пленка обладала отличной от нуля проводимостью при $T \rightarrow 0$. Именно такая проводимость (неисчезающая при сколь угодно низкой температуре) называется металлической. Помимо «обычных» металлов, металлической проводимостью обладает целый ряд полупроводников с добавленными к ним примесями (такие и родственные им вещества иногда называют вырожденными полупроводниками или полуметаллами).

**) Как уже упоминалось, нитевидные соединения, видимо, менее перспективны, чем слоистые соединения. Это, однако, еще не дает оснований их игнорировать.

со слабопроводящими слоями). В таких условиях можно надеяться, что проводящие слои будут особенно тонкими (это уже атомные слои) и параметр g возрастет, но, с другой стороны, контролировать структуру и свойства слоистых и нитевидных соединений, вообще говоря, значительно сложнее, чем параметры сэндвичей.

Принесет ли успех исследование сэндвичей, или слоистых, а также нитевидных соединений? Или же проблема высокотемпературной сверхпроводимости будет решена на каком-либо ином пути? Или, наконец, она вообще не будет решена в силу причин, которых мы еще не знаем? Только будущее даст ответ на эти вопросы. Сейчас ясно одно: нужно искать высокотемпературную сверхпроводимость и искать ее упорно. В случае успеха любые, затраченные для этой цели усилия будут щедро вознаграждены, ибо высокотемпературные сверхпроводники могли бы буквально совершить переворот в технике.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Р. Бауэрс.</i> Плазма в твердых телах	3
<i>Ф. Ф. Морихид.</i> Полупроводниковые источники света	15
<i>Р. Вольф.</i> Магнитотермоэлектричество	30
<i>Ст. Ангрист.</i> Гальваномагнитные и термомагнитные явления	45
<i>В. Хиттингер, М. Спаркс.</i> Микроэлектроника	56
<i>И. А. Райзман.</i> Интегральная память вычислительной машины	70
<i>Д. Пейк.</i> Магнитный резонанс	91
<i>Д. Бинедек.</i> Магнитный резонанс при высоких давлениях	101
<i>В. Сэмпсон, П. Крэйг, М. Стронгин.</i> Успехи в области сверхпроводящих магнитов	111
<i>А. Лемницкий, Г. Самельсон.</i> Жидкие лазеры	126
<i>Д. Н. Лангенберг, Д. Дж. Скалапино, Б. Н. Тейлор.</i> Эффекты Джозефсона	140
<i>В. Л. Гинзбург.</i> Проблема высокотемпературной сверхпроводимости	156

Над чем думают физики
выпуск 8

Физика твердого тела
Электронные свойства твердых тел

Редактор *Д. А. Миртова*

Техн. редактор *И. Ш. Аксельрод*

Корректоры *О. А. Сегал, Н. Д. Дорохова*

Сдано в набор 28/I 1972 г. Подписано к печати 11/V 1972 г.
Бумага 70×108¹/₁₆. Физ. печ. л. 10,5.
Условн. печ. л. 14,7. Уч.-изд. л. 15,56.
Тираж 50 000 экз. Цена книги 82 коп.
Заказ № 127

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография изд-ва «Наука».
Москва, Шубинский пер., д. 10.