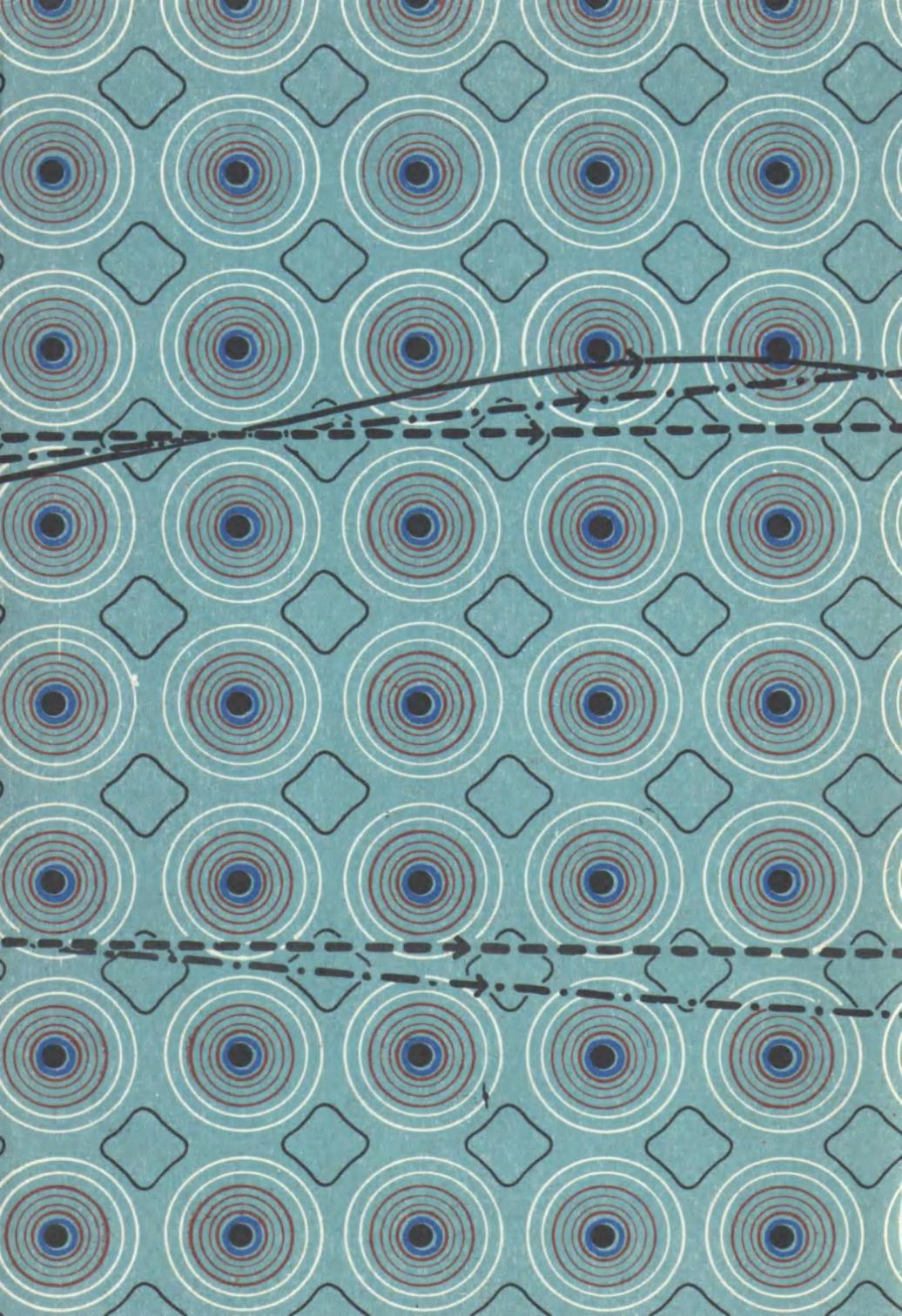


ШКОЛЬНИКАМ О СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

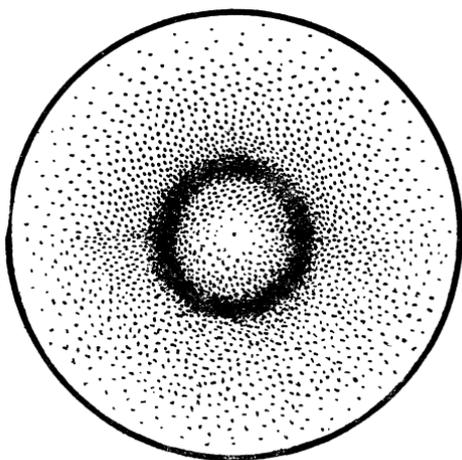
Электромагнетизм
Твердое тело







ШКОЛЬНИКАМ



О СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

Электромагнетизм
Твердое тело

Авторы:

*В. А. Беляков, Е. С. Ицкевич, Б. М. Болотовский,
М. И. Каганов, И. П. Стаханов, В. Н. Руденко*

Составитель *В. Н. РУДЕНКО*

Рецензенты:

доцент Московского института электронного машиностроения,
кандидат физ.-мат. наук *Л. В. Тарасов*,
заслуженный учитель школы РСФСР *Б. А. Слободсков*.

ШКОЛЬНИКАМ О СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

Электромагнетизм. Твердое тело

Составитель *В. Н. Руденко*

Редактор *Л. С. Мордовцева*

Художник *С. Ф. Лухин*

Художественный редактор *В. М. Прокофьев*

Технический редактор *М. М. Широкова*

Корректор *Э. А. Безпалова*

ИБ № 5182

Сдано в набор 17.09.81. Подписано к печати 07.05.82. А 11030. Бумагатипограф. № 3. Гарн. литер. Печать высокая. Усл. печ. л. 9. Усл. кр.-отт. 10. Уч.-изд. л. 9,34. Тираж 200 000 экз. Заказ № 582. Цена 30 коп.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Просвещение» Государственного комитета РСФСР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, 3-й проезд Марьиной рощи, 41.

Ярославский полиграфкомбинат Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.

Школьникам о современной физике: Электромагнетизм. Твердое тело/В. А. Беляков, Е. С. Ицкевич, Б. М. Болотовский и др.; Сост. В. Н. Руденко. — М.: Просвещение, 1982. — 144 с., ил.

Эта книга предназначена школьникам старших классов, интересующихся физикой. Она знакомит учащихся с интересными и важными вопросами современной физики.

Ш 4306021100—496
103(03)—82 227—82

ББК 22.3
53

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга — четвертый выпуск сборника «Школьникам о современной физике». Она содержит шесть статей, относящихся к разделам электромагнетизма и физики твердого тела. В ней рассказывается о тех физических явлениях, которые лишь совсем недавно удалось понять и объяснить, и о том, какие процессы в природе остаются для нас загадкой до сих пор.

Книга начинается статьей В. А. Белякова «Ионы, проникающие в кристаллы», в которой рассказывается об изучении свойств твердых тел при помощи быстрых пучков заряженных частиц. Здесь наряду с повторением основ физики твердого тела читатель узнает о новом эффекте, так называемом каналировании заряженных частиц в кристаллах. Благодаря этому удивительному явлению ученые могут получить важную информацию об особенностях структуры материи.

Е. С. Ицкевич — автор статьи «Физика высоких давлений» знакомит с явлениями и процессами, о которых в школьных учебниках сведений почти не содержится. Оказывается, что в сверхсжатом состоянии вещества приобретают уникальные необычные свойства. Необходимое для этого давление можно создать с помощью современной лабораторной техники. Полученные таким образом новые материалы сохраняют свои свойства при переходе к нормальным условиям, что важно для их практического применения в технике и промышленности.

Статья Б. М. Болотовского «Существует ли магнитный заряд?» живо и увлекательно излагает задачу о магнитном «монополе», которая уже пятьдесят лет привлекает внимание физиков, но все еще не имеет определенного решения. Автор дает как теоретические предпосылки этого вопроса, так и историю экспериментальных исследований в этой области.

Статья М. И. Каганова «Природа сопротивления металлов» значительно расширяет и дополняет школьные сведения об электронной структуре металлов. Эта статья состоит из двух частей. В первой разъясняется физическая природа электросопротивления и теплопроводности металлов и зависимость этих важных характеристик от температуры. Вторая часть знакомит читателя с современными представлениями о свойствах электронного газа в металлах, о его взаимодействии с механическими колебаниями твердого тела.

Внимательное изучение этой статьи поможет понять, как электрические силы, действующие между частицами, составляющими тело, формируют его макроскопические свойства.

Шаровой молнии посвящена статья И. П. Стаханова «Загадки шаровой молнии». Она знакомит читателя с современным состоянием этой интересной проблемы. Автор приводит почти всю имеющуюся на сегодня информацию о наблюдаемых данных и обсуждает теоретические гипотезы о природе шаровой молнии.

Наконец, статья В. Н. Руденко «Предельные измерения в физике» затрагивает общие вопросы, возникающие при постановке физических экспериментов.

Чтение этих рассказов о современных проблемах физики и техники, раскрытых и пока еще не раскрытых тайнах природы не только расширит круг школьных знаний, но и поможет старшеклассникам понять красоту и порядок, существующие в окружающей природе, почувствовать себя соучастниками тех дел, которые еще предстоит совершить.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

дано в порядке расположения статей

Владимир Алексеевич Беляков — доктор физико-математических наук, заведующий сектором теории твердого тела ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений. Основная область исследований — взаимодействие различных видов излучений с веществом. Автор ряда научно-популярных брошюр и статей.

Ефим Соломонович Ицкевич — доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Института физики высоких давлений АН СССР. Основные работы относятся к физике твердого тела.

Борис Михайлович Болотовский — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. Автор работ, посвященных различным вопросам теории излучения и распространения электромагнитных волн. Автор популярных статей по физике.

Моисей Исаакович Кагачов — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Института физических проблем АН СССР, профессор МГУ. Основные работы относятся к области квантовой теории твердого тела (физика металлов, физика магнетизма) и физике низких температур (теория сверхтекучести гелия). Известен как автор большого числа научно-популярных книг и статей, в которых рассказывается о достижениях современной физики.

Игорь Павлович Стаханов — доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой высшей математики Московского вечернего металлургического института. Автор ряда работ, посвященных теории плазменного состояния вещества. Им предложена интересная гипотеза природы шаровой молнии и этой проблеме посвящена книга «Физическая природа шаровой молнии».

Валентин Николаевич Руденко — кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета МГУ. Научные работы связаны с физикой измерений и физикой гравитации. Автор научно-популярных статей по тем же вопросам.

НЕМНОГО ИСТОРИИ

Тот, кто видел модель кристалла, выполненную из шариков и тонких стержней, наверняка обратил внимание на интересные свойства такой модели, проявляющиеся при ее вращении. А именно, медленно вращая и разглядывая такую модель на просвет, видишь, что в некоторых направлениях она почти прозрачна, в других же практически непрозрачна.

При вращении модели сменяются симметричные картины: то отверстия (каналы), образованные рядами шариков (атомов), открываются, то они полностью перекрываются шариками (рис. 1).

Описанные свойства модели кристалла заставили еще в 1912 г. немецкого ученого Штарка задуматься над тем, имеют ли отношение эти свойства модели к реальным кристаллам. Штарк пришел к выводу, что имеют.

В частности, он предсказал, что если облучать кристалл протонами, то их проникновение в глубь совершенного кристалла зависит от угла, под которым пучок протонов падает на кристалл.

Так, если направление пучка совпадает с направлением каналов, то протоны проникают более глубоко в кристалл, чем при других направлениях пучка.

Однако бурные события того времени помешали проверить это теоретическое предсказание, и оно было забыто. Действительно, вскоре после описываемого времени разразилась первая мировая война.

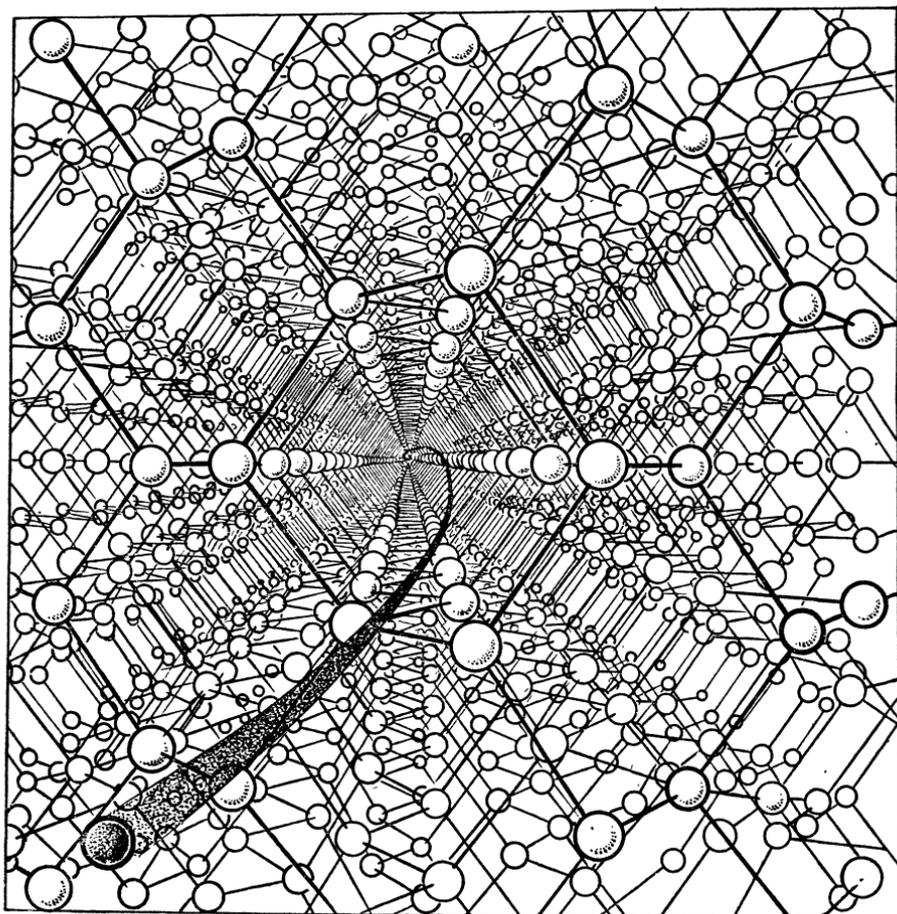
Кроме того, в этот период была открыта дифракция на кристаллах рентгеновских лучей, и внимание физиков было привлечено к этому замечательному открытию.

Прошло более пятидесяти лет, прежде чем ученые занялись экспериментальным исследованием зависимости глубины проникновения заряженных атомных частиц в кристаллы от ориентации образцов кристаллов относительно пучков этих частиц и ряда сопутствующих явлений. Оказалось, что если направление движения частицы близко или совпадает с направлением кристаллического канала, то частица при своем движении в кристалле

теряет энергию значительно медленнее, чем при движении в других направлениях. В результате ее пробег в этом случае оказывается значительно больше, чем при движении в других направлениях, а также при движении в поликристаллическом или аморфном образце (рис. 2). Как было выяснено, это происходит в результате

Рис. 1. Так выглядит один из каналов модели кристаллической решетки алмаза.

Здесь же отмечена (см. ниже) траектория частицы в этом канале.



захвата частицы в кристаллический канал. Поэтому само явление получило название каналирования частиц. Как упоминалось, предсказание каналирования, сделанное в 1912 г., было забыто. А интерес к этому явлению пробудило «второе открытие» каналирования, сделанное в начале шестидесятых годов, как и в первый раз теоретически, при моделировании на электронно-вычислительной машине движения ионов в монокристалле. В шестидесятые годы уровень развития ядерной физики и физики твердого тела позволил быстро и широким фронтом развернуть исследование каналирования частиц в кристаллах. Оказалось, что каналирование и сопутствующие ему явления представляют большой интерес для физики твердого тела, ядерной физики, так как являются эффективным методом исследования свойств кристаллов и некоторых ядерных явлений. Обнаружились и широкие возможности использования каналирования в технических приложениях, в частности в полупроводниковой технике. Но обо всем этом речь пойдет ниже.

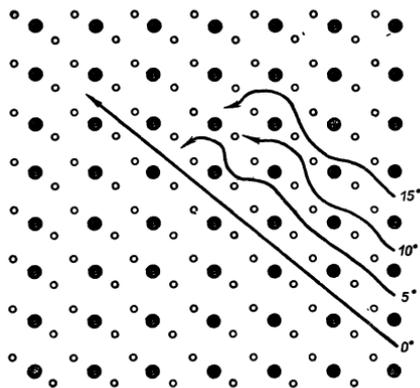


Рис. 2. Иллюстрация зависимости пробега иона от начального направления его скорости относительно оси канала на примере двумерной модели кристаллической решетки.

Около траекторий частиц указано значение угла ψ , образуемого начальной скоростью частицы с осью канала.

ОБ ОПИСАНИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Прежде чем переходить к подробному рассказу о каналировании, приведем некоторые сведения об описании кристаллов. Вы знаете, что в кристаллах атомы (ионы) расположены в определенном порядке и образуют в пространстве так называемую кристаллическую решетку. Атомы (ионы) кристаллов, как и всех других тел, испытывают тепловое движение, которое существенно влияет на характеристики кристаллов. Но в отличие, например, от жидкостей, движение атомов кристаллов ограничено, они совершают тепловые колебания малой амплитуды $\approx 10^{-9}$ см вблизи равновесных положений, называемых узлами кристаллической решетки. Поэтому для описания ряда свойств кристаллических структур можно считать, что атомы (ионы) вообще не движутся. Во всяком случае модель кристалла с неподвижными атомами, как говорят физики, является хорошим нулевым приближением для описания всех свойств кристаллов. В дальнейшем мы при описании кана-

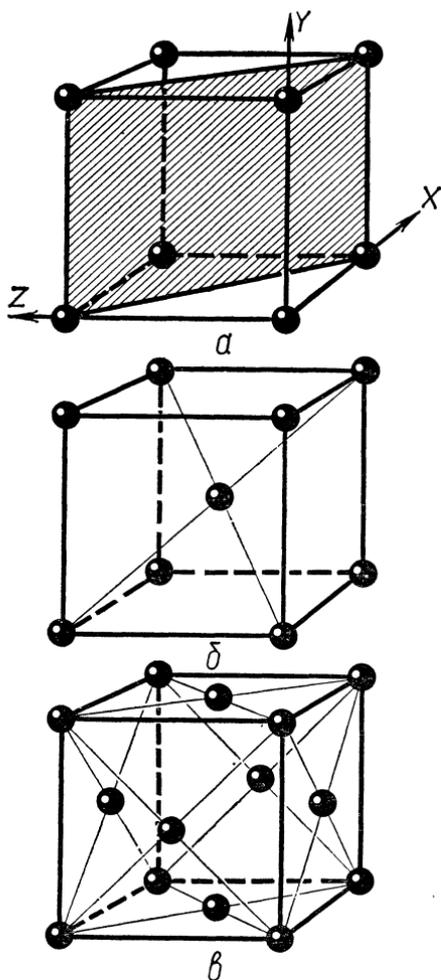


Рис. 3. Примеры различных элементарных ячеек.

a — примитивная; *б* — объемноцентрированная; *в* — гранецентрированная.

На рисунке *a* показан выбор системы координат, связанный с элементарной ячейкой, и одна из кристаллических плоскостей (штриховкой).

положении атомов, для изучения характера расположения атомов и многих свойств кристаллов нет нужды использовать образцы, обладающие макроскопическими размерами. Да и разобраться в порядке расположения атомов в таком образце было бы очень сложно — ведь в 1 см^3 кристалла содержится около 10^{23} атомов. Проще исследовать расположение атомов

лирования будем пользоваться таким представлением о строении кристаллических тел.

Здесь оговоримся, что нарисованная выше идеальная картина, в которой атомы во всем объеме кристалла сидят строго на своих местах, в природе реализуется весьма редко. Такие идеальные образцы называют монокристаллами. Известные примеры природных монокристаллов — это горный хрусталь, ювелирные алмазы, бриллианты. Кроме природных монокристаллов, в настоящее время выращивают искусственные монокристаллы достаточно большого числа химических соединений. Обычные кристаллические тела далеки от такого совершенства. Они состоят из совокупности большого числа кристаллитов — очень малых областей, в которых существует совершенный порядок в расположении атомов. Корреляция же в строгом порядке расположения атомов между кристаллитами нарушена.

Обсуждаемое нами явление каналирования лучше всего проявляется в экспериментах с монокристаллами. Поэтому везде ниже мы будем говорить именно о монокристаллах, хотя часто вместо термина «монокристалл» будем применять просто «кристалл».

В связи с тем что в кристалле (монокристалле) существует строгий порядок в расположении атомов,

кристалла в минимальном объеме кристалла, полностью отражающем все его структурные свойства. Такой минимальный объем называют элементарной ячейкой кристалла. Элементарная ячейка содержит малое количество атомов. В простейшем случае всего один. Размеры ребра элементарной ячейки порядка 10^{-8} — 10^{-7} см (рис. 3). Кристалл макроскопических размеров можно представить себе сложенным из огромного числа элементарных ячеек, подобно тому как, например, стена дома сложена из кирпичей.

Приведем примеры элементарных ячеек (см. рис. 3). Простейшая элементарная ячейка представляет собой куб, в вершинах которого расположено по одному атому, это пример так называемой примитивной элементарной ячейки. Более сложной структурой обладает кристалл, элементарная ячейка которого также представляет собой куб. Однако атомы в ней расположены не только в вершинах куба, но имеется еще атом, лежащий на пересечении пространственных диагоналей куба. Это объемноцентрированная ячейка. И наконец, последний пример — гранецентрированная ячейка. У этой ячейки, помимо вершин куба, атомы расположены в центрах всех граней.

Здесь мы для простоты привели примеры кристаллов с кубической элементарной ячейкой. Существуют кристаллы, элементарная ячейка которых отличается от куба. Например, она имеет форму параллелепипеда или шестигранной призмы.

Как говорилось выше, не все направления в кристалле равноправны. Чтобы в этом убедиться еще раз, удобно, как это делают в кристаллофизике, задавать направления, связывая систему координат с элементарными ячейками. В качестве осей системы координат принимают ребра элементарной ячейки, условно считая их длину единичной. При этом направление вдоль оси X обозначают $\langle 100 \rangle$, вдоль оси Y — $\langle 010 \rangle$, вдоль оси Z — $\langle 001 \rangle$. Плоскости, совпадающие с гранями куба и перпендикулярные осям X, Y, Z , обозначают соответственно (100) , (010) , (001) . Направления вдоль диагонали граней обозначают $\langle 110 \rangle$, $\langle 101 \rangle$, $\langle 011 \rangle$, а кристаллические плоскости, перпендикулярные этим направлениям, — соответственно (110) , (101) , (011) и, наконец, направление пространственной диагонали — $\langle 111 \rangle$, а перпендикулярные ей кристаллические плоскости (111) . Рассматривая изображение элементарной ячейки (см. рис. 3), легко убедиться в том, что, например, направления $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ кристалла эквивалентны друг другу и не эквивалентны направлению $\langle 111 \rangle$.

Выше мы перечислили главные кристаллографические направления и кристаллографические плоскости. Другие направления аналогично обозначаются $\langle h k l \rangle$, а плоскости, перпендикулярные указанному направлению, — $(h k l)$. Величины $h k l$ принимают целочисленные значения и называются кристаллографическими индексами. Для направлений и плоскостей, отличных от главных, хотя бы один из индексов $h k l$ отличается от 0 или 1.

Символ $(h k l)$ обозначает не одну какую-то плоскость, а сово-

купность параллельных плоскостей, проходящих через узлы (атомы) кристаллической решетки. При этом в плоскостях, соответствующих малым кристаллографическим индексам, плотность атомов оказывается больше, чем в плоскостях с более высокими индексами, а расстояния между такими плоскостями оказываются больше, чем расстояния между плоскостями с высокими кристаллографическими индексами. Например, как легко убедиться, для кристалла с примитивной кубической ячейкой (см. рис. 3) расстояние между плоскостями (100) — 1, а расстояние между плоскостями (110), соответствующими более высоким индексам, есть $\frac{\sqrt{2}}{2}$.

Теперь, ознакомившись со способом описания направлений и кристаллических плоскостей, приступим к более детальному ознакомлению с каналированием.

ЧТО ЖЕ ТАКОЕ КАНАЛИРОВАНИЕ?

Вернемся опять к основному проявлению эффекта каналирования — аномально глубокому проникновению заряженных частиц в глубь кристалла, когда направление их скорости близко или совпадает с направлениями кристаллических каналов. (Из предыдущего раздела следует, что направления каналов совпадают с основными кристаллографическими направлениями решетки.) Попытаемся понять, в чем физическая причина аномально больших пробегов частиц в этих направлениях. На первый взгляд, может показаться, что в канале, образованном из рядов атомов (см. рис. 2), частица просто прямолинейно движется, не сталкиваясь с атомами кристалла, и как результат — большие пробеги. Это предположение легко проверить, наблюдая прохождение заряженных частиц через очень тонкие кристаллы. В этом случае частицы могут пройти при движении вдоль канала, не поглотившись в кристалле.

Ясно, что если кристалл тонок, то аномально малые потери энергии должны испытывать не только частицы, движущиеся точно вдоль направления кристаллического канала, но и частицы, движущиеся под достаточно малым углом к оси канала. Угол наклона скорости частицы к оси канала, при котором она еще не столкнется со стенкой канала, зависит от толщины образца L и приблизительно равен d/L , где d — поперечник канала. Таким образом, предельный угол отклонения ψ_c частицы от оси канала, при котором еще происходит каналирование, должен зависеть от толщины образца. Эксперименты показали, что предельный угол каналирования ψ_c , или, как говорят специалисты, критический угол, от толщины кристалла не зависит и одинаков как для толстых, так и тонких образцов. В чем же дело? А дело оказывается в том, что наше предположение о том, что каналирова-

ние — это просто прямолинейный пролет частицы вдоль канала без столкновения с атомами кристалла, неправильно. Как показали исследования, движение частицы в канале может быть весьма сложным и существенно отличаться от прямолинейного (см. рис. 1). Характер этого движения определяется взаимодействием частицы с атомами, образующими кристаллический канал. Поэтому для ответа на вопрос, поставленный в заголовке этого раздела, надо детальнее ознакомиться с экспериментальными фактами.

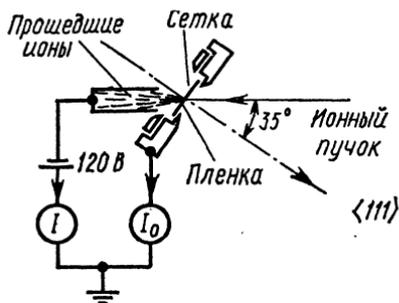


Рис. 4. Схема типичного эксперимента по проникновению, в котором измеряется зависимость силы тока ионов (протонов), прошедших через монокристаллическую мишень (пленку), от ориентации пленки.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ МОНОКРИСТАЛЛЫ

Эксперименты, в которых непосредственно обнаруживают частицы, испытывавшие каналирование, проводят на тонких монокристаллических пленках. Узкий параллельный (коллимированный) пучок ионов направляют на мишень и исследуют зависимость числа прошедших через пленку ионов от ориентации пленки относительно пучка.

На рисунке 4 показана типичная схема такого эксперимента, в котором протоны с энергией 50 кэВ* проходили через монокристалл золота и попадали на электрод, служивший для измерения силы тока. Вращая кристалл вокруг оси, перпендикулярной его поверхности, можно было изменять ориентацию образца, не влияя на толщину слоя кристалла, проходимого протонами. Поэтому изменения силы тока при вращении кристалла должны были быть связаны только со структурными свойствами образца.

На рисунке 5 представлены результаты измерений. Угол падения пучка протонов был выбран так, чтобы при вращении образца направления самых широких кристаллических каналов последовательно совпадали с направлением пучка. Рисунок 5 демонстрирует резкое увеличение силы тока (т. е. числа прошедших через образец протонов) вблизи ориентаций образца, соответ-

* Энергию частиц в физике принято измерять в электронвольтах (эВ). Один электронвольт — это энергия, которую приобретают частицы с зарядом, равным заряду электрона, при перемещении в электрическом поле между точками с разностью потенциалов 1 В. $1 \text{ эВ} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. $1 \text{ кэВ} = 1000 \text{ эВ}$, $1 \text{ МэВ} = 1\,000\,000 \text{ эВ}$.

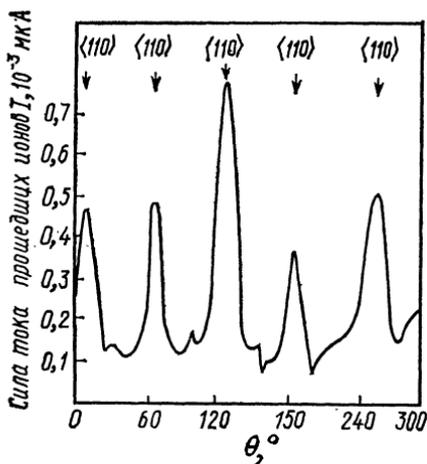


Рис. 5. Изменение силы тока ионов (протонов) в эксперименте (рис. 4) при вращении кристалла вокруг оси $\langle 111 \rangle$.

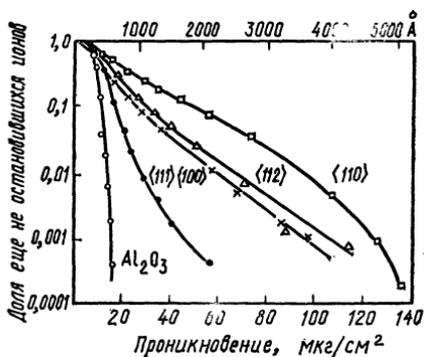


Рис. 6. Зависимость проникновения ионов ^{85}Kr с энергией 40 кэВ от направления их скорости в монокристалле алюминия. Для сравнения приведено проникновение ионов в аморфном Al_2O_3 .

ствующих совпадению направлений пучка и кристаллических каналов.

В экспериментах другого рода для изучения проникновения заряженных частиц в кристалл измеряются их пробеги в образце в зависимости от его ориентации. Для этого используются радиоактивные ионы и достаточно толстые кристаллы, такие, чтобы ионы останавливались в кристалле. Пробеги ионов измеряют путем последовательного снятия поверхностных слоев образца при одновременном измерении остающейся радиоактивности. По зависимости активности образца от толщины снятого слоя судят о количестве ионов, проникших в кристалл на расстояние, большее толщины снятого слоя. Результаты такого эксперимента, в котором радиоактивными ионами ^{85}Kr облучались монокристаллы алюминия, приведены на рисунке 6. Здесь также четко прослеживается зависимость пробегов ионов в кристалле от направления пучка. Результаты опыта показывают, что самые открытые каналы находятся между наиболее плотно упакованными рядами атомов в решетке, направления которых в монокристалле алюминия, обладающего гранцентрированной кубической решеткой (см. рис. 3), есть $\langle 110 \rangle$.

ВЛИЯНИЕ КАНАЛИРОВАНИЯ НА ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ЭФФЕКТ БЛОКИРОВКИ

Очень интересны результаты экспериментов по изучению ядерных реакций в условиях каналирования частиц, вызывающих ядерную реакцию. Оказалось, что каналированные частицы

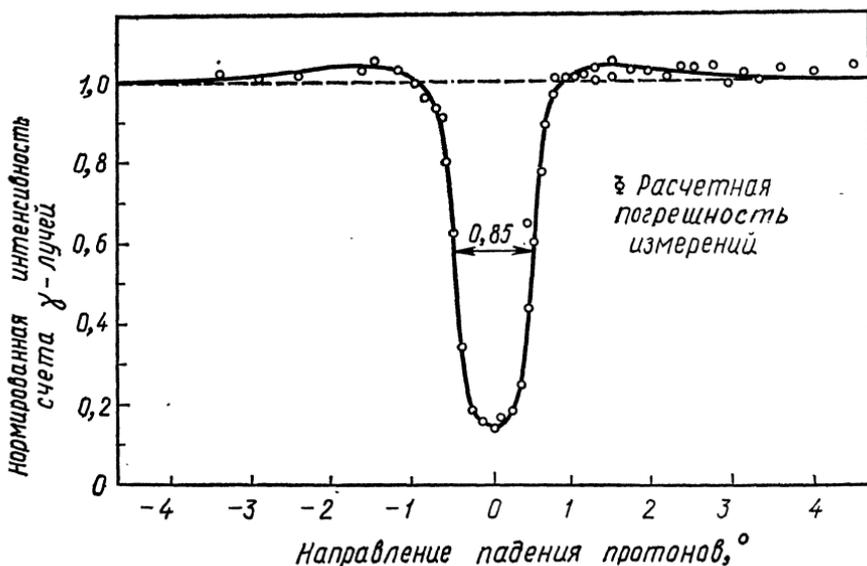


Рис. 7. Ориентационная зависимость выхода ядерной реакции $^{28}\text{Si} + p \rightarrow ^{29}\text{P} + \gamma$ при изменении направления падения пучка вблизи оси $\langle 110 \rangle$.

вступают в реакцию менее охотно, чем частицы, не испытывавшие каналирования. Например, известно, что если атомные ядра изотопа кремния ^{28}Si бомбардировать протонами, то в результате возникает ядро фосфора ^{29}P и гамма-квант. Коротко эту реакцию принято записывать так:



О числе актов реакции судят по числу испущенных гамма-квантов.

В эксперименте, в котором в качестве мишени использовался кристалл кремния, а коллимированный пучок протонов направлялся на кристалл под различными углами к направлению $\langle 110 \rangle$, выявилась резкая зависимость числа гамма-квантов от ориентации пучка. Результаты описываемого эксперимента приведены на рисунке 7. При совпадении направления пучка протонов с направлением $\langle 110 \rangle$ наблюдается минимум в числе актов реакции, о чем говорит уменьшение скорости счета гамма-квантов. Результаты, подобные представленным на рисунке 7, получены и для ряда других ядерных реакций.

Другим явлением, тесно связанным с каналированием, является так называемый эффект блокировки. Этот эффект заключается в том, что выход из кристалла заряженных частиц, возникающих в процессе радиоактивного распада ядер в монокристалле, резко зависит от угла между направлением их скорости и оси кристаллического канала. Причем в направлении оси канала число

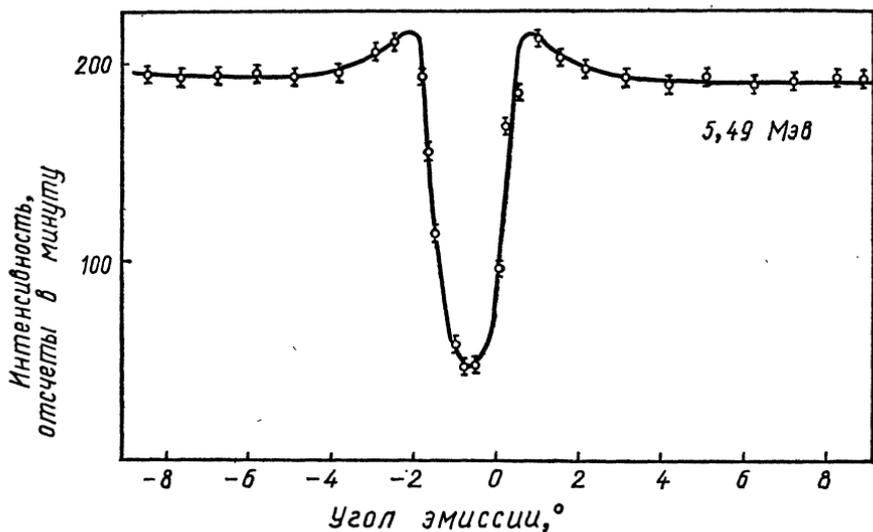


Рис. 8. Проявление эффекта блокировки в выходе из кристалла α -частиц, испускаемых атомами ^{222}Ra , внедренными в решетку вольфрама.

вышедших из кристалла частиц оказывается минимальным. На рисунке 8 приведены результаты эксперимента, в котором α -радиоактивные ядра изотопа ^{222}Ra были внедрены в решетку вольфрама. Минимум выхода α -частиц в направлении осей кристаллических каналов связан с тем, что α -распад ядра ^{222}Ra происходит в узле кристаллической решетки и движению α -частицы параллельно оси канала препятствуют атомы, образующие стенки канала.

РАСSEЯНИЕ НАЗАД

Очень близким к эффекту блокировки по наблюдаемым результатам является отражение, или рассеяние назад, ионов от монокристаллических мишеней. Действительно, для того чтобы произошло отражение иона назад (рассеяние на большой угол), необходимо, чтобы ион почти вплотную приблизился к какому-нибудь ядру атома кристалла. Только в этом случае электростатическое отталкивание положительно заряженного иона и атомного ядра будет достаточным, чтобы изменить направление движения иона на противоположное. Таким образом, рассеяние иона назад практически аналогично рассмотренному выше вылету заряженной частицы из ядра в процессе радиоактивного распада. Поэтому в рассеянии ионов назад должны проявляться те же особенности, что и в распаде радиоактивных ядер. Эксперимент полностью подтверждает эти соображения.

Если рядом с кристаллом, облучаемым, например, прото-нами, поместить со стороны пучка протонов фотопластинку, то после ее проявления можно получить изображение, аналогичное представленному на рисунке 9. Более темные участки соответствуют областям пониженной интенсивности рассеянных протонов. На приведенной фотографии четко выделены круговые темные области, соответствующие аксиальным (осевым) кристаллическим каналам. Кроме того, видны темные пересекающиеся линии. Эти линии соответствуют межплоскостным каналам, в направлении которых также реализуется минимум рассеяния протонов. На изображении как бы получается проекция главных кристаллических плоскостей и направлений на плоскость фотопластинки.

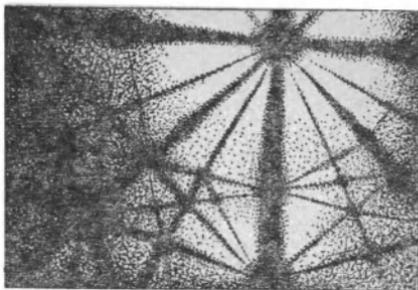


Рис. 9. Так проявляется эффект блокировки в рассеянии протонов.

Изображение получено с помощью фотопластинки, помещенной рядом с облучаемым протонами монокристаллическим образцом.

Легко сообразить, что такие изображения можно использовать для определения ориентации кристаллов.

«ЗВЕЗДЫ»

Наиболее интересный метод одновременного изучения эффектов каналирования и блокировки изображен на рисунке 10. Используемый в таком эксперименте кристалл должен быть достаточно тонок, чтобы падающие частицы могли пройти его насквозь и быть зарегистрированы на фотопластинке или флюоресцирующем экране. В случае, когда падающий пучок параллелен одному из основных кристаллографических направлений кристалла, на фотопластинке или экране появляется изображение, как показано на рисунке 11. Подобные изображения получили название «звезд».

Звезда несет информацию о кристалле, о его совершенстве, о характере движения в нем частиц и расшифровывается следующим образом. Почернение отдельных участков фотопластинки пропорционально количеству попавших на них частиц. Размазанный темный фон приписывается неканализованным частицам, так как они движутся по направлениям, лежащим далеко от кристалло-

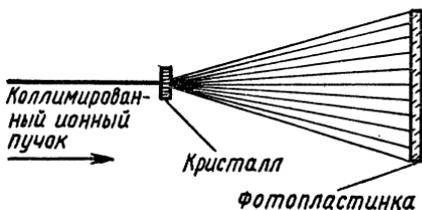


Рис. 10. Схема эксперимента для наблюдения «звезд».

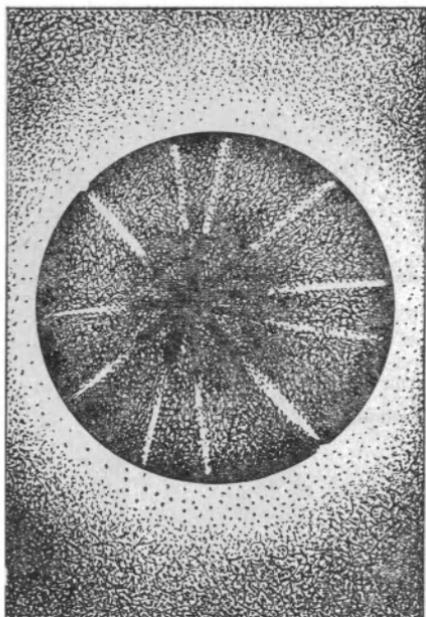


Рис. 11. «Звезда», образованная на фотопластинке протонами, прошедшими через тонкий кристалл.

энергии, чем частицы, образующие фон. Этого и следовало ожидать по нашей интерпретации звезды. Как говорилось выше, каналированные частицы испытывают меньшие потери энергии при движении в кристалле, чем неканалированные.

Поскольку вид звезды чувствителен к ориентации кристалла, то подобные изображения можно использовать для определения ориентации кристаллов.

графических плоскостей. Темные полосы соответствуют частицам, каналированным между кристаллическими плоскостями. Эти частицы имеют некоторый разброс по направлениям падения в пределах плоскостей, параллельных кристаллическим плоскостям. Светлые полосы своим происхождением обязаны эффекту блокировки, благодаря которому неканалированные частицы не имеют возможности выйти из кристалла по направлениям каналирования.

Чтобы убедиться в правильности данной информации происхождения деталей звезды, можно измерить энергию частиц, прошедших кристалл в отдельных точках звезды, с помощью детекторов малых размеров. При этом оказывается, что темные полосы образуются частицами, которые при прохождении через кристалл потеряли гораздо меньшую энергию,

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЕ КАНАЛИРОВАНИЕ

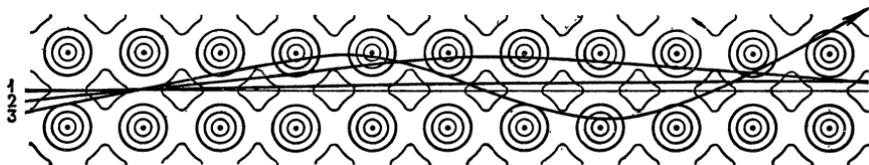


Рис. 12. Схематическая иллюстрация зависимости траектории частицы в с осью кристаллического канала.

В предыдущих разделах мы ознакомились с различными проявлениями каналирования. Эксперименты показывают, что частицы захватываются в кристаллические каналы только в том случае, если угол ψ , составляемый ее скоростью с осью канала, меньше критического угла ψ_c . Надо, конечно, помнить, что ψ_c зависит от типа каналируемой частицы, ее энергии и характеристик кристалла. Зададим себе вопрос: как происходит движение частиц в том случае, когда угол ψ меньше критического ψ_c ? Оказывается, информацию об этом можно получить, изучая рентгеновское излучение, сопровождающее каналирование частицы.

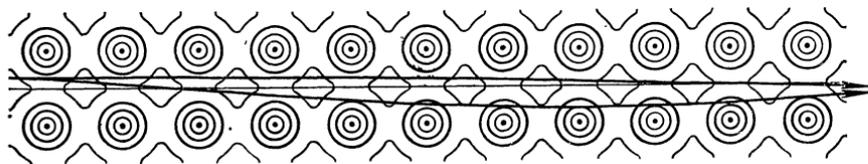
Прежде чем перейти к описанию того, как это делается, напомним, что рентгеновские лучи испускаются возбужденными атомами. В возбужденном атоме какой-либо электрон выбит из своего обычного уровня и переведен в более высокое энергетическое состояние. При возвращении электрона на свой уровень энергия возбуждения атома уносится квантом электромагнитного излучения, фотоном. Если в атоме был возбужден электрон внутренней оболочки, то энергия возбуждения атома велика и фотон, уносящий эту энергию, оказывается рентгеновским квантом.

Исследуя зависимость выхода рентгеновского излучения от угла ψ , обнаружили, что при ψ гораздо меньших, чем ψ_c , выход рентгеновского излучения мал. При увеличении угла ψ до величины порядка ψ_c происходит резкое возрастание выхода рентгеновского излучения. Наконец, при $\psi > \psi_c$ возникает гамма-излучение ядер, связанное с возбуждением атомных ядер, бомбардируемых частицами.

Такая зависимость выхода рентгеновского излучения от угла ψ связана с различными траекториями частиц в кристалле при различных углах ψ . Соответствующие траектории схематически представлены на рисунке 12.

При малых углах ψ (траектория 1) частица движется в канале, очень мало отклоняясь от его оси, и находится в области низкой электронной плотности, соответствующей валентным электронам. Валентные электроны, выбиваемые в этом случае частицей со своих оболочек, не дают рентгеновского излучения, так как соответствующие энергии возбуждений малы.

В области углов порядка критических (траектория 2) частица при своем движении в кристаллическом канале проходит через



кристаллическом канале от начального угла ψ , образуемого ее скоростью

области внутренних электронных оболочек. Выбивание частицей электронов внутренних оболочек приводит к возникновению рентгеновского излучения.

Наконец, при $\psi > \psi_c$ (траектория 3) частица при своем движении достигает области расположения атомного ядра. В этом случае оказывается возможным возбуждение ядра, следствием которого является возникновение гамма-квантов. Сама же частица при этом рассеивается на большой угол и выходит из кристаллического канала.

Таким образом, исследуя рентгеновское излучение частиц в кристалле, можно получить представление о характере ее движения в канале. Детали этого движения можно выяснить, измеряя энергию рентгеновского излучения.

О ТЕОРИИ КАНАЛИРОВАНИЯ

Ознакомившись со значительным количеством экспериментальных фактов и убедившись в том, что каналирование нельзя объяснить просто прямолинейным пролетом частицы через кристаллический канал, попытаемся найти правильное физическое объяснение этому явлению.

Теория каналирования была в основном разработана датским физиком Линдхардом. В основе явления каналирования лежит кулоновское взаимодействие положительно заряженных ионов с атомными ядрами кристалла. Обратите внимание, что во всех описанных выше опытах использовались положительно заряженные частицы!

Положительно заряженный ион при своем движении в кристаллическом канале за счет кулоновских сил испытывает отталкивание от положительно заряженных атомных ядер, как бы образующих «стенки» канала. Если составляющая скорости иона, перпендикулярная оси канала, достаточно мала, то силы отталкивания не позволят иону выйти из канала. В этом случае ион, оттолкнувшись от одной стенки канала, будет затем приближаться к противоположной его стенке, одновременно перемещаясь вдоль оси канала. Затем он точно так же оттолкнется от противоположной стенки. В целом движение иона вдоль кристаллического канала будет сопровождаться его колебаниями между стенками канала.

Наглядной моделью такого движения иона может служить движение шарика в желобе. Если мы, пуская шарик вдоль оси желоба, одновременно придадим ему небольшую скорость, перпендикулярную оси желоба, то движение шарика по желобу не будет прямолинейным, а будет сопровождаться колебанием от стенки к стенке (рис. 13). Если же перпендикулярная оси составляющая скорости будет слишком велика, шарик просто выскочит из желоба. Аналогичное явление происходит и с ионом в канале. Если попе-

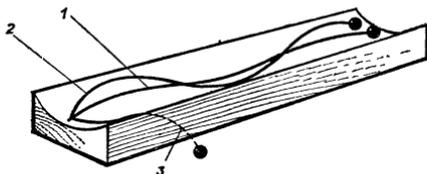


Рис. 13. Траектория шарика в желобе при различных значениях его поперечной скорости.

Траектории 1, 2, 3 относятся соответственно к малой, близкой к предельной и больше предельной поперечным скоростям шарика.

речная составляющая скорости иона слишком велика, сил кулоновского отталкивания оказывается недостаточно, чтобы удержать ион в кристаллическом канале, и ион выходит за пределы канала, т.е. каналирования не наступает.

Существование предельной поперечной скорости шарика, при которой он еще не выскакивает из желоба, соответствует введенному выше критическому углу ψ_c для каналирования. При угле между скоростью частицы и осью канала ψ , меньшем, чем ψ_c , происходит каналирование (поперечная скорость мала), при $\psi > \psi_c$ каналирования не происходит (поперечная скорость слишком велика).

На первый взгляд, аналогия между движением каналированной частицы и движением шарика в желобе вызывает удивление. Действительно, стенки кристаллических каналов гораздо ближе к стенкам, образованным рыболовной сетью с крупной ячейкой или волейбольной сеткой, чем к сплошным стенкам желоба. Аналогия оказывается хорошей только потому, что при каналировании отклонение частицы от стенки канала происходит за счет взаимодействия с очень большим количеством атомных ядер и дискретность «стенки» становится не существенной. При своем движении вдоль оси канала частица совершает одно колебание от стенки к стенке на длине пробега, приблизительно равной сотне межатомных расстояний! Если же частица резко меняет направление своего движения за счет взаимодействия с одним ядром, аналогия с движением шарика в желобе не работает. Но при этом, как мы видели, не происходит и каналирования частицы. Так что пока каналируется частица, аналогия с желобом вполне хороша.

Проведенное выше простое рассмотрение позволяет получить правильную энергетическую зависимость критического угла ψ_c от энергии иона. Действительно, пусть предельное значение поперечной скорости иона есть v_c . Для иона, движущегося со скоростью v под малым углом ψ к оси канала, поперечная скорости равна $v \sin \psi \approx v \psi$. Чтобы для данной скорости иона v найти критический угол, надо положить $v \psi_c = v_c$. Отсюда:

$$\psi_c = \frac{v_c}{v}.$$

Выражая скорость частицы через ее энергию E , получим:

$$\psi_c = \sqrt{\frac{\frac{Mv_c^2}{2}}{\frac{Mv^2}{2}}} = \sqrt{\frac{U}{E}},$$

где M — масса каналируемого иона, а через U мы обозначили величину $\frac{Mv_c^2}{2}$, имеющую смысл предельной энергии поперечного движения иона, при которой ион еще не может выйти за пределы канала.

Полученная зависимость критического угла от энергии частицы хорошо выполняется на опыте. Опыт показывает, что, чем больше энергия частицы, тем меньше критический угол ψ_c , при котором еще происходит захват иона в кристаллический канал. Так, например, для протонов с энергией 50 кэВ в $\langle 110 \rangle$ канале кристалла меди $\psi_c = 3^\circ$, а для энергии 200 кэВ этот угол уже только $1,5^\circ$. Как видно, углы ψ_c очень малы. Это дает представление о тех экспериментальных трудностях, которые приходится преодолевать при изучении каналирования. Действительно, чтобы изучить угловые зависимости каналирования, необходимы пучки ионов с угловой расходимостью по крайней мере в десятки раз меньше, чем ψ_c . А это сопряжено с существенными экспериментальными трудностями.

Выяснив, что причиной каналирования является кулонское взаимодействие ионов с ядрами атомов кристалла, легко понять, почему выше говорилось только об экспериментах с положительно заряженными ионами. Отрицательно заряженные частицы не отталкиваются, а притягиваются к стенкам канала, образованного положительно заряженными ядрами. Поэтому для них явление каналирования не наблюдается, а регулярная структура кристалла влияет на их движение не так, как на движение положительно заряженных частиц.

Приведенная выше аналогия между каналированием иона и движением шарика в желобе наиболее близка к межплоскостному каналированию частиц, при котором частица совершает колебания между кристаллическими плоскостями, ограничивающими канал. Движение частицы в аксиальном канале оказывается более сложным, и ее траектория напоминает спираль (см. рис. 1).

Теперь, ознакомившись с основными фактами, связанными с эффектом каналирования, обсудим некоторые научные и технологические применения этого явления.

ИМПЛАНТАЦИЯ ИОНОВ

Термин, использованный в заголовке этого раздела, обозначает процесс введения в кристалл примесных ионов или атомов.

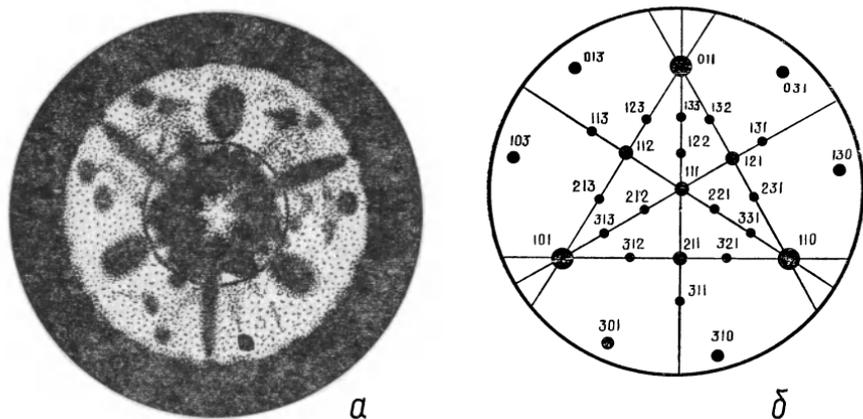


Рис. 14. Зависимость степени радиационного повреждения от направления ионов по отношению к кристаллографическим направлениям.

Монокристалл кремния при облучении ионами равномерно вращался вокруг оси $\langle 111 \rangle$. Темные области соответствуют минимуму радиационных повреждений.

Кристаллы, содержащие примесные атомы в строго контролируемом количестве, широко используются в радиоэлектронике. Это — разновидность всем известных полупроводниковых кристаллов, так называемые примесные полупроводники. В последнее время для введения примесей в полупроводниковый кристалл стали использовать метод, состоящий в бомбардировке кристалла ионами нужного химического элемента. Вот здесь-то и оказались полезны свойства обсуждаемого нами эффекта каналирования.

Введение примесей в кристаллы путем облучения их пучками ионов обладает рядом преимуществ по сравнению с широко используемым методом введения примесей с помощью термической диффузии. Этот метод позволяет вводить в кристаллы самые разнообразные примеси и притом в точно контролируемых количествах, иногда даже превышающих те, которых можно достигнуть при диффузии. С помощью облучения ионами примеси легко вводятся в нужные места образца и на требуемую глубину.

Отрицательным фактором, влияющим на качество кристалла, в который вводятся примеси, являются радиационные дефекты, возникающие в образце при облучении. Использование эффекта каналирования (т. е. облучение образцов по направлениям кристаллических каналов) позволяет резко уменьшить радиационные повреждения образцов (рис. 14).

Важно также, что, применяя ионы малых энергий, удается добиться достаточно глубокого их проникновения в кристалл. Вспомните, пробег в кристаллах каналированных частиц значительно больше, чем не испытывших каналирование. В связи с этим явление каналирования широко применяется для изучения имплантации примесей путем ионной бомбардировки. И очевидно,

в ближайшее время каналирование будет использовано в процессе промышленного выпуска высококачественных полупроводниковых кристаллов.

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Совершенно неожиданное применение каналирования, точнее, эффекта блокировки оказалось возможным в ядерной физике. С помощью эффекта блокировки удастся измерять время некоторых ядерных процессов, длящихся 10^{-18} — 10^{-16} с. Как раз в той области длительности процессов не существует других надежных методов измерения времени. Предложение использовать эффект блокировки для измерения времени ядерных процессов выдвинул советский физик А. Ф. Тулинов, внесший также большой вклад в открытие и изучение самого эффекта блокировки. Этот метод подходит для измерения времени ядерных процессов (реакций), сопровождаемых испусканием заряженных частиц. Такого сорта ядерные реакции очень многочисленны, а их ход может быть разбит на два этапа. Первый этап — захват ядром атома кристалла частицы, которыми облучается образец. Второй этап — распад ядра, захватившего частицу.

Время, прошедшее с момента захвата частицы до распада ядра, может быть определено по тому, как проявляется эффект блокировки на выходе заряженных продуктов распада из кристалла. Идея метода проста и изящна и состоит в следующем. Ядро, захватившее частицу (или, как говорят физики, компаунд-ядро), восприняв импульс поглощенной частицы, оказывается выбитым из занимаемого им до начала реакции кристаллического узла и движется в кристалле с очень большой скоростью, порядка 10^8 — 10^9 см/с. Если время жизни компаунд-ядра очень мало и оно до распада не успевает отойти от занимаемого им узла, то при выходе заряженных продуктов распада из кристалла в полной мере проявляется эффект блокировки. Если же за время жизни ядро успевает отойти от своего узла, то проявляется ослабление эффекта блокировки, так как в этом случае движению продукта распада вдоль оси кристалла не препятствуют атомы, образующие стенки канала. По степени ослабления блокировки определяют расстояния, на которые смещается компаунд-ядро. Зная его скорость, находят время жизни компаунд-ядра. Например, таким способом в кристалле UO_2 было определено время распада ядер изотопа ^{238}U , захватившего протон с энергией 10 МэВ. По ослаблению эффекта блокировки было установлено, что время распада компаунд-ядра (которое является изотопом нептуния ^{239}Np) составляет $1,4 \cdot 10^{-16}$ с. Кроме того, обнаружено, что это время жизни резко зависит от энергии налетающих протонов и, например, при энергии 12 МэВ оказывается равным $2 \cdot 10^{-17}$ с.

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В КРИСТАЛЛЕ

Эффект каналирования представляет также уникальные возможности для исследования распределения примесей в кристаллической решетке. Располагая кристалл и детектор так, чтобы одновременно происходило как каналирование падающих, так и блокировка выходящих ионов, можно добиться исключительно высокой чувствительности эффекта блокировки к наличию в междоузлиях кристалла примесных атомов. В отдельных случаях концентрация примесных атомов в междоузлиях, составляющая всего 0,01 %, приводит к существенному ослаблению эффекта блокировки и может быть измерена экспериментально. Причем (что очень важно) можно установить позиции, занимаемые примесными атомами.

Принцип определения положения примесей иллюстрирует рисунок 15. Этот принцип основан на том, что часто рассеяние каналированных ионов примесями в междоузлиях очень сильно зависит от направления каналирования и различно для различных положений примесных атомов. Поэтому, изучив зависимость примесного рассеяния при каналировании в различных направлениях, можно точно определить положение примесных атомов в кристаллической решетке.

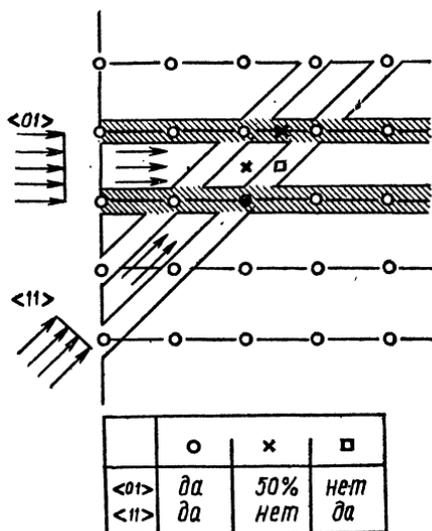


Рис. 15. Иллюстрация принципа определения локализации примесей. Собственные атомы кристалла изображены полыми кружками.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Естественным обобщением изложенного выше метода детектирования в междоузлиях примесных атомов является изучение беспорядка в расположении собственных атомов кристалла. Так же, как и примесь, всякий собственный атом кристалла в случае смещения из кристаллического узла ослабляет проявление эффекта каналирования.

Наиболее широко каналирование используется для исследования радиационных дефектов, о чем уже говорилось ранее.

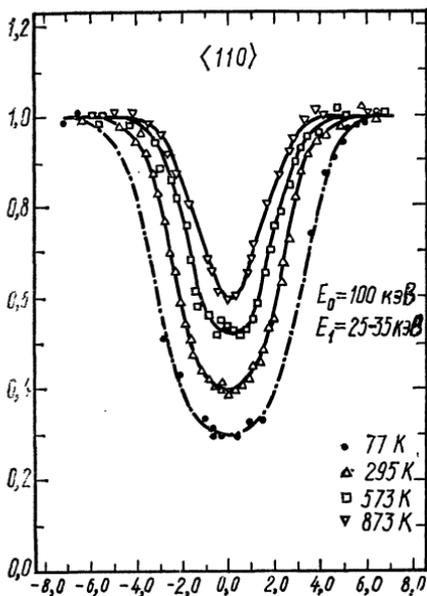


Рис. 16. Температурная зависимость минимума в рассеянии назад протонов от монокристалла золота для направлений, близких к оси канала $\langle 110 \rangle$.

Кроме того, этот метод с успехом применяется для исследования дефектов роста кристаллов, таких, как дислокация и дефекты упаковки.

Частным видом беспорядка в кристаллической решетке является беспорядок, обусловленный тепловыми колебаниями атомов. При колебаниях атомы проникают внутрь кристаллических каналов и ухудшают условия каналирования. Причем с увеличением температуры кристалла амплитуда тепловых колебаний атомов растет, и, следовательно, должны ослабляться проявления эффекта каналирования. Поэтому температурная зависимость каналирования (рис. 16) может быть с успехом использована для исследования колебаний атомов в кристалле, или, как говорят, для исследования динамики кристаллической решетки.

Захват ионов в каналы и их движение там зависят не только от совершенства кристалла в объеме образца, но также и от качества его поверхности. В связи с этим упомянем, что методом каналирования можно изучать качество поверхностей кристаллов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прочитав эту статью, вы ознакомились с бурно развивающейся областью исследований, лежащей на стыке ядерной физики и физики твердого тела. И как не раз это случилось, на стыке двух дисциплин оказалось много нового, интересного, увлекательного.

В данной статье рассказывалось только о каналировании частиц, движение которых может быть описано на основе законов классической механики Ньютона (это протоны и более тяжелые ионы). Для описания движения в кристалле более легких частиц (электронов, позитронов) требуется применять законы квантовой механики. Пока отсутствует полное понимание всех особенностей движения легких частиц в монокристаллах. Предстоит большая работа. Тем не менее наши знания о каналировании свидетельствуют о том, что в руках физиков появился новый удивительно тонкий метод исследования кристаллов.

Физика высоких давлений (ФВД) использует давление для изучения физических свойств различных (в основном твердых) тел. Таким образом эта область физики характеризуется общим методом исследования. В этом отношении ФВД отличается от других областей физики, например от магнетизма (общая природа явлений) или физики полупроводников (общий объект исследования).

Здесь мы расскажем о некоторых проблемах современной ФВД, о главном ее вопросе — о превращении вещества под давлением, ибо именно превращение графита дает нам искусственные алмазы, а получение металлического водорода — это пример превращения диэлектрика в металл.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Прежде чем начать рассказ, вспомним единицы давления. Единицей давления в СИ является паскаль. $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. В физике обычно используют единицу давления килобар. $1 \text{ кбар} = 10^8 \text{ Па} = 10^5 \text{ кПа}$.

Доступный в настоящее время интервал давлений распадается на две области. В первой, простирающейся до 20—30 кбар ($2 \cdot 10^6$ — $3 \cdot 10^6 \text{ кПа}$), одинаковое давление на образец со всех сторон обеспечивает жидкость. Это так называемое гидростатическое давление. При более высоких давлениях выше 30 кбар (выше $3 \cdot 10^6 \text{ кПа}$) жидкое состояние не может сохраняться, и в качестве среды для передачи давления к изучаемым образцам приходится использовать возможно более пластичные твердые тела. Гидростатическое давление получить уже не удастся, и эту область давлений называют квазигидростатической. В квазигидростатике достигают давлений в несколько сот килобар. Лишь очень немногие лаборатории мира, в том числе Институт физики высоких давлений Академии наук СССР (ИФВД), перешагнули в мегабарную область ($1 \text{ Мбар} = 10^9 \text{ кбар} = 10^{11} \text{ Па} = 10^8 \text{ кПа}$).

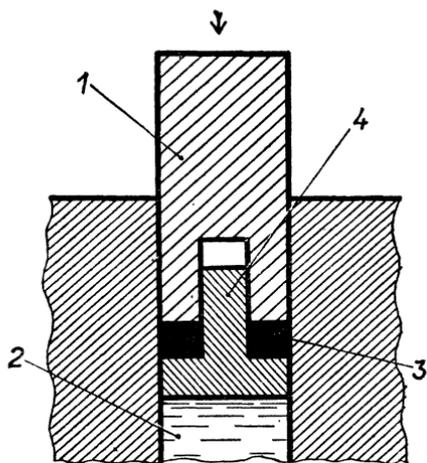


Рис. 1. Схема цилиндр — поршень с уплотнением Бриджмена.

1 — поршень; 2 — среда, в которой создается давление; 3 — прокладка; 4 — нижняя часть поршня грибовидной формы — грибок.

Основным методом получения гидростатического давления является использование системы цилиндр — поршень (рис. 1). Движущийся под внешним усилием, например гидравлического пресса, поршень 1 уменьшает объем V среды 2 и создает этим самым давление в цилиндрической камере. Так как в объеме V находится жидкость под высоким давлением, то необходимо предотвратить ее просачивание между стенкой цилиндра и поршнем. Запирание жидкости легко осуществить остроумным способом, предложенным родоначальником современной физики высоких давлений американским физиком Бриджменом. Суть способа состоит в следующем: в твердой прокладке 3 (рис. 1) за счет меньшей по сравнению с диаметром поршня 1 площадью опоры автоматически создается более высокое давление, чем в жидкости. Для этого поршень делается составным: со стороны высокого давления имеется отдельная похожая на грибок часть 4; длина ножки «грибка» с надетой на нее прокладкой делается меньше, чем глубина соответствующего отверстия в основной части поршня. Способ так и называется — принцип некомпенсированной площади.

Максимальное значение давления зависит от прочности узлов камеры и особенно цилиндра. Прочность может быть увеличена за счет предварительного сжатия и изготовления всех частей (за исключением прокладок 3) из специальных сталей и сплавов с высоким пределом прочности.

В такой камере можно измерять объемную сжимаемость, т.е. изменение объема, помещенного внутрь вещества, при повышении давления на единицу. Для этого надо знать смещение поршня и значение давления. Давление можно определить по соотношению площадей поршня камеры и поршня пресса, зная давление в цилиндре пресса, измеряемое обычным манометром. Однако даже у специальных материалов при давлении $p > 10^6$ кПа наступает существенная деформация, что приводит к возникновению трения между стенками цилиндра и движущимися деталями. Часть внешнего усилия расходуется на преодоление силы трения, и измерение давления по соотношению площадей оказывается неверным. Поэтому для измерения давления используются манометры.

Самый распространенный манометр в области гидростатики — катушка из манганиновой (медно-марганцевый сплав) проволоки. Электросопротивление такой проволоки зависит от давления — его относительное изменение пропорционально давлению.

Для измерения различных физических величин в камеру вводят электроконтакты, делают в ней окна и вводы для разного рода излучений. В камерах высокого гидростатического давления можно изменять и температуру в пределах примерно от $+500^{\circ}\text{C}$ и до температуры вблизи абсолютного нуля. Гидростатическое давление в последнем случае получается и фиксируется (закрепляется) при комнатной температуре и сохраняется при последующем охлаждении камеры.

В области квазигидростатики существует несколько существенно различающихся методов создания давления. Мы кратко расскажем о трех из них, получивших широкое распространение.

Первый метод (разработанный учеными США) основан на использовании некоего подобия системы поршень — цилиндр (рис. 2). Имеются два конических поршня 1, входящих с противоположных сторон в кольцо (пояс-белт) 2, в которое выродился цилиндр. Пластичная твердая среда 3 для передачи давления вместе с образцом 4 помещается в этот цилиндр. Для запирания среды между поясом и поршнями применяется специальное уплотняющее вещество. Все основные части камеры находятся при нормальном давлении в состоянии сильного упругого сжатия, создаваемого внешними стальными кольцами (поддержками). При нагрузке поршней они (а следовательно, и пояс 2) могут расширяться почти до двойной предельной величины и максимальное давление сильно повышается.

Для изготовления поршней (пуансонов) используются твердые сплавы (например, на основе карбида вольфрама) с очень высоким предельным напряжением сжатия. Часто пластическая среда выбирается так, чтобы у нее был большой коэффициент трения (например, минерал пиррофиллит), тогда она, вытекая

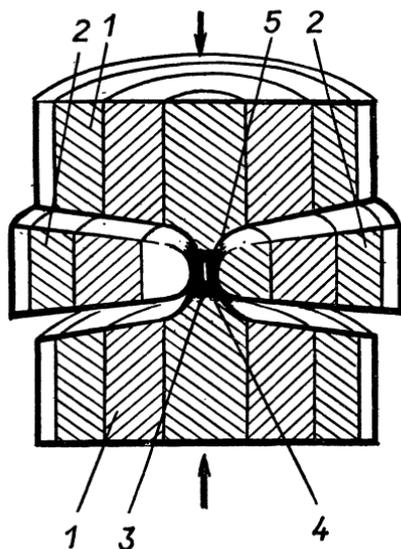


Рис. 2. Установка высокого давления «белт».

1 — «поршни» (пуансоны) с поддержками; 2 — кольцо с поддержками; 3 — среда, в которой создается давление, с образцом 4.

через зазор между пуансоном и кольцом, сама уплотняет камеру и создает дополнительную поддержку пуансонам.

В отличие от белта, являющегося объемной камерой (образец объемный), Бриджмен еще ранее применил для получения квазигидростатических давлений два усеченных конуса (наковальни) из твердых сплавов с большим углом при вершине. Давление возникает в тонком слое среды, находящемся между рабочими торцами конусов. Среда играет ту же роль и имеет тот же состав, что и у белта. Образец — тонкая пластинка или пленка, помещаемая между двумя тонкими пластинками среды.

Третий тип камеры разработан основателем Института физики высоких давлений Академии наук СССР (ИФВД) академиком Л. Ф. Верещагиным и его сотрудниками. Это объемная камера, однако без пояса. Ее легче всего представить в виде наковален из твердого сплава со сферическими лунками на рабочих торцах. Лунки достаточно глубоки, в их центре помещается исследуемый образец, окруженный твердой средой для передачи давления. Самым распространенным веществом такого рода является хлористое серебро, дающее достаточную гидростатичность. В остальной части лунки находится запирающая среда — пирофиллит. Камеры такого типа позволяют получать давление до 100—200 кбар ($10^7 - 2 \cdot 10^7$ кПа).

В объемных квазигидростатических камерах можно расположить внутренний нагреватель, поэтому их используют для превращений вещества под давлением, например при синтезе искусственных алмазов и других важных материалов (нагрев обычно сильно ускоряет превращение).

Все три типа камер применяются для исследований, в них можно измерять электросопротивление, магнитную восприимчивость, вводить и выводить разного рода излучения. Миниатюрные камеры типа Бриджмена и Верещагина охлаждают до температур жидкого гелия (4,2 К).

Для создания давления в таких камерах применяются мощные гидравлические прессы.

Для измерения давления в квазигидростатических камерах наиболее распространен следующий прием. Отмечают скачки электросопротивления образцов, находящихся в камере, обусловленные полиморфным превращением (см. дальше). В качестве образцов (реперов) чаще всего исполь-

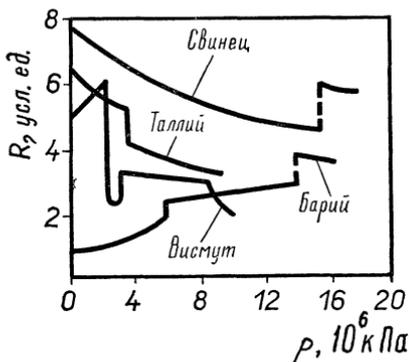


Рис. 3. Зависимость электросопротивления ряда металлов от давления.

Давления, соответствующие скачкам сопротивления, используют как реперные точки.

зуют металлы (рис. 3). Давления, при которых происходят превращения, заранее известны. Их определяют специальными способами. Одновременно с фиксацией превращения с помощью прессы измеряется сила, приложенная к камере. Сила измеряется манометром прессы. По полученным данным строят зависимость силы от давления в камере. Эта зависимость позволяет для произвольного усилия определить соответствующее давление.

ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

При уменьшении объема твердого тела под давлением, т.е. при повышении плотности, атомы, составляющие кристаллическую решетку, сближаются. Кроме того, может наблюдаться и перестройка кристаллической решетки. Обычно сближение атомов по мере повышения давления идет постепенно. Но бывает и так, что оно происходит скачком (его называют тогда изоморфным превращением).

Однако гораздо чаще при определенном давлении происходит перестройка взаимного расположения атомов решетки с одновременным изменением межатомных расстояний (при этом плотность меняется скачкообразно). Часто при этом изменяется число соседних атомов, окружающих любой атом решетки (изменение координационного числа). Такое превращение называется полиморфным.

Твердое тело с но-

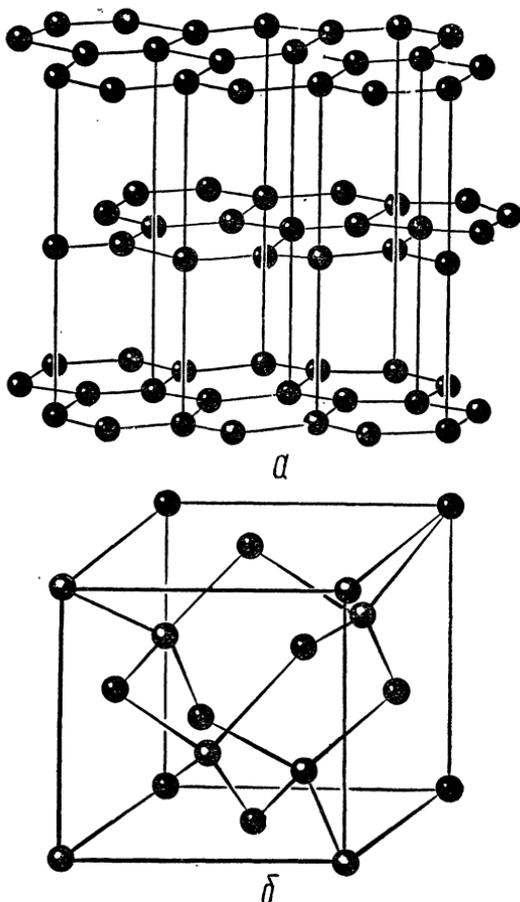


Рис. 4. Кристаллическая решетка,
а — графита; б — алмаза.

вым расположением атомов (как говорят, с новой структурой) обладает и новыми зачастую кардинально отличающимися свойствами по сравнению с исходной структурой. Так, например, слоистая структура одной из модификаций углерода — графита (рис. 4, а) — определяет его металлические и смазочные свойства. Получающийся при полиморфном превращении под давлением алмаз имеет структуру с пространственно симметрично расположенными четырьмя жесткими связями, обуславливающими твердость и диэлектрические свойства (рис. 4, б).

Основной задачей ФВД и является поиск новых и важных превращений веществ.

Часто наблюдается, что после получения новой структуры за счет полиморфного превращения можно уменьшить давление до атмосферного, а структура останется той же, что и была под давлением. Такие превращения называются необратимыми (например: переход графит — алмаз). Они лежат в основе получения новых, важных для техники веществ.

Твердое тело характеризуется различными свойствами: структурой и сжимаемостью кристаллической решетки, энергетическими спектрами электронов (см. ниже), проводимостью, сверхпроводимостью, магнитными свойствами и т. п. В настоящее время почти все эти свойства мы умеем изучать под давлением, но главной задачей является изучение структуры решетки.

Основной метод определения структуры и сжимаемости фаз высокого давления — это рентгеноструктурный анализ (РСА).

В этом методе дифракция рентгеновских лучей на кристаллической решетке (так как длина волны рентгеновских лучей и расстояние между атомами в решетке примерно величины одного порядка) используется для определения взаимного расположения и расстояний между атомами в решетке.

Методика РСА под давлением была разработана советскими и американскими физиками. Были созданы камеры высокого давления, у которых есть «окна» для входа рентгеновского излучения и выхода дифрагированного излучения. Поглощение излучения мало у первых шести элементов периодической таблицы. Поэтому в качестве окон используется бе-

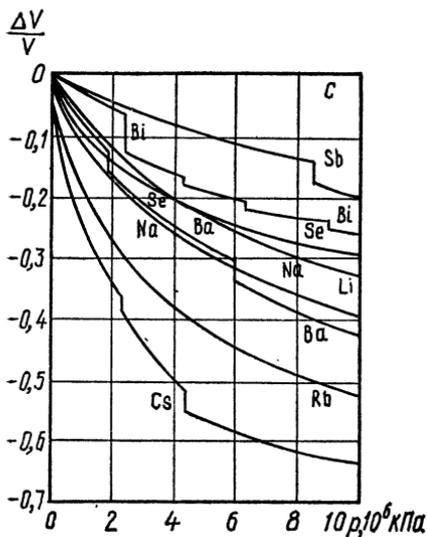


Рис. 5. Изменение относительного объема элементов под давлением до 10^7 кПа.

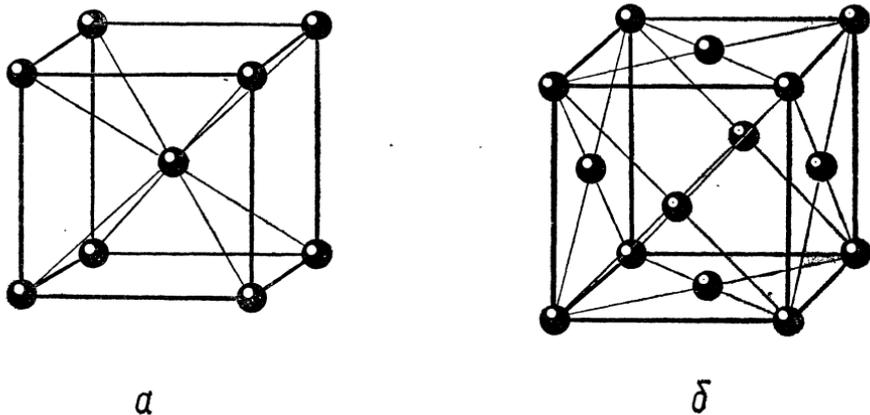


Рис. 6. Объемноцентрированные (а) и гранецентрированные (б) структуры.

рилий и алмаз (гидростатика), бор и алмаз (квазигидростатика). В гидростатике работают с монокристаллами, а в квазигидростатике — с поликристаллами. Расшифровка структур при этом более сложна.

Трудности с использованием РСА под давлением возникают, когда надо исследовать тяжелые элементы, их сплавы и соединения. Для их преодоления в последнее время применяют нейтронографический анализ, в котором медленные нейтроны используются так же, как и рентгеновские лучи.

Чтобы наполнить конкретным содержанием наше изложение, на рисунке 5 приведены данные Бриджмена для ряда элементов. Более подробно мы рассмотрим пример полиморфных превращений у щелочного металла цезия.

Цезий при нормальном давлении имеет объемноцентрированную кубическую решетку с восемью атомами-соседями (рис. 6, а). Под давлением ≈ 24 кбар ($2,4 \cdot 10^6$ кПа) цезий переходит в гранецентрированную кубическую структуру (ГЦК) с более плотной упаковкой атомов (двенадцать соседей, рис. 6, б). Объем при этом уменьшается примерно на 2%. Эта структура является плотнейшей кубической упаковкой. Ее можно представить с помощью модели, состоящей из одинаковых шариков, расположив вокруг центрального шара шесть в одной с ним плоскости и по три сверху и снизу. Такое представление дает и рисунок 6, б ГЦК-структуры, если смотреть на изображенный на нем куб вдоль его большой диагонали. Так как дальнейшее увеличение числа соседей невозможно, то при последующих переходах структура не меняется (изоструктурный переход).

При давлении ≈ 40 кбар ($4 \cdot 10^6$ кПа) у цезия происходят еще два перехода. После первого перехода, как показал РСА, возникает также ГЦК-структура, но с периодом решетки на $\approx 3\%$ мень-

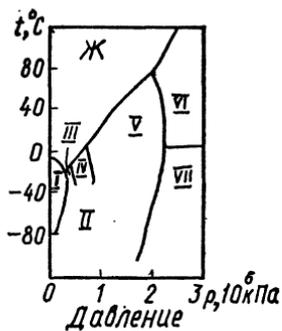


Рис. 7. Фазовая диаграмма льда.

ше. Структура фазы после второго перехода еще не расшифрована. Изоструктурный переход с уменьшением объема может происходить, если уменьшится «радиус» атома. Это и наблюдается на опыте. Размер атома цезия, обусловленный его валентным электроном, уменьшается за счет перехода этого электрона из состояния с большим радиусом электронной оболочки в состояние с меньшим радиусом. Такие переходы называются электронными.

При давлении 175 кбар ($1,75 \cdot 10^7$ кПа) у цезия наблюдается еще один переход, природа которого тоже пока не расшифрована.

В качестве примеров полиморфных превращений у диэлектриков рассмотрим переходы у воды (льда) и некоторых минералов.

Если сжимать лед при комнатной температуре, то на плавной кривой зависимости объема от давления мы увидим скачки объема. Такие же эксперименты можно провести при температурах ниже и выше комнатной, при этом число переходов может изменяться.

Зависимости давлений переходов p от температуры T называются $T-p$ (фазовой) диаграммой, линии которой есть границы соответствующих фаз, а области, ограниченные этими линиями, — области стабильности этих фаз. Известная из школьного курса физики зависимость $T_{\text{плавления}}$ от давления является частным случаем такой диаграммы.

На рисунке 7 приведена диаграмма льда. Лед I имеет меньшую плотность, чем вода. Поэтому при увеличении давления он (при достаточной температуре) плавится. Все остальные модификации льда плотнее воды. Этому соответствуют наклоны линий на диаграмме: температуры переходов (в том числе и плавления) для всех фаз, кроме I, растут под давлением. У самой плотной среди известных фаз льда, у льда VI, $t_{\text{пл}} = 442^\circ\text{C}$ при $p = 170$ кбар ($1,7 \cdot 10^7$ кПа).

Все полиморфные превращения льда обратимы, а кристаллические структуры во всех модификациях характеризуются обычным для воды молекулярным типом связи Н—О—Н.

Мы видели на примере цезия, что увеличение давления приводит к возникновению структур с большим координационным числом (КЧ) и, следовательно, с большей плотностью. Если твердое тело является соединением из элементов двух сортов, то в зависимости от отношения «радиусов» компонент получаются разные структуры (КЧ). Это легко представить, используя модель с шариками двух разных радиусов. Под давлением один из шариков (обычно больший) сжимается сильнее, что при определенном соотношении радиусов, а значит и давлений, приводит к перестройке струк-

туры. Такая простая модель лежит, например, в основе экспериментально найденных превращений под давлением в ряду минералов: кварц (SiO_2) — рутил (TiO_2) — ториапит (ThO_2), имеющих соответственно начальные КЧ — 4; 6 и 8, определяемые увеличением радиусов ионов металла от кремния к торию. Фаза высокого давления кварца имеет структуру и КЧ рутила, а фаза высокого давления рутила — структуру и КЧ ториапита.

Полиморфизм минералов очень важен для выяснения особенностей строения мантии Земли. Обнаруженная при исследованиях под давлением так называемая плотная модификация кварца (плотностью $4,35 \text{ г/см}^3$) вполне соответствует плотности находящегося перед жидким ядром Земли последнего твердого слоя. Это же исследование послужило разгадке тайны Аризонского метеорита (США). В метеоритном веществе были найдены вкрапления неизвестных в земных условиях кристаллитов. Эти кристаллы и оказались плотной модификацией кварца.

Обобщение исследований кристаллической структуры твердых тел при полиморфных превращениях под давлением позволяет установить общие законы перестройки структур, роль разных факторов в такой перестройке (химического состава, электронной структуры и т. д.) и развить теорию твердого тела.

Построение теории, которая позволила бы с удовлетворительной точностью предсказать структуру и обусловленные ею свойства твердого тела для заданного химического состава вещества, еще далеко не закончено. Исследования под давлением являются одним из основных направлений экспериментов, которые необходимы для решения этой проблемы. В этом случае следует отметить, что РСА стал чуть ли не определяющим методом физического исследования под давлением.

ПРЕВРАЩЕНИЕ ГРАФИТ — АЛМАЗ

Интерес человека к алмазам можно сравнить только с интересом к золоту. Недаром история насчитывает огромное число попыток добыть алмаз искусственным путем. Однако в отличие от попыток алхимиков, которые пытались сделать золото в своих колбах, для синтеза алмазов имелись научные основания, и они привели к успеху. Синтез искусственных алмазов, как это часто бывает в науке, привел к бурному развитию ФВД и вообще физики твердого тела. После первых удачных опытов началась работа по развитию и усовершенствованию методики, созданию промышленной технологии, чтобы поставить алмаз и его технические возможности на службу человеку. Этот процесс успешно продолжается и поныне.

Но вернемся к физике превращения графит — алмаз.

Фазовая диаграмма углерода (рис. 8) ясно показывает, что для осуществления полиморфного превращения графит — алмаз не-



Рис. 8. Фазовая диаграмма алмаза.

обходимо сочетание давления и температуры. Существенное различие структур графита и алмаза приводит к тому, что переход графит — алмаз затруднен. Самый трудный этап перестройки структур связан с разрывом связей атомов углерода в плоскости слоев графита (см. рис. 4). Поэтому превращение необходимо проводить при достаточно высокой температуре.

Ход процесса таков: сначала надо поднять температуру в камере высокого давления, наполненной графитом, чтобы переход шел быстро, а затем поднять давление до области стабильности алмаза (см. рис. 8). После образования алмазов, что легко заметить по уменьшению силы электрического тока, протекающего через графитовую набивку камеры, надо уменьшить температуру до комнатной и снять давление. Полученные алмазы, как показывает опыт, не перейдут обратно в графит.

Однако на практике неудобно сначала повышать температуру, а затем давление. Процесс ведут в обратном порядке: сначала поднимают давление до такого значения, чтобы оставаться в области устойчивости алмаза при последующем поднятии температуры до значения, обуславливающего небольшое время превращения (порядка минут), а затем охлаждают камеру и снимают давление. Описанный процесс требует температуру $\approx 3000^\circ\text{C}$ и давление ≈ 120 кбар ($1,2 \cdot 10^7$ кПа).

Естественно, что промышленное получение алмазов из графита будет тем выгоднее, чем ниже параметры процесса. Поэтому внимание исследователей сразу было направлено на проведение процесса с катализаторами. Применение катализаторов — переходных металлов — позволило вести превращение под давлением ≈ 50 кбар ($5 \cdot 10^6$ кПа) и температуре, соответствующей плавлению катализатора. Этот процесс, получивший название синтеза искусственных алмазов (искусственных, чтобы подчеркнуть метод синтеза, хотя эти алмазы ничем не отличаются от природных), был осуществлен почти одновременно учеными СССР (ИФВД), Швеции, США и некоторых других стран.

Для синтеза употребляются объемные камеры с внутренним нагревом.

Следует еще упомянуть, что ученые сумели осуществить и синтез (примерно при тех же параметрах процесса) практически такой же твердой модификации нитрида бора (BN). При нормальных условиях нитрид бора имеет много общего с графитом, но в алмазоподобном виде в природе он не известен. Оба сверхтвердых материала нашли широкое применение в различных областях народного хозяйства.

Теперь мы расскажем об электронах, обуславливающих электропроводность металлов и полупроводников.

При сближении атомов в процессе образования твердого тела может произойти перекрытие внешних электронных оболочек соседних атомов. В этом случае валентные электроны «обобществляются», становятся почти свободными. При этом эквивалентные уровни энергии электронов отдельных атомов слегка сдвигаются друг относительно друга и образуют систему уровней, сгруппированных в полосы (зоны). В каждой из зон количество уровней равно числу атомов решетки. Зоны, как и исходные уровни, отделены друг от друга интервалом запрещенных энергий (E_g).

Если электроны заполняют не все уровни в зоне, то кристалл является металлом. Если нет частично заполненных зон (зона либо полностью заполнена, либо пуста), то вещество является диэлектриком или полупроводником. Когда энергия E_g между свободной и заполненной зонами велика по сравнению с энергией, обусловленной тепловым движением атомов, то вещество — диэлектрик, когда того же порядка — полупроводник. Максимальное значение электронной энергии называется уровнем Ферми (E_F).

Проводимость и многие другие свойства металла определяются электронами, находящимися вблизи уровня Ферми, ибо только эти электроны имеют лежащие рядом по энергии свободные состояния, на которые они могут переходить, когда приложена разность потенциалов. Этим и осуществляется перенос заряда.

Почти то же самое можно сказать и об электронах в полупроводниках. Основное отличие их от металлов связано с тем, что в полупроводниках электроны полностью заполняют все уровни в зонах. Следующая за последней заполненной (в порядке возрастания энергии) зона со всеми свободными уровнями находится недалеко, и энергетическая щель E_g , отделяющая эти зоны друг от друга, мала. Поэтому такое разделение зон на полностью заполненные электронами и полностью свободные у полупроводников имеет место лишь вблизи абсолютного нуля температур.

Если энергия теплового движения атомов полупроводника (соответствующая температуре кристалла) имеет примерно то же значение, что и E_g , то говорят, что полупроводник находится в области собственной проводимости. Эта проводимость обеспечивается, с одной стороны, электронами, преодолевающими щель E_g за счет своей энергии, и, с другой стороны, остающимися в заполненной зоне освободившимися состояниями (дырками). Такая картина означает разрыв связи между соседними атомами полупроводника при нагревании. Поскольку связь осуществляется спариванием валентных электронов (по одному от каждого атома), то при разрыве связи возникают свободные электроны.

Одновременно образуется и электронная вакансия (дырка). Концентрация электронов (дырок) сильно возрастает с ростом температуры.

Если температура низкая, а энергия теплового движения много меньше E_g , то полупроводник должен был бы вести себя как настоящий диэлектрик, т. е. у него не должно быть носителей тока. Но это не так. В решетке всегда присутствует определенное количество инородных атомов, что приводит к возникновению либо электронов в пустой зоне, либо дырок в заполненной. Это связано с тем, что энергетические уровни электронов примесного атома располагаются либо вблизи потолка последней заполненной зоны (это происходит в том случае, когда у примеси меньше валентных электронов, чем у основного кристалла), либо вблизи дна первой пустой зоны (если у примесей больше валентных электронов). Эти электроны могут совершать переходы между примесными уровнями и уровнями основной зоны. Следовательно, третий электрон (дырка), попавший в парную связь между соседними атомами, легко от нее освобождается. Обычно энергетический зазор примесного электрона соответствует температуре в несколько десятков или даже единиц градусов Кельвина. Концентрация таких носителей тока определяется количеством примесных атомов. При низких температурах такой примесный полупроводник похож на металл, так как в значительном интервале температур концентрация носителей у него сохраняется постоянной, хотя она и меньше, чем у металла.

Давление, изменяя расстояние между атомами, влияет на электронную систему. В качестве примера сильного воздействия давления на металлы рассмотрим электронные переходы. Они могут быть нескольких типов. Мы уже рассматривали изоморфное превращение у цезия, связанное с переходом валентного электрона из состояния с большим радиусом электронной оболочки в состояние с меньшим радиусом при сохранении одной и той же структуры (ГЦК). Состояниям с разными радиусами электронных оболочек соответствуют разные зоны. Такие переходы имеют место и у других металлов.

Второй тип электронных переходов у металлов связан с изменениями в данной зоне (без переходов в другую зону).

Хорошим примером металла, в котором наблюдается такой переход, служит кадмий, металл с гексагональной решеткой. Переход приводит к изменению ряда характеристик кадмия, например его проводимости в магнитном поле. При нулевом давлении траектории электронов в магнитном поле будут круговыми, локализованными вблизи атомных остовов. Под давлением выше 15 кбар ($1,5 \cdot 10^6$ кПа) они простираются по всей решетке.

Полуметалл характеризуется малой концентрацией свободных электронов $\approx 10^{17} - 10^{20}$ см⁻³; у обычных металлов она $\approx 10^{22}$ см⁻³. Полуметалл висмут под давлением 25 кбар ($2,5 \cdot 10^6$ кПа) становится полупроводником. (В отличие от полупроводника у полу-

металла металлические свойства не исчезают при абсолютном нуле температур.)

Наблюдают также и монотонные (без резких переходов) изменения электронной системы. Давление приводит к изменению величины щели E_g , отделяющей одну зону от другой. При этом монотонно изменяются свойства вещества. Наиболее заметно это проявляется при исследовании свойств полупроводников. Величина щели уже при давлении в 1 кбар (10^5 кПа) может изменяться до нескольких процентов. При этом наблюдается очень сильное изменение электрической проводимости. Таким образом электрическое сопротивление полупроводника оказывается величиной, заметно меняющейся при воздействии внешнего давления.

Величина E_g , как было предсказано физиками-теоретиками, прямо пропорциональна другой важной характеристике электронной системы — эффективной массе. Эффективная масса характеризует движение электрона в кристалле, при котором на него действуют как внешние, так и внутренние силы.

Экспериментально измерялись зависимости щели E_g и эффективной массы m^* от давления p . Оказалось, что эти величины изменяются по одному и тому же закону, т. е. прямая пропорциональность E_g и m^* действительно имеет место.

Отметим также зависимость от давления частоты излучения полупроводникового квантового генератора (лазера), связанной с величиной E_g . На рисунке 9 показано изменение длины волны излучения лазера на арсениде галлия.

Чтобы наблюдать такие эффекты (они называются квантовыми) в твердом теле, во многих случаях необходимо иметь монокристаллы высокого качества и вести эксперимент при низких температурах.

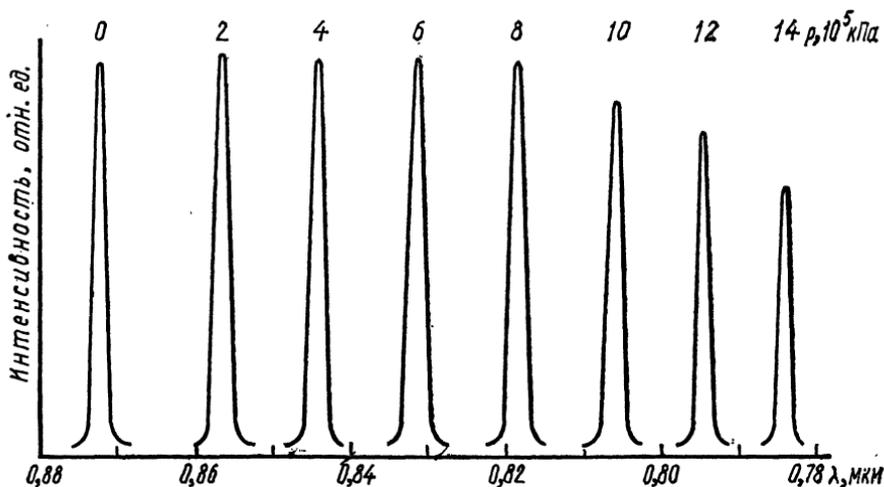


Рис. 9. Изменение частоты полупроводникового квантового генератора на СаAs под давлением.

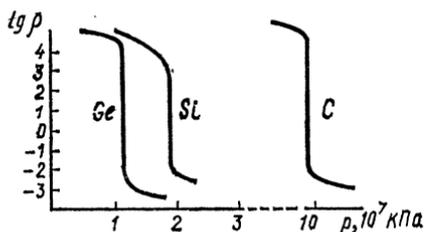


Рис. 10. Изменение электросопротивления германия, кремния и алмаза под давлением.

следований квантовых явлений при низких температурах имеют советские ученые.

Богатый экспериментальный материал позволил собрать результаты исследования зависимости электрического сопротивления от давления. Мы рассмотрим два примера: переходы диэлектрик — металл и переходы в сверхпроводящее состояние.

Мы уже упоминали о переходе висмута из металлического в полупроводниковое (диэлектрическое) состояние. Но гораздо чаще возникает обратный электронный переход, когда у диэлектрика щель E_g уменьшается под давлением до нуля и он превращается в металл. На кривых электросопротивления $\rho(p)$ при этом наблюдаются скачки или другие особенности. Электронный переход такого типа может быть связан с полиморфным превращением, т. е. изменением кристаллической структуры, и тогда возникает скачок ρ на несколько порядков.

На рисунке 10 показаны зависимости $\rho(p)$ для известных полупроводников — германия, кремния и для алмаза. Скачок ρ примерно на шесть порядков имеет место при $p = 120$ кбар ($1,2 \cdot 10^7$ кПа) для германия Ge, при $p = 195$ кбар ($1,95 \cdot 10^7$ кПа) для кремния Si и при $p \approx 1$ Мбар = 1000 кбар (10^8 кПа) для алмаза. Такой скачок ρ у германия Ge и кремния Si связан со структурным изменением. Алмазная структура, которой они обладают в нормальных условиях, превращается в структуру, характерную для белого олова, обычного металла. (Структура металлической фазы алмаза пока не определена.)

Примером перехода диэлектрик — металл также может служить переход в слоистом полупроводнике — теллуриде висмута при $p \approx 50$ кбар ($5 \cdot 10^6$ кПа).

Рассмотрим переходы у алмаза, германия и кремния в свете структур, которыми обладают все элементы IV группы (подгруппы B) периодической системы элементов. Это поможет нам на конкретном примере выяснить, как исследования при высоком давлении позволяют понять структуры элементов.

Итак, углерод имеет стабильную слоистую структуру графита и при высоком давлении — структуру алмаза. Стоящие ниже кремний Si и германий Ge имеют алмазную структуру и под давлением —

рах. Исследования могут проводиться лишь до давлений ≈ 30 кбар ($3 \cdot 10^6$ кПа). При больших давлениях в кристаллах появляются дефекты.

Основным методом тут является использование гидростатических камер с фиксированным давлением. Так как такие камеры были впервые применены в Советском Союзе, то и приоритет в большинстве исследований под давлением при низких тем-

структуру белого олова. Находящееся еще ниже олово существует при нормальном давлении в двух модификациях — серое олово с алмазной структурой при температуре ниже комнатной и белое олово при комнатной температуре. Белое олово легко сохраняет свою структуру и при понижении температуры. Наконец, самый тяжелый элемент группы — свинец имеет кубическую решетку. Алмаз, кремний, германий и серое олово — полупроводники с уменьшающейся в порядке перечисления величиной $E_g = 5,3; 1,2; 0,7; 0,1$ эВ. Белое олово и свинец — хорошие металлы. Под давлением все элементы подгруппы становятся металлами.

Мы видим, что получается единая цепь элементов. Правда, не все в этой цепи оказывается последовательным. Так, следовало бы ожидать, что олово под давлением перейдет в состояние со структурой свинца, но этого не наблюдается. Для решения возникающих вопросов необходимы дальнейшие научные исследования.

Очень интересным превращением типа диэлектрик — металл является переход водорода в металлическое состояние. Твердый водород ($T_{пл} = 14$ К) — молекулярный кристалл — диэлектрик, в котором слабо связанные друг с другом двухатомные гомолекулы образуют при температуре вблизи абсолютного нуля гексагональную плотноупакованную решетку. Водород кардинально отличается от щелочных металлов — своих соседей по группе периодической таблицы.

Физики-теоретики уже давно предположили, что под давлением в мегабарном диапазоне ($\approx 10^8$ кПа) водород должен перейти в металлическую фазу. Давление сближает атомы водорода, и электроны могут после этого перемещаться по всему кристаллу. В последующие годы были рассчитаны структура и свойства этой фазы.

Возможным оказывается и сверхпроводящее состояние металлического водорода, которое может сохраняться до температуры ≈ 100 К. Эта возможность сулит огромные перспективы для техники.

Несколько лет назад первый успех пришел и к экспериментаторам. Они наблюдали скачок электросопротивления у твердого водорода на несколько порядков под давлением между 1—3 Мбар ($1\text{—}3 \cdot 10^8$ кПа, рис. 11), который связывают с возникновением металлического состояния.

И наконец, о роли давления в изучении сверхпроводимости элементов.

Сверхпроводимость, как известно, — одно из самых интересных и важных свойств твердого тела. Явление это состоит в исчезновении электросопротивления при температурах, близких к абсолютному нулю.

Применение камер, рассчитанных на давление до 200—250 кбар ($2 \cdot 10^7\text{—}2,5 \times$

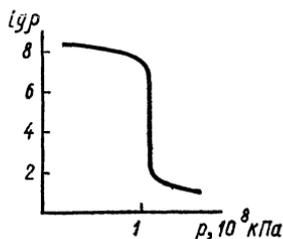


Рис. 11. Изменение электросопротивления твердого водорода под давлением ($T = 4,2$ К).

H																	He
Li	Be 7,026											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al 1,2	Si 6,7	P 4,7;5,8; 5,4	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti 0,40	V 5,2	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn 0,9	Ga 1,1 6,4	Ge 5,4	As 0,25; 0,5	Se 6,8	Br	Kr
Rb	Sr	Y 1,15	Zr 0,58	Nb 9,4	Mo 0,93	Tc 4,2	Ru 0,49	Rh	Pd	Ag	Cd 0,55	In 3,4	Sn 3,7; 3,2	Sb 3,5	Te 2,0;4,3; 4,3	I	Xe
Cs	Ba	La 1,5	Hf 5,2;8,0; 12,0	Ta 4,4	W 0,012	Re 1,7	Os 0,63	Ir 0,11	Pt	Au	Hg 4,1	Tl 2,4; 2,2	Pb 7,2; 3,5	Bi 4,0; 7,1;7,0; 6,7;6,5	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Th 1,33	Ra ?	U 2,0	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw	

Лантаноиды

Lan- tani- des	Ce 1,7	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
----------------------	-----------	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	--	--	--

Рис. 12. Сверхпроводимость элементов периодической таблицы.

В квадратах, обведенных жирной линией, отмечены сверхпроводники, возникающие под давлением, и указаны их критические температуры. Штриховкой обозначены сверхпроводники, существующие при нормальном давлении. Наличие нескольких цифр в одном квадрате указывает на разные сверхпроводящие модификации (фазы).

$\times 10^7$ кПа), для исследования $\rho(p)$ металлов и полупроводников при температурах вблизи абсолютного нуля дало очень интересный и важный результат. Оказалось, что почти все исследованные металлы при высоком давлении обладают сверхпроводимостью; полуметаллы и полупроводники, переходя в нормальное металлическое состояние или в состояние с почти нормальной концентрацией электронов проводимости, зачастую также становятся сверхпроводниками.

На рисунке 12 изображена периодическая система элементов с соответствующими данными. Видно, что использование высоких давлений увеличило в полтора раза число сверхпроводящих элементов. Получается, что тот набор сверхпроводников, который мы имеем в земных (скорее наземных) условиях, случаен, а на самом деле сверхпроводимость — явление достаточно всеобщее.

Изучение сверхпроводимости под давлением важно и для построения более близкой к реальным веществам теории сверхпроводимости и для получения сверхпроводников с более высокой температурой перехода.

Изменения в кристаллических структурах под давлением отражаются на всех свойствах твердого тела.

Б. М. Болотовский СУЩЕСТВУЕТ ЛИ МАГНИТНЫЙ ЗАРЯД?

Считается хорошо известным, что источниками электрического и магнитного полей являются электрические заряды и электрические токи. Например, покоящийся электрический заряд создает вокруг себя электрическое поле. Если заряд точечный, то его поле сферически симметрично; напряженность электрического поля в какой-нибудь точке направлена по прямой, соединяющей заряд с точкой наблюдения, и убывает по мере удаления от заряда (обратно пропорционально квадрату расстояния). Такое поле обычно называется кулоновским, по имени Шарля Кулона, исследовавшего электрические поля заряженных тел и установившего закон изменения таких полей еще в 1785 г.

Если электрический заряд движется (т. е. существует электрический ток), то в пространстве возникает и магнитное поле. Оно пропорционально силе электрического тока (т. е. скорости электрического заряда).

Других источников электрического и магнитного полей, кроме покоящихся и движущихся электрических зарядов, в природе не существует. В математической форме этот факт отражен в уравнениях Максвелла теории электричества и магнетизма, описывающих электромагнитное поле. В эти уравнения в качестве источников электромагнитного поля входят только электрические заряды и электрические токи.

Вопрос о том, существуют ли в природе магнитные заряды, имеет свою историю. Но прежде всего следует сказать, что понимается под магнитным зарядом. Определение магнитного заряда можно дать в полной аналогии с определением электрического: магнитный заряд — это такой источник поля, который в состоянии покоя создает в окружающем пространстве постоянное магнитное поле. Если магнитный заряд точечный, то создаваемое им магнитное поле сферически симметрично, направлено по прямой, соединяющей заряд с точкой наблюдения, и, подобно кулоновскому электрическому полю, вдали от заряда должно убывать обратно пропорционально квадрату расстояния. Если такой магнитный заряд приходит в движение, то он опять по аналогии со случаем электрического заряда создает не только магнитное, но и электрическое поле, тем большее, чем больше скорость магнитного заряда.

Дав определение магнитного заряда, можно попытаться найти такие физические явления, в которых этот магнитный заряд мог бы проявляться. Например, можно предположить, что имеющиеся в природе источники постоянного магнитного поля состоят из магнитных зарядов. Источником, создающим постоянное магнитное поле, является, например, обыкновенный постоянный магнит — железный стержень, притягивающий к себе предметы из никеля, железа и кобальта. Как известно, линии магнитной индукции выходят из одного конца стержня (который называется «северным полюсом») и входят в другой его конец (этот конец называется «южным полюсом» магнита). Наша Земля представляет собой огромный магнит. Кстати, названия «южный магнитный полюс» и «северный магнитный полюс» имеют географическое происхождение. Магнитные полюса Земли расположены вблизи от ее географических полюсов. Очень похож на постоянный магнит поляризованный диэлектрик, например диэлектрический (стеклянный, скажем) стержень, на одном конце которого имеется избыток положительного электрического заряда, а на другом конце — избыток отрицательного. Такой поляризованный диэлектрик создает электрическое поле, причем силовые линии электрического поля выходят из того конца стержня, где имеется избыток положительных электрических зарядов, и входят в отрицательно заряженный конец стержня. Картина силовых электрических линий, описывающих электрическое поле поляризованного стержня, в точности напоминает картину магнитных линий, изображающих магнитное поле постоянного магнита. Исходя из этой аналогии было бы вполне естественно предположить (часто так и делали), что магнитное поле постоянного магнита объясняется тем, что на противоположных его концах скапливаются магнитные заряды противоположного знака, при этом на северном полюсе магнита скапливается магнитный заряд положительного знака, а на южном полюсе — заряд отрицательного знака. Однако такое предположение не оправдалось, потому что в отличие от электрических зарядов магнитные заряды разных знаков никому еще не удалось разделить. Есть в природе магнитные диполи, которые можно было бы рассматривать как магнитные заряды разных знаков, но равные по абсолютному значению, сдвинутые друг относительно друга. Так, например, Земля — магнитный диполь. Но эти магнитные диполи нельзя разделить на «монополи», — так иногда называют магнитный заряд одного знака. Никому еще не посчастливилось наблюдать магнитный заряд — «монополь». Этот факт отражен и в основах теории электричества. Все электромагнитные поля, встречающиеся в природе, могут быть объяснены без предположения о существовании магнитных зарядов. В частности, можно считать, что все магнитные поля создаются электрическими токами. Последнее утверждение составляет содержание гипотезы Ампера, принятой уже более полутора веков.

Таково было положение до появления квантовой теории. Под-

черкнем, что отсутствие в природе магнитного заряда — это опытный факт, с которым, конечно, надо считаться, но при этом все же помнить, что само предположение о возможном существовании магнитного заряда не противоречит никаким общим принципам, на которые опирается современная физика. Например, разумные люди давно уже перестали изобретать вечные двигатели, потому что существование вечного двигателя противоречит закону сохранения энергии, а этот закон проверен с довольно большой точностью. В противоположность этому примеру нет такого физического закона, который бы запрещал существование монополей; точнее говоря, такого закона пока еще не найдено.

В 1931 г. один из величайших физиков нашего времени Дирак рассмотрел вопрос о существовании монополя, исходя из общих принципов квантовой механики, «новой квантовой механики», в построении которой Дирак принимал самое деятельное участие.

Незадолго перед этим Дирак создал квантовую теорию электрона. Из этой теории следовало, что у электрона должен быть двойник — частица с такой же массой, но с противоположным знаком заряда. Такая частица еще не была обнаружена, и вывод Дирака о ее существовании некоторое время даже считался недостатком теории. Но вскоре она была обнаружена. Ее назвали «позитрон». Открытие позитрона стало триумфом теории.

После этого Дирак заинтересовался вопросом о том, допускают ли общие принципы квантовой механики существование магнитного заряда. Мы не будем здесь подробно излагать ход его рассуждений, укажем только, к каким заключениям он пришел.

Дирак показал, что квантовая механика допускает существование магнитного заряда (монополя). Если он существует, то его значение оказывается связанным со значением элементарного электрического заряда e (заряд электрона). Если магнитный заряд обозначить через g , то соотношение между зарядом электрона e и зарядом монополя g , полученное Дираком, имеет вид:

$$\frac{2eg}{hc} = n, \quad (1)$$

где n — любое целое число, c — скорость света, а h — постоянная Планка. Эта последняя величина — неперемный участник всех соотношений, получаемых в квантовой механике и описывающих мир атомных явлений.

Из формулы (1) видно, что магнитный заряд равен:

$$g = \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{e} \right) n = \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{e^2} \right) en. \quad (2)$$

Следовательно, если магнитный заряд существует, то он должен быть кратен некоторой величине g_0 :

$$g_0 \neq \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{e^2} \right) e = \frac{137}{2} e. \quad (3)$$

В последней формуле мы учли, что если подставить численные значения h , c и e , то мы получим:

$$\frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}. \quad (4)$$

Соотношение (3) и есть знаменитое соотношение Дирака, выражающее магнитный заряд g_0 через заряд электрона e .

Интересно здесь отметить, что в 1931 г., когда Дирак работал над проблемой магнитного заряда, в Кембридже гостил И. Е. Тамм, знаменитый советский физик и большой друг Дирака. В июне 1931 г. он писал из Кембриджа своему учителю Л. И. Мандельштаму:

«...В научном отношении очень много интересных деталей, но крупного почти ничего нет — затишье. Самое интересное — новая работа Дирака, законченная им «на моих глазах». Чрезвычайно общим образом, без специальных гипотез, он показывает, что квантовомеханически возможно существование изолированных магнитных полюсов... причем заряд такого полюса должен быть целым кратным $g_0 = \frac{hc}{2e}$ ».

Из первоначального рассмотрения Дирака вытекает ряд следствий, к обсуждению которых мы и переходим.

Конечной целью Дирака было восстановление симметрии между электрическим и магнитным зарядами, так сказать «восстановление в правах» магнитного заряда. Эту цель едва ли можно считать достигнутой. Прежде всего магнитный заряд оказался намного больше электрического (в $137/2$, т. е. примерно в 70 раз больше). Это обстоятельство само по себе говорит об известном неравноправии электрического и магнитного зарядов. Это отметил еще И. Е. Тамм в уже цитированном письме. Он писал:

«...Таким образом, взаимодействие двух элементарных полюсов примерно в 5000 раз больше взаимодействия электронов или протонов на том же расстоянии, и, может быть, эти полюса играют роль при построении ядер (их не разъединить!)».

Предположение о роли магнитных зарядов в проблеме ядерных сил И. Е. Тамм в дальнейшем серьезно не рассматривал, и оно интересно лишь как указание на занимавшую И. Е. Тамма в то время проблему ядерных сил. Через несколько лет, в 1934 г. И. Е. Тамм сформулировал первую последовательную теорию ядерных сил (теория β -сил), которая явилась образцом для дальнейших более успешных теорий. Теория ядерных сил обошлась без магнитного заряда. Но приведенное замечание И. Е. Тамма интересно как указание на резкое различие в величине электрического и магнитного зарядов*.

* Отметим, что в последнее время приведенное замечание И. Е. Тамма о возможной роли магнитных зарядов вновь стало актуальным. Правда, на этот раз речь идет уже не о взаимодействии между нейтронами и протонами, входящими в состав атомного ядра. Высказана и обсуждается мысль

Тем не менее представление о магнитном заряде имеет и немало положительных сторон. Как бы ни мала была симметрия, т. е. «равноправие» между электрическим и магнитным зарядом, все же существование монополя в этом смысле было бы привлекательным. В частности, факт существования хотя бы одного монополя позволил бы объяснить дискретность электрического заряда. Все известные электрические заряды равны целому кратному от заряда электрона. Этот факт принимается как опытный, объяснения ему пока что нет (под объяснением мы понимаем возможность представить тот или иной закон природы как следствие некоторого более общего закона). Но факт дискретности электрического заряда может быть выведен из формулы (1). Перепишем ее в виде:

$$e = \frac{1}{2} \frac{hc}{g} n.$$

Из этой формулы следует, что электрический заряд может меняться только дискретно. По-видимому, ни одна другая теория не позволяет столь естественно объяснить факт дискретности электрического заряда.

«...Было бы удивительно, — писал Дирак в своей работе 1931 г., где впервые был рассмотрен монополь, — если бы Природа не использовала этой возможности». С того момента прошло почти 50 лет. Магнитный заряд до сего времени не обнаружен. Но исследование проблемы магнитного заряда оказалось весьма плодотворным и прояснило ряд существенных вопросов электродинамики (теории электричества). Надо думать, что ближайшие годы принесут новые и важные результаты, потому что интерес к этой проблеме заметно возрос в последнее время.

Один из вопросов электродинамики, который интенсивно исследовался в последнее время в связи с проблемой магнитного заряда, — это проблема дуальности. Физический смысл этой проблемы можно пояснить на таком примере.

Предположим, что в природе не существовало бы совсем электрических зарядов, а существовали бы только магнитные. Например, существовал бы «магнитный» электрон — частица с массой электрона, но не с электрическим, а с отрицательным магнитным зарядом; или «магнитный» протон — частица с массой и со всеми остальными свойствами протона, но не с электрическим, а с положительным магнитным зарядом и т. д. Что бы изменилось тогда в строении окружающего нас мира? Оказывается, что по существу ничего бы не изменилось. Все осталось бы по-прежнему, дело свелось бы только к переобозначениям. Например, привычный нам

о том, что магнитные заряды разных знаков могут входить в состав протона, нейтрона и других элементарных частиц. Поскольку все известные элементарные частицы не имеют магнитного заряда, то суммарный магнитный заряд полюсов, составляющих частицу, равен нулю. Большая величина элементарного магнитного заряда помогает объяснить устойчивость элементарных частиц.

атом водорода, связанная система, состоящая из протона с положительным электрическим зарядом, и электрона с отрицательным электрическим зарядом, имел бы в нашем воображаемом магнитном мире своего точного двойника — «магнитный атом водорода», представляющий собой связанную систему из легкого «магнитного» электрона с отрицательным магнитным зарядом и тяжелого «магнитного» протона с положительным магнитным зарядом. Если еще вдобавок значение элементарного магнитного заряда численно равнялось бы значению электрического, то и размеры «магнитного» атома были бы точно такие же, как размеры обычного, и спектральные линии «магнитного» атома совпадали бы со спектральными линиями обычного. Можно было бы построить периодическую систему «магнитных» элементов, в точности аналогичную системе Менделеева, и вообще вся «магнитная» химия оказалась бы точным аналогом привычной нам «электрической» химии. Весь мир остался бы по существу точно таким же, как сейчас, только вместо слова «электрический» пришлось бы говорить слово «магнитный» и наоборот.

Можно утверждать даже нечто большее. Предположим, что все частицы, которые несут на себе электрический заряд, одновременно обладают также и магнитным зарядом, причем у всех частиц отношение магнитного заряда к электрическому имеет одно и то же значение. Например, представим себе, что каждая частица, имеющая электрический заряд e , имеет также и магнитный заряд g . Если электрический заряд частицы равен $-e$, то она одновременно несет на себе магнитный заряд $-g$. Наконец, если частица не имеет совсем электрического заряда (электрически нейтральна), то она и магнитно нейтральна. В этом случае, как можно показать, поведение всех частиц и создаваемые ими электромагнитные поля оказываются такими, как будто у этих частиц нет двух зарядов различной природы (электрического заряда e и магнитного заряда g), а имеется один заряд, равный $\sqrt{e^2 + g^2}$ (корню квадратному из суммы квадратов электрического и магнитного зарядов), причем этот эффективный заряд мы с равным правом можем считать либо чисто электрическим, либо чисто магнитным! Поэтому может случиться, что у всех частиц есть и электрический и магнитный заряды, но если отношение этих двух зарядов для каждой частицы есть одна и та же универсальная величина, то мы не можем измерить магнитный заряд отдельно. Оговоримся, правда, что вывод этот, как мы уже упоминали, справедлив лишь в том случае, если для всех частиц отношение магнитного заряда к электрическому одинаково. Если, скажем, у одной частицы имеется чисто электрический заряд, а у другой — чисто магнитный, то совершенно ясно, что в одном и том же электромагнитном поле эти две частицы будут себя вести по-разному. Поэтому мы можем измерить электрический заряд у одной из них и магнитный заряд у другой.

Сразу же после появления работы Дирака стали предприниматься поиски магнитного заряда. Естественно, искать магнит-

ный заряд можно по тем явлениям, в которых этот заряд проявляется. Поэтому прежде всего следует сделать какие-то предсказания о характере взаимодействия магнитного заряда с «обычным» веществом, состоящим из электрически заряженных частиц. Анализ возможного взаимодействия магнитного заряда с веществом приводит к следующим выводам.

Если магнитный заряд покоится, то он создает вокруг себя чисто магнитное поле. Это поле пропорционально магнитному заряду и обратно пропорционально квадрату расстояния от заряда до точки, где измеряется поле. При движении магнитного заряда возникает электрическое поле. При этом напряженность электрического поля определяется скоростью движения магнитного заряда.

Если скорость магнитного заряда достаточно велика (близка к скорости света), то его электрическое поле примерно равно магнитному. А это означает, что электрическое поле быстрого магнитного заряда во много раз (в $137/2$ раз, если верна оценка Дирака) превышает электрическое поле протона или электрона, движущихся с той же скоростью.

Электрическое поле магнитного заряда действует на атомы вещества, расположенные вдоль пути заряда, и вызывает их ионизацию — выбивает из атомов электроны. При этом быстрый магнитный заряд должен затрачивать на ионизацию примерно в 5000 раз больше энергии, чем, скажем, быстрый протон (потери энергии на ионизацию пропорциональны квадрату заряда). Поэтому быстрый магнитный заряд легко может быть обнаружен, например, с помощью ядерных фотоэмульсий. Если через ядерную эмульсию проходит частица, вызывающая ионизацию, то после проявления в эмульсии становится виден след этой частицы, причем след оказывается тем заметнее (тем чернее), чем больше энергии ушло на ионизацию. След быстрого магнитного заряда (из-за большой величины заряда и связанных с этим больших потерь на ионизацию) в ядерной эмульсии было бы невозможно не заметить.

Имеется целый ряд других эффектов, по которым можно было бы обнаружить быстрый магнитный заряд. Например, при прохождении достаточно быстрого магнитного заряда через прозрачное вещество можно было бы наблюдать излучение Вавилова — Черенкова*, причем это излучение по своей интенсивности превосходит примерно в 5000 раз излучение электрона или протона той же скорости (потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова, как и потери энергии на ионизацию, пропорциональны квадрату заряда). Вдобавок, это излучение отличается от того, какое дает, скажем, электрон или протон, не только по величине, но и по другим свойствам; в частности оно иначе поляризовано**.

* Так называется излучение, которое возникает при прохождении быстрой заряженной частицы через прозрачную среду, если скорость частицы превышает скорость света в среде.

** Поляризация излучения определяется направлением электрического и магнитного полей в электромагнитной волне.

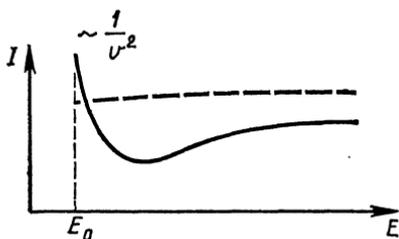


Рис. 1. Зависимость потерь энергии на ионизацию от энергии частицы для электрического и магнитного зарядов.

Еще одним отличием, по которому можно выделить магнитный заряд, является характерная зависимость потерь энергии на ионизацию от скорости магнитного заряда. И магнитный, и электрический заряды, проходя через вещество, теряют энергию на ионизацию окружающих атомов и на другие процессы взаимодействия. Потери энергии приводят к тому, что и электрический, и магнитный заряды замедляются. По мере замедления величина потери энергии на ионизацию меняется, причем она меняется по-разному для электрического и магнитного заряда. На рисунке 1 изображена зависимость потерь энергии на ионизацию от энергии для электрического и для магнитного заряда. По оси абсцисс отложена энергия E частицы, проходящей через среду, по оси ординат — потери энергии на ионизацию. Потери энергии для магнитного заряда изображены пунктирной линией, потери энергии для электрического заряда — сплошной линией. Мы начинаем графики с некоторой энергии E_0 , потому что зависимость ионизационных потерь от энергии при совсем малых энергиях нас сейчас не интересует.

Рассмотрим сначала, как зависят от энергии потери энергии на ионизацию электрического заряда (сплошная линия). Видно, что при больших значениях энергии потери слабо зависят от энергии, а по мере уменьшения энергии начинают возрастать, причем меняются приблизительно обратно пропорционально квадрату скорости (т. е. если скорость по мере замедления падает, скажем, в два раза, то потери энергии электрического заряда на ионизацию возрастают примерно в четыре раза). Рост ионизации при замедлении характерен для электрического заряда и объясняется тем, что, чем медленнее заряд движется мимо атома, тем большее время он проводит вблизи от этого атома, а при этом поле заряда совершает большую работу над атомными электронами, передает им большую энергию. Для совсем малых скоростей заряда зависимость потерь от скорости уже не выражается законом $\frac{1}{v^2}$,

но мы здесь, как уже было сказано, эти совсем малые скорости не рассматриваем.

Потери энергии магнитного заряда на ионизацию (пунктирная линия на графике) в отличие от электрического заряда почти не зависят от скорости заряда, даже в той области, где потери электрического заряда быстро возрастают. Объясняется это следующим образом. Чем меньше скорость магнитного заряда, тем меньше его электрическое поле (оно пропорционально $\frac{v}{c}$ — отно-

шению скорости магнитного заряда к скорости света). Это уменьшение электрического поля (а ведь именно электрическое поле производит ионизацию) в точности компенсирует то обстоятельство, что медленный заряд большее время воздействует на ионизуемый атом.

Отмеченные особенности ионизации электрического заряда приводят к тому, что след электрического заряда в ядерной эмульсии по мере замедления заряда становится все чернее и чернее. Если, например, электрический заряд замедлится настолько, что остановится в эмульсии, то после проявления мы увидим этот след в виде «черной» линии, причем плотность почернения резко возрастает по мере приближения к ее концу. Напротив, след магнитного заряда имел бы в фотоэмульсии равномерное почернение вплоть до точки остановки.

Таким образом, ионизация магнитного заряда очень сильно отличается от ионизации, производимой электрическим зарядом, как по величине, так и по своей зависимости от энергии.

Эти особенности магнитного заряда были положены в основу различных способов его обнаружения. Уже в том же 1931 г., в котором появилась работа Дирака с предсказанием о магнитном заряде, среди физиков разнеслось известие, что П. Блеккет, видный английский физик, обнаружил эту частицу в космических лучах, причем именно по характерной ионизации (примерно постоянная ионизация на всем пути вплоть до точки остановки). Однако слух этот не подтвердился. С тех пор поисками монополя занимались многие исследователи. Эту частицу искали в космических лучах, в метеоритном железе, в донных отложениях морей, на ускорителях. До сих пор все эти поиски не увенчались успехом. Причины неудач в каждом случае могут быть различны. Например, отрицательный результат поисков на ускорителях может быть объяснен тем, что энергия частиц, достижимая на современных ускорителях, недостаточна для образования магнитного заряда. С течением времени входят в строй ускорители, рассчитанные на все большие и большие энергии ускоренных частиц. По мере вступления в строй на каждом из ускорителей создается одна, а то и несколько экспериментальных групп, которые занимаются обнаружением магнитного заряда.

Конечно, неудачные результаты всех опытов по обнаружению монополя могут иметь и такое объяснение: магнитного заряда в природе не существует. Но, для того чтобы это объяснение было возведено в ранг физического закона, его надо доказать, как и любое другое. Этого пока не сделано.

Несколько лет назад группа экспериментаторов, искавшая монополь в донных отложениях, объявила о том, что монополь обнаружен. Опыт ставился следующим образом. Отложения породы с морского дна помещались в поле сильного электромагнита. Если в породе содержались монополи, то, по мысли исследователей, сильное магнитное поле должно было их ускорить подобно

тому, как электрическое поле ускоряет электрически заряженные частицы. Затем на пути ускоренных частиц помещалась стопка фотоэмульсий. После проявления в эмульсии искали характерные следы магнитного заряда. Было обнаружено несколько следов с равномерным почернением вплоть до остановки. Эти следы и были приписаны магнитным зарядам. При этом не только плотность следа была однородна вдоль следа, но и значение плотности примерно соответствовало заряду около 70 электронных зарядов, что также наводило на мысль о магнитном заряде. Однако через некоторое время все эти результаты получили другое объяснение, и авторы уже больше не настаивали на том, что они обнаружили магнитный заряд. Оказалось, что следы в эмульсии принадлежали многозарядным ионам (отсюда и большая плотность следа). При замедлении иона производимая им ионизация должна была бы возрастать обратно пропорционально квадрату скорости, а вместе с этим должно было бы увеличиваться почернение следа в эмульсии. Этого, однако, не произошло, потому что ион на своем пути захватывал электроны, заряд его при этом уменьшался, а вместе с этим уменьшалась и производимая им ионизация. Игра этих двух противоположных факторов привела к тому, что след сохранил равномерную плотность.

Летом 1975 г. мир облетело новое сообщение об открытии монополя. Группа американских физиков обнаружила следы с постоянной плотностью ионизации вдоль следа. Величина ионизации соответствовала значению заряда примерно $137 e$ (два дираковских монополя или один швингеровский*).

Авторы утверждали, что все их данные, касающиеся скорости и значения заряда, а также хода ионизации вдоль пути заряда, согласуются с утверждением, что след принадлежит магнитному заряду. Однако против такого заключения были выдвинуты существенные возражения. В частности, утверждалось, что след мог принадлежать многозарядному иону с зарядом примерно $80 e$ (при некоторой скорости электрический заряд, равный $80 e$, может давать такую же ионизацию, как и магнитный заряд $137 e$). Факт постоянной плотности ионизации вдоль следа можно объяснить тем, что в результате столкновений с ядрами эмульсии от иона «откалывались» альфа-частицы, и в результате заряд иона вдоль пути уменьшался. Поэтому, как ни велико желание подтвердить существование магнитного заряда, пока что мы не можем с уверенностью сказать, что он, наконец, обнаружен.

Создалось очень любопытное положение. Магнитный заряд предсказан, очень многие его свойства теоретически исследованы, но на опыте он не обнаружен (хочется сказать: пока не обнаружен).

* Есть теория, принадлежащая известному американскому теоретику Дж. Швингеру, по которой заряд монополя равен $137 e$, а не $(137/2) e$, как у Дирака.

М. И. Каганов ПРИРОДА СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

ЧАСТЬ I ПРОВОДИМОСТЬ

Закон Ома. Способность металлов проводить электрический ток привлекала физиков давно. Уже к началу XIX в. было установлено, что между приложенной к металлическому проводнику разностью потенциалов U и силой тока I , протекающего за счет этого в проводнике, существует прямая пропорциональность (закон Ома):

$$I = \frac{U}{R}.$$

Величину R называют сопротивлением. Сопротивление прямо пропорционально длине L и обратно пропорционально площади поперечного сечения S проводника:

$$R = \rho \frac{L}{S},$$

ρ — коэффициент пропорциональности. Он зависит только от сорта проводника и от того, в каких условиях этот проводник находится (какова, например, его температура); ρ называют удельным сопротивлением, а $1/\rho$ — удельной электропроводностью, ее обозначают часто буквой σ . Если ввести теперь плотность тока $j = I/S$ и напряженность электрического поля $E = U/L$, то закон Ома можно переписать в обозначениях, не связанных с размерами проводника:

$$j = \sigma E. \quad (1)$$

Последнее соотношение называется законом Ома в дифференциальной форме. Подчеркнем: удельная электропроводность σ не зависит от напряженности электрического поля E .

При комнатной температуре ($T \approx 300$ К) у некоторых металлов удельная электропроводность $\sigma \approx 10^{16} - 10^{17}$ 1/с*. Она воз-

* В наиболее часто употребляемой на практике системе единиц СИ удельная электропроводность имеет размерность Ом⁻¹ · м⁻¹. Часто пользуются другой системой единиц — СГСЭ, особенно удобной в атомной физике. Основными единицами в этой системе являются: сантиметр (см) — единица длины, грамм (г) — единица массы, секунда (с) — единица времени.

В системе СГСЭ размерность $\sigma = \frac{1}{\text{секунда}} (\text{с}^{-1})$.

растает с понижением температуры. У чистых, специально приготовленных образцов металлов вблизи абсолютного нуля электропроводность может быть тысячи, а изредка и в сотни тысяч раз превышает электропроводность при $T \approx 300$ К. Большая электропроводность, возрастающая при понижении температуры, — одно из основных свойств металлов.

Задача этой статьи — объяснить природу проводимости металлов, т. е. объяснить, почему удельная электропроводность σ имеет именно то значение, которое наблюдается на опыте, и какова причина возрастания σ при понижении температуры металла T .

В процессе изучения металлов были открыты свойства, близкие по своей природе электропроводности. О некоторых из них мы тоже расскажем.

Выяснение природы электропроводности и близких ей свойств мы будем основывать на том, что в металле есть свободные электроны. Их так и называют — электроны проводимости. Хотя это утверждение может показаться очевидным (кто не знает, что в металлах есть свободные электроны?!), оно, конечно, требует разъяснения. Квантовая механика, без которой невозможно понять свойства твердых тел, объяснила, почему при конденсации некоторых атомов (Cu, Ag, Au, Zn, Cd и т. д.) в твердое тело (в кристалл) от каждого из атомов отрывается один или несколько электронов. Эти электроны (их и называют свободными) ведут существование почти независимое от атомов, от которых они оторвались. Если бы кристалл был идеальным (т. е. не имел дефектов), а ионы (остатки атомов, покинутых электронами) не совершали бы тепловых колебаний, то каждый электрон двигался бы по кристаллу с постоянной скоростью, почти как в пустом пространстве, пока не столкнулся бы с границей металла*.

Свойство электрона — свободно перемещаться по идеальной кристаллической решетке — не имеет аналога в классической механике. Представьте себе путь шарика, движущегося по доске с правильно расположенными гвоздиками. Только благодаря счастливой случайности шарик может пройти достаточно большой путь и притом в определенных направлениях, не столкнувшись с гвоздиками. Электрон, в каком бы направлении он ни двигался по идеальному кристаллу, как бы не замечает ионов.

Об электронах проводимости часто говорят как о газе, имея в виду, что между двумя последовательными столкновениями электрон пролетает сравнительно большое расстояние. Итак, главным действующим лицом нашего рассказа будет газ свободных электронов металла. Подробно о его свойствах мы поговорим ниже,

* Металлы, как правило, кристаллы. В технике чаще используют не монокристаллы, а поликристаллы, т. е. образцы, состоящие из множества кристалликов. Но даже отдельный кристаллик по атомным масштабам очень велик, в нем более 10^{12} кристаллических ячеек. В 1 см^3 монокристалла приблизительно 10^{22} — 10^{23} ячеек.

а пока заметим, что число частиц газа (электронов) в 1 см^3 огромно. Это число мы обозначим буквой n . Для различных металлов оно различно, но оценить его приблизительно легко.

От каждого атома металла отрывается Z электронов. Число Z , как правило, совпадает с валентностью: у Li $Z = 1$, у Be $Z = 2$ и т. д. На атом металла приходится объем a^3 , где a — линейный размер ячейки кристалла — среднее расстояние между атомами. Следовательно, $n = Z/a^3$ (этим равенством удобно пользоваться при оценках). Так как $a \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, то $n \approx 3 \cdot 10^{22} Z \text{ см}^{-3}$. Есть группа металлов, у которых n значительно меньше, чем приведенная выше цифра. Это металлы V группы таблицы Менделеева Bi , As , Sb . Их называют полуметаллами.

Подвижность. Электроны движутся и в отсутствие тока. Это — хаотическое движение, оно напоминает беспорядочную беготню людей в толпе. Когда же по металлу течет ток, то движение электронов напоминает беспорядочную беготню людей в толпе, которая медленно движется в определенном направлении, например по улице. Здесь сказано «медленно» для того, чтобы подчеркнуть: скорость толпы — скорость упорядоченного движения — значительно меньше скорости, с которой бегают люди в толпе, т. е. скорости хаотического движения. Хаотическое движение электронов не похоже на хаотическое движение молекул обычного газа (воздуха, например), но об этом позже. А сейчас оценим среднюю скорость электронов. Ее называют скоростью упорядоченного движения или скоростью дрейфа.

Так как плотность тока есть количество электричества, проходящее за одну секунду через квадратный сантиметр сечения проводника, то согласно определению

$$j = en\bar{v}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона ($e \approx 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$). Следовательно, $\bar{v} = j/en$.

Пусть плотность тока, текущего по металлу, 1 А/см^2 . 1 А равен $3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}$, а $en \approx 3 \cdot 4,8 \cdot 10^{12}$ при $Z = 1$.

Подставляя написанные числа в приведенное равенство, мы с удивлением обнаруживаем, что

$$\bar{v} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}}{3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}} \approx 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ см/с}.$$

Оказывается, дрейфовая скорость электронов очень мала, так мала, что закрадывается подозрение: имеем ли мы право считать электроны металла свободными?

Против нашего утверждения о свободе электронов говорит и следующее соображение. Из формул (1) и (2) имеем:

$$\bar{v} = \frac{\sigma}{e^2 n} eE. \quad (3)$$

Так как eE — сила, действующая на электрон, то формула (3) означает, что средняя скорость электронов в проводнике пропорциональна действующей на него силе. Если бы электрон в металле был действительно свободным, то его ускорение было бы пропорционально действующей на него внешней силе. По металлу течет ток, только если к концам проводника приложена некоторая разность потенциалов, которая и создает в металле электрическое поле. Предположим, это поле $E = 1$ В/см (1 В/см $= 1/300$ СГСЭ). Следовательно, ускорение электрона $W = eE/m$ ($m \approx 10^{-27}$ г). Легко убедиться, что электрон, пройдя расстояние 1 см, приобретает скорость около 10^8 см/с. Ничего похожего на переползание электронов со скоростью \bar{v} . И впрямь электроны не вполне свободны. Слишком резко отличается поведение электронов металла от того, как должны были бы вести себя истинно свободные частицы. Недоразумение возникло, так как мы полностью игнорировали силу сопротивления кристаллической решетки — среды, через которую движутся электроны.

Величина $u = \frac{\sigma}{e^2 n}$ — скорость частицы под воздействием единичной силы, ее называют подвижностью. Подвижность — важная характеристика электронов проводимости. Именно она характеризует силу сопротивления. Не будь этой силы, электроны действительно ускорялись бы электрическим полем, а не двигались с постоянной (средней) скоростью. Подвижность — мера несвободы электронов.

Соотношение (3) сближает прохождение тока по проводнику с перетеканием жидкости по трубе. Течение жидкости надо поддерживать (обычно разностью давлений на концах трубы) из-за того, что существует трение жидкости о стенки сосуда.

Электроны в проводнике также движутся с трением. Однако электроны трутся не только о границы образца. Лучше сказать даже «не столько», так как торможение о границы играет роль лишь у очень тонких проводников (об этом будет сказано в самом конце статьи). Существуют причины внутри металла, тормозящие движение электронов. Рассказ о них — главное содержание этой статьи.

Принято выражать не подвижность через удельную электропроводность, а наоборот — удельную электропроводность через подвижность:

$$\sigma = ne^2 u. \quad (4)$$

Может возникнуть вопрос: зачем одну характеристику металла (электропроводность σ) выражать через две другие? Каждая из них (n и u) определяет существенно различные, можно сказать, независимые характеристики металлического состояния. Число свободных электронов в единице объема n практически не изменяется с температурой, мало зависит от состояния образца данного металла (монокристалл или поликристалл, очень чистый или

с небольшим количеством примеси). Подвижность u характеризует, как уже говорилось, силу сопротивления среды (в данном случае кристалла — движению электрона). Опыт показывает, что подвижность может изменяться в сотни, тысячи раз с изменением температуры; очистка металла от примесей весьма увеличивает подвижность. Обе характеристики: и число электронов в единице объема n , и подвижность u — допускают независимое определение.

Эффект Холла. Оценка подвижности. Если металл, по которому проходит электрический ток, поместить в магнитное поле \vec{H} , то наблюдается ряд явлений, которые получили название гальваномагнитных. Гальваномагнитные явления — очень распространенный метод исследования металлов. Правда, это непростой метод, нужны хорошие, очень чистые образцы металлов, низкие (вблизи абсолютного нуля) температуры, большие (10—100 тысяч гаусс, 1 Гс = 10^{-4} Тл) магнитные поля. У металлов под воздействием магнитного поля изменяется сопротивление. Кроме того, появляется разность потенциалов ΔU в направлении, перпендикулярном плотности тока \vec{j} и напряженности магнитного поля \vec{H} (см. рис. 1). Последнее явление носит название «эффект Холла»*.

Чтобы понять причину возникновения эффекта Холла, мы воспользуемся формулами (3) и (4), однако вместо eE подставим выражение для силы Лоренца, ведь на движущиеся электроны действует не только электрическое, но и магнитное поле:

$$\vec{v} = ue \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}] \right\}. \quad (5)$$

Буквы \vec{v} , \vec{E} , \vec{H} напечатаны со стрелкой, чтобы подчеркнуть физические величины, которые они изображают, — вектора. Символом $[\vec{a} \vec{b}]$ принято обозначать вектор, перпендикулярный обоим

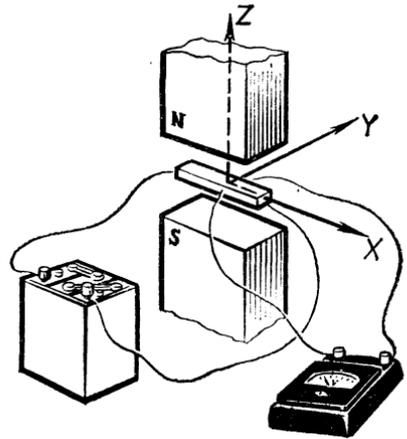


Рис. 1. Схема обнаружения эффекта Холла. Разность потенциалов возникает перпендикулярно протекающему току и приложенному магнитному полю.

* По имени американского физика Э. Холла, открывшего в 1879 г. указанное явление.

векторам \vec{a} и \vec{b} . Его проекции на произвольные оси координат X , Y и Z таковы:

$$\begin{aligned} [\vec{a} \vec{b}]_x &= a_y b_z - a_z b_y, \\ [\vec{a} \vec{b}]_y &= a_z b_x - a_x b_z, \\ [\vec{a} \vec{b}]_z &= a_x b_y - a_y b_x. \end{aligned}$$

Вектор $[\vec{a} \vec{b}]$ называют векторным произведением.

В данном случае (согласно рис. 1) средняя скорость электрона \vec{v} направлена по оси X , а магнитное поле \vec{H} — по оси Z , отлична от нуля только проекция вектора $[\vec{v} \vec{H}]$ на ось Y , равная $-\vec{v}H$.

Выразив \vec{v} через плотность тока с помощью формулы (2), получим:

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{nc} [\vec{j}, \vec{H}] \right\}. \quad (6)$$

Проекция левой и правой частей этого уравнения на ось Y дает возможность найти значение поля Холла, определяющего величину эффекта Холла:

$$E_y = RjH; \quad R = \frac{1}{nec}. \quad (7)$$

Заряд электрона и скорость света известны, j , H и E_y измеряются непосредственно*. Последняя формула позволяет определить число электронов в единице объема проводника. Подобные измерения действительно показывают, что у хороших металлов $n \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ Z см}^{-3}$. Этот результат подтверждает наше предположение о том, что от каждого атома металла отрывается и свободно движется по кристаллу один или даже несколько электронов. Казалось бы, получено еще одно доказательство справедливости наших представлений о свободе электронов, особенно если учесть, что эта цифра согласуется с измерениями других величин, характеризующих свойства металлов (например, токоемкости, коэффициента отражения света от поверхности металла и т. п.).

Зная число электронов в единице объема, можно легко подсчитать подвижность электронов в металле. Возьмем из справочника значение удельного сопротивления меди ρ_{Cu} . Как правило, в справочнике приведено значение ρ при комнатной температуре (20°C):

$$\rho_{Cu} \approx 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \approx 1,8 \cdot 10^{-16} \text{ с.}$$

* $E_y = \Delta U/d$, где d — толщина пластины в направлении оси Y .

Напомним: размерность удельного сопротивления в СГСЭ — секунда! Разделив $\sigma = 1/\rho$ на $ne^2 \approx 3 \cdot 10^{22} \cdot 25 \cdot 10^{-20} \approx 0,7 \cdot 10^4$, получим, что подвижность электронов в меди приблизительно равна 10^{14} с/г. Много это или мало? Если сравнить с подвижностью электронов той же меди при очень низких температурах, то очень мало. Вблизи абсолютного нуля подвижность в сотни, тысячи раз больше. Если сравнить с подвижностью электронов других проводников, то, пожалуй, много. Электроны меди — одни из наиболее подвижных.

Но читатель уже знает, что абсолютное значение средней скорости упорядоченного движения электронов очень мало...

Время свободного пробега. Длина свободного пробега. Зная подвижность, можно оценить две очень важные характеристики электронов металла, давшие название этому разделу. Любая из приведенных выше формул, содержащая подвижность u , показывает, что ее размерность есть секунда на грамм (с/г). Поэтому величина $\tau = tu$ имеет размерность времени. Величину τ , как это часто бывает, называют по-разному. Чаще других употребляются названия «постоянная времени» и «время свободного пробега». Эти названия взяты из разных областей физики. Первое — из механики, второе — из молекулярно-кинетической теории газов.

Анализ движения частицы массы m с трением показывает, что сразу после включения постоянной внешней силы (скажем, электрического поля) частица движется с ускорением, ее скорость возрастает, одновременно растет и сила трения, пропорциональная скорости. Через время, приблизительно равное $\tau = tu$, сила торможения полностью компенсирует внешнюю, ускоряющую силу, и в дальнейшем частица будет двигаться с постоянной скоростью. Таким образом, постоянная времени характеризует время установления стационарного режима движения — движения с постоянной скоростью. Оценим постоянную времени. В нашем примере $u \approx 10^{14}$ с/г, а масса электрона равна 10^{-27} г, так что $\tau \approx 10^{-13}$ с.

Несмотря на фантастическую малость постоянной времени электронов, их ускоренное движение можно, однако, наблюдать и даже измерить постоянную времени τ . Для этого надо использовать не постоянную силу, а быстропеременную, т. е. исследовать свойства металлов под воздействием электромагнитных волн, период которых не слишком отличается от постоянной времени τ . При комнатных температурах для этого пригодны волны длиной $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ см. При низких температурах, когда τ больше, чем при $T = 300$ К, следует использовать волны с большей длиной волны (из радиочастотного диапазона).

На описании взаимодействия электромагнитных волн с металлом мы не имеем возможности остановиться — это большая специальная тема.

С точки зрения молекулярно-кинетической теории движения с трением — чередование полета под действием ускоряющей силы и столкновений, во время которых частица теряет энергию. При

таким подходе τ — среднее время между двумя столкновениями, а произведение $\tau \langle v \rangle = l$ — длина свободного пробега — среднее расстояние, которое проходит частица между столкновениями. Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ подчеркивают, что речь идет о среднем значении скорости, о средней скорости хаотического движения.

Электропроводность можно выразить через время свободного пробега τ или через длину свободного пробега l :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad \text{или} \quad \sigma = \frac{ne^2l}{m \langle v \rangle}. \quad (8)$$

Можно ли утверждать, что нами понята природа проводимости (сопротивления) металлов? И да, и нет. Если считать, что свойства электронного газа задаются числом частиц в единице объема n , длиной пробега l , средней скоростью $\langle v \rangle$, то да. Если же не ограничиваться этим уровнем понимания, а постараться «заглянуть» поглубже, то, конечно, нет. Для того чтобы продвинуться дальше, установить порядок величины l и $\langle v \rangle$ (n мы уже знаем) и выяснить их температурную зависимость, надо разобраться, что из себя представляет электронный газ в металле. Об этом достаточно подробно рассказано во II части «Электроны проводимости — квантовый газ» (см. с. 73). Пока нам достаточно запомнить, что средняя скорость теплового движения электронов $\langle v \rangle$ почти не зависит от температуры металла и приблизительно равна 10^8 см/с. Мы ее будем обозначать так: $\langle v \rangle = v_F = p_F/m$ и называть v_F — фермиевской скоростью, а p_F — фермиевским импульсом*.

Во II части будет показано, что $p_F \approx \hbar/a$, где a — межатомное расстояние, а \hbar — постоянная Планка ($\hbar \approx 10^{-27}$ эрг · с. 1 эрг = 10^{-7} Дж). Отсюда и получается число 10^8 см/с.

Выражение для удельной электропроводности (формулу (8)) удобно переписать через фермиевский импульс:

$$\sigma = \frac{ne^2l}{p_F}. \quad (9)$$

Заметим, что от температуры существенно зависит только длина пробега l .

ЭЛЕКТРОНЫ ПЕРЕНОСЯТ ТЕПЛОТУ

Краткое отступление: необычный бег. Представим себе соревнование в беге с необычными правилами, суть которых в том, что спортсмен должен как можно дальше от старта пронести шляпу (на голове) и флажок (в руке). Все это осложняется тем, что бегуны не знают маршрута и выбирают его по случайным признакам.

* По имени выдающегося итальянского физика Э. Ферми, внесшего значительный вклад в развитие различных областей как теоретической, так и экспериментальной физики.

Кроме того, на трассе полно людей, которым разрешается сбивать с бегуна шляпу и вырывать из его рук флажок. Достоинства каждого участника соревнования будем оценивать по тому, как далеко от старта он пронесет шляпу или флажок по правильной трассе. Ясно, что если бегун сбивается с дороги, то не имеет значения, удержал ли он флажок и шляпу или нет. В некоторых случаях бегуны, движущиеся в правильном направлении, дальше донесут флажок, в некоторых случаях — шляпу. Это зависит от поведения людей на трассе и от свойств бегуна.

А теперь — определение, которое поможет нам приблизиться к теме рассказа. Среднее расстояние, на которое бегуну удается пронести шляпу, назовем длиной свободного пробега относительно потери шляпы, а среднее расстояние, на которое удастся пронести флажок, — длиной свободного пробега относительно потери флажка. Ясно, что, вообще говоря, эти длины пробега разные. Только если бегуны просто сбиваются с дороги, длины пробега одинаковы.

Из этого рассказа следует усвоить, что длины пробега бывают разные. Чтобы быть точным, после слов «длина свободного пробега» надо добавлять «относительно потери...» и указывать, что при столкновениях теряют... конечно, не бегун, а электрон.

Ток — это перенос заряда. Заряд электроны потерять не могут. Не донести заряд электроны могут только в том случае, если сбьются с пути.

Теплопроводность. Закон Видемана — Франца. Двигаясь, электроны могут переносить не только заряд, но и теплоту, если перемещаются от более горячего конца образца к более холодному. Такой перенос теплоты называется теплопроводностью. Теплопроводность измеряется коэффициентом теплопроводности — отношением потока теплоты к градиенту температуры*. Как правило, теплопроводность металлов больше, чем теплопроводность диэлектриков. Причина тому — участие электронов в переносе теплоты.

Удивительного в этом, пожалуй, нет ничего. В любом газе его частицы (молекулы или атомы) переносят теплоту от горячей стенки к холодной. Металл — это как бы сосуд, наполненный электронным газом. Удивительно другое. Расчет электронного коэффициента теплопроводности χ , выполненный при тех же предположениях, что и вывод формулы (9), приводит к следующему результату:

$$\chi = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2 \frac{T n e^2 l_e}{\rho_F}, \quad (10)$$

где k_B — постоянная Больцмана, равная $1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/град = $= 1,4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

* Если на концах образца длины L температуры T_1 и T_2 , то (грубо говоря) градиент температуры равен $\frac{T_1 - T_2}{L}$.

Длину свободного пробега l_e мы снабдили индексом, чтобы подчеркнуть: это длина свободного пробега относительно потери энергии. При расчете l_e надо учитывать, сколько энергии теряет электрон при каждом столкновении. Длина свободного пробега (без индекса), входящая в выражение для электропроводности, есть длина свободного пробега относительно потери направления движения. Чтобы не удлинять обозначений, мы ее будем называть просто длиной свободного пробега. Вообще говоря, l_e и l различны и отношение

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2 \frac{l_e}{l} \quad (11)$$

зависит от сорта металла и от температуры. Но при обычных температурах (комнатных, например) l_e с большой точностью равна l , а отношение $\kappa/\sigma T$ оказывается постоянной величиной, не зависящей ни от температуры, ни от сорта металла. Оно равно $\frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2$.

Его называют числом Лоренца.

Вывод о постоянстве отношения $\kappa/\sigma T$ для разных металлов был получен экспериментально и назван законом Видемана — Франца*. Закон Видемана — Франца — прекрасное доказательство правильности наших воззрений на «устройство» металла. Более того, точное значение постоянной в законе Видемана — Франца (числа Лоренца) — непосредственное доказательство того, что электронный газ вырожден**. Если бы электроны описывались классической статистикой, то постоянная была бы другой.

Исследования электропроводности и теплопроводности металлов при низких температурах показали, что закон Видемана — Франца отнюдь не универсален. Это, конечно, ни в коей мере не уменьшает доверия к нашим основным представлениям об «устройстве» металлов. Обнаружение отклонений от закона Видемана — Франца — еще одно свидетельство правильности теории. Ведь l_e не всегда равна l . И эксперимент показывает, когда это различие наиболее существенно. А теория выясняет причину различия. Рассказано об этом будет в одном из следующих разделов.

ПРИРОДА СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

Правило Матиссена. Когда говорилось о средней длине свободного пробега или о среднем времени свободного пробега, то термины «средняя», «средний» понимались в двух смыслах: во-первых, «усредняются» все электроны (один рассеивается так, другой не-

* По имени немецких физиков Г. Видемана и Р. Франца, установивших в 1853 г. указанную зависимость.

** См. с. 79.

сколько иначе), а во-вторых, усредняются препятствия, на которых электроны рассеиваются.

В природе не бывает идеальных кристаллов. Каждое нарушение строгой периодичности воспринимается электроном как препятствие. Таким препятствием может быть случайно попавший в кристалл атом примеси, граница кристаллика в поликристалле, вакансия — место в кристалле, где при строгом порядке должен был бы находиться ион, и т. п. В реальном кристалле множество самых разнообразных дефектов. При обычной (комнатной) температуре главная причина рассеяния электронов, а значит сопротивления металлов, — все же не дефекты кристаллической решетки, а тепловое движение ионов. При очень низкой температуре — вблизи абсолютного нуля — тепловое движение почти отсутствует и «проявляются» дефекты, о которых шла речь.

Давайте разделим все столкновения электронов на два класса. Отдельно рассмотрим те столкновения, которые происходят на нарушениях периодичности кристалла, а отдельно те, что связаны с тепловым движением. Ко второму классу присоединим столкновения электронов друг с другом. За счет всех этих столкновений у электронов — конечная (а не бесконечная) длина свободного пробега.

Если можно было бы создать идеальный бесконечный кристалл, то и в нем у электронов была бы конечная длина пробега (за счет теплового движения ионов), она неограниченно возрастала бы при понижении температуры. Длину пробега, которая была бы в идеальном кристалле, назовем идеальной длиной пробега $l_{ид}(T)$, а сопротивление идеального кристалла — идеальным сопротивлением $\rho_{ид}(T)$.

При абсолютном нуле температуры в реальном кристалле электроны сталкиваются только с нарушениями периодичности. Длина пробега, связанная с этими столкновениями, называется остаточной длиной пробега $l_{ост}$, а сопротивление — остаточным* сопротивлением $\rho_{ост}$.

Существует простое правило, согласно которому сопротивление ρ реального металла есть сумма идеального и остаточного сопротивлений (правило Матиссена):

$$\rho(T) = \rho_{ид}(T) + \rho_{ост} \quad (12)$$

На эксперименте это означает вот что: у двух образцов одного и того же металла очень похожи зависимости сопротивления от температуры (рис. 2). Кривые, изображающие зависимость сопротивления двух образцов от температуры, сдвинуты относительно друг друга по оси ординат на величину $\rho_{ост}^{(1)} - \rho_{ост}^{(2)}$ (цифра обозначает номер образца). Правило (12) сформулировано благодаря анализу экспериментальных данных.

* Сопротивление названо остаточным, так как оно остается даже при абсолютном нуле температуры.

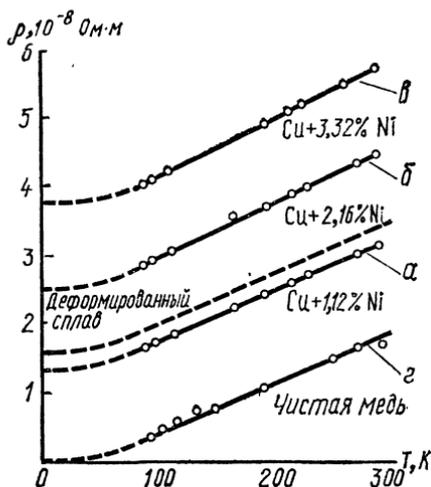


Рис. 2. Зависимость сопротивления меди от температуры при различном количестве примесей никеля (а, б, в). Легко выделить часть удельного сопротивления, обусловленную тепловыми колебаниями решетки (г). Пунктиром обозначена зависимость сопротивления деформированного сплава (1,12% Ni) от температуры. Деформация добавила центры рассеяния. Сопротивление увеличилось.

полагает, что только $\rho_{\text{ост}}$ зависит от состояния образца. Эксперимент подтверждает это предположение не слишком точно. Обнаруживаются отклонения. Их называют отклонениями от правила Матиссена, так как по смыслу выражения (12) первое слагаемое не зависит от температуры. Изучению отклонений от правила Матиссена посвящены многие экспериментальные и теоретические работы.

Механизм сопротивления. Какова же природа правила Матиссена? Почему сопротивления, обязанные разным механизмам рассеяния, складываются?

Длине свободного пробега и времени свободного пробега можно придать простой вероятностный смысл: $\frac{1}{\tau} = \omega$ есть вероятность столкновения (рассеяния) «среднего» электрона в единицу времени (поэтому ее размерность — $1/\text{с}$), а $\frac{1}{l} = v_F \omega$ — вероятность столкновения на единице пути. Если в кристалле несколько возможных причин рассеяния, то вероятность столкновения есть сумма

Согласно правилу Матиссена, для того чтобы выяснить, каково идеальное сопротивление данного металла, нет необходимости создавать идеальный образец (да это и невозможно хотя бы потому, что его нельзя сделать бесконечно большим). Надо построить кривую, изображающую зависимость сопротивления от температуры реального образца $\rho(T)$, экстраполировать ее в абсолютный нуль температуры* и найти для данного образца $\rho_{\text{ост}} = \rho(T=0)$. Вычитая $\rho_{\text{ост}}$ из $\rho(T)$, получим $\rho_{\text{ид}}(T)$ данного металла. Обычно экспериментаторы проделывают эту процедуру на нескольких образцах и удовлетворяются, если результат, т. е. $\rho_{\text{ид}}(T)$, в пределах точности эксперимента не зависит от того, какой образец использован.

Заметим, что процедура обработки экспериментальных данных, описанная выше, предпо-

* Чем более точные данные требуется получить, тем при более низких температурах надо проводить эксперимент.

вероятностей столкнуться с каждым из препятствий*:

$$\omega = \sum_j \omega_j. \quad (13)$$

Индекс «j» нумерует механизмы рассеяния. Если отделить все причины рассеяния, отвечающие идеальному кристаллу, то получим:

$$\omega = \omega_{\text{ост}} + \omega_{\text{ид}}.$$

Сопоставив $\omega_{\text{ост}}$ остаточную длину пробега и $\omega_{\text{ид}}$ идеальную, имеем:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_{\text{ост}}} + \frac{1}{l_{\text{ид}}}. \quad (14)$$

Последнее соотношение эквивалентно правилу Матиссена, так как сопротивление $\rho = 1/\sigma$, а удельная электропроводность σ пропорциональна длине пробега, причем коэффициент пропорциональности не зависит от механизма рассеяния (см. формулу (9)).

Формулы (13) и (14) очень важны, так как позволяют обособлять различные механизмы сопротивления, изучая каждый в отдельности.

Наиболее существенный вклад (это фигуральное выражение означает: наибольшее слагаемое в сумме вероятностей) в остаточное сопротивление дает рассеяние на различных примесях, которые есть в любом кристалле. Длину свободного пробега $l_{\text{пр}}$, обусловленную рассеянием на примеси, легко оценить, считая примесный атом шариком с радиусом, близким размеру ячейки кристалла a :

$$\frac{1}{l_{\text{пр}}} \approx N_{\text{пр}} \pi a^2, \quad (15)$$

где $N_{\text{пр}} = C_{\text{пр}} N$ — число примесных атомов в единице объема, а $C_{\text{пр}}$ — концентрация примесей, N — число атомов в единице объема**.

Чтобы приближенное равенство (15) заменить точным, надо, используя знание сил, действующих между атомами примеси и электроном, а также знание законов движения электрона (квантовую механику), вычислить величину, которую называют эффективным поперечником рассеяния. В формуле (15) эффективный поперечник заменяет множитель πa^2 . Точный расчет не слишком изменяет значение $l_{\text{пр}}$ по сравнению с тем, что дает формула (15), но позволяет выяснить, какая примесь как влияет на сопротивление металла.

При столкновении с примесью, как, впрочем, и при столкновении с другими нарушениями периодического расположения атомов в кристалле, электроны практически не изменяют энергии,

* В математике эту формулу называют теоремой о сложении вероятностей. Для ее выполнения необходимо, чтобы события были независимы.

** Если записать равенство (15) в виде $N_{\text{пр}} \pi a^2 l = 1$, то становится ясным его смысл: в цилиндре объема $\pi a^2 l$ заведомо содержится один примесный атом.

но изменяют направление движения — сбиваются с пути. Поэтому если рассеяние на примесях — главная причина рассеяния, то длина свободного пробега относительно потери энергии l_e не отличается от длины свободного пробега относительно потери направления (просто длины пробега l). Сбившись с пути, не донесешь ни заряда, ни избытка энергии. Таким образом, если полная длина пробега равна $l_{\text{пр}}$, то закон Видемана — Франца выполняется. Из сказанного раньше ясно, что так должно быть при очень низких температурах.

А как обстоит дело при более высоких температурах, при комнатных например?

Чтобы ответить на этот вопрос, надо выяснить, как влияет тепловое движение ионов металла на сопротивление. Но тема эта столь существенна, что требует специального раздела.

Колеблющиеся ионы рассеивают электроны. Тепловое движение нарушает строгую периодичность, поэтому беспорядочно колеблющиеся ионы являются причиной рассеяния, а вероятность рассеяться $\omega = v_F/l$, естественно, тем больше, чем больше амплитуда колебаний иона.

Можно себе представить так: колеблющийся ион — препятствие — шарик, радиус которого совпадает со средней амплитудой колебаний a_T . Тогда по аналогии с формулой (15) можно написать:

$$\frac{1}{l_{\text{ид}}^{(k)}(T)} \approx N\pi a_T^2. \quad (16)$$

Верхним индексом (к) отмечена причина рассеяния — колебания ионов.

Таким образом, задача об определении $l_{\text{ид}}^{(k)}(T)$ свелась к выяснению того, как зависит от температуры амплитуда колебаний ионов металла. Амплитуду колебаний нужно знать не только для вычисления $l_{\text{ид}}^{(k)}(T)$, это величина — важная характеристика состояния кристалла. Например, она определяет характер рассеяния рентгеновских лучей кристаллом и многие другие его свойства. Существует специальная глава квантовой физики твердого тела, которая изучает колебания атомов кристаллических решеток. О некоторых выводах квантовой теории колебаний атомов в кристалле мы расскажем в параграфе «Электроны и фононы» (см. часть II), а здесь приведем только нужные нам сведения.

При высоких температурах квадрат амплитуды колебаний пропорционален температуре ($a_T^2 \sim T$), а при низких $a_T^2 \sim T^3$. Высокой или низкой в теории колебаний атомов кристалла принято считать температуру по сравнению с некоторой характеристической температурой (для каждого кристалла своей), которая носит название температуры Дебая* и которую мы обозначим буквой Θ .

* По имени голландского физика П. Дебая, который первым построил последовательную квантовую теорию колебаний атомов кристаллов.

Температурная шкала как бы разграничена величиной Θ . Пока температура $T \gg \Theta$, можно пользоваться классическими (неквантовыми) формулами при описании колебаний ионов. При $T \leq \Theta$ необходимо квантовое рассмотрение (см. дальше с.90). Для большинства твердых тел комнатная температура (300 К) выше температуры Дебая, но встречаются металлы (бериллий, например), у которых аномально высокая температура Дебая, и комнатная температура оказывается в квантовой области.

Итак, $a_T^2 \sim T$ при $T \gg \Theta$ и $a_T^2 \sim T^3$ при $T \ll \Theta$, а согласно формуле (16) эту же зависимость от температуры должна иметь обратная длина свободного пробега $\frac{1}{l_{ид}^{(к)}}(T)$. Однако точный расчет показывает, что $\frac{1}{l_{ид}^{(к)}} \sim T^5$ при $T \ll \Theta$.

Дело в том, что с понижением температуры уменьшается не только амплитуда колебаний иона, но и его скорость. Поэтому каждое столкновение с колеблющимся ионом лишь незначительно изменяет движение электрона — столкновения неэффективны. Необходимо $(\Theta/T)^2$ столкновений, чтобы электрон «заметил», что ему что-то мешает на его пути (при $T \gg \Theta$ достаточно одного столкновения).

Знание зависимости длины свободного пробега от температуры позволяет выяснить температурную зависимость удельного сопротивления $\rho_{ид}^{(к)}(T)$. Напомним, что $\rho = 1/\sigma$, а согласно формуле (9) от температуры зависит только длина свободного пробега. Таким образом:

$$\rho_{ид}^{(к)}(T) = \begin{cases} \rho_{\Theta}^{(к)} \left(\frac{T}{\Theta} \right), & T \gg \Theta, \\ \rho_{\Theta}^{(к)} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^5, & T \ll \Theta. \end{cases} \quad (17)$$

Формулы (17), строго говоря, справедливы только при высоких и низких температурах. С хорошей степенью точности ими можно пользоваться при любой температуре. Величина ρ_{Θ} — значение удельного сопротивления при $T = \Theta$. Согласно теории $\rho_{\Theta}^{(к)} =$

$= \frac{a}{v_F} \frac{k_B \Theta}{\varepsilon_F}$, где v_F и ε_F — фермиевские скорость и энергия электронов. Сравнение величины $\sigma_{\Theta} = \rho_{\Theta}^{-1}$ с формулой (9) показывает,

что $l_{ид}^{(к)}(\Theta) \approx a \frac{\varepsilon_F}{k_B \Theta}$, т. е. значительно больше межатомного расстояния (температура Дебая всегда меньше, чем ε_F/k_B , см. с. 90).

Так как рассеяние на тепловых колебаниях по сути — главный механизм рассеяния, то последнее утверждение — наиболее убедительное доказательство свободы электрона: между двумя столк-

новениями он, действительно, проходит расстояние большее по сравнению с размером кристаллической ячейки a .

Неэффективности столкновений и нарушение закона Видемана — Франца. Неэффективность столкновений электронов с колеблющимися ионами, о которой мы говорили выше, очень важное явление, так как помогает понять природу нарушения закона Видемана — Франца. Хотя при низких температурах $T \ll \Theta$ скорость колеблющихся ионов мала и они не могут сбить электрон с его пути, но они (ионы) могут изменить энергию электрона. При каждом столкновении электрон изменяет энергию на величину, близкую T . Если следить за электронами, движущимися от более теплого конца металла к более холодному, то электроны чаще теряют энергию, чем поглощают. Таким образом, электроны почти не сбиваются с пути, но зато легко теряют энергию. Другими словами, при столкновениях с колеблющимися ионами длина свободного пробега $l_e^{(к)}$ относительно потери энергии значительно меньше длины свободного пробега $l_{ид}^{(к)}$ относительно потери направления.

Отношение их $\frac{l_e^{(к)}}{l_{ид}^{(к)}} \approx \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2$ — мера неэффективности столкновений электронов с фононами при низких температурах.

Наверное, нет необходимости подчеркивать, что в тех случаях, когда при низких температурах $T \ll \Theta$ рассеяние на тепловых колебаниях — главная причина рассеяния*, закон Видемана — Франца не должен выполняться. Этот вывод находит экспериментальное подтверждение. При высоких температурах каждое столкновение полностью сбивает электроны с «правильного пути». Естественно, $l_e^{(к)} = l_{ид}^{(к)}$, и закон Видемана—Франца выполняется.

Электроны сталкиваются друг с другом. Слово «газ» вызывает представление о миллиардах частиц, движущихся в разных направлениях с различными скоростями, сталкивающихся друг с другом и при столкновениях изменяющих направление движения, обменивающихся энергией и импульсом.

Электроны в металле тоже сталкиваются друг с другом. Играют ли роль межэлектронные столкновения в сопротивлении металлов? На первый взгляд, нет. Действительно, сопротивление — следствие движения электронов с трением. Трение — процесс, в котором импульс упорядоченного движения, «взятый» электронами у электрического поля, «кому-то» отдается — колеблющимся атомам, примесям. Вернуться обратно в электронный газ импульс не может — слишком мала вероятность такого процесса. Поэтому при прохождении тока через металл происходит безвозвратная потеря импульса**. Но ведь при столкновениях электро-

* Металл для этого должен быть достаточно чистым, чтобы рассеяние на примесях не играло главной роли.

** Более привычное рассуждение: электроны увеличивают свою энергию за счет энергии электрического поля, при столкновениях они отдают

нов друг с другом импульс (казалось бы!) только перераспределяется, оставаясь в газе электронов. Потери импульса нет. А значит, и нет сопротивления, казалось бы...

Это рассуждение неточно в самом неожиданном пункте.

При столкновениях электронов не всегда выполняется закон сохранения импульса. Необходимо учитывать, что электроны существуют в кристаллической решетке, которая может отобрать у них некоторое количество импульса. Правда, решетка — довольно привередливый «взятчик». Она принимает только квантованные порции импульса, проекции на оси кристалла импульса, переданного решетке, должны быть целыми кратными величинами $2\pi\hbar/a$ (a — размер ячейки кристалла). Если в столкновении принимают участие электроны с малыми импульсами (по сравнению с $2\pi\hbar/a$), то они ничего не могут отдать решетке. Такие столкновения называются нормальными. Они (во всяком случае сами по себе) не играют роли в сопротивлении. Если же импульсы сталкивающихся электронов велики, то приходится платить «дань». Решетка забирает импульс. О таких столкновениях говорят, что они сопровождаются перебросами.

Межэлектронные столкновения с перебросами существенны в сопротивлении металлов. Расчет показывает, что длину свободного пробега, обусловленную столкновениями между электронами, можно грубо оценить по такой формуле:

$$\frac{1}{l_{\text{уд}}^{(\varepsilon)}(T)} \approx \frac{1}{a} \left(\frac{e^2}{\hbar v_F} \right)^2 \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2. \quad (18)$$

Верхний индекс (ε) подчеркивает, что электроны сталкиваются с электронами.

Эта формула приведена не для того, чтобы оценивать электрон-электронную длину пробега. Если ею воспользоваться, то получится величина, не слишком точно совпадающая с результатами эксперимента (причина несовпадения понята, выведены значительно более точные формулы — разные для разных металлов). Мы хотим только обратить внимание, что при стремлении температуры к абсолютному нулю межэлектронная длина свободного пробега стремится к бесконечности. Это обстоятельство может вызвать удивление. Ведь число электронов не изменяется с понижением температуры. Почему же электроны перестают сталкиваться? Они не перестают сталкиваться, но результат столкновений нельзя обнаружить. И до столкновения и после все состояния с энергией, меньшей, чем энергия Ферми (см. с.79), заняты. А тем электроном или другим, определить все равно нельзя: все электроны неразли-

энергию кристаллической решетке. Эта сторона процесса непосредственно наблюдается: при прохождении тока проводник нагревается. Сопротивление — необратимый процесс превращения упорядоченного движения в беспорядочное, энергии упорядоченного движения во внутреннюю.

чимы. Неразличимость электронов — один из основных принципов квантовой механики. А бесконечная межэлектронная длина пробега при абсолютном нуле температуры — его несколько неожиданное следствие.

Так как сопротивление пропорционально $1/l$, то часть идеального сопротивления, обязанная столкновениям электронов друг с другом, пропорциональна квадрату температуры $\rho_{ид}^{(э)} \sim T^2$. Правда, это слагаемое (имеется в виду правило Матиссена) удалось наблюдать только у переходных металлов (платина, железо), у других оно теряется на фоне более существенных.

Предварительные итоги. Прежде чем двигаться дальше и хотя бы кратко рассказать о сравнительно новых исследованиях, подведем предварительные итоги.

При высоких температурах ($T \gg \Theta$) главная причина сопротивления металлов — рассеяние на тепловых колебаниях ионов (конечно, речь идет не о слишком грязных образцах), поэтому полное сопротивление определяется первой из формул (17) и выполняется закон Видемана — Франца. При низких температурах ($T \ll \Theta$) сопротивление — сумма трех слагаемых:

$$\rho = \rho_{цр} + \rho_{ид}^{(к)} + \rho_{ид}^{(э)}.$$

Первое слагаемое не зависит от температуры (см., однако, ниже), второе — пропорционально T^5 , а третье — T^2 . На непериодических металлах третье слагаемое, как мы уже говорили, наблюдать очень трудно. Оно значительно меньше и $\rho_{цр}$, и даже $\rho_{ид}^{(к)}$, несмотря на то, что $\rho_{ид}^{(к)}$ быстрее стремится к нулю, чем $\rho_{ид}^{(э)}$ при понижении температуры.

Свойства металлов, не связанные с приготовлением данного (в какой-то мере случайного) образца, конечно, могут быть определены путем исследования идеальной части сопротивления:

$$\rho_{ид} = \rho_{ид}^{(к)} + \rho_{ид}^{(э)} + \dots$$

Точками в формуле мы хотим подчеркнуть тот факт, что в принципе могут быть и другие причины сопротивления.

Так как $\rho_{ид}$ уменьшается с понижением температуры, а квантовые особенности наиболее отчетливо проявляются при низких температурах, то естественно желание сделать $\rho_{цр}$ поменьше. Искусство создания чистых образцов металлов сейчас так велико, что длина свободного пробега перестает по сути дела быть микроскопическим параметром. У наиболее чистых металлов вблизи абсолютного нуля она достигает нескольких миллиметров. А ведь при комнатных температурах длина пробега очень мала. Она приблизительно равна 10^{-6} см, как уже говорилось. Одна миллионная сантиметра — маленькое расстояние по человеческим, житейским масштабам. В мире атомов 10^{-6} см не так уж мало — несколько десятков атомных расстояний. Столкновения не слишком ограничивают свободу электрона, если под свободой понимать свободу

передвижения и вспомнить, что в атоме электрон не удаляется от ядра на расстояние, большее $3 \cdot 10^{-8}$ см.

Улучшение качества образцов отодвигает область остаточного сопротивления в сверхнизкие температуры и позволяет детально исследовать температурную зависимость $\rho_{\text{ид}}(T)$.

Новое в старой области. Исследованием сопротивления металлов занимаются давно. Накоплено огромное количество фактов. Составлены подробные справочники, в которых приведено значение сопротивления металлов при различных температурах. Образцы металлов, на которых измеряется сопротивление, подвергаются разнообразному воздействию: их сдавливают, помещают между полюсами магнитов, а иногда специально утоньшают и т. д. Все манипуляции служат одной цели. Они помогают разобраться в поведении электронов, в механизме их взаимодействия со всем тем, что препятствует свободному перемещению электронов по кристаллу, ограничивают длину пробега. Результаты экспериментов не противоречат нашим основным представлениям о природе сопротивления, схематически описанной в этой статье.

Но бывают неожиданности. Некоторое время назад, например, было замечено, что у многих металлов при очень низких температурах, вблизи абсолютного нуля, монотонное убывание сопротивления с понижением температуры сменяется возрастанием. Сопротивление обнаруживает минимум. Это наблюдение, подтвержденное многими экспериментаторами, привлекло внимание физиков, хотя минимум очень неглубок, и трудно себе представить, чтобы это явление нашло себе практическое применение. Привлекла загадочность явления. Все механизмы сопротивления устроены так, что понижение температуры приводит к увеличению длины пробега, т. е. к уменьшению сопротивления, а существование минимума указывает, что какой-то механизм забыт или неправильно понят.

Вскоре обратили внимание: минимум есть тогда, когда в образце присутствуют парамагнитные, т. е. обладающие магнитным моментом, примеси. А через некоторое время была понята природа явления. Оказалось, что здесь нельзя ограничиться рассмотрением рассеяния отдельного электрона. Необходимо учесть коллективные эффекты. Расчет коллективного взаимодействия вырожденного газа электронов (см. с. 79) с парамагнитной примесью показал, что сопротивление должно несколько возрастать с понижением температуры.

Существование минимума сопротивления — часть общей проблемы, которую можно условно назвать так: «Нарушения правила Матиссена». Точные измерения показывают, что, строго говоря, нельзя разделить сопротивление на идеальное, зависящее от температуры и не зависящее от примесей, и на остаточное, не зависящее от температуры. Подробности описать сложно. Скажем только, что роль примеси, введенной в кристалл, не ограничивается рассеянием электронов. Примесь несколько изменяет динамические характеристики кристаллической решетки, в частности несколько

изменяется колебательное движение ионов, что, естественно, находит отражение в температурной зависимости сопротивления.

Предельная очистка металла от примесей выдвинула любопытную проблему: какую роль в сопротивлении играет изотопный состав металла? Можно ли считать кристалл идеальным, если он неоднороден по своему изотопическому составу? На первый взгляд, изотопы «с точки зрения электрона» не отличаются друг от друга, так как у атомов-изотопов (точнее, у ионов-изотопов) одинаковые электронные оболочки, а электроны взаимодействуют именно с электронными оболочками ионов.

Однако анализ показывает, что в кристалле, состоящем из различных изотопов, даже при абсолютном нуле температуры длина свободного пробега электрона не равна бесконечности. Это очень тонкий квантовый эффект, причина которого — нулевые колебания атомов*. В однородном кристалле нулевые колебания однородны и не рассеивают электронов. Различие в массе изотопов делает нулевые колебания неоднородными. Неоднородность нулевых колебаний — причина рассеяния.

Среди дефектов кристалла, играющих немаловажную роль в сопротивлении, есть один — неустраняемый. Это граница образца. Пока размеры образца велики по сравнению с длиной пробега электронов, большинство электронов попросту не достигает границы, и она никак не сказывается на значении сопротивления. Однако, когда размеры образца сравнимы с длиной пробега (а как ясно из предыдущего, при низких температурах и для чистых металлов это вполне осуществимая ситуация), рассеяние на границе значительно повышает сопротивление металла. В предельно тонких пластинах или проволоках рассеяние границей — главная причина сопротивления. Длина свободного пробега вовсе не входит в формулу, описывающую сопротивление тонкой проволоки, ибо место длины пробега в формуле занимает диаметр проволоки. Тем самым сравнение сопротивления массивных образцов с сопротивлением образцов малых размеров — способ измерения длины свободного пробега.

* * *

Эту статью трудно закончить. Попытки рассказать популярным языком сложные квантовые эффекты обычно упираются в невозможность обойтись простыми словами, не используя сложного математического аппарата.

Поэтому для тех, кто желает узнать больше, мы предлагаем продолжить экскурсию в область физики электронного газа в металлах и добавляем вторую часть, разъясняющую многое из того, о чем мы не успели сказать выше.

* Из-за соотношения неопределенности микроскопическая частица не может находиться в покое, так как при этом у нее были бы точно определены импульс (равный нулю) и координата (положение равновесия). Наинижнее энергетическое состояние атомов в кристаллической решетке, допускаемое квантовой механикой, называют нулевыми колебаниями (см. с. 77).

Статистическая физика. Зная законы движения отдельной частицы, совсем непросто установить законы, управляющие поведением коллектива — макроскопической совокупности частиц. Это, как в жизни: зная, как ведут себя отдельные люди, трудно предсказать, что будет делать толпа.

Поведение коллектива нельзя описать в тех же терминах, что и поведение отдельной частицы. Нельзя, например, проследить путь, проходимый каждой частицей. Их для этого слишком много. Приходится довольствоваться статистическими приемами — вычислять среднюю скорость, среднюю энергию и тому подобное. Этим уже более ста лет занимается специальная область физики — статистическая физика (или попросту статистика). Но сравнительно недавно, в начале XX в., в эту область вторглись идеи квантовой механики и родилась новая наука о коллективах частиц — квантовая статистика. Квантовая статистика не отменила классическую. Она указала последней ее место. Как правило, классическая статистика — предельный случай квантовой — справедлива при высоких температурах. Низкие температуры безраздельно принадлежат квантовой статистике. Правда, слово «низкие» надо понимать очень условно. Если интересоваться, например, свойствами звездного вещества, то «низкой» придется считать температуру в сотни тысяч градусов.

Классическая статистика — менее точная наука, чем квантовая. Однако при достаточно высоких температурах, как правило, ошибка пренебрежимо мала. С понижением температуры ошибка при пользовании законами классической статистики возрастает и приходится пользоваться квантовой статистикой. Может возникнуть естественный вопрос: зачем пользоваться неточной классической статистикой, если есть более точная — квантовая? Классическая существенно проще, а ошибка часто совершенно незначительна.

Простейший объект исследования физической статистики — газ — совокупность слабо взаимодействующих, редко сталкивающихся друг с другом частиц. Правда, если мы захотим опытным путем изучать на газе законы квантовой статистики, то это удастся отнюдь не всегда: газ превращается в жидкость и вовсе затверде-

вает при столь высоких температурах, что квантовые эффекты несущественны.

Газ электронов проводимости составляет примечательное исключение. Металл проводит ток и при абсолютном нуле температуры. Значит, и при абсолютном нуле в нем есть электроны проводимости.

Более того, можно удостовериться, что, чем ниже температура, тем столкновения электронов реже. С понижением температуры электронный газ как бы становится более идеальным. Прекрасный объект для демонстрации законов квантовой статистики!

Нам придется делать отступления. Временно оставим электронный газ и займемся обычным газом, например воздухом.

Импульсное пространство.
Функция распределения. Молекулы газа находятся в непрерывном движении. Мерой их движения, как известно, является абсолютная температура — температура, отсчитываемая от абсолютного нуля. Средняя скорость молекулы тем больше, чем выше температура, а средняя кинетическая энергия молекулы газа попросту пропорциональна температуре. Представим себе, что мы хотим проверить это хорошо известное обстоятельство. Для этого надо знать, как движутся все молекулы газа. Измеряя скорость отдельной молекулы и произведя огромное количество замеров, мы, вычислив среднюю скорость, легко установили бы этот факт. Но как записать результаты замеров скоростей молекул? Пожалуй, удобнее поступить следующим образом.

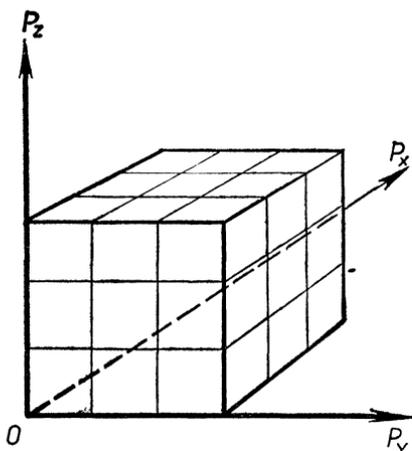


Рис. 3. Импульсное пространство. Любая точка в нем изображает импульс частицы. Начало координат — частица в покое.

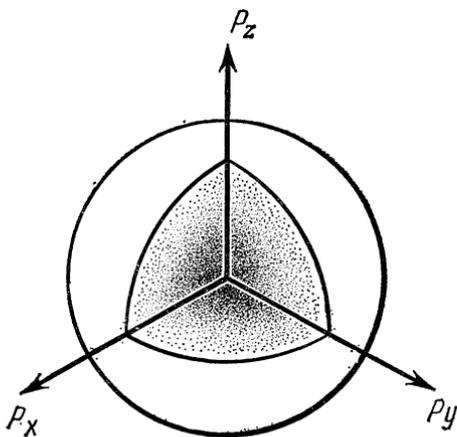


Рис. 4. Распределение частиц классического газа в импульсном пространстве.

«Облако» плотнее всего вблизи начала координат. Чем ниже температура, тем меньше места занимает «облако».

Введем систему координат, изображенную на рисунке 3. На осях отложим значения проекций импульса $\vec{p} = m\vec{v}$. Любая точка в этом трехмерном пространстве изображает определенное значение импульса не только по модулю, но и по направлению. В частности, начало координат изображает импульс, равный нулю, — импульс неподвижной частицы. Получившееся импульсное пространство разобьем на маленькие кубики, каждое ребро которого, скажем, соответствует точности измерения проекции импульса. Теперь, измерив значение импульса, мы просто поставим точку в соответствующую трехмерную клеточку. Чем чаще встречаются частицы с теми или иными импульсами, тем больше точек будет в соответствующей области импульсного пространства.

Производя замеры достаточно долго и используя возможно более точный прибор, мы пришли бы к картине, изображенной на рисунке 4, и установили бы, что, во-первых, распределение точек в импульсном пространстве обладает сферической симметрией, а во-вторых, наиболее плотный вблизи начала координат газ точек очень медленно разрежается с удалением от начала координат, пока «расстояние» от начала координат меньше $\sqrt{2Mk_B T}$ (M — масса частицы, T — температура, а k_B — постоянная Больцмана). Дальнейшее разрежение идет очень быстро.

Число точек в определенной клеточке импульсного пространства (если сделать клеточки достаточно маленькими) изображает число частиц с определенным значением импульса. Это число, конечно, является функцией импульса и носит название функции распределения, так как характеризует распределение частиц газа по импульсам (т. е. показывает, какая часть всех частиц газа имеет тот или другой импульс). Итак, рисунок 4 есть своеобразное изображение функции распределения.

Распределение частиц зависит от температуры. С повышением температуры «облако» расширяется, а его плотность падает; с понижением температуры, наоборот, облако стягивается к началу координат, плотность его повышается. Другими словами, с увеличением температуры увеличивается количество быстрых частиц, а с понижением — медленных. Может показаться, что рисунок 4, на котором облако наиболее плотно вблизи начала координат, противоречит правильному убеждению в том, что большинство частиц имеет энергию, близкую к $k_B T$ (их импульс порядка $\sqrt{2Mk_B T}$). Однако надо помнить, что наш рисунок изображает распределение частиц не только по величине импульса, но и по его направлению. Подсчитав число частиц с одинаковой энергией, движущихся в различных направлениях, и построив соответствующий график, мы убедимся, что функция распределения (как функция энергии ϵ) имеет максимум при $\epsilon = \frac{1}{2} k_B T$ в соответствии с нашими представлениями (рис. 5).

Функция распределения — одна из важнейших характеристик

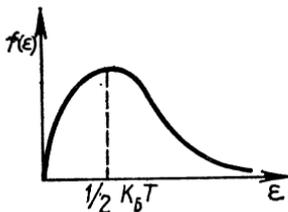


Рис. 5. Распределение частиц классического газа по энергиям.

Больше всего частиц, энергия которых равна $\frac{1}{2} k_B T$. Средняя энергия частицы газа равна $\frac{3}{2} k_B T$.

системы частиц. Ее знание, т. е. знание зависимости функции распределения от импульса, позволяет рассчитать самые разнообразные свойства газа — давление p , теплоемкость c , среднюю скорость $\langle v \rangle$ и, в частности, вывести, а не постулировать знаменитое уравнение состояния идеального газа ($pV = Nk_B T$, где V — объем сосуда, N — число частиц в нем).

Для классической статистики все идеальные газы элементарных частиц одинаковы. Различие между газами, наблюдаемое в природе, объясняется только различием в структуре молекул. Мы на этом останавливаться не будем, так как нас интересует электронный газ, а электроны уж заведомо элементарны.

Температура вырождения. Чтобы подвинуться дальше, опишем результаты такого мысленного эксперимента. В два одинаковых сосуда объема V поместим одинаковое количество атомов гелия (He), но в один сосуд — атомы ${}^4\text{He}$, а в другой — ${}^3\text{He}$.

Символом ${}^4\text{He}$ обозначается тяжелый изотоп гелия, а символом ${}^3\text{He}$ — легкий. В природе значительно больше ${}^4\text{He}$, чем ${}^3\text{He}$. Оба изотопа гелия химически совершенно тождественны (как и подобает изотопам), а отличаются только тем, что в ядре ${}^3\text{He}$ не хватает одного нейтрона (по сравнению с ядром ${}^4\text{He}$). Это делает его на 25% легче. Есть еще одно важное отличие между атомами ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$.

Построим функции распределения атомов гелия при разных температурах. Казалось бы, результаты измерений в обоих сосудах должны быть тождественны, во всяком случае, именно это утверждает классическая статистика. Однако с понижением температуры мы заметим систематически нарастающее различие функций распределения атомов ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$. Правда, различие в свойствах изотопов гелия станет ощутимым при очень-очень низкой температуре — при температуре в несколько сотых градуса (по шкале Кельвина). Видна условность описываемого эксперимента. Значительно раньше, чем мы достигнем температур порядка 10^{-2} К, гелий превратится в жидкость, и нам придется прекратить эксперимент. Но ведь это мысленный эксперимент!

Мы назвали температуру, при которой различие в свойствах ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ делается заметным. Откуда мы ее взяли? Приведем формулу, происхождение которой поясним ниже. Квантовые явления (а конечно, все различие в поведении ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ объясняется квантовыми эффектами) существенны тогда, когда температура газа порядка или ниже значения:

$$T_0 = \frac{n^{2/3} \hbar^2}{k_B M}; \quad n = \frac{N}{V}. \quad (\text{II.1})$$

В этой формуле, кроме классических величин, есть еще постоянная Планка \hbar , без которой не обходится ни одна квантовомеханическая формула ($\hbar \approx 10^{-27}$ г · см²/с).

Температура T_0 имеет несколько странное наименование. Ее называют температурой вырождения. А газ при температуре, которая близка к температуре вырождения, или ниже ее, — вырожденным. Если вместо n подставить $2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, а вместо M — массу атома гелия, то мы получим указанную выше температуру ($T_0 \approx 10^{-2}$ К). Для n мы выбрали значение, соответствующее атмосферному давлению при комнатной температуре. Другими словами начинаю эксперимент при комнатной температуре, мы заполнили сосуды гелием при атмосферном давлении.

Откуда же взялась приведенная здесь формула*?

Одним из основных выводов квантовой теории является утверждение, согласно которому частица не имеет одновременно определенного значения импульса и определенного значения координаты, причем мерой неопределенности является постоянная Планка. Математически это утверждение описывается знаменитыми соотношениями неопределенности Гейзенберга**:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \frac{1}{2} \hbar; \quad \Delta p_y \cdot \Delta y \geq \frac{1}{2} \hbar; \quad \Delta p_z \cdot \Delta z \geq \frac{1}{2} \hbar.$$

Неопределенность x -й проекции импульса Δp_x , умноженная на неопределенность координаты Δx , больше или в крайнем случае равна половине постоянной Планка \hbar и т. д.

Среднее расстояние между частицами в газе приблизительно равно $n^{-1/3}$, — это и есть неопределенность координаты (любой): $\Delta x \approx \Delta y \approx \Delta z \approx n^{-1/3}$. Следовательно, неопределенность проекций импульса $\Delta p_x \geq \hbar n^{1/3}$. В классическом газе (т. е. в газе при высокой температуре) средняя энергия частицы равна $\frac{3}{2} k_B T$, а сред-

ний импульс равен $\sqrt{Mk_B T}$. Заметим, что с понижением температуры средний импульс уменьшается, а минимальная неопределенность импульса $\Delta p_{\min} \approx \hbar n^{1/3}$ не зависит от температуры. Найдется такая температура, начиная с которой неопределенность импульса будет больше среднего импульса. Температура, при которой средний импульс равен Δp_{\min} , и есть температура вырождения T_0 . Если температура близка к T_0 , а тем более если меньше ее, то квантовыми эффектами пренебрегать нельзя.

Бозе — эйнштейновская конденсация. Продолжим наши наблюдения над изотопами гелия.

* При «выводе» большинства формул в этой статье мы опускаем множители порядка единицы.

** Названо по имени немецкого физика-теоретика В. Гейзенберга, сформулировавшего в 1927 г. принцип неопределенности.

Начнем с тяжелого изотопа ${}^4\text{He}$. Производя эксперименты при низких температурах (а низкими мы теперь будем называть температуры ниже температуры вырождения), мы обнаружим удивительное обстоятельство, которое заставит нас десятки раз повторить опыт. Из замкнутого сосуда исчезают атомы! Атомы исчезают внутри сосуда! Прежде чем пытаться найти разгадку этого явления — явления, которое может подвергнуть сомнению нашу уверенность в неисчезаемость материи, давайте опишем его чуть-чуть подробнее.

Начиная с температуры $T_{\text{БЭ}} \approx 2,2 T_0$, число атомов газа в сосуде (которое мы определяем, пересчитывая все движущиеся атомы) начинает уменьшаться, причем можно установить закон изменения этого числа с температурой

$$N_T = N \left(\frac{T}{T_{\text{БЭ}}} \right)^{3/2}.$$

При абсолютном нуле частицы не обнаруживаются вовсе. В чем дело? Наблюдательный читатель, может быть, обратил внимание на слова в скобках: «которое мы определяем, пересчитывая все движущиеся атомы». Это и есть разгадка. Мы наблюдаем только движущиеся частицы. При высоких температурах неподвижных частиц нет совсем (точнее, их бесконечно мало), но начиная с температуры, равной $T_{\text{БЭ}}$, конечное число частиц имеет импульс, равный нулю*. При абсолютном нуле температуры все частицы газа находятся в этом состоянии. Не надо думать, что частицы с импульсом, равным нулю, лежат на дне сосуда. Вспомните соотношение неопределенности. Раз частицы имеют определенный импульс (в данном случае равный нулю), то, следовательно, их координата (т. е. их положение в сосуде) вовсе не определена. Они находятся где-то в сосуде, но где... не только нельзя сказать, но и нельзя задать такой вопрос, так как он не имеет смысла.

Описанное здесь явление носит название бозе — эйнштейновской** конденсации. С обычной конденсацией (например, газа в жидкость) это явление имеет весьма мало общего.

Может показаться, что мысленный эксперимент нарочно поставлен так, чтобы обнаружить кажущееся исчезновение частиц. Конечно, можно было бы каждый раз взвешивать сосуд и убеждаться, что все частицы на месте. Но все иные способы исследования газа, кроме взвешивания, действительно показали бы «исчезновение» частиц. В этом смысле особенно наглядна зависимость теплоемко-

* Согласно классической статистике при сколь угодно низкой температуре число покоящихся частиц бесконечно мало и только при $T = 0\text{K}$ все частицы неподвижны.

** Названо по имени индийского физика Ш. Бозе и выдающегося физика-теоретика А. Эйнштейна, создавших в 1924 г. квантовую статистику (статистику Бозе — Эйнштейна, см. с. 80).

сти от температуры (рис. 6). Резкое уменьшение теплоемкости ниже температуры $T_{БЭ}$ — следствие «вымерзания» частиц, перехода их в состояние с импульсом, равным нулю. Согласно законам классической физики теплоемкость идеального газа элементарных частиц $c_{кл}$ вовсе не зависит от температуры.

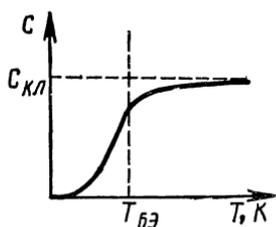


Рис. 6. Теплоемкость квантового бозе-газа.

Падение теплоемкости при приближении к абсолютному нулю (теплоемкость пропорциональна $T^{3/2}$) — свидетельство квантовых свойств газа. Теплоемкость классического газа не зависит от температуры. При $T = T_{БЭ}$ в бозе-газе происходит фазовый переход, сопровождающийся изломом кривой.

Ферми — дираковское вырождение. При низких температурах функция распределения атомов ${}^3\text{He}$ по импульсам так отличается от функции распределения атомов тяжелого изотопа, что просто поражает: неужели это атомы одного химического элемента?! Особенно разительно отличие при абсолютном нуле температуры. Действительно, при $T = 0$ К атомы ${}^3\text{He}$ заполняют в импульсном пространстве сферу (рис. 7). Ее называют ферми-сферой. Радиус ферми-сферы тем больше, чем больше плотность частиц. Энергия частиц, расположенных на поверхности ферми-сферы (ее называют энергией Ферми), приблизительно равна температуре вырождения, умноженной на постоянную Больцмана. Приведем точные выражения радиуса ферми-сферы:

$$\rho_F \doteq \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{1/3} 2\pi\hbar \quad (\text{II.2})$$

и энергии Ферми

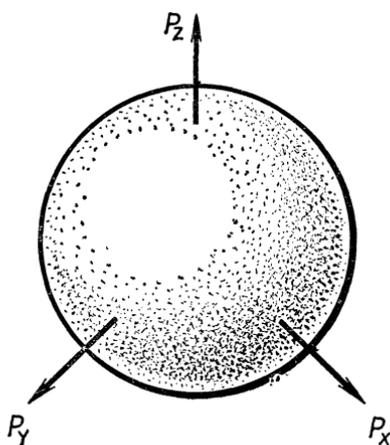


Рис. 7. Ферми-сфера.

Частицы ферми-газа при абсолютном нуле температуры заполняют сферу радиуса ρ_F .

$$\begin{aligned} \varepsilon_F &= \frac{p_F^2}{2M} = \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{(2\pi\hbar)^2}{2M} = \\ &= 2\pi^2 \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} k_B T_0 \approx 5k_B T_0. \quad (\text{II.3}) \end{aligned}$$

Сказанное выше можно выразить, не прибегая к геометрическому языку: атомы ${}^3\text{He}$ при $T = 0$ К занимают все состояния с энергией, меньшей энергии Ферми ε_F . Тожественность обоих высказываний основана на том, что сфера — геометрическое место точек (в данном случае в пространстве импульсов), описываемых уравнением:

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = 2M\varepsilon.$$

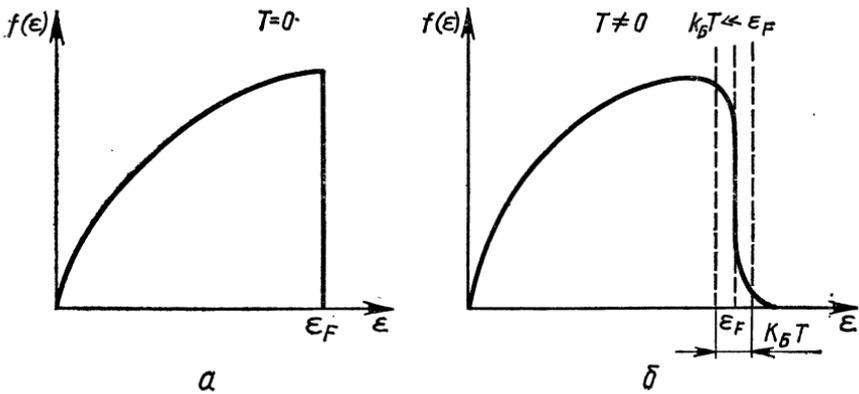


Рис. 8. Распределение частиц ферми-газа по энергиям.

a — при $T=0$ К, *б* — при $T \neq 0$ К.

Если $k_B T \ll \epsilon_F$, то изменяется распределение только тех частиц, энергия которых близка фермиевской.

Приученные к разным «квантовым неожиданностям», мы часто теряем способность удивляться. И все же хотелось бы, чтобы в этом месте прозвучало что-то вроде: «Не может быть!» Действительно, абсолютный нуль температуры! Казалось бы, должно прекратиться всякое движение (так, кстати, и происходит с атомами ${}^4\text{He}$). А вместо этого все частицы движутся. Можно посчитать энергию частиц газа. Оказывается, она по атомным масштабам велика. Средняя энергия частицы (при абсолютном нуле температуры!) равна $3/5$ от энергии Ферми ϵ_F ($\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{5} \epsilon_F$), а средняя скорость частицы $\langle v \rangle \approx p_F / M$ (рис. 8).

Своеобразное распределение частиц по импульсам приводит к своеобразным свойствам газа как целого. Хотя теплоемкость уменьшается при приближении температуры к абсолютному нулю, но значительно медленнее, чем в случае ${}^4\text{He}$. При $T \ll T_0$ теплоемкость c линейно зависит от температуры (рис. 9):

$$c \approx c_{\text{кл}} \frac{T}{T_0}.$$

Описанное здесь поведение легкого изотопа гелия является весьма общим свойством некоторых газов и носит название ферми—дираковского* вырождения. Все сказанное в этом разделе имеет непосредственное отношение к газу электронов.

Две статистики. Различие между поведением двух изотопов гелия так существенно, что напрашивается вопрос: а другие газы? Ответ: существуют только две манеры вести себя, или, выражаясь

* Поль Андриен Морис Дирак — английский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики.

официальным языком, существуют только две статистики: статистика Бозе — Эйнштейна (ее законам подчиняются, в частности, атомы ${}^4\text{He}$) и статистика Ферми — Дирака (атомы ${}^3\text{He}$ подчинены ей). Газ из частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, называют бозе-газом, а его частицы — бозонами. Газ из частиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака, — ферми-газом, а его частицы — фермионами.

Сколь различно ведут себя бозе- и ферми-газы, мы пытались проиллюстрировать выше. Надо, однако, помнить, что различие это проявляется только при низкой температуре. При высокой температуре, т. е. при температуре значительно выше температуры вырождения T_0 , все газы из элементарных частиц ведут себя одинаково.

Какое же микроскопическое свойство, т. е. свойство, относящееся к отдельной частице, определяет поведение коллектива частиц?

Это — спин частицы, ее внутренний (собственный) момент количества движения.

Согласно законам квантовой механики спин частицы равен $\hbar\sqrt{S(S+1)}$. Либо $S = 0$ (т. е. спина нет вовсе), либо $S = 1/2$, либо $S = 1$, либо $S = 3/2$... Мерой спина принято считать величину S .

Можно сформулировать правило: все частицы с полуцелым спином (т. е. $S = 1/2$, либо $3/2$, ...) подчиняются статистике Ферми — Дирака, а с нулевым и целым спином — статистике Бозе — Эйнштейна.

Другими словами, частицы с целым или нулевым спином — бозоны, а с полуцелым — фермионы.

Доказательство этого утверждения очень сложно. Оно было получено швейцарским физиком-теоретиком Вольфгангом Паули*, широко известным своим принципом запрета (принцип Паули), согласно которому в каждом квантовом состоянии может находиться только одна частица с полуцелым спином.

Запрет, не позволяющий скапливаться фермионам в одном состоянии, очень ярко проявляется в их функции распределения при температуре, близкой абсолютному нулю. При $T = 0$ К запрет мешает всем частицам перейти в состояние с нулевым импульсом (см. рис. 7 и 8).

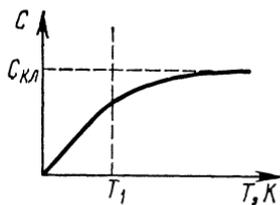


Рис. 9. Теплоемкость квантового ферми-газа.

При низких температурах теплоемкость пропорциональна температуре и значительно меньше своего классического значения.

* Один из создателей квантовой механики и основоположник релятивистской квантовой теории поля. В 1925 г. сформулировал принцип запрета — один из важнейших принципов современной теоретической физики.

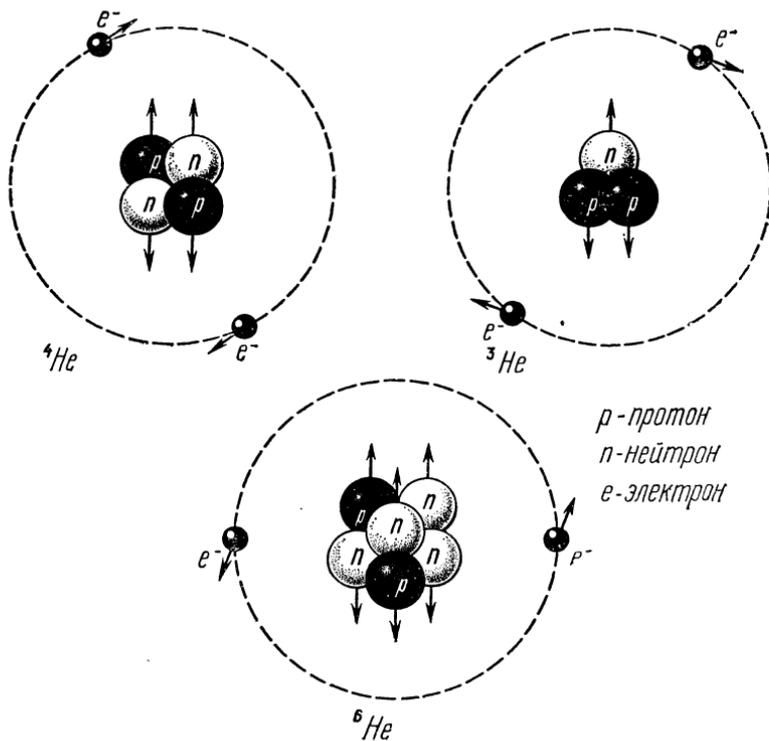


Рис. 10. Схематическая структура атомов ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$.
 Суммарный спин равен нулю при четном числе нуклонов в ядре и половине — при нечетном.

Принцип Паули «сильнее», чем свойственное всем системам стремление занять при абсолютном нуле температуры наиболее низкое энергетическое состояние.

Теперь становится понятным различие в поведении газов: ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$. Спин атома ${}^4\text{He}$ равен нулю, а ${}^3\text{He}$ — половине. Разница в значении спина целиком связана с отсутствием в ядре атома ${}^3\text{He}$ нейтрона (рис 10). Нетрудно предсказать поведение газа ${}^6\text{He}$ (такой, правда нестабильный, изотоп есть). Так как спин атома ${}^6\text{He}$ равен нулю, то система из этих атомов подчиняется статистике Бозе — Эйнштейна.

Электроны проводимости — вырожденный ферми-газ. Пора вернуться к электронам. Спин электрона равен половине. Поэтому ясно, что электроны — фермионы, т. е. подчиняются статистике Ферми — Дирака. Неожиданно другое. Если в формулу для температуры вырождения (II.1) подставить данные, относящиеся к электронам проводимости металла, то мы получим результат, который, несомненно, заставит нас насторожиться: температура вырождения электронного газа в металле порядка 10^5 К. Это означа-

ет, что электронный газ в металле уже при обычной комнатной температуре да и вплоть до температуры плавления всегда сильно вырожден, т. е. любой кусок металла — естественный «хранитель» вырожденного, «квантового» газа со всеми его особенностями. Так как обычно температура электронов значительно меньше температуры вырождения, то ее изменение почти не сказывается на статистических свойствах электронного газа. Независимость (почти полная) характеристик теплового движения электронов от температуры — одно из наиболее удивительных квантовых свойств электронного газа, у которого средняя энергия, средний импульс, средняя скорость почти не зависят от температуры. При расчете часто можно пользоваться значениями этих величин при абсолютном нуле температуры. Мы приводили значение фермиевского импульса — радиуса ферми-сферы p_F (см. II.2). Если вместо n подставить значение числа электронов в единице объема, равное Z/a^3 , то получим:

$$p_F = \left(\frac{3Z}{8\pi} \right)^{1/3} \frac{2\pi\hbar}{a}. \quad (\text{II.4})$$

А фермиевская скорость:

$$v_F = \left(\frac{3Z}{8\pi} \right)^{1/3} \frac{2\pi\hbar}{am} \approx 10^8 \text{ см/с} \quad (\text{II.5})$$

(Это значение мы уже тоже приводили.)

Вырождение электронного газа не гипотеза, а абсолютно надежно установленный факт. Одним из доказательств, в частности, служит зависимость удельного сопротивления от температуры. Она была бы совсем другой, если бы электроны были бозонами или если бы электроны можно было описывать формулами классической статистики. Наиболее непосредственное доказательство вырождения электронного газа можно получить, измеряя теплоемкость металла и выделяя ее электронную часть. Она оказывается линейно зависящей от температуры (рис. 11).

Ферми-поверхности. Шар на рисунке 7 изображает область импульсного пространства, занятую при абсолютном нуле температуры атомами ^3He , а поверхность, ограничивающая область, занятую атомами ^3He , есть сфера. У металла ферми-поверхность, т. е. поверхность, которая отделяет область импульсного пространства, занятого при абсолютном нуле температуры электронами, как правило, очень

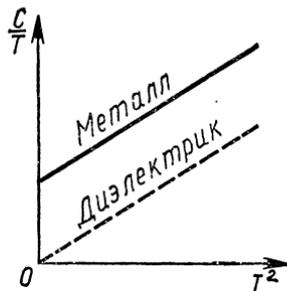


Рис. 11. Зависимость теплоемкости металлов от температуры (при низких температурах).

Пунктирная линия — теплоемкость диэлектрика. Отрезок ординаты от нуля до начала сплошной линии — мера электронной части теплоемкости металла.

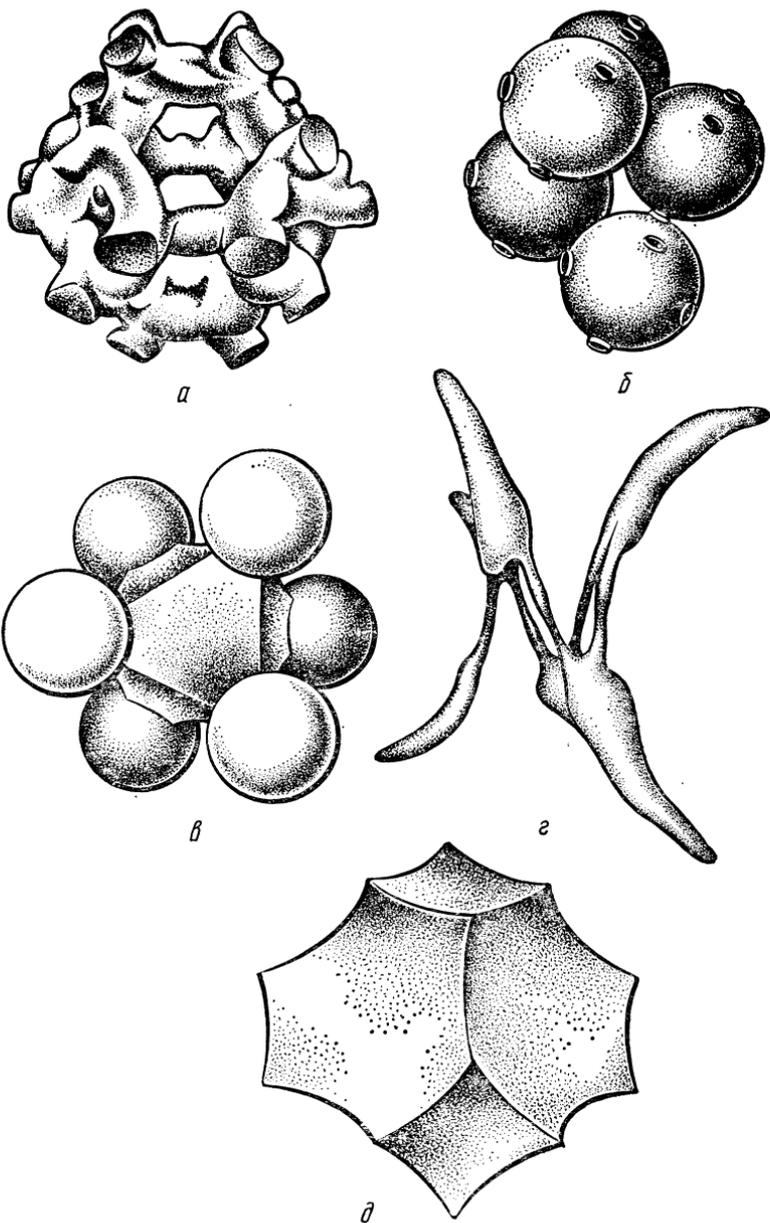


Рис. 12. Ферми-поверхности некоторых металлов.
a — свинца; *б* — меди; *в* — вольфрама; *г* — мышьяка; *д* — алюминия.
 Ферми-поверхности, как правило, еще сложнее изображенных. Например, на рисунках *a*, *в*, *г* и *д* показаны только части поверхности.

сложна. Некоторые типичные ферми-поверхности изображены на рисунке 12. Наиболее запутанные из них именуются монстрами — чудовищами (эта шуточная терминология принята во всем мире).

Почему поверхности Ферми металлов столь сложны, а поверхность Ферми газа ^3He так проста? Атомы газа движутся в свободном пространстве, а электроны — в сложном периодическом поле сил, источником которых являются ионы. Их движение в кристаллической решетке существенно отличается от движения в свободном пространстве. Сложная динамика электронов проявляется в том, что энергия электрона сложнейшим образом зависит от импульса. Последнее обстоятельство — причина сложной формы поверхности Ферми. Сложность формы поверхностей Ферми, конечно, проявляется во многих свойствах металлов. Но, надо сказать, в сравнительно тонких свойствах. Те грубые формулы, которые мы приводили выше, по порядку величины справедливы.

Сейчас известны поверхности Ферми практически всех металлов. Чтобы воссоздать ферми-поверхности, ученые различных стран измеряли сопротивление металлов, изучали поглощение радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов металлическими поверхностями, пропускали через металл ультразвук, вычерчивали сложную зависимость магнитного момента металла от магнитного поля. Эксперименты производились в самых сложных условиях: при температурах вблизи абсолютного нуля, в огромных магнитных полях, под давлением. Ферми-поверхности — современные визитные карточки металлов. Они стали символом наших знаний о металлах.

Удельная электропроводность металла со сложной поверхностью Ферми. В заключение этого раздела мы запишем формулу (9) в таком виде, чтобы она была пригодна для описания электропроводности металла, электронный газ которого вырожден, а ферми-поверхность сложна.

Напомним: импульс p_F имеет простой геометрический смысл радиуса ферми-сферы. Отсюда видно, что формула (II. 4) справедлива для тех металлов, у которых поверхность Ферми — сфера. Такие металлы есть. Это K, Na, Rb, Cs. Формуле (9) можно придать более общий вид*. Из выражения (II. 2) для p_F найдем n :

$$n = \frac{8\pi}{3} \frac{p_F^3}{(2\pi\hbar)^3},$$

так как площадь ферми-сферы S_F равна $4\pi p_F^2$, то

$$\sigma = \frac{2e^2}{3(2\pi\hbar)^3} S_F l. \quad (\text{II.6})$$

* Именно придать, а придав, сказать, что формула справедлива и в более общем случае. Так мы и сделаем. Конечно, это не строгий вывод, но формула получится правильной.

Эта формула верна, даже если ферми-поверхность не сфера, а имеет произвольную форму, она правильно учитывает сложную динамику электронов проводимости,двигающихся в периодическом поле ионов кристаллической решетки. Это проявляется в том, что S_F не выражается просто через число электронов в единице объема, как в случае сферы, для которой

$$S_F = \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} (2\pi\hbar)^2.$$

Поверхности Ферми практически у всех металлов очень сложны*. Они могут быть разветвлены, иметь множество «рукавов», «карманов», «перемычек» (эти образные наименования вошли в серьезные статьи по физике металлов). При вычислении коэффициента электропроводности сложность поверхности Ферми необходимо учитывать, так как расчет с помощью привычных формул, справедливых для металлов со сферическими поверхностями Ферми, может привести к ошибкам, хотя для оценок простые формулы, конечно, пригодны.

Глядя на формулу (II. 6), следует сделать два вывода. Во-первых, в электропроводности принимают участие электроны с энергией, равной энергии Ферми. Это — следствие принципа запрета Паули; электроны с меньшей энергией не могут ускориться электрическим полем, так как близкие по энергии состояния заняты. Во-вторых, площадь поверхности Ферми практически не зависит от температуры (см. выше), а так как удельная электропроводность существенно изменяется при изменении температуры, то, следовательно, с температурой изменяется средняя длина свободного пробега l . Как и почему, мы рассказали в разделе «Природа сопротивления металлов».

ЭЛЕКТРОНЫ И ФОНЫ

Колебания ионов. Описывая столкновения электронов с колеблющимися ионами, мы (только для простоты изложения) рассматривали каждый ион как отдельный не зависящий от других центр рассеяния. В действительности, конечно, ионы и электроны металла — единая система частиц, между которыми действуют электростатические силы — притяжения (между ионами и электронами) и отталкивания (между ионами). Колебания ионов вокруг своих положений равновесия легко себе представить, если взглянуть на рисунок 13 — модель кристалла, в которой пружинки заменяют реальные силы, действующие между атомами. Кристалл — огромная совокупность связанных между собой «маятников». Если бы

* Исключение составляют металлы первой группы таблицы Менделеева K, Na, Rb, Cs, их ферми-поверхности — сферы, а у Li, Au, Ag, Cu — сферы, соединенные трубками (см. рис. 12).

их изолировать друг от друга, то все они колебались бы с одной и той же частотой. Объединение «маятников» в единую систему приводит к тому, что они могут колебаться с различными частотами, причем в колебании с каждой частотой ω принимают участие все ионы. Возможные, или, как чаще говорят, разрешенные, частоты колебаний ω занимают некоторый интервал* от 0 до ω_{\max} . Существование максимальной частоты колебаний атомов чуть ниже станет понятным; причем мы даже сумеем оценить значение ω_{\max} .

Так как в колебании с определенной частотой принимают участие все атомы, то удобнее следить не за отдельным атомом, совершающим колебательное движение, а за волнами смещений атомов. Волны, о которых идет речь, не что иное, как звуковые волны, которые, как известно, могут распространяться в кристалле. Таким образом, тепловое движение в твердом теле можно представить себе либо как колебания с частотами из интервала $(0, \omega_{\max})$, либо как «набор» звуковых волн, пробегающих по кристаллу. Эти представления эквивалентны, и мы будем пользоваться либо одним, либо другим.

Между частотой ω и длиной волн λ звука существует простая связь**

$$\omega = \frac{2\pi s}{\lambda}, \quad (\text{II.7})$$

где s — скорость звука, которая в твердых телах несколько больше, чем в воздухе; характерное значение скорости звука $\approx 10^5$ см/с. В металлах приблизительно выполняется простое соотношение между скоростью звука и скоростью Ферми электронов проводимости:

$$s = \left(\frac{mZ}{3M} \right)^{1/2} v_F, \quad (\text{II.8})$$

где M — масса иона, а Z — число электронов, которые оторвались от каждого иона (см. ранее, с. 55). Существование свя-

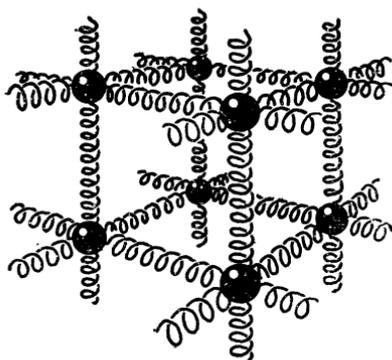


Рис. 13. Атомы в кристалле колеблются как шарики, соединенные между собой пружинками.

Колебания одного атома передаются соседним — по кристаллу пробегают волны смещений атомов.

* Возникновение интервала разрешенных частот легко понять, рассматривая последовательно один маятник, два связанных между собой одинаковых маятника, три... и т. д. У двух связанных маятников две близко расположенные частоты, у трех — три и т. д.

** Мы пользуемся здесь понятием круговой частоты ω , которая множителем 2π отличается от циклической частоты $\nu = s/\lambda$.

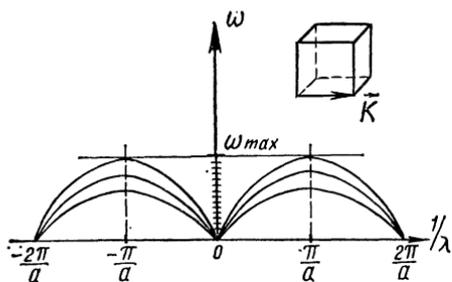


Рис. 14. Зависимость частоты колебаний атомов твердого тела от обратной длины волны $\frac{1}{\lambda}$ при определенном направлении распространения.

В каждом твердом теле не менее трех типов колебаний. Интервал разрешенных частот колебаний заштрихован.

полняется, только если длина волны звука λ достаточно велика — значительно больше размеров кристаллической ячейки a (т. е. если $\lambda \gg a$ или $aK \ll 1$). Периодическое расположение атомов в кристалле приводит к тому, что частота звуковой волны является периодической функцией волнового вектора \vec{K} . На рисунке 14 схематически изображена зависимость ω от \vec{K} , направление распространения показано в углу рисунка. Обратите внимание: на рисунке три кривые.

В каждом твердом теле могут распространяться не менее трех типов звуковых волн. В волне первого типа — ее называют продольной — ионы колеблются вдоль направления распространения звука; в волнах второго типа — поперечных (их две) — ионы колеблются в плоскости, перпендикулярной волновому вектору \vec{K} . Из рисунка особенно наглядно видно, что существует максимальная частота колебаний ионов ω_{\max} . Точное ее значение определяется зависимостью $\omega = \omega(\vec{K})$, но по порядку величины эту частоту можно оценить, если в формулу (II.7) вместо λ подставить $\lambda = 2a$:

$$\omega_{\max} \approx \frac{\pi s}{a} \approx 10^{13} \text{с}^{-1}.$$

Конечно, разные вещества имеют несколько отличающиеся максимальные частоты, но для оценок можно использовать полученные выражения, имеющие простой физический смысл: в кристалле не могут распространяться звуковые волны, длина волны которых меньше расстояния между атомами.

Итак: колеблющиеся ионы металла можно представлять себе как систему осцилляторов (маятников) с частотами $\omega_j(\vec{K})$ (ин-

зи между скоростью звука и фермиевской скоростью электронов — следствие того, что свободные электроны играют существенную роль в формировании сил, действующих между атомными частицами металла.

Величину $K = 2\pi/\lambda$ называют волновым числом. Вектор, длина которого K , а направление совпадает с направлением распространения звука, носит название волнового вектора. Мы его будем обозначать так: \vec{K} . Строго говоря, соотношение (II.7) вы-

декс j нумерует тип колебания, $j = 1, 2, 3$). Общее число осцилляторов совпадает с числом степеней свободы ионов. Если N — число ионов в единице объема кристалла, то число степеней их свободы $3N$, следовательно, число осцилляторов, приходящихся на единицу объема, равно $3N$.

Эту же мысль можно выразить и другими словами: колеблющиеся ионы можно представлять себе как набор звуковых волн, распространяющихся по кристаллу. Каждая волна характеризуется волновым вектором \vec{K} и частотой $\omega_j(\vec{K})$, где индекс j указывает тип волны.

Степень возбуждения кристалла определяется «раскачкой» каждого осциллятора.

При абсолютном нуле температуры все осцилляторы находятся в наименьшем из возможных состояний.

Фононы. До сих пор мы не выходили за рамки классической физики. Квантовая механика, не изменяя сути последних формулировок, утверждает, однако, что энергия E осциллятора с частотой ω может принимать лишь дискретный набор значений:

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{II.9})$$

Это означает, что возбуждение кристалла (увеличение его внутренней энергии) может происходить только отдельными порциями — квантами с энергией $\hbar \omega_j(\vec{K})$. Коротко говорят так: энергия квантуется.

Таким образом, раскачка какого-либо из $3N$ осцилляторов твердого тела с частотой $\omega_j(\vec{K})$ или (на другом языке) возбуждение звуковой волны с волновым вектором \vec{K} и частотой $\omega_j(\vec{K})$ можно трактовать как рождение своеобразной «частицы» с энергией $\varepsilon = \hbar \omega_j(\vec{K})$ и с импульсом* $\vec{p} = \hbar \vec{K}$. Вместо того чтобы писать слово «частица» в кавычках, принято кванты возбуждения в твердых телах называть квазичастицами (якобы частицами). Квазичастица, соответствующая звуковой волне, имеет собственное имя. Ее называют **фононом** (от греч. $\rho\acute{\eta}\nu\acute{\eta}$ — голос, звук, шум, речь, слово).

Фонон не слишком обычная частица. Мы выпишем ее свойства в сравнении со свойствами электрона:

* В начале века (до создания последовательной квантовой механики) Луи де Бройль обратил внимание, что каждой частице с энергией ε и импульсом \vec{p} можно сопоставить волновой процесс с частотой $\omega = \varepsilon/\hbar$ и волновым вектором $\vec{K} = \vec{p}/\hbar$. «Волновая» трактовка механики частиц сыграла важную роль при построении квантовой механики. Наш последний абзац — прочтение соотношений Луи де Бройля «справа налево». Не частице поставлена в соответствие волна, а волне — частица.

	Электрон	Фонон
Зависимость энергии от импульса	$\varepsilon = \frac{p^2}{2m}$	$\hbar\omega = \hbar sK$ или $\varepsilon = sp$
Скорость	p/m	s
Статистика	Ферми	Бозе
Число частиц в единице объема	$\frac{Z}{a^3}$	Зависит от температуры

Обратите внимание на последнюю строку таблицы. При абсолютном нуле температуры фононов в теле нет совсем, с ростом температуры их число возрастает: при низких температурах пропорционально T^3 , а при высоких $\sim T$. Высоких и низких по сравнению с характеристической дебаевской температурой Θ (см. с. 66). Мы имеем теперь возможность уточнить это понятие. Частоты колебаний ионов не превышают величины:

$$\omega_{\max} \approx \frac{\pi s}{a}.$$

Это значит, что энергия отдельного фонона не превышает

$$\varepsilon_{\max} \approx \frac{\pi \hbar s}{a}.$$

Так вот:

$$k_B \Theta = \frac{\pi \hbar s}{a}.$$

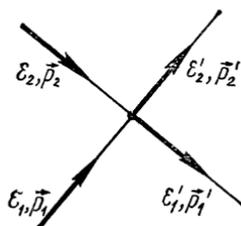
Если $T \gg \Theta$, то ко всем фононам можно подходить с классической меркой, если $T \ll \Theta$, то есть фононы (т. е. чья энергия больше $k_B T$), которые требуют квантового описания.

Электронный газ в металле при всех температурах сильно вырожден, так как его температура вырождения T_0 ($kT_0 \approx \varepsilon_F$) (см. с. 79) очень высока. Газ фононов может быть классическим (при $T > \Theta$) и квантовым (при $T < \Theta$). Температура Θ , как правило, мала по сравнению с температурой плавления металлов. Кроме того, $\Theta \ll T_0$. Это — следствие большого различия в массах электрона и иона. Действительно, $\Theta \approx \sqrt{\frac{m}{M}} T_0$. Последнее выражение легко получить, если вспомнить, что

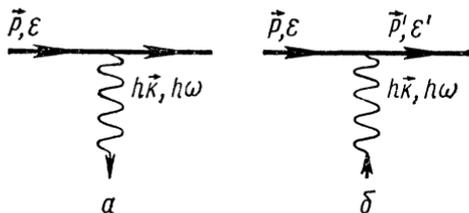
$$p_F \approx \frac{\hbar}{a}, \quad \varepsilon_F \approx p_F v_F \quad \text{а} \quad v_F \approx \sqrt{\frac{m}{M}} s.$$

Автор хотел, чтобы в результате прочтения II части у читателя сложилось такое представление: при отличной от нуля температуре металл — вместилище двух газов — электронов (фермионов) и фононов (бозонов). Используя это (новое) представление, роль теплового движения ионов в сопротивлении металлов можно описать так: электроны сталкиваются с фононами. Столкновения с фононами определяют длину свободного пробега электронов. Вот только термин «столкновение» несколько условен...

Столкновения между электронами и фононами. Обычно термин «столкновение» мы понимаем так: две частицы налетают друг на друга, обмениваются импульсами и энергией и разлетаются. Наглядно это изображено на схеме



Импульсы и энергии без штрихов изображают значения этих величин до столкновения, со штрихом — после. Для настоящих частиц (электронов, например) это простейшая схема. А для квазичастиц нет. Ведь число фононов не сохраняется. Они могут рождаться и погибать (например, с ростом температуры их число увеличивается, а с понижением убывает). Поэтому простейшими оказываются две схемы



которые соответствуют такому словесному описанию: *a* — летит электрон и «рождает» фотон, *b* — летит электрон и «поглощает» фотон. Часто бывает так, что, чем проще схема, тем вероятность процесса больше. Нарисованные и описанные процессы рождения и поглощения фононов наиболее вероятны. Поглощение и рождение фононов электронами — главный механизм взаимодействия электронов и фононов в металле.

Когда речь идет о возможности какого-либо физического процесса, то прежде всего следует выяснить, разрешен ли он законами сохранения энергии и импульса.

Проверим и мы возможность процессов рождения и поглощения фонона. Глядя на схему, законы сохранения энергии и импульса выписать очень легко:

$$\vec{p} \mp \hbar \vec{k} = \vec{p}'; \quad \varepsilon \mp \hbar \omega = \varepsilon'. \quad (\text{II.10})$$

Верхний знак соответствует рождению фонона, а нижний — поглощению. Используя таблицу и введя угол θ между импульсом электрона и поглощаемого (рождаемого) фонона, получим:

$$\frac{s}{v} \left(1 \pm \frac{\hbar \omega}{2ms^2} \right) = \cos \theta, \quad v = \frac{p}{m}. \quad (\text{II.11})$$

Пусть (для простоты) нас интересуют фононы с малой энергией (например, при низких температурах их большинство), с такой, что $\frac{\hbar \omega}{2ms^2} \ll 1$. Тогда условие возможности процесса рождения или поглощения фонона приобретает очень простой вид:

$$\cos \theta = \frac{s}{v} < 1, \quad (\text{II.12})$$

и может быть сформулировано так: если скорость электрона v больше скорости звука s , то электрон может родить (поглотить) фонон. В это условие вовсе не входит постоянная Планка. Это означает, что условие имеет классическую природу. Действительно, можно сказать и так: электрон может возбудить звуковую волну* (или поглотить ее), если его скорость больше скорости звука. Условие $v > s$ нисколько не ограничивает процесс излучения звуковых волн электронами, так как средняя скорость неупорядоченного движения электронов металла, как уже говорилось, приблизительно равна 10^8 см/с, а скорость звука около 10^5 см/с.

Черенковское излучение. В 1946 г. А. П. Черенков, работавший тогда под руководством академика С. И. Вавилова, открыл своеобразное свечение, обусловленное движением электронов со сверхсветовой скоростью. Электроны при этом пролетали через среду, в которой скорость света меньше скорости света в пустоте. И. Е. Тамм и И. М. Франк объяснили это явление, причем в объяснении главную роль играл именно тот факт, что электроны летели со скоростью, большей скорости света: частица при таком движении отрывается от созданного ею электромагнитного поля, так как поле не может угнаться за частицей. В 1958 г. Черенков, Тамм и Франк за открытие и объяснение нового явления были удостоены Нобелевской премии по физике. Явление получило название эффекта Черенкова.

Излучение (поглощение) звуковых волн электронами — аналог эффекта Черенкова. Только излучаются (поглощаются) не электро-

* Звуковая волна, как мы отмечали, описывается формулами классической механики. В фонон она «превращается» благодаря квантованию.

магнитные, а звуковые волны. Предыдущий раздел можно было бы закончить так: черенковское излучение (поглощение) звуковых волн электронами — главный механизм взаимодействия между электронами и фононами металла.

Столкновения с фононами — причина сопротивления. Постараемся теперь, используя представления о газе фононов, понять природу идеального сопротивления металла*. Итак, электроны сталкиваются с фононами, столкновения тем реже, чем ниже температура, т. е. чем меньше фононов. Поэтому длина пробега растет с понижением температуры, причем естественно, что $1/l \sim N_{\text{ф}}$, где $N_{\text{ф}}$ — число фононов.

Как мы говорили, $N_{\text{ф}} \sim T$ при $T \gg \Theta$ и $N_{\text{ф}} \sim T^3$ при $T \ll \Theta$. Если учесть неэффективность столкновений при низких температурах**, о которой шла речь в цитированном разделе, то мы приходим к формулам (17).

Может показаться, что нарисованная здесь картина (сопротивление металла обязано своим происхождением рождению и поглощению фононов) противоречит формулам (17), согласно которым $\rho_{\text{ид}}^{(K)}(T \rightarrow 0) = 0$. Действительно, при $T = 0$ К электрон не может поглотить фонон, так как фононов при $T = 0$ К нет. Но ведь излучить звуковую волну (родить фонон) он может, а значит, казалось бы, затормозится. Пока мы имеем дело с одним электроном, наше рассуждение безукоризненно, но, когда переходим к огромному коллективу электронов, ситуация усложняется. Дело в том, что электрон при $T = 0$ К не может родить фонон, так как ему некуда перейти после излучения — все места заняты другими электронами (см. с. 79).

Не нужно думать, что природу всех свойств металла — даже самых привычных — можно объяснить на словах. Последовательное объяснение поведения коллектива электронов, находящегося под воздействием электрического поля и взаимодействующих с фононами, — сложная задача, до конца не решенная и в настоящее время. Существует хорошо разработанный математический аппарат, позволяющий понять все эти действительно сложные процессы и дающий возможность последовательно перейти от описания индивидуального акта столкновения (излучения и поглощения фонона электроном) к таким макроскопическим понятиям, как подвижность, средняя скорость и удельная электропроводность. Этими вопросами занимается особая глава теоретической физики — физическая кинетика. Мы постарались «на пальцах» изложить ее некоторые результаты, дающие возможность понять (хотя бы качественно), как металл проводит электрический ток.

* Своим окончательным результатом этот раздел дублирует раздел «Коллеблющиеся ионы рассеивают электроны».

** На «фононном» языке неэффективность означает, что электрон при $T \ll \Theta$ чаще всего сталкивается с таким фононом, у которого импульс гораздо меньше фермиевского p_F .

И. П. Стаханов ЗАГАДКИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

В то время как природа линейной молнии стала понятной около двухсот лет назад, шаровая молния все еще остается для нас загадкой. Шаровая молния часто (но не всегда) появляется во время грозы, иногда непосредственно после удара обычной молнии, что и явилось, вероятно, основанием для названия этого загадочного явления. В остальном шаровая молния очень мало напоминает то, что мы привыкли называть электрическим разрядом. И тем не менее все же полезно начать наш рассказ с некоторых сведений о разряде молнии.

ЛИНЕЙНАЯ МОЛНИЯ

Разряд обычной (линейной) молнии (рис. 1) длится около 0,1—0,2 с и состоит из нескольких импульсов. Импульсы отделены друг от друга короткими промежутками времени (около 50 мс), в течение которых канал молнии не несет тока.

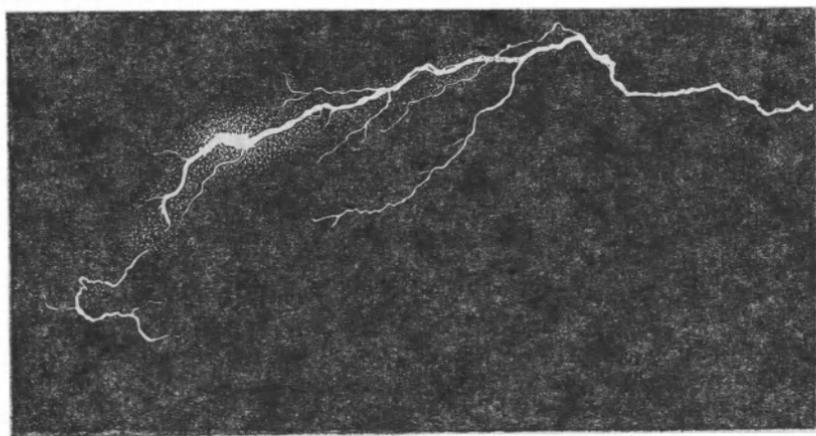


Рис. 1. Разряд линейной молнии.

Первый импульс начинается с так называемого ступенчатого лидера — процесса образования плазменного канала между облаком и землей (или между двумя облаками). Этот процесс занимает около 10—20 мс; обычно он начинается из облака и распространяется к земле. После того как канал сформировался, по нему начинается течь ток (возвратный удар), сила тока достигает 10—20 тысяч ампер. Длительность возвратного удара очень невелика (менее 0,1 мс), после чего ток прекращается, и образовавшийся канал начинает распадаться. Температура его убывает с 20—30 тысяч до нескольких тысяч градусов, соответственно уменьшается и степень ионизации. Свечение канала резко падает, но мы обычно не замечаем этого, так как через 30—60 мс начинается новый импульс.

Второй импульс начинается с восстановления канала. Этот процесс, называемый стреловидным лидером, занимает значительно меньше времени, чем первый (ступенчатый) лидерный процесс (около 1—2 мс). Затем следует новый возвратный удар и снова период покоя. Это повторяется несколько раз (в среднем 3—4 раза), после чего разряд прекращается.

Разность потенциалов между облаком и землей может достигать сотен миллионов вольт, а длина канала линейной молнии — нескольких километров. В каждом импульсе переносится заряд 3—4 Кл, так что общий заряд, переносимый в одном разряде, составляет в среднем 10—20 Кл. Энергия, рассеиваемая разрядом молнии, равна нескольким миллиардам джоулей, а в каждом импульсе рассеивается около $5 \cdot 10^8$ Дж. Поскольку длительность возвратного удара мала, то выделяемая в нем мощность достигает гигантских значений 10^{11} — 10^{13} кВт.

Напряженность электрического поля у поверхности земли в обычном состоянии равна приблизительно 100 В/м, а во время грозы может доходить до 10^4 В/м. Напряженность электрических полей в облаках может быть и больше, но она не превышает $3 \cdot 10^6$ В/м, так как при этом значении происходит пробой (эта цифра относится к сухому воздуху при атмосферном давлении). Пробой обычно начинается со стороны облака и распространяется к земле. Видимый диаметр канала лидера примерно равен 1 м, но основная часть тока в период возвратного удара протекает по более узкому каналу диаметром около 1 см.

ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Посмотрим, что же нам известно о шаровой молнии. К сожалению, главным образом сомнения. Многие сомневаются даже в самом существовании этого явления. Была выдвинута гипотеза, согласно которой шаровая молния представляет собой пятно в нашем поле зрения, возникающее от поражения сетчатки глаза световой вспышкой разряда обычной молнии. Правда, шаровую молнию

в ряде случаев видели и без близкого разряда линейной молнии, и, кроме того, нередко ее одновременно наблюдали и одинаково описывали несколько человек. К сожалению, имеется очень мало фотографий шаровой молнии, подлинность которых нельзя считать твердо установленной.

Главным и пока еще единственным источником наших сведений о шаровой молнии являются наблюдения очевидцев. За последние несколько столетий (до середины XX в.) было письменно зарегистрировано свыше 1000 случаев наблюдения шаровой молнии. Однако достоверность большей части этих свидетельств очень трудно оценить. Действительность, окружающая человека (прежде всего техника и бытовые условия), а также его представления о мире менялись так быстро, что понять описание неизвестного явления, сделанное, скажем, лет двести назад, почти невозможно: отсутствуют привычные и естественные для нас сравнения и понятия. В частности, описания шаровой молнии, дошедшие до нас из прошлых столетий, очень легко спутать с метеорами, не говоря уже об огнях святого Эльма или коронном разряде. В результате немецкий ученый Бранд, составивший в 1923 г. наиболее полный в то время обзор сведений о шаровой молнии, отобрал из имевшихся в его распоряжении 600 сообщений всего 200, полученных главным образом за последние сто лет (с 1820 г.). Не удивительно, что один из исследователей шаровой молнии сказал: «Существует немало явлений, еще не понятых человеком, но мало найдется таких, **когда наблюдение только затрудняет объяснение**».

Однако еще в первой половине прошлого века французский физик Араго при исследовании данного вопроса использовал то, что сейчас мы назвали бы методом статистического опроса. Он собрал сведения о 30 случаях наблюдения шаровой молнии его современниками. Впоследствии ученые не раз обращались к подобному методу, но особенно широкое применение он получил за последние 20 лет. Так в начале 60-х годов среди сотрудников одной из лабораторий ядерных исследований (США) была распространена анкета, включавшая 14 вопросов о шаровой молнии. В результате были получены описания около 500 случаев наблюдения этого явления. Позднее, в 1963 г. в одном из космических исследовательских центров (США) также был произведен опрос, который дал весьма полное описание еще около 100 случаев.

Журнал «Наука и жизнь» (1975, № 12) обратился с просьбой к своим читателям, видевшим шаровую молнию, ответить на вопросы анкеты, опубликованной в этом журнале. Эксперимент прошел успешно. В течение 1976 г. журнал получил свыше тысячи описаний наблюдений шаровой молнии на территории Советского Союза, а к 1979 г. это число выросло до 1500. В результате этих опросов объем сведений о шаровой молнии за последние два десятилетия увеличился во много раз. Значительно возросла также и достоверность сведений. Что же мы все-таки знаем сейчас о шаровой молнии?

СВОЙСТВА ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Шаровая молния представляет собой светящееся шаровидное образование, диаметр которого заключается в пределах от нескольких сантиметров до метра. На рисунке 2 приведено распределение размеров шаровой молнии, составленное по письмам в журнал «Наука и жизнь». Наиболее часто встречаются молнии диаметром от 10 до 30 см. Эти результаты хорошо совпадают с американскими данными, которые получены из наблюдений, произведенных в другом месте другими наблюдателями. Среднее время жизни молнии, вычисленное из длительности ее наблюдения, составляет около 10 с. При этом заметный процент молний (около 10—20%) существует в течение минуты и более, однако подавляющая часть их исчезает за первые несколько секунд.

Приблизительно в 50% случаев шаровая молния взрывается, причиняя иногда (впрочем, очень редко) заметный ущерб. «Коварный» характер молнии проявляется в том, что момент ее взрыва трудно предвидеть. В остальных случаях она либо (часто также без всякой видимой причины) распадается, выбрасывая куски вещества, похожие на искры, либо тихо гаснет. На месте исчезновения обычно не остается никакого следа, кроме, может быть, легкого тумана, о котором иногда упоминают очевидцы. Какие-либо систематические изменения в одном направлении за время жизни шаровой молнии (например, монотонное уменьшение ее диаметра или яркости) пока не обнаружены.

По последствиям взрыва можно составить представление об энергии, запасенной в молнии. В некоторых случаях она может

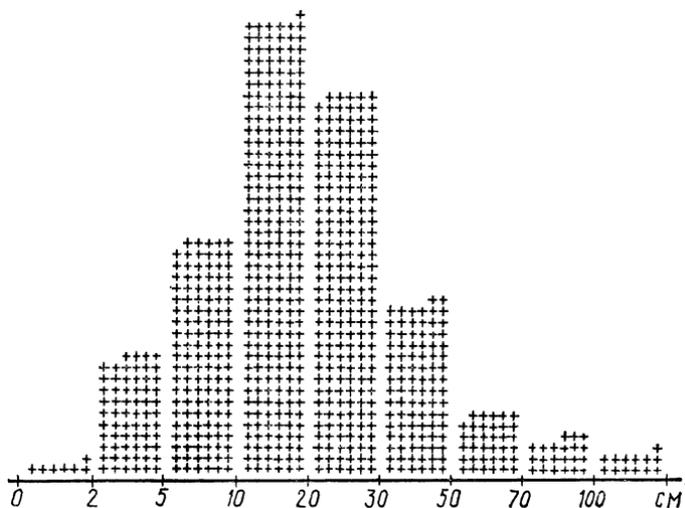


Рис. 2. Наблюдаемые размеры шаровой молнии.

расщепить деревянный столб, развалить кирпичную трубу или пробить отверстие в фанерной перегородке. Чаще дело ограничивается повреждениями мелких предметов: разбита электрическая розетка, подставка для комнатной телевизионной антенны и т. д. В подавляющем большинстве случаев (приблизительно в 80%) взрыв ее даже внутри помещения не ведет к заметным последствиям. Исходя из этих данных, можно заключить, что значение энергии шаровой молнии должно составлять от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч джоулей, т. е. в каждом кубическом сантиметре объема молнии должна заключаться энергия в несколько джоулей. Такая оценка энергии противоречит известной в литературе оценке, основанной на случае, когда шаровая молния попала в бочонок с водой, в результате чего вода закипела. Предполагается, что из 18 л воды, находившихся в бочонке, 1 л испарился, а остальная вода нагрелась до температуры кипения. Это дает запас энергии около 10 МДж или плотность энергии около 4,5 кДж/см³. Если бы такая энергия действительно выделялась при взрыве шаровой молнии, то эффект от ее взрыва был бы в несколько тысяч раз сильнее обычно наблюдаемого, а яркость вспышки при взрыве во много раз превосходила бы яркость канала линейной молнии, что также не соответствует наблюдениям. Достаточно сказать, что выделение такой энергии в 1 м³ воздуха нагрело бы этот воздух до температуры около 10 тысяч градусов. Данные об оплавлении металлических предметов при взрыве также не подтверждают этой оценки. При «разряде» шаровой молнии у металлических предметов обычно происходит очень небольшое оплавление, в то время как выделение 10 МДж позволило бы расплавить медную болванку массой 30 кг. По-видимому, в рассмотренном выше случае с бочонком средняя температура воды была в действительности много ниже температуры кипения. Вода бурлила от сильных локальных разогревов, которые сопровождалась выделением пузырей пара. При этом литр воды мог просто вылиться на землю, а не испариться.

Движения шаровой молнии очень разнообразны и мало похожи на падение предмета под действием силы тяжести. Шаровая молния обычно либо парит в воздухе, либо движется горизонтально. (В эксперименте, проведенном журналом «Наука и жизнь», такие ответы составляли 70%, 25% ответов утверждали, что шаровая молния плавно опускается к земле и только 5% что она поднимается.) Скорость движения шаровой молнии невелика, обычно она порядка 1 м/с. По данным американского опроса, большинство наблюдателей утверждает, что скорость не превышает 10 м/с. Таким образом, следует ожидать, что плотность шаровой молнии примерно равна плотности окружающего воздуха или несколько превосходит ее. Вследствие этого в движении шаровой молнии значительную роль должны играть слабые перемещения воздуха у поверхности земли и в помещениях. Кроме того, шаровая молния явно реагирует на окружающие предметы, либо обходя их, либо притягиваясь к ним. Это указывает на то, что шаровая

молния, по-видимому, несет электрический заряд и, следовательно, движется также под действием электрического поля.

Движение в горизонтальном направлении обусловлено, видимо, равновесием силы тяжести, архимедовой силы и электростатических сил электрического поля у поверхности земли. Электростатические силы должны играть существенную роль и в проникновении молнии в помещения через узкие отверстия, о чем довольно часто сообщают очевидцы.

Одно из самых удивительных свойств шаровой молнии — ее свечение. Интенсивность света, испускаемого шаровой молнией, обычно невелика. Современные наблюдатели сравнивают ее со светом 50—100-ваттной лампы. Ее цвета охватывают весь спектр, но особенно часто встречается красный, оранжевый и желтый (в эксперименте «Шаровая молния» такие ответы составляли 60%). Часто называют и белый цвет (около 25%).

Средняя температура шаровой молнии, по-видимому, невелика. Это предположение подтверждается прямыми наблюдениями за тепловым эффектом молнии. В опросе, проведенном журналом «Наука и жизнь», зарегистрирован 141 случай, в которых шаровая молния наблюдалась с расстояния меньше 1 м. Из них только в 11 случаях наблюдавшие ощущали тепло. С другой стороны, при непосредственном контакте с предметом молния может произвести ожог, испарить воду, поджечь горючие вещества. Это означает, что температура ее все же превосходит температуру окружающей среды, вероятно, на величину порядка нескольких сотен градусов (около 200—300°С).

При прямом контакте с человеческим телом или одеждой шаровая молния причиняет ожоги, которые, вероятно, вызываются либо химическим действием ее вещества, либо ультрафиолетовым излучением.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Только небольшой процент наблюдавших шаровую молнию (около 10% от общего числа) утверждают, что они видели, как она возникла. Поэтому вопрос о ее происхождении остается одним из самых неясных. В настоящее время нельзя даже с уверенностью сказать, является ли шаровая молния редким или обычным явлением, возникающим практически при каждом разряде линейной молнии. Широко распространенное мнение, что шаровая молния — редкое явление, которое на первый взгляд убедительно подтверждается малой частотой ее наблюдения, критикуется Рейлом — автором отчета об одном из опросов, проведенных в США. Дело в том, что из-за малой яркости шаровую молнию можно заметить лишь на сравнительно небольших расстояниях. Вероятно, мы редко наблюдаем шаровую молнию только потому, что чаще оказываемся на таком расстоянии от нее, на котором ее нельзя заметить.

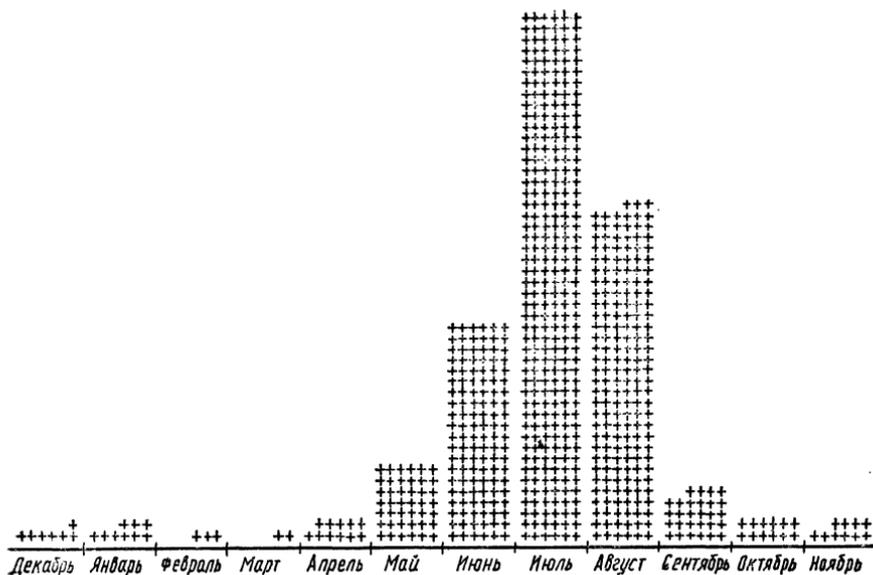


Рис. 3. Наблюдения шаровой молнии в различные месяцы года.

На этом основании Рейл высказывает гипотезу о том, что частота появления шаровой молнии может быть сравнима с частотой ударов обычной линейной молнии. В частности, возможно, что шаровая молния возникает почти при каждом ударе линейной молнии. В настоящее время мы пока не можем ни подтвердить, ни опровергнуть эту гипотезу.

Бесспорно, что шаровая молния как-то связана с грозовой активностью. Более 90% случаев наблюдения шаровой молнии приходится на периоды гроз (рис. 3). В 70% случаев шаровая молния появляется во время грозы или вслед за ней. Правда, около 10% случаев наблюдения шаровой молнии приходится на ясную погоду и приблизительно столько же на негрозовое время года. Однако известно, что и обычная линейная молния иногда наблюдается зимой или при безоблачном небе.

Очень часто появление шаровой молнии происходит вслед за разрядом обычной молнии. Конечно, нельзя с уверенностью заключить, что она возникает из канала этой молнии.

Что же говорят наблюдатели, которые утверждают, что видели, как появилась шаровая молния? Из опроса, проведенного журналом «Наука и жизнь», выяснилось, что мнения разделились. Есть две приблизительно равные по численности группы людей. Одна из них действительно утверждает, что появление шаровой молнии связано с каналом линейной молнии. Наблюдатели второй группы видели, что шаровая молния появлялась из различных металлических предметов или приборов (телефонных ап-

паратов, электрических розеток, пробок и т. д.). Между этими двумя точками зрения нет, конечно, прямого противоречия. Например, можно предположить, что шаровая молния возникает за счет энергии разряда обычной молнии, которая подводится к телефонному аппарату или розетке по подключенным к ним проводам. Тем не менее все же пока приходится отметить существенную разницу в этих двух способах возникновения шаровой молнии.

Следует заметить, что размеры шаровой молнии определенно указывают на то, что она едва ли может возникнуть непосредственно в самом токонесущем канале линейной молнии. По современным представлениям, последний имеет диаметр около 1 см или даже меньше, в то время как средний диаметр шаровой молнии, как показывает анализ наблюдений, составляет около 20 см. Если бы шаровая молния образовывалась в канале обычной молнии, то следовало бы ожидать появления значительно большего числа шаровых молний малого диаметра (≈ 1 см), чем их в действительности имеется. На самом деле, молнии такого диаметра почти не встречаются. Имеются и другие соображения, свидетельствующие против этого предположения. По-видимому шаровая молния возникает в короне разряда линейной молнии. Как известно, вокруг проводника, заряженного до высокого потенциала, образуется так называемый коронный разряд, приводящий к утечке зарядов с проводника. Такой разряд можно иногда наблюдать около линий высокого напряжения. Токонесущий канал обычной молнии также окружен короной, диаметр которой оказывается около 1 м. Именно в этой короне и образуется, вероятно, шаровая молния*.

Пока у нас нет твердого основания утверждать, что то, что мы называем шаровой молнией, представляет собой некоторое единое явление, обусловленное одной вполне определенной причиной. Вслед за скептическим вопросом: существует ли шаровая молния? — следует не менее скептический вопрос: существует ли она как определенное явление? К сожалению, определенного ответа на этот вопрос пока еще дать нельзя. Ведь путали шаровую молнию с метеорами в XVIII в. Где же в таком случае у нас основание считать, что теперь, в XX в. мы вновь не совершаем аналогичной ошибки? И все же нам кажется, что пока естественно искать для всех или почти всех явлений, которые мы сейчас объединяем под общим названием «шаровая молния», одну-единственную причину. Во всяком случае, трудности, возникающие при этом, не являются достаточным основанием для отказа от поисков.

К числу особенно удивительных свойств шаровой молнии следует отнести ее устойчивость и упорное стремление принять сферическую форму. Действительно, имеется много наблюдений, подтверждающих, что шаровая молния может проникать в помещение через

* Более подробно см. в кн.: Стаханов И. П. Физическая природа шаровой молнии. — М.: Атомиздат, 1979.

небольшие отверстия, даже через щели, после чего она вновь восстанавливает свой обычный вид. Кроме того, шаровая молния иногда распадается на несколько частей, и каждая принимает форму шара. Если шаровая молния представляет собой газообразную среду (на что указывает ее плотность, сравнимая с плотностью воздуха), то она должна была бы при движении в окружающем воздухе быстро деформироваться и распасться (в течение долей секунды). Между тем молния может двигаться со скоростью несколько метров в секунду в течение длительного времени (десятки секунд и даже минуты) и проходить большие расстояния (по многочисленным наблюдениям — десятки и сотни метров), не теряя своей формы.

Поверхность молнии часто бывает похожа на поверхность кипящей жидкости. Она волнуется, с нее срываются маленькие движущиеся капли вещества молнии. При распаде шаровой молнии такие капли могут пролетать в воздухе значительное расстояние (до 1 м и больше); они подобно каплям жидкости принимают сферическую форму.

В настоящее время имеются три пути для объяснения этой странной устойчивости. Один из них связан с предположением о том, что шаровая молния представляет собой сгусток плазмы, помещенной в сильное магнитное поле, которое удерживает ее в ограниченном объеме. Как известно, магнитное поле может оказывать давление на плазму и удерживать ее. На этом основаны различные методы удержания плазмы, применяемые при попытках осуществить управляемую термоядерную реакцию. Однако известная нам плазма может существовать только при очень высоких температурах — десятки или сотни тысяч градусов. При более низких температурах положительные и отрицательные частицы (обычно это положительные ионы и электроны) соединяются друг с другом (рекомбинируют) и плазма превращается в обычный нагретый газ, состоящий из нейтральных молекул. Кроме высоких температур, необходимых для того, чтобы плазма не рекомбинировала, эта гипотеза требует еще, чтобы сила тока, создающего магнитные поля, давления которых сравнимы с атмосферным давлением, была очень большой. Такие токи должны были бы быстро исчезнуть вследствие сопротивления среды и поглощения энергии, заключенной в молнии.

Другой значительно более естественный путь состоит в использовании закона сохранения вихревого движения, открытого Гельмгольцем во второй половине прошлого столетия. Широко известным примером действия этого закона является устойчивость вихревых колец дыма, которые могут сохраняться, проходя в воздухе значительные расстояния. С этой точки зрения шаровая молния должна представлять собой вихревое кольцо движущегося воздуха или какого-либо другого газа, которое постепенно теряет устойчивость из-за поглощения вихря вследствие вязкости. Правда, по данным опроса, только 30% наблюдателей утверждают, что они

заметили вращательное движение вещества молнии, и лишь несколько наблюдателей из 1000 заявили, что молния имеет кольцеобразную, а не шарообразную форму. Кроме того, прямые наблюдения указывают, что воздушные вихри соответствующих размеров (10—20 см) исчезают за более короткое время, чем время жизни шаровой молнии. Тем не менее эту гипотезу нельзя отбросить. Если шаровая молния состоит из нейтральных, а не электрически заряженных частиц (как это предполагают многие), то другого объяснения для устойчивости шаровой молнии найти трудно.

Последняя гипотеза состоит в том, что у вещества молнии имеется поверхностное натяжение. Проникновение молнии через малые отверстия в сплюсненном виде или даже в виде змейки с последующим восстановлением ее формы почти прямо указывают на существование поверхностного натяжения. Трудность состоит в том, что у обычных газов поверхностное натяжение отсутствует. Правда, у плазмы, которая состоит из заряженных частиц, из-за большого расстояния, на котором действуют кулоновские силы, можно ожидать возникновения поверхностного слоя, свойства которого напоминают свойства упругой пленки. Но тогда надо объяснить, почему эта плазма существует при относительно низкой температуре.

ПРИРОДА ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Итак, мы уже кончили описывать фактический материал и перешли к попыткам дать ему объяснения. Прежде всего заметим, что общепризнанной теории шаровой молнии, одинаково хорошо объясняющей все известные факты, пока не существует. Более того, не существует даже единого мнения относительно того, в каком направлении нужно строить такую теорию. Это, конечно, представляется странным, если учесть, что среди физиков существует почти полное единодушие относительно гораздо более далеких от нас проблем, скажем, о поведении вещества во время эры лептонов* в первые секунды эволюции Вселенной. Тем не менее это так.

За двести лет, прошедших с того времени, как Франклин установил природу линейной молнии, были предложены десятки теорий шаровой молнии.

В настоящее время все теории, в которых ученые пытаются найти разгадку природы шаровой молнии, можно подразделить на три основных направления. Прежде всего следует выделить группу теорий, которые исходят из предположения, что шаровая молния получает энергию извне. Появление таких теорий связано

* Лептоны — легкие элементарные частицы, такие, как электроны, позитроны, нейтрино. Эра лептонов — один из ранних периодов эволюции Вселенной, в течение которого, по представлениям современной физики, эти частицы преобладали.

с тем, что практически невозможно найти источник энергии в объеме молнии, который позволил бы поддерживать ионизацию и свечение заключенного в ней газа при высокой температуре. Предполагается, что шаровая молния связана с резервуаром энергии, находящимся в облаках, каналом, по которому энергия подводится к ней. В силу каких-то причин тепловыделение в канале оказывается незначительным, и вся энергия поглощается в объеме шаровой молнии, вызывая нагревание и свечение этого объема. Если энергия подводится электрическим током, то можно говорить о токовом канале, если электромагнитными волнами — о волноводном канале. Так, например, в 1955 г. академик П. Л. Капица выдвинул гипотезу, согласно которой энергия подводится узким направленным пучком высокочастотного радиоизлучения с частотой порядка нескольких сотен мегагерц. М. Юман и Д. Финкельштейн в 1960 г. предположили существование несветящегося токового канала, остающегося после обычной линейной молнии. Через этот канал вследствие остаточной электрической проводимости может подводиться энергия. Сходные теории выдвигались и в последние годы.

Главная трудность, с которой сталкиваются гипотезы, предполагающие внешний источник энергии молнии, состоит в необходимости найти механизм, обеспечивающий очень мощный поток энергии с очень большой по нашим масштабам плотностью потока (т. е. количеством энергии, протекающей в единицу времени через 1 см^2 поперечного сечения). Для поддержания ионизации плазмы требуются потоки энергии, плотность которых составляет сотни ватт на каждый квадратный сантиметр. Волновод с такой плотностью потока энергии едва ли может остаться незамеченным. Кроме того, как уже было отмечено выше, температура шаровой молнии, по-видимому, невелика. В этом случае отпадает сама необходимость во внешнем источнике энергии. Несколько десятков килоджоулей вполне можно накопить внутри самой шаровой молнии. Заметим также, что для молний с собственным внутренним источником должен существовать естественный верхний предел энергии, которую в ней можно запасти. Если предположить, что шаровая молния образуется из канала линейной молнии, и учесть, что энергия, приходящаяся на каждый метр канала, составляет около 100 кДж, то, принимая во внимание размер шаровой молнии, можно ожидать, что энергия, заключающаяся в ней, не может значительно превышать 100 кДж. Это примерно соответствует энергии ионизации газа в объеме шаровой молнии.

Если температура шаровой молнии действительно невелика, то, по современным представлениям, заряженные частицы, входящие в ее состав, должны рекомбинировать, т. е. соединиться между собой, образуя нейтральные молекулы. Правда, в литературе имеются наивные теории, в которых предполагается, что положительные и отрицательные заряды в веществе шаровой молнии отделены друг от друга. Скажем, электроны ушли из внутренних

частей шара, образовав отрицательно заряженную оболочку вокруг положительного заряда в центре. Этим можно было бы объяснить задержку рекомбинации зарядов разного знака. Но при этом возникает совершенно непреодолимая трудность: между разделенными таким образом зарядами должны появиться гигантские силы притяжения, которые нельзя никаким способом уравновесить. Если, например, удалить из 1 см^3 воздуха по одному электрону из каждого атома и поместить их на расстоянии 1 см , то между электронами и оставшимися положительными ионами возникнет чудовищная сила притяжения, равная 1700 миллиардам килоньютонов, а давление, характеризующее силу отталкивания одноименных зарядов внутри заряженного объема, составит величину порядка 10^{14} атмосфер. Вследствие этого сколько-нибудь значительное разделение зарядов в веществе оказывается совершенно невозможным. Этим и объясняется ничтожная электрическая емкость всех известных проводников. Так, проводящий шар диаметром 1 м , получивший заряд 1 Кл , приобретет потенциал, равный 9 миллиардам вольт. Практически получить такой потенциал, конечно, невозможно, так как задолго до этого заряд начинает стекать с проводника. А ведь ионы, содержащиеся в 1 см^3 полностью ионизованного воздуха, несут суммарный заряд, превышающий 1 Кл . Именно поэтому в проводящих средах, молекулы которых состоят из заряженных частиц, например в газовой плазме или в металлах, электроны и ионы в каждой единице объема среды присутствуют всегда приблизительно в равных количествах.

После этого отступления вернемся к проблеме шаровой молнии. Если вследствие низкой температуры заряженные противоположными зарядами частицы рекомбинируют в нейтральные, то вещество, из которого состоит шаровая молния, должно быть одним из обычных химических соединений, которые получаются при электрическом разряде в газах. Это может быть, например, озон или оксиды азота. Подобные теории выдвигались уже неоднократно, в частности одним из авторов их был известный советский физик Я. И. Френкель. В 1977 г. вышла статья Б. М. Смирнова, в которой предполагалось, что шаровая молния состоит из воздуха, обогащенного озоном. Время разложения озона достаточно велико, чтобы объяснить длительность существования шаровой молнии. Если предположить, как это сделал Б. М. Смирнов, что концентрация озона в шаровой молнии достигает 3% , то энергетический запас ее, который определяется энергией разложения озона, составляет несколько сотен джоулей. При этом, однако, остается необъясненной причина свечения шаровой молнии, а также причина ее устойчивости. Трудно представить, как воздушный пузырь, обогащенный озоном, может проходить расстояния в десятки или сотни метров, не растворяясь в окружающей атмосфере и сохраняя свою форму. Кроме того, рассматриваемый объем воздуха должен быть нагрет вследствие выделяющейся в нем энергии. Сле-

довательно, он должен быть легче окружающего воздуха и подниматься в нем. Даже если его температура не превышает 100°C (при более высоких температурах озон быстро разлагается), уменьшение веса, которое получается при этом разогревании, не может быть скомпенсировано трехпроцентной примесью озона в воздухе.

Существуют факты, указывающие на то, что шаровая молния состоит из заряженных частиц. Например, характер движения молнии говорит о том, что она устойчиво несет на себе заметный электрический заряд. Однако речь сейчас идет не о небольшом избытке заряда одного знака, а о том, что молния состоит в основном из заряженных частиц.

За последние годы зарегистрировано несколько случаев, когда шаровая молния создавала радиопомехи, т. е. излучала радиоволны. Что источником помех была именно шаровая молния, подтверждается четко прослеженной связью интенсивности помех с расстоянием до шаровой молнии. Иными словами, помехи усиливались, когда шаровая молния приближалась, и ослаблялись с ее удалением. Если это так, то возможно, что шаровая молния все же состоит из заряженных частиц.

Имеются и другие факты, указывающие на электрическую природу шаровой молнии. Исчезновение шаровой молнии около проводника может создать в нем большую силу тока, который вызывает перегорание ламп, предохранителей, плавление проводников и т. д.

Чтобы объяснить причину, почему заряды, из которых, возможно, состоит шаровая молния, не рекомбинируют, неоднократно выдвигалось предположение (в том числе Я. И. Френкелем), что эти заряды находятся на мелких частицах вещества — пылинках. Однако, чтобы накопить в смеси воздуха с пылью достаточно большое количество энергии, не увеличивая в то же время существенно ее плотность по сравнению с плотностью воздуха, требуются пылинки микроскопических размеров. По существу такие частицы должны состоять из сравнительно небольшого числа атомов.

В 1974 г. автором настоящей статьи была выдвинута кластерная гипотеза шаровой молнии, которую до некоторой степени можно считать логическим продолжением этой последней точки зрения.

Кластером называется положительный или отрицательный ион, окруженный оболочкой из нейтральных, обычно полярных молекул. Если, как это часто случается, оболочка иона состоит из молекул воды, то говорят о гидратированных ионах. Такие ионы давно известны, они находятся в растворах электролитов, но в последние годы они найдены и в газообразном состоянии. Исследования, проведенные на ракетах, показали, что нижняя часть плазменной оболочки Земли — ионосфера состоит в основном из таких гидратированных ионов.

Кластерная гипотеза предполагает, что шаровая молния возникает после разряда линейной молнии, когда значительное ко-

личество образовавшихся положительных и отрицательных ионов покрывается оболочками из молекул воды (или возможно каких-либо других молекул). Предполагается (это представляет собой главную и пока еще не проверенную гипотезу), что при достаточно большом числе молекул в оболочке кластерных ионов рекомбинация сильно замедляется, вследствие того что оболочки мешают сближению ионов при столкновениях.

Вследствие большой молекулярной массы кластеров плотность шаровой молнии оказывается больше плотности воздуха, несмотря на ее более высокую температуру. Устойчивость и форму шаровой молнии можно объяснить поверхностным натяжением, которое у сред, состоящих из заряженных частиц, может быть значительным. Действительно, между заряженными частицами действуют кулоновские силы, которые убывают с расстоянием значительно медленнее, чем молекулярные силы, действующие между нейтральными молекулами. Первые, как известно, убывают обратно пропорционально второй, а вторые — шестой степени расстояния. Это приводит к увеличению толщины поверхностной пленки, в пределах которой силы, действующие на частицу, не компенсируются действием других частиц. Поверхностное натяжение возникает именно вследствие этого нескомпенсированного действия. Вследствие поверхностного натяжения капля из кластерных ионов может принимать форму шара так же, как капля обычной жидкости. Поверхностное натяжение придает и устойчивость капле, вследствие чего она не разваливается на части, например при движении.

Два противоположно заряженных кластера при неупругом соударении могут объединиться в одну частицу. Если такая частица не распадется под влиянием последующих столкновений и просуществует достаточно долго, то положительный и отрицательный ионы, входящие в нее, могут рекомбинировать. При этом выделяется большая энергия. Частицы, входящие в оболочку кластеров, нагреваются до высокой температуры. Оболочки взрываются, разбрасывая во все стороны входящие в них молекулы. Эти молекулы быстро теряют свою энергию при столкновении с окружающими их холодными молекулами и кластерами, входящими в состав вещества молнии. Однако в самый начальный момент взрыва молекулы, входящие в оболочки рекомбинировавших кластеров, имеют очень высокую температуру около 10^4 К, т. е. во много раз большую, чем температура окружающей среды (300—600 К). Действительно, при рекомбинации ионов выделяется энергия, затраченная на ионизацию, около 12 эВ*. Кроме того, вследствие различных химических реакций, которые протекают после рекомбинации, можно получить еще 5—6 эВ. На разрушение оболочек кластеров затрачивается 6—8 эВ. Таким образом в итоге выделяется около 10 эВ энергии, которая распределяется приблизительно

* См. сноску на с. 13.

на десять частиц, входящих в оболочки двух кластеров. При равномерном распределении энергии каждая частица получает около 1 эВ, что соответствует нагреванию до температуры 10^4 К. При такой температуре вещество интенсивно излучает свет. Происходит это вследствие того, что часть энергии поступательного движения молекул может перейти (например, при их столкновении) в энергию возбуждения электронных оболочек атомов, а затем излучиться. Таким образом можно объяснить свечение молнии, несмотря на сравнительно невысокую среднюю температуру ее вещества.

Если число рекомбинаций в единице объема становится столь большим, что выделяющаяся при этом энергия не успевает отводиться из молнии, то ее температура начинает быстро увеличиваться. Увеличение температуры может привести к разрушению оболочек кластеров и облегчить дальнейшую рекомбинацию ионов. Начинается лавинный процесс, когда рекомбинация одной пары ионов вызывает рекомбинацию еще нескольких пар ионов, т. е. происходит цепная реакция, которая приводит к взрыву молнии.

Если же условия, необходимые для возникновения такого процесса, не реализуются, то шаровая молния либо постепенно гаснет, израсходовав всю свою энергию, либо разваливается на куски. Первая судьба чаще постигает молнии маленьких размеров, а вторая — крупные молнии. Как показывают расчеты, поверхностное натяжение не может достаточно надежно обеспечить их устойчивость. Именно этим, вероятно, и объясняется отсутствие молний с диаметром значительно больше метра. Что же касается маленьких молний диаметром около 1 см и меньше, то они «сгорают» слишком быстро и поэтому также наблюдаются редко.

Следует заметить в заключение, что главное предположение кластерной гипотезы — замедление скорости рекомбинации ионов при образовании кластерных оболочек — еще не подтверждено экспериментально. Быстрая рекомбинация приведет к распаду и погасанию молнии. Сложные молекулярные ионы обычно рекомбинируют быстрее, чем атомные, а ведь последние нейтрализуются приблизительно за 10^{-9} с. Положительные кластеры и электроны также быстро рекомбинируют. Однако скорость рекомбинации двух разноименных кластеров с достаточно большими оболочками еще не измерена. Только будущие эксперименты могут решить вопрос: можно ли найти кластеры, рекомбинация которых происходит достаточно медленно?

Таким образом, проблема шаровой молнии пока еще остается нерешенной. Однако нет сомнения в том, что она будет решена и, может быть, не без участия некоторых читателей этой статьи. Какую же практическую пользу извлечет человечество из решения этой загадки природы? Не будем сейчас гадать об этом. Лучше напомним слова великого английского физика Фарадея, сказанные в ответ на аналогичный вопрос: «А какая польза может быть от ребенка? Неизвестно, кем он станет, когда вырастет».

...Если вы можете измерить то, о чем рассказываете... — вы кое-что знаете об этом предмете, но когда вы не можете это измерить..., ваши знания скудны и недостаточны..., вы едва ли продвинулись до стадии науки.

*Вильям Томсон, Лорд Кельвин
(1899 г.)*

Рассказать об измерениях в современной физике — задача непосильная для одной статьи. Слишком велик набор измеряемых величин и технических приемов, с которыми имеет дело экспериментатор. От ювелирных опытов на лабораторном столе до сложнейших индустриально-космических программ с участием огромного числа квалифицированных научных коллективов — вот сегодняшний диапазон физического эксперимента. И все же мы попытаемся рассказать здесь о некоторых простых, но общих принципах, лежащих в основе экспериментальной науки.

В любом опыте важно провести измерения быстро, точно, надежно; с минимальными затратами добиться высокой чувствительности. От чего зависит чувствительность лабораторной установки, что нужно делать, чтобы ее повысить, где границы максимально достижимой чувствительности — вот вопросы, которые всегда волнуют любого экспериментатора. Их мы главным образом и собираемся разобрать. Примеры, которые мы будем рассматривать, в основном относятся к классу так называемых экспериментов с пробными телами. Это старый, классический тип опытов, в котором сила действует на пробное тело, специально подобранное экспериментатором. Наблюдая движение тела, исследователь делает выводы о величине и характере силы. Галилей, бросающий камни с Пизанской башни, или Ньютон, наблюдавший падение яблока в саду, фактически находились в роли таких исследователей.

В наши дни эксперименты с пробными телами прочно вошли в лабораторную практику. С их помощью ученым удалось раскрыть не одну тайну природы. Точность, с которой сегодня можно измерить смещение, деформации и ускорения макроскопических тел, способна поразить воображение не только дилетанта, но даже

профессионала-физика. Принципы и техника измерений продолжают непрерывно совершенствоваться. Ниже мы расскажем о некоторых методах и элементах этой техники, приведем примеры фундаментальных физических экспериментов, выполненных совсем недавно, где эта техника была с успехом применена. Но начнем мы с истории, она поможет нам проследить эволюцию науки об измерении.

ВЕЧНОЕ ДВИЖЕНИЕ

В трактате Лукреция Кара «О природе вещей», относящемся к 60-му г. до н. э., написано: «...Материи плотные тельца в вечном движении находятся непобедимые годами» (кн. I, 469). Тот факт, что более двух тысячелетий назад древние греки знали об атомарном строении материи, безусловно, представляется нам поразительным. Ведь никакой прямой экспериментальной проверки в этом направлении у греков не было, да и не могло быть. Конечно, слово «знали» строго следует заменить словами «догадывались» или «верили». Их «идея атома» была не следствием эксперимента, а появилась как философский вывод.

Лукреций Кар доказывает существование атомов такими рассуждениями. Все тела просты или сложны. Сложные делятся на простые. Но делимость до бесконечности невозможна, ибо «всякая вещь легче разрушается, чем образуется». Следовательно, за бесконечное время разрушение пошло бы так далеко, что никакое восстановление вещей было бы невозможно. Вещи сохраняются потому, что деление имеет границу. Границей являются первичные тельца или атомы (неделимые). То, что атомы невидимы, греков не смущало, так как «они настолько малы, что никакая сила зрения не сможет открыть частичек, которые прибывают или убывают у тела при его изменениях».

Мысль о составной структуре тел, сформированных из элементарных кирпичиков, естественна для обычных человеческих представлений (хотя существование минимальной ячейки доказать не просто). Гораздо более удивительно то, что греки утверждали и вторую часть молекулярно-кинетического постулата: атомы находятся в постоянном движении. Это обобщение возникло в результате переноса в микромир наблюдаемого процесса эволюции в макромире, непрерывных изменений и превращений как в органической, так и в неорганической природе.

Лукреций приводит много примеров незаметных изменений окружающего мира, в которых видит доказательство движения атомов. «Платья приемлют влагу на морском берегу, на солнце же снова они высыхают». Как это произошло, невозможно увидеть, — «на мельчайшие части свои распадается влага». «Плуга железо тупится в пашне для глаз незаметно. Улицы, камнем мощенные, стираются ногами толпы» и т. д. «Но заградилa природа от взо-

ров какие частицы, в пору какую от этих вещей незаметно отходят» (кн. I, 304—320).

Движение атомов в представлении греков более широкое понятие, нежели просто механическое движение, хотя последнее, безусловно, также включалось. Греки связывали понятия «тепла» и «движения», рассматривая размягчение нагретого тела как увеличение подвижности составляющих его атомов, и т. д.

Как развивались эти гениальные догадки древних, известно. Мрачное средневековье надолго похоронило живую научную мысль под тяжестью церковных талмудов. Прошли тысячелетия, прежде чем ученым удалось «своими глазами» увидеть «движение атомов».

В 1827 г. английский ботаник Роберт Броун, наблюдая в микроскоп за взвешенной в воде цветочной пылью различных растений, заметил неожиданное для него явление. Мельчайшие частички пыли вела себя как живые. Они постоянно двигались, описывая причудливые ломаные траектории, индивидуальные и беспорядочные. Движение не прекращалось ни на секунду. Возникла мысль: может быть, пыльца как органическая материя состоит из мельчайших (первичных) живых существ? Но это предположение Броуна было очень скоро отвергнуто дополнительными экспериментами. Микроскопические неорганические частицы, помещенные в жидкость, двигались так же активно, как и органические. Движение происходило тем энергичнее, чем меньше были сами частицы.

Дальнейшие исследования показали: броуновское движение совершенно универсально, оно наблюдается у любых, взвешенных в жидкости или газе частиц, лишь бы последние были достаточно малы. Оно не связано ни с какими внешними воздействиями, например механическими толчками, тепловыми потоками, световыми лучами и т. д. В полностью изолированной системе это движение всегда существует. Таким образом Броун открыл общее физическое явление, которое требовало столь же общего объяснения.

Теперь каждый школьник знает, что видел Броун. Его опыты были первыми наблюдениями, доказывающими существование теплового движения молекул и атомов жидкости или газа. Это молекулы, непрерывно двигаясь и случайным образом налетая на взвешенную частицу, заставляли ее «оживать». Однако в свое время опыты Броуна не привлекли к себе должного внимания. Лишь в начале нашего столетия выяснилось, что броуновское движение может непосредственно и наглядно продемонстрировать законы молекулярно-кинетической природы материи.

В период с 1905—1910 гг. Перрен экспериментально и Эйнштейн теоретически провели анализ броуновского движения. Формула Эйнштейна, оценивающая перемещение броуновской частицы за фиксированное время, была подтверждена в опытах Перрена. Кроме того, Перрен сумел из опыта определить важнейшие молекулярные константы — число Лошмидта и число Авогадро. Зна-

чение броуновского движения как пробного камня для основ кинетической теории, термодинамики и статистической механики к 1910 г. стало несомненным. Физики-теоретики успешно использовали простую и конкретную модель броуновского движения, чтобы математически точно разобрать задачи статистики и термодинамики. Но даже в этот период бурного исследования броуновского движения мало кто мог предположить, какую важную роль должно оно сыграть в таком прикладном и практическом вопросе, как измерение физических величин.

БРОУНОВСКАЯ ГРАНИЦА ТОЧНОСТИ

Для физического эксперимента XVIII—XIX вв. было характерно предположение о том, что нет никаких принципиальных запретов или естественных пределов, ограничивающих возможность измерения физических величин. Конечно, предполагалось, что в каждом конкретном опыте точность ограничена. Но она зависит только от искусства экспериментатора и от чувствительности инструментов.

Наиболее чувствительным инструментом считались крутильные весы или крутильный маятник. Опыты Кулона, Кавендиша, Лебедева — известные примеры успешного применения этого прибора для исследования электростатических, гравитационных сил и светового давления. Крутильный маятник вошел в состав гальванометра — измерителя малой силы тока в электрических цепях. Первый гальванометр, созданный Вильямом Томсоном в 1851 г., состоял из подвешенной на тонкой нити рамки, помещенной между катушками электромагнита.

Обратимся к оценке возможностей крутильных весов. Анализируя работу этого прибора, экспериментаторы рассуждали следующим образом (рис. 1).

Если внешняя сила F прикладывается к одному из плеч l коромысла весов маятника, то возникающий момент сил $M = Fl$ поворачивает коромысло и нить подвеса закручива-

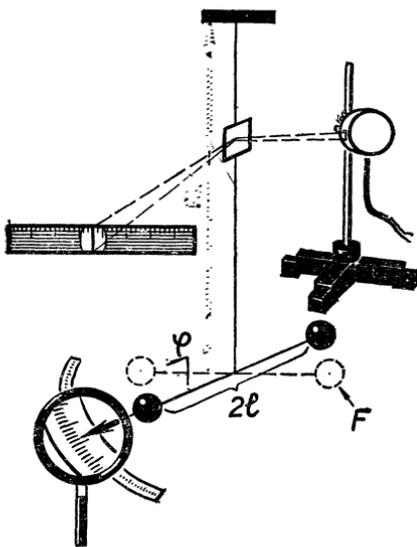


Рис. 1. Измерение силы с помощью крутильного маятника.

Сила F поворачивает коромысло маятника; отсчет поворота можно вести а) по отклонению коромысла; б) по отклонению светового зайчика.

ется. Возвращающий момент со стороны упругих сил нити пропорционален углу закручивания φ

$$M_{\text{возвр}} = \alpha_{\text{кр}} \varphi,$$

$\alpha_{\text{кр}}$ — коэффициент, определяющий крутильную жесткость нити. Установившийся угол поворота $\varphi_{\text{ст}}$ можно найти из равенства моментов:

$$Fl = \alpha_{\text{кр}} \varphi_{\text{ст}},$$

откуда:

$$\varphi_{\text{ст}} = \frac{Fl}{\alpha_{\text{кр}}}.$$

Измеряя $\varphi_{\text{ст}}$, экспериментатор находит F , ибо l и $\alpha_{\text{кр}}$ известны. Отсюда следует первый вывод: если отклонение $\varphi_{\text{ст}}$ слишком мало для того, чтобы быть измеренным, нужно уменьшать жесткость и увеличивать длину весов. Можно оставить веса неизменными, а усовершенствовать способ измерения угла поворота, например использовать микроскоп, который позволит увидеть достаточно малые отклонения указателя-волоска, прикрепленного к коромыслу. Более простой способ фиксации угла отклонения — получение изображения светового зайчика, отраженного от зеркала, укрепленного в центре коромысла, на шкале, удаленной на расстояние L от крутильных весов. Легко рассчитать, что смещение конца коромысла на $\Delta x = l\varphi_{\text{ст}}$ вызовет смещение зайчика на $\Delta y = (2L/l)\Delta x$. Увеличение составит $(2L/l)$ раз. Относитесь дальше шкалу, и ваш прибор будет более точным — вот другой рецепт лабораторного измерительного искусства.

Повышая чувствительность, следует позаботиться об устранении внешних помех, среди которых главные — механическая тряска и воздушные толчки (акустические помехи). Механическую дрожь можно ослабить, располагая прибор на специальной подставке. Чтобы освободиться от акустических помех, следует поместить прибор в колбе, из которой откачан воздух.

В этих рассуждениях нет даже намек на то, что увеличение чувствительности может почему-либо оказаться невозможным. Несомненно, физики понимали, что в силу атомарной структуры тел измерение смещений порядка межатомных расстояний $\approx 10^{-8}$ см должно привести какие-то дополнительные погрешности, но экспериментаторы прошлого работали далеко от этой границы.

В начале XX в. положение изменилось. Исследования Эйнштейна, Смолуховского, Ланжевена по теории броуновских частиц привели к более глубокому пониманию закономерностей теплового движения молекул материальной среды; выявили макроскопические эффекты, возникающие благодаря этому движению. Не только свободные броуновские частицы, испытывая хаотические толчки со стороны молекул жидкости — растворителя, должны беспорядочно перемещаться. Связанные частицы, например

маятник или груз, закрепленный пружиной, также будут смещаться от ударов молекул. Однако здесь перемещение не может быть безграничным. Оно имеет характер случайных колебаний около положения равновесия. Эти колебания должны сохраниться и в том случае, если тело находится в вакууме. Ведь сама частица или тело маятника состоят из связанных молекул, совершающих тепловые колебания возле своих равновесных положений. Легко представить себе, что если в данное мгновение случайно преобладают молекулы, совершающие колебания в некотором направлении, то туда же должно сместиться тело как целое. Вероятность того, что и в следующий момент (т. е. подряд дважды) сохранится то же положение, чрезвычайно мала. Гораздо вероятнее, что тело сдвинется в каком-либо другом направлении. Этот процесс и вызовет хаотические дрожания маятника, даже если он находится вне газовой среды — в вакууме.

Беспорядочные смещения тела как целого (при отсутствии закрепления) не единственное возможное макроскопическое проявление теплового движения его молекул. Другой эффект — возбуждение случайных колебаний тел на характерных для них собственных частотах, зависящих от геометрии тела и скорости звуковой волны в нем. Амплитуда собственных тепловых колебаний макроскопического тела тем меньше, чем больше его масса. Это согласуется с закономерностью классического броуновского движения: чем больше частица, тем менее интенсивно она перемещается. Для большой частицы число молекул, одновременно воздействующих на тело, велико и вероятность взаимной компенсации воздействий отдельных частиц большая. Для малой частицы в одном акте соударения участвует меньше молекул и компенсация полного импульса менее вероятна. То же действие закона больших чисел объясняет уменьшение колебаний твердого тела с увеличением его массы.

Главная, принципиальная черта как самого теплового молекулярного движения, так и его макроскопических проявлений — это флуктуационный характер. Под этим мы понимаем абсолютную случайность движений, невозможность предсказания смещения в будущем по известному состоянию молекул в данный момент времени. Для макроскопических проявлений степень случайности уменьшается, но полностью не исчезает никогда. Это частное отражение закона, который в более широком смысле составляет второе начало термодинамики.

Мариан Смолуховский в 1912 г. первый указал, какие ограничения должно привести броуновское движение крутильного маятника при точном измерении угла поворота. Если сила вызывает отклонение меньшее, чем средняя амплитуда тепловых колебаний маятника, она не может быть измерена. В этом случае экспериментатор не знает, чем вызвано наблюдаемое отклонение: то ли оно вызвано исследуемой силой, то ли это результат теплового движения. Аналогичные трудности возникают при электрических из-

мерениях. Электроны, находясь в непрерывном тепловом движении, создают случайные области с избытком отрицательного заряда. Возникающие при этом разности потенциалов будут выравниваться флуктуационными (или случайными) токами. Если цепь представляет собой колебательный контур (электрический маятник), то такой процесс приведет к появлению случайных электрических колебаний силы тока и напряжения с собственной частотой контура. И здесь экспериментатор не сможет измерить включенную в контур ЭДС, если она вызывает силу тока, меньшую средней флуктуационной амплитуды. Таким образом, в начале нашего века появились теоретические указания на то, что существуют естественные границы для точности макроскопических измерений. Но экспериментаторы опять не увидели в этом практических угроз, считая из-за малости границ такие угрозы весьма отдаленным будущим.

Однако выход на эту границу произошел значительно быстрее, чем ожидалось. Он был стимулирован одновременно с двух сторон. Во-первых, создание теории относительности, проникновение в мир атома и элементарных частиц выдвинуло необходимость измерения слабых эффектов, имеющих первостепенное значение для проверки теории. Во-вторых, развитие электроники и радиотехники позволило усиливать чрезвычайно малые сигналы как механической, так и электрической природы. Вместе с совершенствованием технологии изготовления материалов и деталей экспериментального оборудования в руки исследователей поступили новые чувствительные инструменты, что существенно расширило диапазон измеряемых физических величин. Прошло всего десять — пятнадцать лет после теоретического анализа броуновского движения, и в 1925 г. в лабораториях мира были созданы первые приборы, чувствительность которых оказалась на уровне тепловых шумов.

Голландцы Гаудейк и Зеeman построили сверхчувствительные крутильные весы, подвесив в вакуумной колбе легчайшее зеркальце размером $1,5 \times 0,8$ мм на кварцевой нити длиной 10 см и диаметром 2 мкм ($2 \cdot 10^{-6}$ м). Броуновские колебания зеркальца в среднем составили $\Delta\varphi_{бр} \approx 10^{-4}$ рад. На шкале, удаленной на расстояние 1,5 м, это дает амплитуду в несколько сантиметров. Изучение характера флуктуаций светового зайчика показало, что экспериментаторы видят броуновские колебания зеркальца. В том же году англичане Молль и Бургер реконструировали гальванометр и наблюдали флуктуации тока в электрической цепи. Они обеспечили усиление тока с помощью специального термореле и примерно в 100 раз превысили обычную чувствительность гальванометров. Зеркальце их гальванометра, хорошо изолированного от внешних помех, при отсутствии ЭДС в измеряемой цепи совершало беспорядочные колебания. В то же время по расчетам собственный механический броуновский шум зеркальца должен был быть много слабее. Исследования немецких ученых Изинга, Цернике и Орн-

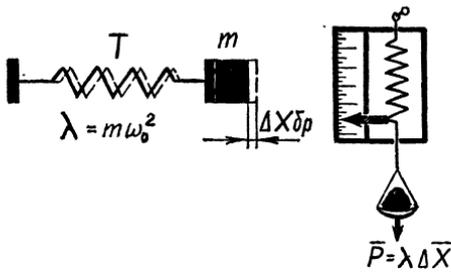


Рис. 2. Механический осциллятор. Броуновские колебания массы позволяют определить ее положение с ошибкой $\pm \Delta x_{бр}$; это ограничивает точность взвешивания на пружинных весах.

штейна доказали, что причиной флуктуаций в приборе Молля и Бургера являлись изменения тока, обусловленные броуновским движением электронов в исследуемой цепи. Эти работы заставили экспериментаторов осознать необходимость правильного учета той погрешности, которая вносится броуновским шумом измерительной установки.

Рассмотрим три простейших примера, три типа регистрирующих элементов, типичных в лабораторной практике.

Линейный осциллятор. Представим себе пробную массу m , связанную пружиной с неподвижным основанием (рис. 2). Коэффициент жесткости пружины, т. е. сила, растягивающая пружину на единицу длины, λ . Нас будет интересовать: какова средняя амплитуда $\overline{\Delta x_{бр}}$ броуновских колебаний такого осциллятора? Оценку можно дать, воспользовавшись теоремой Больцмана. Из этой теоремы следует, что энергия теплового движения осциллятора, совершающего колебания только одного определенного вида (с одной степенью свободы), пропорциональна его абсолютной температуре. Точнее, $E_T = kT$, где k — постоянная Больцмана. Энергия E_T складывается из двух равных частей — кинетической и потенциальной, на каждую приходится $\frac{1}{2} kT$. Если осциллятор колеб-

лется со средней амплитудой $\overline{\Delta x_{бр}}$, то его средняя потенциальная энергия (а ввиду отмеченного равенства и кинетическая энергия)

равна $E_{П} = \frac{\lambda \overline{\Delta x_{бр}^2}}{2}$. В соответствии с теоремой Больцмана

$\frac{1}{2} E_T = E_{П}$. Кроме того, собственная частота осциллятора

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{m}},$$

откуда

$$\lambda = m\omega_0^2.$$

На основании сказанного можно записать следующее равенство:

$$\frac{1}{2} \lambda \overline{\Delta x_{бр}^2} = \frac{1}{2} m\omega_0^2 \overline{\Delta x_{бр}^2} = \frac{1}{2} kT.$$

Откуда и получается формула для расчета средней броуновской амплитуды:

$$\overline{\Delta x_{\text{бр}}} = \sqrt{\frac{kT}{m\omega_0^2}}. \quad (1)$$

Рассчитаем по формуле (1) чувствительность пружинных лабораторных весов (рис. 2), для которых типичными являются следующие значения параметров: $m = 100$ г, $\omega_0 = 1$ рад/с, $T = 300$ К (комнатная температура). Подставив в формулу (1) указанные значения величин и учитывая, что постоянная Больцмана в системе СГС равна $k = 1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/К, определим $\overline{\Delta x_{\text{бр}}} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см. Такое смещение пружинных весов вызовет груз $P = m\omega_0^2 \cdot \overline{\Delta x_{\text{бр}}}$, масса которого $3 \cdot 10^{-9}$ г.

Крутильный маятник. Пусть крутильный маятник имеет длину нити подвеса L , диаметром d (рис. 1). Коэффициент крутильной жесткости $\alpha_{\text{кр}}$ можно рассчитать по формуле $\alpha_{\text{кр}} = \frac{\pi d^4 E}{2L}$, где E — модуль Юнга. Точно так же, как и в случае линейного осциллятора, запишем:

$$\frac{1}{2} \alpha_{\text{кр}} \overline{\Delta \Phi_{\text{бр}}^2} = \frac{\pi d^4 E}{4L} \overline{\Delta \Phi_{\text{бр}}^2} = \frac{1}{2} kT,$$

откуда:

$$\overline{\Delta \Phi_{\text{бр}}} = \sqrt{\frac{2kTL}{\pi d^4 E}}. \quad (2)$$

Если взять $E \approx 5 \cdot 10^{11}$ дин/см², $L = 10$ см, $d = 10^{-2}$ см, то $\overline{\Delta \Phi_{\text{бр}}} \approx 10^{-8}$ рад.

Заметим, что равенство (2) можно представить в таком же виде, какой имеет (1), если крутильную жесткость $\alpha_{\text{кр}}$ выразить через массу и частоту крутильных колебаний.

Электрический колебательный контур (рис. 3). Контур содержит конденсатор емкостью C и катушку индуктивностью L . Вводя средние броуновские амплитуды для силы тока $\overline{\Delta I_{\text{бр}}}$ и напряжения $\overline{\Delta U_{\text{бр}}}$, по теореме Больцмана получим:

$$\frac{1}{2} L \overline{\Delta I_{\text{бр}}^2} = \frac{1}{2} C \overline{\Delta U_{\text{бр}}^2} = \frac{1}{2} kT$$

или

$$\overline{\Delta I_{\text{бр}}} = \sqrt{\frac{kT}{L}}, \quad (3)$$

$$\overline{\Delta U_{\text{бр}}} = \sqrt{\frac{kT}{C}}.$$

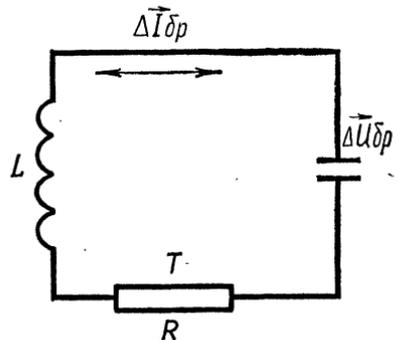


Рис. 3. Электрический колебательный контур.

В контуре с собственной частотой $\omega_0 = 1$ МГц = 10^6 Гц и ем-

броуновское движение электронов создает случайный ток в цепи и случайное напряжение на пластинах емкости.

костью $C = 100\pi\Phi, = 10^{-10}$ Ф уровень броуновских шумов будет $\overline{\Delta I}_{бр} \approx 10^{-10}$ А, $\overline{\Delta U}_{бр} \approx 6 \cdot 10^{-8}$ В.

Формулы (1), (2), (3) весьма важны для экспериментатора. Они дают ему контрольную метку: обозначают границы измерительных возможностей при работе с данными инструментами. При любом **однократном измерении** отклика А, т. е. реакции прибора на внешнее воздействие, относительная **погрешность не будет меньше**, чем $\frac{\overline{\Delta A}_{бр}}{A} \%$. Этот критерий «максимальной доступной точности» был сформулирован в начале тридцатых годов, вошел в «заповеди эксперимента» и на страницы физических учебников.

Можно что-либо сделать для снижения броуновской границы? (Было бы крайне грустно получить здесь отрицательный ответ. К счастью, это не так.) Самый простой рецепт напрашивается из вида формул (1—3). Надо понижать температуру регистрирующего элемента. Но сразу видно, что «далеко здесь не уедешь». Даже переход к температуре жидкого гелия (4 К) уменьшит $\overline{\Delta A}_{бр}$ только на порядок и очень сильно усложнит эксперимент. Дальнейшее снижение трудно осуществить. Таким образом, температурный резерв есть, но практически тяжело реализуемый.

В формулах (1—3) есть и другие параметры — постоянные регистрирующего элемента. Их тоже можно менять, влияя на $\overline{\Delta A}_{бр}$. Но эти величины не являются столь же удобными, как температура. Уменьшая броуновскую границу за счет этих параметров, мы одновременно будем уменьшать и полезный отклик элемента на внешнее воздействие, что часто нежелательно.

Может быть, удастся «заглянуть под броуновскую границу», изменив каким-то образом характер самого измерительного процесса? Оказывается, это возможно, такие методы были развиты в последние десятилетия. Мы разберем их принципиальную сторону. Но прежде обратимся к современной лабораторной технике.

ДАТЧИКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ШУМ

Итак, какие инструменты используются в экспериментальной физике при измерении малых сил и перемещений пробных тел? Что пришло на смену классическому «визуальному контролю»? Сегодня на вооружении экспериментаторов есть разнообразные устройства, способные преобразовывать механические (и другие неэлектрические) возмущения в электрические сигналы. В итоге задача сводится к электрическим измерениям. Такой преобразователь, служащий для регистрации перемещений тела, называется «датчиком смещений». Датчик соединяется с одной стороны с пробным телом, с другой — с электроизмерительным прибором, желательно самопишущим. На ленте самописца после эксперимента

остается запись всех движений объекта, и ее можно потом анализировать неограниченное время.

Реостатный преобразователь.

Примером простейшего датчика смещений может служить реостатный электромеханический преобразователь (рис. 4). Пусть пробное тело M , которое может двигаться вдоль оси x , связано с движком реостата. Реостат включен в цепь, содержащую батарею E и амперметр A . Перемещаясь под действием некоторой силы, тело M будет

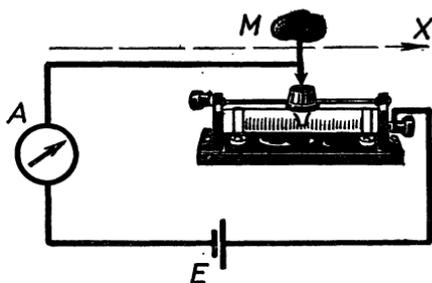


Рис. 4. Реостатный преобразователь. Смещение массы M меняет сопротивление в цепи и силу тока.

менять положения движка реостата и, значит, сопротивление цепи. Изменение силы тока отметит амперметр. Конечно, это очень грубый датчик, но на его примере можно проследить за всеми важными характеристиками преобразователей.

Как связано изменение силы тока в цепи с перемещением тела M ? Предположим, что реостат имеет равномерную обмотку, полное начальное сопротивление которой R_0 ; ρ — сопротивление единицы длины обмотки, $I_0 = E/R_0$ — начальная сила тока. Перемещение тела на Δx вызовет приращение силы тока ΔI .

$$\Delta I = \frac{E}{R_0} - \frac{E}{R_0 - \rho \Delta x} \approx I_0 \frac{\rho}{R_0} \Delta x^* \quad (4)$$

$$\text{или } \Delta I = \Pi_I \Delta x, \text{ где } \Pi_I = I_0 \frac{\rho}{R_0}.$$

Отсюда видно, что для малых перемещений изменение силы тока пропорционально смещению. Датчик, у которого выходной сигнал пропорционален возмущению на входе, называется линейным. Линейность — важное качество датчика. Она определяет диапазон измеряемых смещений. Другим важным параметром является величина Π_I (с размерностью А/м), называемая «коэффициентом преобразования». Ясно, что повышение чувствительности достигается увеличением Π_I (например, за счет ЭДС батареи E).

Третьей характеристикой служит «уровень собственных электрических шумов» $\bar{I}_{ш}^2$, от которого зависит минимальное перемещение Δx_{\min} , доступное регистрации с данным датчиком. Эти характеристики мы обсудим позднее, а сейчас рассмотрим еще два варианта преобразователей.

* Мы воспользовались приближенной формулой для малых $x \ll l$:

$$\frac{1}{1 - \alpha x} \approx 1 + \alpha x.$$

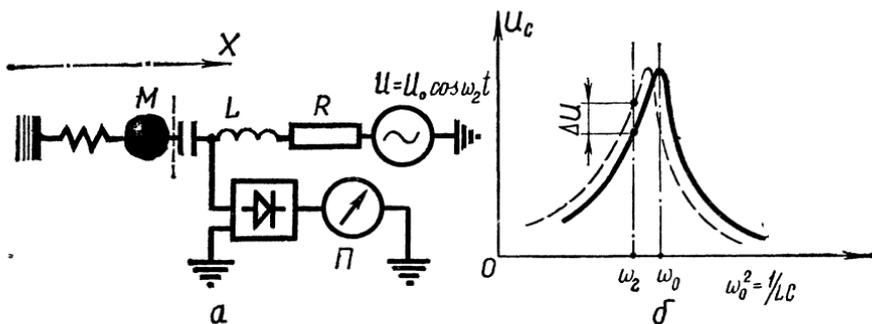


Рис. 5. Емкостной резонансный датчик.

Амплитуда вынужденных колебаний в контуре меняется при смещении массы M ; после детектирования изменения амплитуды ΔU регистрируются прибором Π .

Емкостной резонансный датчик. Пусть с телом M связан не движок реостата, а одна из пластин конденсатора, входящего в состав колебательного контура (рис. 5, а). Туда включен также генератор гармонического сигнала, возбуждающий вынужденные электрические колебания в контуре. (Научный жаргон для этого генератора — «генератор накачки».) Частота генератора немного меньше резонансной частоты контура, и поэтому амплитуда вынужденных колебаний несколько меньше максимальной резонансной (рис. 5, б). Когда масса M перемещается на расстояние Δx , малое по сравнению с начальным зазором d конденсатора, меняется емкость и, следовательно, собственная частота ω_0 контура. Резонансная кривая (рис. 5, б) должна переместиться вслед за ω_0 параллельно самой себе. Частота генератора накачки будет скользить по склону резонансной кривой, а это означает изменение амплитуды вынужденных колебаний в контуре. Расчет приводит к следующему соотношению между Δx и изменением электрической амплитуды ΔU :

$$\Delta U = 0,5U_r Q^2 \frac{\Delta x}{d}, \quad (5)$$

где Q — добротность колебательного контура, или фактор качества резонансных свойств контура. Эта величина показывает, во сколько раз амплитуда вынужденных колебаний в контуре (на его собственной частоте) превосходит амплитуду возбуждающего генератора. Добротность, следовательно, характеризует степень резонансного возрастания колебаний при совпадении собственной частоты и частоты возбуждения. Она зависит от потерь энергии в контуре. Для хорошего контура с малыми потерями Q велико. В лаборатории при собственной частоте контура ≈ 100 кГц легко получают значения $Q \approx 2 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^2$ (в диапазоне СВЧ Q может быть еще больше $\approx 10^6 - 10^7$).

Формула (5) демонстрирует возможность получения весьма высокого коэффициента преобразования. Чтобы убедиться в этом,

проведем оценки, сравнивая этот датчик с реостатным преобразователем. Пусть напряжение батареи в цепи реостатного преобразователя (рис. 4) 1 В; отношение $\left(\frac{\rho}{R_0}\right)^{-1} = \frac{R_0}{\rho} \approx l$ по порядку величины равно длине реостата $l = 20$ см; полное сопротивление $R_0 = 100$ Ом (на практике реостаты более высокоомны). Тогда коэффициент преобразования реостатной схемы $\Pi_I \approx 0,2$ А/см; если измеряются изменения напряжения на R_0 , то $\Pi = \Pi_I R_0 = 20$ В/см. Пусть у емкостного датчика зазор между пластинами конденсатора $d = 1$ мм, $Q = 200$, а амплитуда генератора накачки $U_r = 1$ В (т. е. имеет то же значение, что и у реостатного преобразователя), тогда $\Pi = 2 \cdot 10^5 = 200000$ В/см. Таким образом получается, что коэффициент преобразования емкостного датчика в 10 000 раз больше, чем у реостатного преобразователя.

Можно представить себе, что тело M (на рис. 5) связано не с пластиной конденсатора, а с сердечником катушки индуктивности. В этом случае перемещения M изменяют индуктивность контура, но в конечном счете ту же собственную частоту ω_0 . Датчик будет называться индуктивным.

Оптический рычаг. Этот датчик хорош тем, что позволяет регистрировать перемещение пробной массы безконтактно и на далеком расстоянии от нее.

Осветим массу M параллельным пучком света, так, чтобы он был перекрыт пробной массой лишь наполовину (рис. 6). Пройдящая часть света попадет на фотоэлемент. При движении M световой поток на фотоэлементе меняется и изменяет силу тока в электрической цепи. Изменение силы тока пропорционально относительной доле затемнения, поэтому для увеличения коэффициента преобразования нужно уменьшить диаметр пучка, сохраняя его полную энергию. Это достигается фокусировкой светового пучка. Фокальное пятнышко светового пучка располагают в зоне движений пробной массы. Обычно на теле укрепляют маленький темный

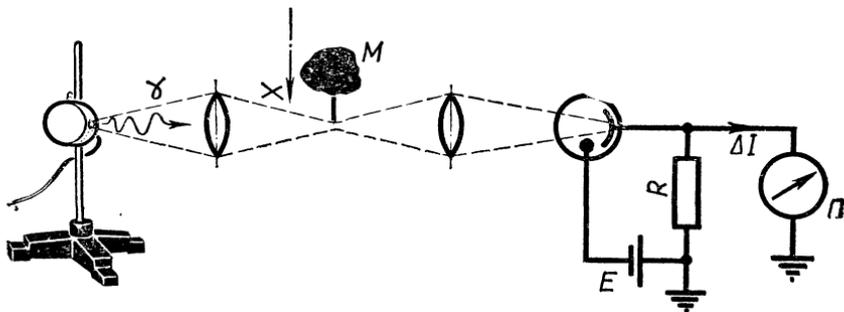


Рис. 6. Оптический рычаг.

При смещении массы M экран-нож перекрывает световой поток в фокальной области; изменение силы тока в цепи фотоэлемента регистрирует прибор Π .

экран — нож, который своим краем задевает фокальное пятно — световую щель. (Отсюда другое название оптического метода — метод ножа и щели.) Легко добиться светового пятнышка диаметром $D \approx 1$ мм (получить пятно меньшего диаметра трудно — мешает оптическое несовершенство линз).

Эффективность работы прибора зависит и от используемого фотоприемника. Последний характеризуется специальной величиной — квантовым выходом η . Это отношение числа электронов, выбитых из катода, к числу световых квантов, упавших на катод. η всегда меньше единицы, для хороших фотоприемников η 10—20%.

При известных η , мощности пучка N , диаметре пятна D можно получить формулу, связывающую перемещение Δx с изменением силы тока ΔI :

$$\Delta I = \frac{N}{h\nu} \eta e \frac{\Delta x}{D} = \Pi_I \Delta x. \quad (6)$$

В этой формуле $N \frac{\Delta x}{D}$ — изменение световой мощности, попадающей на фотозлемент при сдвиге пробной массы M на Δx . Если эту величину поделить на энергию кванта $h\nu$, то получим число квантов, которые попадают на катод за 1 с. Умножение $\left(\frac{N}{h\nu} \frac{\Delta x}{D}\right)$ на η дает число фотоэлектронов в секунду, а умножение на заряд электрона e — полный заряд, проходящий за секунду в электрической цепи.

Подставив значение величин ($N = 10$ Вт, $h = 6 \cdot 10^{-27}$ эрг/с, $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Гц, $\eta = 0,1$, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, $D = 0,1$ см) в формулу (6), найдем $\Pi_I \approx 3$ А/см. В цепи фотозлемента всегда стоит большое нагрузочное сопротивление $R_H > 10^5$ Ом. В пересчете на изменение напряжения, которое падает на R , коэффициент преобразования $\Pi = \Pi_I R_H \approx 3 \cdot 10^5$ В/см, т. е. такой же, как у емкостного датчика, и много больше, чем у реостатного преобразователя.

Мы познакомились с тремя преобразователями. Они не исчерпывают множества подобных устройств, более того, они даже не исчерпывают всех классов датчиков. Два последних примера относятся к одному классу преобразователей с внешней накачкой или к классу параметрических датчиков. В отличие от этих устройств существуют преобразователи, не требующие внешнего источника энергии. К ним относятся, например, пьезокристаллические датчики. Электрическое напряжение появляется на таком элементе непосредственно под действием внешней силы, за счет внутренних электрических свойств. Однако значение коэффициента преобразования ограничено природой кристалла и его размерами. В параметрических датчиках коэффициент преобразования в принципе всегда может быть увеличен за счет энергии внешней накачки. В силу этой и ряда других причин параметрические пре-

образователи на сегодняшний день представляются более перспективными, чем преобразователи других типов.

Разберем теперь следующий вопрос: каковы те малые смещения, которые в состоянии регистрировать описанные датчики? Чтобы дать ответ, нужно вернуться к другой характеристике датчика — уровню его собственных электрических шумов.

Тепловое движение электронов вызывает электрические флуктуации на концах сопротивления R . Теория броуновского движения дает следующую формулу для среднего квадрата флуктуаций напряжения (вывода формулы мы здесь не приводим):

$$\overline{\Delta U_{\text{бр}}^2} = 4kTR\Delta f. \quad (7)$$

Эта формула выражает теорему Найквиста, суть которой заключается в следующем. Флуктуационные тепловые токи на сопротивлении R могут иметь всевозможные частоты (т. е. это переменные токи с некоторой частотой f и случайной амплитудой). Чтобы найти среднее значение броуновских флуктуаций для тока или напряжения, нужно взять суммарный результат по всем переменным компонентам на всех частотах. Теорема или формула Найквиста дает среднее броуновское напряжение, образованное вкладом компонент, частоты которых занимают интервал от f до $f + \Delta f$. Каково значение f , безразлично, важно лишь значение интервала Δf .

Вернемся к схеме реостатного преобразователя. Будем полагать, что в его электрической цепи стоит стрелочный прибор достаточно инерционный, такой, что при изменениях тока более быстрых, чем за время ≈ 1 с, он не успевает реагировать. Это означает, что прибор обладает полосой пропускания от $f = 0$ до $f = 1$ Гц, т. е. $\Delta f = 1$ Гц. Минимальное смещение Δx_{min} , регистрируемое реостатным преобразователем, найдем из равенства приращения напряжения $\Delta U = E \frac{\Delta x}{l}$ и шума $\overline{\Delta U}_{\text{бр}}$, определенного формулой (7). Получим, что

$$\Delta x_{\text{min}} = \frac{l}{E} \sqrt{4kTR\Delta f}. \quad (8)$$

Мы уже выбирали параметры преобразователя $E = 1$ В, $R = 100$ Ом, $l = 20$ см, $\Delta f = 1$ Гц. Подставив их в формулу (8), найдем значение Δx_{min} при комнатной температуре $T = 300$ К, учитывая, что $k = 1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/К; $\Delta x_{\text{min}} \approx 2,4 \cdot 10^{-8}$ см.

Перейдем к оценке Δx_{min} для емкостного датчика. Для этого приравняем приращение электрической амплитуды (формула (5)) шуму (формула (7)), умножив его значение на Q (резонансное увеличение шума). Получится:

$$\Delta x_{\text{min}} = \frac{2d}{U_r Q} \sqrt{4kTR\Delta f}. \quad (9)$$

Прежние параметры $Q = 200$, $U_r = 1$ В, $R \approx 5$ Ом, $\Delta f = 1$ Гц, $D = 0,1$ см, подставленные в формулу (9), при $T = 300$ К, позволяют определить $\Delta x_{\min} \approx 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, что в 100 000 раз меньше, чем у реостатного преобразователя. Сравнение формул (8) и (9) показывает, насколько более тонким инструментом является емкостной датчик.

У оптического рычага главный источник шума заключен не в электрической цепи. Более значительными являются флуктуации интенсивности светового пучка. Природа оптических флуктуаций несколько отлична от броуновского шума. Оптические флуктуации возникают из-за квантового характера света. Кванты испускаются источником света неравномерно во времени, поэтому мгновенная мощность пучка N непостоянна. Для среднего квадрата случайной вариации мощности $\overline{\Delta N^2}$ существует формула:

$$\overline{\Delta N^2} = 2h\nu N \Delta f, \quad (10)$$

в которой Δf имеет тот же смысл, что и в формуле Найквиста, т. е. это полоса частот, которую занимают флуктуационные компоненты, создающие в сумме величину $\overline{\Delta N^2}$ в формуле (10). Если «шумит» сам световой поток, то и фототок будет содержать шум (флуктуации), интенсивность которого характеризуется среднеквадратичным отклонением:

$$\sqrt{\overline{\Delta I^2}} = \frac{\sqrt{\overline{\Delta N^2}}}{h\nu} \eta e. \quad (11)$$

Приравнявая полезный отклик фотодетектора ΔI из формулы (6) шуму (11) и учитывая формулу (10), обнаруживаем, что

$$\Delta x_{\min} = D \sqrt{\frac{2h\nu \Delta f}{N}}. \quad (12)$$

D в этой формуле — диаметр фокального пятна, который ранее мы принимали равным 0,1 см.

Естественно возникает вопрос: а можно ли получить пятно меньше? Ответ следующий. Волновая природа света, его способность к дифракции, ограничивает возможности фокусировки. При помощи идеальной линзы с фокусным расстоянием F можно собрать световой пучок диаметром a в пятнышко с поперечным размером не менее $D = (F/a)\lambda$, где λ — длина световой волны. Мы будем использовать это значение при расчете разрешающей способности рычага по формуле (12).

Подставим в формулу (12) типичные значения: $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ Гц (середина видимого диапазона), $F = 10$ см, $a = 0,5$ см, $N = 10$ Вт, $\Delta f = 1$ Гц. Эти значения величин дадут $\Delta x_{\min} \approx 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. то же, что мы нашли для емкостного датчика.

ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ

Итак, нам удалось доказать, что емкостной датчик и оптический рычаг — инструменты чрезвычайно тонкие по сравнению с ординарным примером реостатного преобразователя. Их чувствительность (коэффициент преобразования) в 10 тыс. раз больше, а разрешение (минимальное измеримое смещение) в 100 тыс. раз превышает те же характеристики реостатной схемы. По абсолютному значению граница их разрешающей способности лежит в области фантастически малых смещений $\approx 10^{-13}$ см, и нет принципиальных запретов на снижение этой границы за счет более удачного выбора их параметров.

Стоп! Здесь необходимо остановиться и задуматься над теми весьма необычными цифрами, которые с легкостью написаны выше. Мы констатировали, что современные датчики позволяют наблюдать ничтожные механические сдвиги пробных тел порядка $\approx 10^{-13}$ см и, может быть, меньше. Однако разумно ли относить столь малые смещения к макроскопическим телам? Может ли сама граница твердого тела быть определена с такой точностью? Нет ли вообще принципиальных квантовых запретов для измерения подобных смещений? Эти вопросы не лишены оснований.

Твердое тело состоит из атомов, расположенных в узлах кристаллической решетки. Расстояние между узлами $\approx 10^{-7}$ см, а размеры ядра в узле $\approx (10^{-13}—10^{-14})$ см. Граница твердого тела не сплошная плоскость, а имеет ячейковую структуру, к тому же эта граница непрерывно «дышит» из-за тепловых колебаний атомов. Это обстоятельство заставляет нас говорить о «размазанности» границы тела. Ее значение по крайней мере порядка размеров атома $\approx 10^{-8}$ см. И это при постоянной температуре. Если же температура «плавает» (меняется), то смещения границы могут быть куда значительнее.

По формуле теплового расширения $\Delta l \approx \alpha_T l \Delta T$ (α_T — температурный коэффициент) найдем, что тело длиной $l = 10$ см при изменении температуры на $\Delta T = 0,1$ К сдвинет свои границы на $\Delta l \approx 10^{-6}$ см. На этом фоне парадоксально звучит сама постановка вопроса о регистрации смещений, меньших 10^{-8} см. Тем не менее все было правильно, и вот почему. Мы упомянули о случайных движениях границы тела независимо от характера движения. А можно было бы внести разделение, например, на быстрые и медленные смещения. Такой подход приведет нас в пределе к следующей задаче. Требуется зарегистрировать смещение или изменение размеров тела не вообще, а происходящее только с определенной скоростью (для колебательных движений это означает происходящее на определенной частоте ω). Тогда и «размазанная», «дышащая» граница, температурные и другие нестационарные становятся опасны только в той мере, в которой они содержат компоненты, изменяющиеся с избранной частотой. Быстро выясняется, что амплитуда тепловых колебаний тел (и их границы) на фиксиро-

рованной частоте много меньше амплитуды суммарной по всем частотам. Например, тело с массой $m = 100$ г при комнатной температуре на частоте $\omega = 10^6$ с⁻¹ имеет среднюю амплитуду тепловых колебаний $\approx 4 \cdot 10^{-14}$ см (вычисления можно провести по формуле (1) для броуновского шума осциллятора). Это значение сравнимо с техническими возможностями наших датчиков. Таким образом ясно, что говорить об измерении смещений порядка ядерных размеров для макроскопических тел разумно и возможно в смысле регистрации амплитуды колебаний на определенной частоте. Нельзя заметить сдвига границы тела даже на $\approx 10^{-8}$ см под действием статической сжимающей силы. Но можно легко измерить колебания его границ с такой же и меньшей амплитудой, вызванных действием периодической силы.

В научной литературе для разделения этих случаев используется терминология: измерение в статическом режиме и измерение в динамическом режиме. Резкий спад флуктуационных помех измерению при переходе в динамический режим — это частный случай проявления общих принципов, общих закономерностей, составляющих науку о фильтрации малых возмущений на шумовом фоне. К обсуждению этих законов мы и переходим.

НАКОПЛЕНИЕ И ИНФОРМАЦИЯ

Вернемся к ранее поставленному вопросу: как «заглянуть под броуновскую границу»? Точнее: можно ли регистрировать и измерять силу, которая вызывает в приборе отклонение меньшее соответствующего броуновского стандарта? (Термин «броуновский стандарт» наиболее часто используется в научной литературе, он эквивалентен «броуновской границе» или среднему модулю броуновского отклонения.)

Уже в 30-е годы, когда стали ясны сами броуновские ограничения, был указан один из способов увеличения разрешающей способности опыта. Это — многократное измерение. Идея чрезвычайно проста. Реакция измерительного прибора на заданную силу (внешнее воздействие) строго определена как по величине, так и по знаку. В то же время броуновское отклонение стрелки прибора случайно, оно может иметь произвольное значение и быть как положительным, так и отрицательным. Повторяя измерения при возобновлении этого же внешнего воздействия, мы каждый раз будем получать отклонение $\Delta_i + \xi_i$, состоящее из постоянного полезного отклика Δ_i и случайной броуновской добавки ξ_i . Если сложить результаты всех замеров, то можно утверждать, что в такой сумме доля полезного отклика уже больше, чем в одиночной паре $\Delta_i + \xi_i$. Это происходит потому, что полезные отклонения Δ_i имеют постоянный знак и при сложении их сумма только возрастает. Случайные броуновские отклонения ξ_i имеют разные знаки, и при сложении они могут уничтожать друг друга, а их накопле-

ние идет медленнее. Если рассматривать бесконечное число замеров, то теоретически сумма броуновских отклонений должна обратиться в ноль, так как всегда можно будет для каждого ξ_i найти компенсирующее его отклонение. При конечном числе замеров можно говорить лишь об уменьшении эффективного броуновского стандарта $\bar{\xi}_{бр}$.

Оказывается, что уменьшение эффективного броуновского стандарта обратно пропорционально корню квадратному из числа замеров n . Таким образом, если однократное измерение дает нам результат $\Delta \pm \bar{\xi}_{бр}$, откуда следует, что измеримое минимальное отклонение $|\Delta_{\min}| = \bar{\xi}_{бр}$, то повторение измерений n раз дает результат $\Delta \pm \frac{\bar{\xi}_{бр}}{\sqrt{n}}$, следовательно, минимальное измеримое отклонение $|\Delta_{\min}| = \frac{\bar{\xi}_{бр}}{\sqrt{n}}$. При $n \rightarrow \infty$, $|\Delta_{\min}| \rightarrow 0$, т. е. в принципе

можно измерять абсолютно точно, несмотря на броуновское движение. К сожалению, это утверждение лишено практической ценности, потому что рост числа замеров означает увеличение времени, затраченного на измерение.

Если время, требуемое для одного замера τ_0 , а полное затраченное время τ , то число замеров $n = \frac{\tau}{\tau_0}$. Минимальное измеримое

отклонение теперь можно записать так $|\Delta_{\min}| = \sqrt{\tau_0} \frac{\bar{\xi}_{бр}}{\sqrt{\tau}} = \text{const} \frac{\bar{\xi}_{бр}}{\sqrt{\tau}}$.

Подставив в полученное равенство сначала $\tau = 1$ с, а затем $\tau = 100$ с, убеждаемся, что разрешение увеличивается в 10 раз. Чтобы выиграть еще порядок, нужно затратить время, равное 10^4 с, т. е. $\approx 2,8$ ч, а еще порядок — требуется уже около 10 суток! Этот простой пример показывает, что каждый следующий шаг дается все более существенными затратами времени с точки зрения обычных человеческих представлений о времени. Практически бессмысленно рассчитывать, что мы можем вести непрерывные измерения в течение более чем $3 \cdot 10^9$ с, т. е. один месяц чистого измерительного времени.

Таким образом, многократное измерение позволяет проникнуть за броуновскую границу разрешения $|\Delta_{\min}| = \bar{\xi}_{бр}$, но этот резерв тоже ограничен. В научной литературе такой способ увеличения чувствительности часто называют методом простого накопления. Однако он может применяться только для достаточно продолжительных воздействий.

В научной практике гораздо чаще встречается противоположная ситуация — воздействие однократное и короткое. Как поступить в этом случае, чтобы ослабить фон броуновского шума?

Мы остановимся только на одном общем принципе, который используется для решения такой задачи. Это так называемый прин-

цип предварительной или, иначе, априорной информации, утверждающий, что, чем больше имеется предварительных (до начала измерений) сведений о сигнале и шуме, тем выше точность измерения, т. е. тем меньше граница разрешения и более слабый сигнал может быть зарегистрирован.

На первый взгляд, это утверждение выглядит сложно. На самом деле, смысл его очень прост, и каждый человек так или иначе руководствуется им в своей деятельности. Действительно, в любой задаче поиска или распознавания, которые часто встречаются в жизни, успешное решение и время, затраченное на его поиски, зависят от того, какие детали известны заранее. Априорная информация снижает эффективный шум, т. е. устраняет, отбрасывает целый ряд ложных вариантов (помех), которые при отсутствии такой информации затруднили бы решение или сделали бы его невозможным. В зависимости от априорной информации принимается та или иная схема действий, выполнение которой кратчайшим (оптимальным) путем ведет к решению задачи.

Занимательный пример поможет нам лучше представить себе роль априорной информации. Строго говоря, это будет логическая задача, в которой информация позволяет выбрать правильное решение. Хотя в ней нет флуктуаций, аналогию с обсуждаемыми вопросами все же можно проследить, рассматривая ложные решения как своего рода шумовую помеху, затрудняющую выбор.

Итак, задача.

«Встретились двое приятелей после долгой разлуки. При обмене впечатлениями и новостями выяснилось, что у первого уже трое детей.

— Ого, удивился второй, — а сколько же им лет?

— А ты угадаешь, если я скажу, что произведение их возрастов равно 36?

— Нет, этого мне мало...

— Ну, тогда еще: сумма возрастов равна числу окон вон на том доме. Видишь?

— Вижу, но этого мне тоже мало...

— Да, еще старший из них рыжий.

— Вот этого достаточно, — улыбнулся второй приятель и назвал возраст троих детей».

Как он догадался?

Мы сможем воспроизвести ход его рассуждений, последовательно используя поступающую информацию.

Первые сведения: детей трое и произведение их возрастов равно 36. Следовательно, подозрительны комбинации из трех чисел с произведением 36. Разложив 36 на простые множители, выпишем весь набор.

1 · 1 · 36	1 · 6 · 6
1 · 2 · 18	2 · 2 · 9
1 · 3 · 12	2 · 3 · 6
1 · 4 · 9	3 · 3 · 4

Любая комбинация в этом наборе может соответствовать истине. Это «шумовой фон», из которого второй приятель не в состоянии выделить правильный ответ — «полезный сигнал». Информации недостаточно, о чем он и говорит.

Поступают дополнительные сведения о сумме возрастов. Рассмотрим допустимые суммы

$$\begin{array}{ll} 1 + 1 + 36 = 38 & 1 + 6 + 6 = 13 \\ 1 + 2 + 18 = 21 & 2 + 2 + 9 = 13 \\ 1 + 3 + 12 = 16 & 2 + 3 + 6 = 11 \\ 1 + 4 + 9 = 14 & 3 + 3 + 4 = 10 \end{array}$$

Второй приятель видел дом, сумма окон которого совпала с одной из сумм нашего набора. В принципе он должен был бы уже указать необходимую комбинацию. Но мы знаем, что он не мог этого сделать. Информации вновь оказалось недостаточно. Это может произойти только в том случае, если сумма комбинации равна 13, числу, которое дважды встречается в наборе.

Итак, добавочная информация продвинула нас дальше, подозрительные варианты (шумовой фон) сократились до двух. Но выделить решение (сигнал) точнее мы пока не в состоянии.

Наконец, поступают сведения о рыжем старшем. Главное, конечно, в этой информации заключено в слове «старший». Только комбинация (2, 2,9) обладает старшим, ибо в (1,6,6) двое старших. Решение найдено, «сигнал обнаружен». Ответ: трое детей в возрасте 2 года, 2 года и 9 лет.

Роль априорной информации в этом примере очевидна. Чем больше сведений, тем уже круг возможных ответов, тем точнее наше суждение. Так же и в измерениях. Выделить полезное отклонение прибора на фоне случайных броуновских дрожаний его стрелки тем проще и точнее, чем больше нам известно черт, отличающих полезное отклонение от любого другого.

Проиллюстрируем, как может действовать этот принцип при измерении электрических сигналов. Пусть необходимо обнаружить синусоидальный электрический сигнал и измерить его амплитуду. Сигнал наводится в электрической цепи, обладающей сопротивлением R , и, значит, его нужно наблюдать на фоне электрического теплового шума.

Рассмотрим последовательно возможные случаи.

а) О сигнале известно лишь, что его частота попадает в область радиочастот, т. е. лежит в широком интервале Δf_1 от 0 до 10^8 Гц.

Минимальная амплитуда сигнала, которую мы еще в состоянии заметить и измерить, примерно равна стандарту броуновского шума в той цепи, где наведен сигнал. Для определения броуновского стандарта используем формулу Найквиста. В качестве частотной полосы мы должны подставить весь подозреваемый интервал Δf_1 . Если взять меньшую полосу, то увеличится риск пропустить сигнал. При увеличении полосы сверх Δf_1 суммарные флуктуации возрастут, а нам это невыгодно. Полосу Δf_1 можно выделить с по-

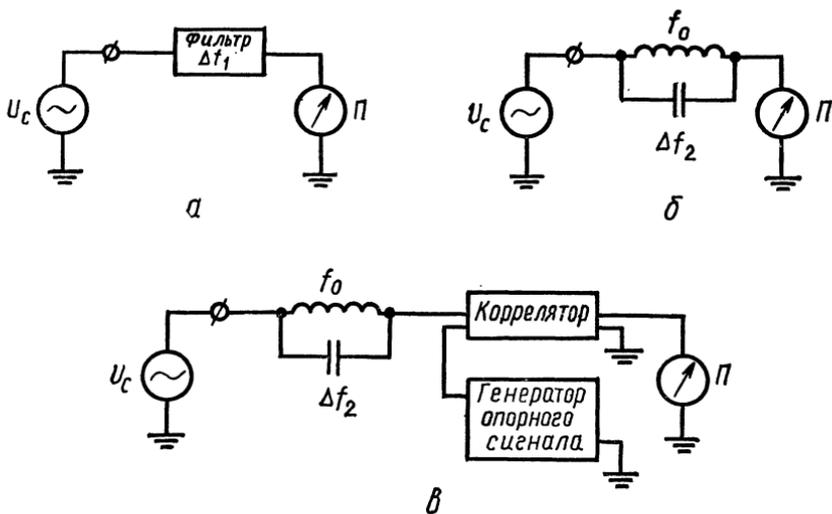


Рис. 7. Изменение способа приема в зависимости от априорной информации. а — известна грубо полоса частот нахождения сигнала; б — известна частота сигнала f_0 ; в — известна частота f_0 и фаза φ .

мощью специально подобранного фильтра (рис. 7,а). Оценка минимального измеримого сигнала будет следующей:

$$(\Delta U_{\min})_1 \geq \sqrt{4kTR\Delta f_1} \approx \sqrt{\Delta f_1}. \quad (13)$$

б) Точно известна частота сигнала f_0 .

В этом случае незачем следить за сигналами во всей полосе Δf_1 , следует выделить только частоту f_0 . Практически это можно сделать с помощью контура, настроенного в резонанс с f_0 (рис. 7,б). Но контур будет выделять f_0 с некоторой погрешностью, захватывая также частоты внутри своей резонансной кривой. Чем больше добротность контура Q , тем меньше ширина резонанса $\Delta f_2 = f_0/Q$, но во всяком случае $\Delta f_2 \ll \Delta f_1$. Именно эту полосу теперь следует подставить в формулу Найквиста при вычислении брουνновского стандарта. Получим:

$$(\Delta U_{\min})_2 \geq \sqrt{4kTR\Delta f_2} = \sqrt{\Delta f_2}, \quad (14)$$

что значительно меньше $(\Delta U_{\min})_1$.

в) Точно известна частота f_0 и фаза сигнала φ .

Знание фазы для синусоидального сигнала означает, что мы можем точно указать расположение этой синусоиды на временной оси. В любой момент времени нам известно, что сейчас происходит с сигналом: проходит ли он через ноль, достигает ли максимума, минимума или принимает промежуточное значение (другими словами, известно мгновенное положение изображающей точки на

графике синусоиды). Теперь, кроме выделения частоты f_0 , можно провести отбор по фазе, т. е. не обращать внимание на все случайные сигналы, которые на временной оси расположены иначе, чем истинный сигнал. Для этого надо построить опорный генератор. Это устройство вырабатывает гармоническое напряжение с частотой и фазой измеряемого сигнала (по условию эти параметры даны заранее). Амплитуда может быть произвольной, но достаточно большой. Выходит, что опорное напряжение дает нам вид, образ сигнала, своего рода «сигнальный портрет». Сравнение этого портрета с возникающими в измеряемой цепи флуктуационными сигналами частоты f_0 позволит отбросить те из них, которые «не похожи», т. е. имеют фазу, отличную от φ_0 . Устройство, которое осуществляет процесс сравнения, называется коррелятором, а сам прием и измерение амплитуды сигнала с известной частотой и фазой — корреляционным приемом (рис. 7, в).

Тепловой шум в узкой полосе частот вокруг частоты f_0 можно представить себе как набор синусоид, имеющих с одинаковой вероятностью любую фазу из интервала $(-\pi > \varphi < \pi)$, из-за периодичности синуса кратный сдвиг на 2π дал бы синусоиду, совпадающую с одной из уже учтенных). Пусть, например, коррелятор выбирает из них только те, фаза которых совпадает с фазой сигнала φ_0 с точностью до малого разброса $\Delta\varphi \ll 1$. Тогда интенсивность (мощность) шума на выходе коррелятора должна снизиться пропорционально отношению $(\Delta\varphi/2\pi) \ll 1$. Формально это выразится в эффективном сужении полосы в формуле Найквиста примерно во столько же раз. Минимальный сигнал будет равен:

$$(\Delta U_{\min})_3 = \sqrt{4kTR\Delta f_3} \approx \sqrt{4kTR\Delta f_2 \frac{\Delta\varphi}{2\pi}} \quad (15)$$

Из анализа трех случаев очевидно, что $(\Delta U_{\min})_3 < (\Delta U_{\min})_2 \ll (\Delta U_{\min})_1$. Каждый раз добавочная информация позволяла изменить схему обработки входных данных, усовершенствовать ее таким образом, что шум уменьшался и все более малые сигналы оказывались доступными для измерения.

Отдельные шаги в этом процессе неэквивалентны, «цена» разной информации тоже разная. Так, переход от случая а) к б) дает более сильный рост чувствительности, чем от б) к в), при меньших «затратах» (ведь построить коррелятор гораздо сложнее, чем простой резонансный контур). Следует ожидать, что дальнейшие шаги в этом процессе будут еще более сложными.

Здесь просматривается закономерность, аналогичная той, которая присуща методу простого накопления. Там тоже вначале трудно поднять чувствительность, увеличивая время измерения, но затем эффективные временные затраты становятся все более ощутимыми и заходят за границу реального. Разумное же увеличение времени уже не дает нужного роста чувствительности.

При накоплении $\Delta U_{\min} \approx \frac{1}{\sqrt{\tau}}$, при сужении частотной полосы $\Delta U_{\min} \approx \sqrt{\Delta f}$. Это позволяет говорить о том, что накопление измерений в течение времени τ эквивалентно однократному измерению с помощью узкополосной схемы с полосой $\Delta f = \frac{1}{\tau}$.

Мы не будем углубляться в теорию обнаружения сигналов на фоне помех. Наша цель была иной — ответить на вопрос о возможности проникновения за броуновскую границу разрешения. Анализ показал, что это можно сделать двумя способами: либо измерять в течение длительного времени, либо в однократном акте измерения воспользоваться известными характерными чертами сигнала, его специфической «окраской» по отношению к шумовому фону.

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ И ВРЕМЯ ИЗМЕРЕНИЯ

Еще один метод проникновения за броуновский стандарт был разработан в течение последних лет. Он особенно важен для экспериментов с пробными телами и связан с использованием колебательной системы с малыми потерями энергии.

Возьмем простой линейный осциллятор, который мы разбирали (см. рис. 2). Было вычислено, что его броуновские флуктуации вызывают среднеквадратичное блуждание амплитуды колебаний, равное $\overline{\Delta x_{\text{бр}}^2} = \frac{kT}{m\omega_0^2}$. Будем измерять внешнюю силу по отклику осциллятора. Обычное ограничение заключалось бы в утверждении, что нельзя регистрировать силу, вызывающую изменение амплитуды колебаний меньше, чем $\sqrt{\overline{\Delta x_{\text{бр}}^2}}$. Оказывается, что такое утверждение не имеет места для коротких воздействий. Чтобы разобраться в этом, рассмотрим подробнее процесс случайных блужданий амплитуды осциллятора.

На рисунке 8 упрощенно* изображен график зависимости координаты осциллятора от времени $\xi(t) = X(t) \sin \omega_0 t$. Осциллятор совершает быстрые колебания с собственной частотой ω_0 . Огибающая этих колебаний показывает изменение амплитуды $X(t)$ из-за теплового движения молекул как самого осциллятора, так и молекул окружающей среды. Темп изменений амплитуды гораздо медленнее, чем колебаний с частотой ω_0 . Пройдет десяток и более периодов $T_0 = 2\pi/\omega_0$, прежде чем амплитуда заметно изменится. Средний размах, расстояние между границами, в которых блуждает амплитуда, это и есть $\sqrt{\overline{\Delta x_{\text{бр}}^2}}$. Переход от одной границы к другой совершается со средним характерным временем τ_p , значи-

* Не учитываются медленные изменения фазы.

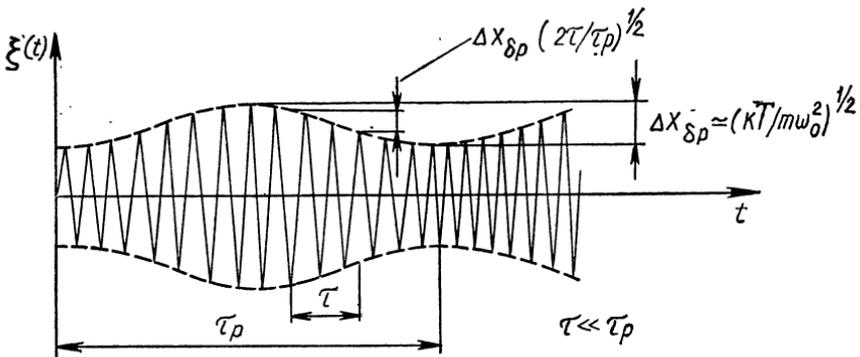


Рис. 8. Броуновское блуждание амплитуды осциллятора.

Чем меньше интервал наблюдения, тем меньше средняя величина случайных уходов амплитуды.

тально превосходящим период τ_0 . Время τ_p называется временем релаксации осциллятора или временем затухания.

Если осциллятор раскачать до амплитуды X_0 и предоставить самому себе, то колебания начнут затухать. Их энергия благодаря наличию трения, как внутреннего, так и внешнего (взаимодействие со средой), будет переходить в теплоту, масса осциллятора будет сама разогреваться и нагревать окружающую среду. Временной интервал, за который амплитуда колебаний упадет примерно в три раза (точно в $e = 2,73\dots$), и будет временем релаксации τ_p .

Время релаксации определяет инерционность осциллятора. Если его начинает раскачивать периодическая внешняя сила, то осциллятор не сможет мгновенно приобрести амплитуду колебаний, соответствующую этой силе. Он выйдет на стационарную амплитуду постепенно, увеличивая свои колебания в течение времени τ_p . Примерно то же происходит под действием молекулярных толчков: быстрые беспорядочные толчки вызывают медленные вариации амплитуды.

Поскольку τ_p зависит от трения, от темпа потери энергии осциллятором, то оно должно быть связано с добротностью Q , которая также характеризует потери. Эта связь выглядит очень просто $Q = \pi\tau_p/T_0$. Обычно ее используют для одного из определений добротности: добротность равна числу полных колебаний за время релаксации, умноженному на π .

Теперь представим себе, что измеряемое воздействие короткое. Пусть, например, внешняя периодическая сила действует на осциллятор в течение времени τ много короче его релаксационного интервала τ_p , т. е. $\tau \ll \tau_p$ (но, конечно, $\tau \gg T_0$). Сила успеет раскачать осциллятор до некоторой амплитуды ΔX_0 . С чем ее нужно сравнивать при решении вопроса о регистрации? Ясно, что не со стационарным значением броуновского стандарта $\overline{\Delta x}_{\delta p}$. За корот-

кое время τ осциллятор не сможет настолько изменить свою амплитуду благодаря флуктуациям. Это изменение должно быть значительно меньше. Расчеты на основе анализа броуновского движения показывают, что среднеквадратичный уход амплитуды за время $\tau \ll \tau_p$ составляет:

$$\overline{\Delta x_{бр}}(\tau) = \sqrt{\frac{kT}{m\omega_0^2} \frac{2\tau}{\tau_p}} = \overline{\Delta x_{бр}} \sqrt{\frac{2\tau}{\tau_p}} \quad (16)$$

Это тот эффективный броуновский стандарт, который определяет разрешение при измерении в течение времени короче, чем τ_p . Множитель $\sqrt{\frac{\tau_p}{2\tau}}$ показывает, во сколько раз снижается броуновская граница. Ясно, что нужно стремиться увеличивать время релаксации. Это не простая задача, но к настоящему времени уже удалось в лабораторных условиях построить такие колебательные системы, которые обладают релаксацией $\tau_p \approx 1 \text{ год} \approx 10^7 \text{ с}$ при периоде $T_0 \approx 10^3 \text{ с}$, т. е. $\sqrt{\frac{\tau_p}{2T_0}} \approx 100$; или релаксацией $\tau_p \approx 10^3 \text{ с}$ при периоде $T_0 \approx 10^{-3} \text{ с}$, так что $\sqrt{\frac{\tau_p}{2T_0}} \approx 1000$.

Таким образом идея повышения чувствительности с помощью высокочастотных приемных элементов с большим временем релаксации опирается на тот факт, что молекулярные флуктуации не успевают создать большой макроскопический эффект за короткое время. Но и полезный отклик (реакция на измеряемое полезное воздействие) будет мал, значительно меньше стационарного отклика при $\tau \geq \tau_p$. По этой причине здесь особенно важно иметь датчик — преобразователь с большим коэффициентом преобразования и малым собственным шумом. Нужны датчики, преобразующие чрезвычайно малые изменения амплитуды осциллятора в большой электрический сигнал, который в свою очередь оказался бы над броуновскими электрическими флуктуациями. Над этой проблемой работают сейчас во многих лабораториях мира.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НАШИХ ДНЕЙ

Рассмотрим теперь конкретные примеры тонких экспериментов, выполненных относительно недавно. Мы не будем описывать детали, при желании их можно найти в специальной литературе. Наша цель — обратить внимание на то, какими методами достигалась высокая чувствительность в каждом из следующих ниже случаев.

1. Обнаружение кванта магнитного потока. К 1960 г. теоретически было предсказано явление квантования магнитного потока в сверхпроводниках. Этот интересный эффект состоит в следующем.

В обычных условиях внутри соленоида можно получить любое значение магнитного поля, меняя силу тока, протекающего через катушку соленоида. Сверхпроводящая катушка должна обладать совсем иными свойствами. Магнитный поток Φ , заключенный внутри такой катушки, должен квантоваться. Он уже не может быть произвольным, а принимает дискретные отдельные значения от нуля и выше с шагом, равным одному кванту магнитного потока Φ_0 , т. е. $\Phi = n\Phi_0$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. Квант магнитного потока зависит только от мировых постоянных и равен $\Phi_0 = \hbar c / e = 2,06 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ *. Чтобы представить себе, насколько мало значение этой величины, оценим магнитный поток, создаваемый полем Земли $B_3 \approx 0,2 \text{ Гс}$ в одном витке диаметром $D = 1 \text{ мм}$ (игольное ушко). Получим $\Phi = (\pi D^2 / 4) B_3 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ — в 10 000 раз больше Φ_0 .

Эксперименты для подтверждения теоретического прогноза были поставлены в 1961 г. в США (У. Фейрбенк и др.). Сверхпроводящая катушка (фактически только один виток) подвешивалась на нити и совершала крутильные колебания под действием переменного слабого магнитного поля (рис. 9). Сильное поле нельзя было применить, так как оно разрушает сверхпроводимость. Требуемая чувствительность в этом опыте была достигнута за счет высокой технологии и ювелирной техники изготовления сверхпроводящего витка. Он был исполнен так. На тонкую кварцевую нить диаметром 10 мкм напылялся микронный (10^{-6} м) слой сверхпроводника — свинца. Затем был отрезан кусочек длиной 0,6 мм. Полученный миницилиндр подвешивался (за середину) на кварцевой нити толщиной в несколько микрометров. После изготовления такого крутильного маятника трудностей регистрации уже не существовало. Вот почему. Во-первых, постоянный поток земного магнитного поля сквозь такой виток оказался $\approx 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$, т. е. меньше элементарного кванта магнитного потока, поэтому переменные флуктуации земного поля (на уровне процентов от самого поля) уже не играли роли. Во-вторых, момент силы, действующей на

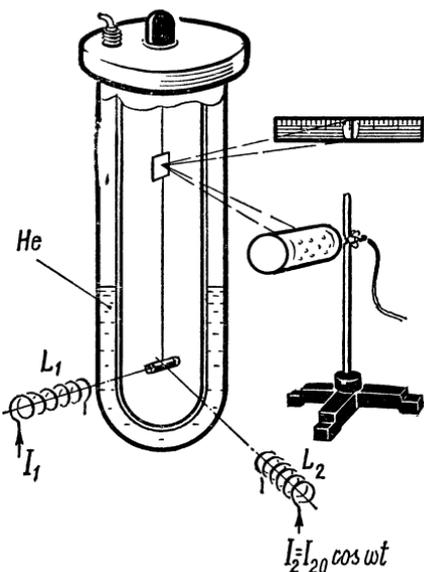


Рис. 9. Опыт по измерению кванта магнитного потока.

* $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$.

виток с одним «вмороженным» квантом потока Φ_0 , во внешнем магнитном поле ≈ 10 Гс вызывал отклонение маятника, намного превосходящее броуновский стандарт.

Эксперимент проходил так. Вначале, пропуская ток через катушку L_1 , расположенную вдоль оси витка, создавали в витке магнитное поле. Затем температура опускалась ниже критической. Виток переходил в сверхпроводящее состояние, сохраняя в себе «вмороженный» магнитный поток. Вторая катушка L_2 с осью, перпендикулярной оси витка, создавала слабое переменное поле на собственной частоте маятника. Маятник раскачивался в резонансе, и по его стационарной амплитуде, которая регистрировалась простой оптической системой, вычисляли «вмороженный» поток.

Результаты наблюдений полностью подтвердили теорию: магнитный поток внутри витка принимал только значения, кратные Φ_0^* . Подчеркнем еще раз, что трудности измерения здесь были преодолены за счет высокой технологии изготовления деталей установки.

2. Поиски дробных электрических зарядов. Электрический заряд дискретен. Его элементарный квант — электрон $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ**. Это было установлено со всей очевидностью в опытах Иоффе и Милликена в 1913 г.

В 1964 г. Гелл-Манн и Цвейг выдвинули гипотезу о существовании особых частиц, кварков, из которых строятся все остальные элементарные частицы. Заряд кварков может составлять $\left(\pm \frac{1}{3} e, \pm \frac{2}{3} e \right)$, т. е. дробную часть электрона. По грубым теоретическим оценкам ожидалось, что встретить одиночный свободный кварк в веществе можно очень редко, примерно 1 кварк на 10^{10} — 10^{15} обычных нуклонов. Так возникла ситуация, требующая измерения заряда с точностью не хуже $\pm 0,3 e$.

Такого рода опыты были поставлены в 1967—1968 гг. в Италии (Бекки, Галинато и др.) и в СССР (Брагинский, Мигулин и др.). Большие частицы, содержащие более 10^{15} нуклонов, уже нельзя было удерживать электрическим полем, и экспериментаторы использовали магнитную подвеску (рис. 10). Частица графита, который является диамагнетиком и выталкивается из магнитного поля, помещалась между полюсами электромагнита. Она повисала в той точке, где сила магнитного выталкивания уравновешивала ее вес. В горизонтальном направлении частица находилась по центру между полюсами в положении устойчивого равновесия и имела частоту колебаний $\omega_0 \approx 40$ рад/с. Возле полюсов помещали обкладки конденсатора. При подаче напряжения можно было наблюдать

* Отметим, что измерение кванта магнитного потока Φ_0 позволяет экспериментально найти значение постоянной Планка \hbar (при известных c и e).

** 1 СГСЭ $q = 3 \cdot 10^{-9}$ Кл.

смещение частицы, по смещению определять заряд, который она несла.

Для этого эксперимента характерны следующие данные. В первой серии измерений употреблялись частицы с массой $\approx 10^{-8}$ г. Среднее броуновское смещение составляло $\overline{\Delta x_{бр}} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см. Напряжение на пластины конденсатора подавали такое, что электрическое поле внутри было $1,5 \cdot 10^3$ В/см. Изображение частицы с увеличением в 100 раз проецировали на фотопленку, на которой фиксировалось положение до и после подачи напряжения. Заряд менялся при облучении слабым рентгеновским излучением.

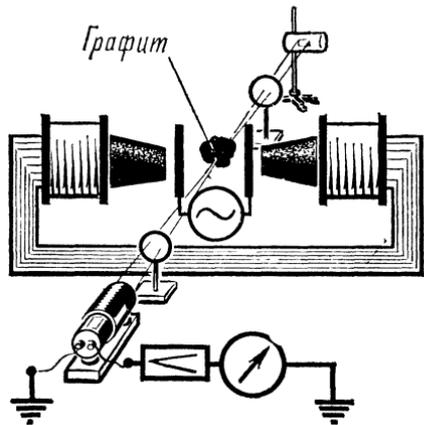


Рис. 10. Схема установки поиска кварков.

Значение смещения при заряде частицы в $1e$ рассчитывается просто: $\Delta x_e = eE/m\omega_0^2 \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ см, что больше броуновской границы. Однако для измерения заряда $0,1e$ следовало уже регистрировать $1,5 \cdot 10^{-5}$ см, что значительно меньше $\overline{\Delta x_{бр}}$. Время релаксации частицы, находящейся в воздухе, было маленьким ≈ 1 с, а на один замер уходило ≈ 20 с. В этих невыгодных условиях у экспериментаторов был один резерв — накопление, который они и использовали. Смещение определялось не по одному замеру, а как среднее примерно по 50 замерам. В этом случае броуновская граница снижалась до $\overline{\Delta x_{бр}}/\sqrt{50} \approx 7 \cdot 10^{-6}$ см, что и требовалось.

Во второй серии измерений пробная частица заключалась в вакуумный объем. Ее колебательные свойства возрастали, добротность повышалась до $Q \approx 10^3$. Измерения были переведены в динамический режим. На пластины конденсатора подавалось переменное напряжение частоты ω , которое резонансно раскачивало частицу. Изображение частицы проецировалось на щель перед фотоэлементом (вариант оптического рычага). В его цепи возникал переменный ток из-за колебаний частицы. Измерение амплитуды этого тока и давало информацию о заряде, который несла частица. При измерении был применен корреляционный метод. Он здесь естественно напрашивался, ибо опорный сигнал находился в руках оператора — это напряжение, которое раскачивает частицу. В результате чувствительность возросла и можно было исследовать более тяжелые частицы с $m \approx 10^{-7}$ г.

Ни в этом, ни в других экспериментах кварков не нашли, но стало ясно, что если они встречаются в природе в свободном состоянии, то не чаще, чем один кварк на 10^{17} обычных нуклонов.

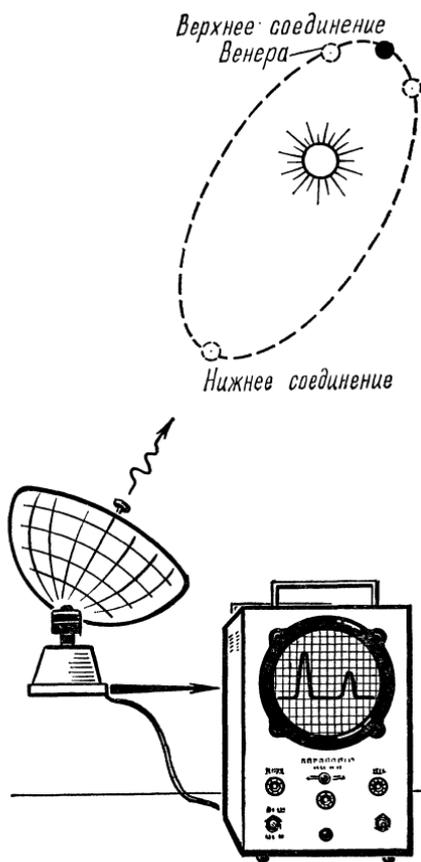


Рис. 11. Схема эксперимента по измерению задержки радиосигнала, проходящего у края солнечного диска.

Солнца, где сильное поле тяготения, и должен замедлиться. Расчеты по теории относительности показывали, что полное замедление при путешествии туда и обратно составляет ≈ 160 мкс. Замедление должно выявиться при сравнении теоретической цифры для полного времени путешествия (около 30 мин) с экспериментальной.

Эксперимент был проведен и дал положительный результат с точностью несколько процентов. Но сейчас для нас важнее то, как достигалась эта точность.

3. Замедление радиопульса в поле тяготения. В вакууме скорость электромагнитной волны равна $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с. В среде волна замедляется и $c' = c/n$, где n — показатель преломления среды.

Гравитационное поле тоже специфическая форма материи, специфическая среда, поэтому следует ожидать замедления электромагнитного импульса при прохождении сквозь сильное поле тяжести*. Это простое предсказание теории относительности было проверено лишь в 1968 г. в сложном межпланетном радиолокационном эксперименте (Шапиرو и др., США).

Представим себе три тела — Землю, Венеру и Солнце, расположенные на одной прямой. Такое положение в природе случается дважды. Один раз, когда Венера находится между Землей и Солнцем, так называемое нижнее соединение; другой раз Венера отгорожена от Земли Солнцем — верхнее соединение (рис. 11).

Если в момент, близкий к положению верхнего соединения, послать радарный импульс на Венеру и получить отраженный сигнал, то импульс неизбежно пройдет вблизи края

* См.: Школьникам о современной физике. — Классическая физика; Ядерная физика. — М.: Просвещение, 1974, с. 41.

При сравнении временного положения начального (зондирующего) импульса и эхо-сигнала точность в первую очередь зависит от их амплитуды. Если протяжный импульс еле виден в шумах, то определить его временную координату можно только очень грубо. Таким образом главная техническая трудность этого эксперимента (как и других локационных планетных исследований) состояла в надежном выделении эхо-сигнала из шума. А сигнал этот был чрезвычайно слаб. Зондирующий импульс, который антенна локатора посылала в космос, обладал мощностью ≈ 300 кВт. Возвращалась назад ничтожная доля $\approx 10^{-21}$ Вт. Это на пределе возможностей современных приемников и доступно только при чрезвычайно узкой полосе приема. Действительно, мощность теплового броуновского шума на входе приемника $\Delta N_{бр} = kT\Delta f$. Чтобы получить цифру $\Delta N_{бр} = 10^{-21}$ Вт, нужно даже при температуре жидкого гелия ≈ 4 К обеспечить Δf , равное (10^{-5} — 10^{-6}) Гц. Кроме броуновских шумов приемника, добавлялись шумы космического фона. Только применяя одновременно все известные способы выделения слабого сигнала, можно было решить задачу надежного приема.

Так и было сделано. Для освобождения от помех зондирующий импульс подвергался сложному кодированию, т. е. ему придавали специальную форму, которую почти невозможно имитировать случайными помехами. Было применено накопление сигнала в течение 30 мин и использован корреляционный прием. Последнее кажется невозможным. В самом деле, откуда взять опорный сигнал? Ведь отраженный импульс очень сложен, он несет на себе отпечаток неизвестной поверхности планеты, которая для такого эксперимента существенно не точечный объект. Каждый элемент поверхности имеет свою отражающую способность, свою высоту и, значит, свою индивидуальную линейную скорость (из-за вращения планеты), от которой зависит доплер-эффект (частотный сдвиг отраженного сигнала), и т. д. Все это рассчитать и сформировать искусственный опорный сигнал практически — просто фантазия. Но экспериментаторы нашли выход. Достаточно сильный сигнал дала им сама планета. Ее «сняли» лучом локатора, т. е. получили отраженный сигнал заранее, когда она была в положении нижнего соединения. Расстояние в этом случае во много раз меньше, и эхо-сигнал сильный и четкий. Этот «портрет» остался в памяти локатора, в памяти его вычислительных центров и был использован в нужный момент, во время поиска слабого дальнего эхо-сигнала среди превосходящих шумов. Комбинация всех способов наступления на шумы обеспечила требуемую эффективную полосу $\Delta f \approx 10^{-5}$ Гц и успех эксперимента.

4. Проверка принципа эквивалентности.* Принцип эквивалентности, утверждающий равенство инертной $m_{и}$ и гравитационной

* Более подробно см.: Школьникам о современной физике. — Классическая физика: Ядерная физика. — М.: Просвещение, 1974, с. 26—53.

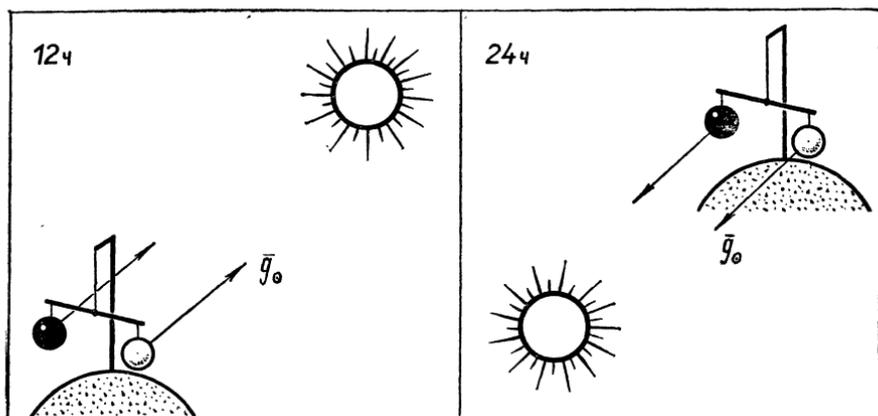


Рис. 12. Схема эксперимента по проверке принципа эквивалентности.

$m_{гр}$ масс или равенство ускорений тел в поле тяжести, лежит в основе современной физики и теории относительности. Многие в наших физических представлениях пришлось бы изменить в случае нарушения этого принципа. Вот почему экспериментаторы различных лабораторий не перестают направлять усилия на проверку принципа эквивалентности.

Последний из таких опытов, в котором была достигнута рекордная чувствительность, был проведен в МГУ в 1971 г. (Брагинский, Панов). Применялся традиционный крутильный маятник. На концах коромысла маятника размещались пробные массы из платины и алюминия. Если рассматривать их ускорения в поле тяжести Солнца ($g_{\odot} = 0,6 \text{ см/с}^2$) и предполагать, что эти ускорения разные, то следует ожидать появления крутильного момента, который в течение суток меняет знак из-за суточного вращения Земли (рис. 12). Таким образом, если принцип эквивалентности неверен (ускорения алюминия и платины разные), маятник должен раскачиваться с периодом 24 ч (вынужденные колебания).

Экспериментаторы сделали маятник с уникальными характеристиками. У него был весьма большой для легкой конструкции период $T_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ с} \approx 5 \text{ ч } 20 \text{ мин}$ и огромное время релаксации $\tau_p \geq 6 \cdot 10^7 \text{ с}$, т. е. более двух лет. Броуновская граница шума в угловой мере составляла $\Delta\varphi_{бр} \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Расчеты показывали, что этот шумовой уровень позволил бы зарегистрировать отличие от единицы отношения гравитационной массы к инертной (m_g/m_i) только в одиннадцатом знаке после запятой (т. е. с точностью 10^{-11}). Но опыт с таким разрешением уже проводился ранее в 1961 г. (Р. Дикке, США). Эквивалентность масс не нарушалась. Для дальнейшего шага нужна была более высокая чувствительность. Именно с этой целью и был создан маятник с большим τ_p . Ученые использовали здесь улучшенные шумовые свойства систем

с большой релаксацией. Эксперимент длился $\tau = 7$ суток $\approx 7 \cdot 10^5$ с. За это время флуктуационные уходы маятника не могли превысить величины $\Delta\varphi(\tau) = \overline{\Delta\varphi}_{\text{бр}} \sqrt{\frac{2\tau}{\tau_p}} \approx 0,1 \overline{\Delta\varphi}_{\text{бр}}$. Следовательно, эффективная броуновская граница оказалась на порядок сниженной, что дало возможность исследовать отношение m_r/m_n в двенадцатом знаке. Аномалий в движении маятника не было обнаружено.

Сейчас мы твердо знаем, что $m_r/m_n = 1,00\dots$ с точностью до двенадцатого знака после запятой.

5. Поиски гравитационных волн. Эксперименты по обнаружению новой формы материи — гравитационного излучения, происходящего от далеких космических объектов, проводятся с 1969 г. Гравитационное излучение давно предсказано, но до сих пор не обнаружено, потому что очень слабо взаимодействует с веществом. Эффективность взаимодействия гравитационной волны с твердым телом пропорциональна его массе и длине. По этой причине известные гравитационные антенны весьма громоздки. Это цилиндрические болванки из металла массой 1—3 т и длиной 1,5—3 м. Гравитационная волна вызывает малые продольные колебания болванки, которые наиболее сильно возбуждаются, если есть резонанс, т. е. частоты гравитационной волны и продольной волны болванки совпадают.

В первых попытках приема гравитационных волн из космоса исследователи искали слабые возмущения, едва превышающие броуновский шум. Для массивной антенны тепловые колебания даже на самой низкой частоте очень малы. Оценка броуновского стандарта для флуктуационной амплитуды при комнатной температуре на частоте $\omega = 10^4$ рад/с дает $\overline{\Delta x}_{\text{бр}} = (kT/m\omega^2) \approx 3 \cdot 10^{-14}$ см. Вот когда понадобился хороший датчик — измеритель смещений с большим коэффициентом преобразования и малыми собственными шумами.

На антенне, построенной в СССР в 1972 г. (Брагинский и др.), работал уникальный емкостной датчик. К торцам антенны-болванки крепились две консоли (проще рога), сходящиеся в ее середине (рис. 13), к ним приклеивали пластины емкостного датчика. Рабочий зазор, образованный пластинами конденсатора, экспериментаторы сумели сделать очень небольшим, $d = 2 \cdot 10^{-4}$ см = 2 мкм. Достигнуть этого удалось только с помощью автоматической следящей системы, которая все время поддерживала d на заданном уровне. При этом автоматика обрабатывала лишь медленные уходы зазора, пропуская быстрые, так что для рабочей частоты $\omega = 10^4$ рад/с зазор оставался свободным и воспроизводил колебания болванки. Добротность контура датчика составляла $Q = 500$, напряжение накачки в контуре $U_0 = U_r Q = 10$ В. Легко вычислить коэффициент преобразования датчика $k_V = \frac{0,5U_0 Q}{d} =$

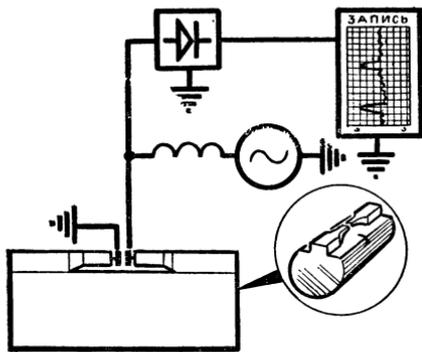


Рис. 13. Гравитационная антенна с емкостным датчиком.

$= 10^7$ В/см. Датчик переводил механический броуновский шум болванки $3 \cdot 10^{-14}$ см в электрическое напряжение $\approx 0,3$ мкВ, а его собственный электрический шум был менее $0,1$ мкВ. После усиления сигнала, идущего с датчика, и соответствующей его обработки экспериментаторы получали возможность наблюдать броуновские колебания болванки на экране осциллографа или записывать их на ленту самописца.

Гравитационные волны искали следующим образом. Непрерывно в течение многих суток следили за броуновским шумом антенны, ожидая появления всплесков, которые могли бы вызвать импульсы гравитационного излучения, случайно пришедшие из космоса. Здесь столкнулись с трудной задачей выделения сигнала.

Всплесков за сутки было много, они выходили за рамки броуновского шума. Это происходило потому, что такую сверхчувствительную антенну очень трудно идеально изолировать от всех посторонних внешних воздействий негравитационной природы. Как быть, как придать полезному сигналу специфическую окраску? Был использован единственный в этих условиях выход — применена схема совпадений. Не одна, а по крайней мере две антенны должны работать одновременно, и их обязательно нужно разнести далеко друг от друга. Пионер гравитационно-волновых поисков Вебер (США) разносил антенны на 1000 км. Местные помехи у каждой из антенн индивидуальны, и практически невероятно, чтобы они совпали. Гравитационная волна из космоса общая для обеих антенн, и отклики на нее должны с большой точностью совпадать. Совпадение — вот отличительная черта подозрительных всплесков, критерий, который сужает эффективную полосу шума. Свойство совпадать во времени — это индивидуальное качество гравитационно-волновых возбуждений двух разнесенных антенн. Все всплески, не имеющие пары на другой антенне, должны быть отброшены.

В первых экспериментах, использовавших этот принцип, гравитационные волны не были обнаружены. Это означает, что на очереди новые исследования, требующие еще более чувствительной аппаратуры, еще более глубокого проникновения в мир малых возмущений.

Куда же можно уйти в погоне за малым — малыми возмущениями, малыми силами, смещениями, зарядами и т. д.? Из формул и рассуждений, приведенных выше, следует, что путь к бесконечно точному измерению в принципе открыт. Действительно, если накопление ограничено, то резерв увеличения чувствительности за счет свойств систем с большой релаксацией кажется бесконечным, ведь фактор роста $(\tau_p/\tau)^{1/2}$ принципиально не ограничен. Однако наши формулы, позволяющие делать этот вывод, теряют свою применимость, как только перестает работать классическая физика и вступают в строй квантовые законы. Когда это происходит? Приведем в заключение простой расчет для гармонического осциллятора, столько раз выручавшего физиков.

Пусть осциллятор «заморозили» настолько, что он начал проявлять квантовые свойства. Энергия его колебаний теперь не может быть произвольной. Для нее допустимы только строго определенные значения — квантовые энергетические уровни. Расстояние между уровнями равно энергии одного кванта $\hbar\omega_0$, а энергия n -го уровня $E_n = n\hbar\omega_0 = \frac{m\omega_0^2 X_n^2}{2}$, X_n — амплитуда колебаний осциллятора на n -м уровне.

Обычный классический осциллятор под действием броуновских импульсов со стороны молекул изменял свою амплитуду за время наблюдений τ на $\overline{\Delta x_{бр}}(\tau) = \overline{\Delta x_{бр}} \sqrt{\frac{2\tau}{\tau_p}} = \sqrt{\frac{kT}{m\omega_0^2} \frac{2\tau}{\tau_p}}$. Если $X_n \gg \overline{\Delta x_{бр}}(\tau)$, то приращение энергии, отвечающее такому изменению амплитуды, было бы $\Delta E_\tau \approx m\omega_0^2 X_n \overline{\Delta x_{бр}}(\tau)$ ($\overline{\Delta x_{бр}}^2$ отброшено за малостью). Квантовый осциллятор может изменить амплитуду колебаний, только если броуновское движение молекул вложило в него энергию, превышающую один квант, т. е. $\Delta E_\tau \geq \hbar\omega_0$. В противном случае изменений не произойдет. Значит, обычное представление о броуновских флуктуациях осциллятора неверно, если

$$\Delta E_\tau < \hbar\omega_0. \quad (17)$$

Отсюда получаем (с точностью до численного коэффициента):

$$nkT \frac{\tau}{\tau_p} < \hbar\omega_0. \quad (18)$$

Как только начинает выполняться условие (18), осциллятор начинает проявлять квантовые свойства. Как при этом будет протекать измерительный процесс? Каковы его закономерности? Ответы на эти вопросы — глава будущего экспериментальной физики.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ

5

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

6

В. А. БЕЛЯКОВ

ИОНЫ, ПРОНИКАЮЩИЕ В КРИСТАЛЛЫ

7

Е. С. ИЦКЕВИЧ

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

27

Б. М. БОЛОТОВСКИЙ

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ МАГНИТНЫЙ ЗАРЯД?

43

М. И. КАГАНОВ

ПРИРОДА СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

53

И. П. СТАХАНОВ

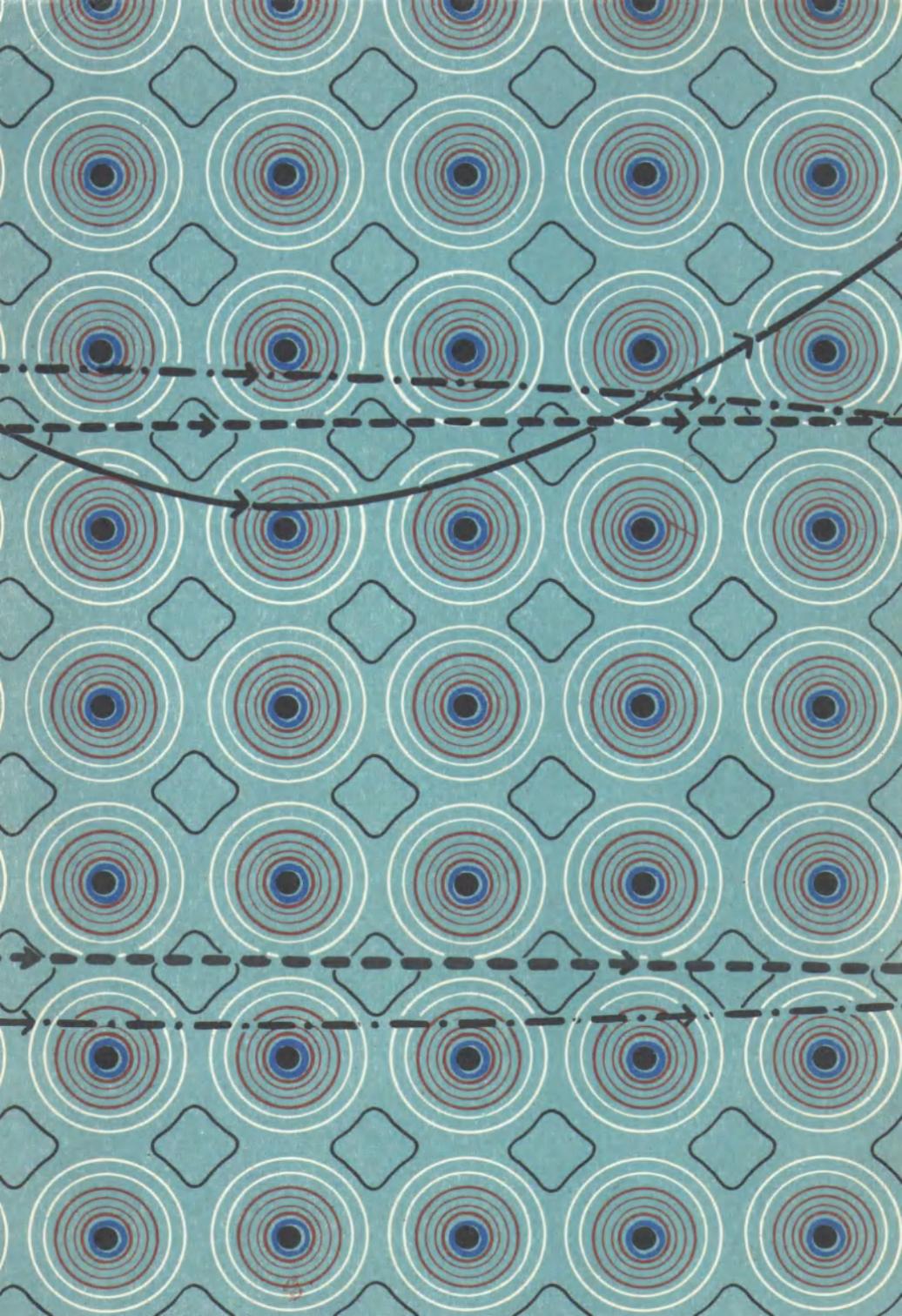
ЗАГАДКИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

94

В. Н. РУДЕНКО

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ФИЗИКЕ

109



30 коп.

