

Приложение к журналу

КВАНТ

№5/95

ШКОЛА В «КВАНТЕ»

ФИЗИКА 9—11

Выпуск 2

Бюро  Квантум

ШКОЛА В «КВАНТЕ»

ФИЗИКА 9 — 11

Выпуск 2

*Под редакцией
А.А.Варламова, А.Л.Стасенко, А.И.Черноуцана*



Москва 1995
Бюро «Квантум»

ББК 22.3
Ш67
УДК 53(075.4)

Приложение
к журналу «Квант»
№ 5/95

Ш67 Школа в «Кванте»: Физика 9—11, Выпуск 2/Под ред. А.А.Варламова, А.Л.Стасенко и А.И.Черноуцана. — М.: Бюро Квантум, 1995. — 128 с. (Прил. к журналу «Квант» №5/95) ISBN 5-85843-012-0

Книга представляет собой сборник статей по всем разделам школьной физики, опубликованных в журнале «Квант» в рубрике «Школа в «Кванте». Небольшой объем, незагруженность математическими выкладками и живость изложения — вот отличительные особенности статей этой рубрики.

Для учащихся и преподавателей средних школ, лицеев и гимназий, а также для всех тех, кто самостоятельно готовится к конкурсным экзаменам.

ББК 22.3

ISBN 5-85843-014-7

© Бюро Квантум
«Квант», 1995

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	4
С.Филонович. Легко ли описывать движение?	5
А.Кикоин. Стробоскопический эффект и измерение ускорения	9
А.Шапино. Немного о средней скорости	11
А.Стасенко. Кинематика, да и только	14
А.Черноуцан. Сила трения покоя	19
А.Буздин. О швартовке, трении и формуле Эйлера	23
А.Кикоин. Работа, энергия и архимедова сила	26
А.Кикоин. Вторая космическая скорость	28
Г.Мякишев. Законы сохранения и системы отсчета	31
А.Кикоин. Гармонические колебания. Сложение колебаний	35
А.Кикоин. Энергия и громкость звука	39
Е.Городецкий. Сколько состояний бывает у вещества?	42
А.Кикоин. Превращение газа в жидкость	45
А.Варламов. За какое время сливаются капли?	49
А.Кикоин. Хаотичность молекулярного движения и тепловые машины	53
А.Черноуцан. Силовые линии и теорема Гаусса	56
А.Кикоин. Гроза и грозоотвод	62
А.Кикоин. Первый источник электрического тока	65
А.Варламов. Компьютер — в холодильнике?!	68
Л.Асламазов. Скин-эффект	71
А.Черноуцан. Сила Лоренца и эффект Холла	73
А.Кикоин. Полярные сияния	76
Л.Асламазов. Токи смещения	79
А.Зильберман. Модуляция и модуляторы	81
Е.Городецкий. Принцип Гюйгенса	86
Л.Асламазов. Дифракция волн	89
А.Зильберман. Немного о линзах	92
А.Кикоин. Лучи и волны	97
А.Варламов. На что способен микроскоп?	100
А.Кикоин. Абсолютно черное тело	103
А.Черноуцан. Электромагнитная индукция и принцип относительности	107
М.Дигилов. Альфа-частицы и опыты Резерфорда	111
А.Кикоин. Заряд атомного ядра и периодическая система элементов	116
О.Кабардин. Ядерные спектры	119
А.Стасенко. Бог что-то скрывает от нас, или О принципах неопределенности	122

ПРЕДИСЛОВИЕ

В эту книгу вошли избранные статьи из постоянной рубрики нашего журнала «Школа в «Кванте». Возникнув около пятнадцати лет назад, «Школа» сразу же завоевала популярность у читателей, и интерес к ней не ослабевает по сей день.

Материалы этой рубрики, как правило менее сложные и элитарные по сравнению с материалами ряда других рубрик, рассчитаны на самый широкий круг читателей. Можно сказать, что «Школа в «Кванте» — это интересное чтение «вдоль» школьной программы. Темы статей обычно перекликаются с разделами программы, изучаемыми в школе в момент выхода журнала в свет. Небольшой объем, незагруженность математическими выкладками, живость и своеобразная эссеичность изложения не только делают статьи «Школы» доступными для самостоятельного изучения, но и позволяют использовать их для докладов и рефератов на школьных факультативах и конференциях или просто для «оживления» текущих занятий.

За прошедшие годы накопилось так много статей «Школы в «Кванте», что мы решили собрать их в несколько книг. Причем каждую книгу сделать «полноценной», независимой от других — в том смысле, что в нее войдут статьи по всем разделам физики, от кинематики до атомного ядра.

Перед вами — второй выпуск задуманной серии.

Многие понятия кинематики — раздела механики, посвященного изучению движений тел без выяснения их причин, — кажутся нам очень простыми, даже элементарными. Однако потребовались века, чтобы наука выработала эффективные методы описания движения. Поговорим немного об истории формирования представлений о двух кинематических величинах — о скорости и ускорении.

Движение любого тела связано с изменением его положения в пространстве с течением времени. Эта привычная для нас мысль не столь уже однозначна. Что, например, следует принять за независимую переменную при описании движения — путь или время? Ученые начала XVII века не были единодушны в ответе на это вопрос. И если это различие во взглядах не приводило к серьезным расхождениям при исследовании прямолинейного равномерного движения, то в случае неравномерного движения оно оказалось весьма существенным. Попробуйте, скажем, установить закон движения, предположив пропорциональность скорости пройденному пути ($v \sim s$), и вы убедитесь, что это гораздо более трудная задача, чем описание равноускоренного движения, при котором скорость пропорциональна времени ($v \sim t$).

Заслуга систематического рассмотрения задач кинематики прямолинейного равноускоренного движения принадлежит Г. Галилею (1564—1642). Экспериментально изучив свободное падение тел и их движение по наклонной плоскости с малым трением, Галилей сформулировал закон равноускоренного движения, который звучал так: «Если тело, выйдя из состояния покоя, падает равномерно-ускоренно, то расстояния, проходимые им за определенные промежутки времени, относятся между собою как квадраты времен».

Мысль Галилея о том, что свободное падение происходит равноускоренно, воспринималась современниками с трудом.

Один из героев книги Галилея «Беседы и математические доказательства» приводит против нее такое, представляющееся ему убедительным, возражение: «Если тяжелое падающее тело выходит из состояния покоя таким образом, что скорость его увеличивается пропорционально времени, истекшему от начала движения, то отсюда следует, что тело должно двигаться с любой степенью скорости или любой большой степенью медленности, выходя из состояния покоя... — явление, которое весьма трудно себе представить, когда наши чувства показывают, что тяжелое падающее тело сразу приобретает большую скорость». Кажущееся противоречие «показаний чувств» и теории Галилей снимает с помощью остроумного опыта (подумайте — какого).

Галилею же принадлежит и идея о представлении сложного движения как результата сложения относительно простых движений. «Пробным камнем» для ее проверки послужила задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту, которая (будучи важной в военном отношении) издавна привлекала внимание ученых. Еще Леонардо да Винчи (1452 — 1519) в целом правильно представлял вид траектории такого тела. На рисунке 1, взятом из записных книжек Леонардо, изображено семейство баллистических траекторий. Общий вид их изображен верно, однако зависимость дальности полета от угла бросания показана неправильно. Однако и во времена Галилея в трактатах по военному делу можно было встретить ошибочное описание траектории снаряда как совокупности двух отрезков прямых и части окружности (рис. 2). Доказательство Галилеем теоремы о том, что «при сложном движении, слагающемся из равномерного горизонтального и естественно-ускоренного движений, бросаемое тело описывает полупараболу», представляло крупное научное достижение.

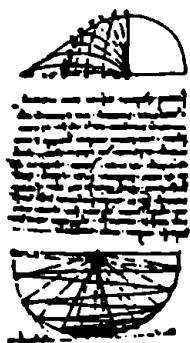


Рис. 1

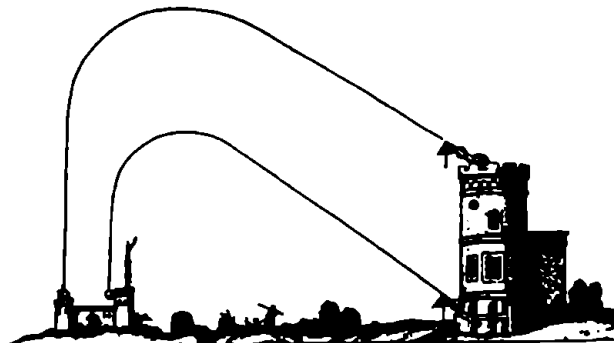


Рис. 2

Следует отметить, что Галилей в своих рассуждениях никогда не пользовался понятием «скорость» и соответствующим выражением, связывающим скорость и пройденный путь. Все его теоремы посвящены анализу отношений однородных (т.е. имеющих одинаковую размерность) величин. Такой способ изложения определяется традицией, берущей начало еще в эпохе Античности. Интересно, что и И. Ньютон (1643—1727) в своих знаменитых «Началах» не пользовался выражением $v = s/t$. Первым, кто осмелился ввести скорость таким образом, был Л.Эйлер (1707—1783). В сочинении «Теория движения твердых тел» (1765 г.) он дал ей такое определение: «При равномерном движении отношение путей к промежуткам времени, в течение которых они проходятся, называется быстротой или скоростью... Если при равномерном движении за время, равное t , проходит путь, равный s , то скорость равна s/t . Если скорость обозначить буквой v , то $v = s/t$ ». Как видите, даже обозначения переменных, использованные Эйлером, сохранились до наших дней.

Может быть, мы преувеличиваем значимость шага, сделанного Эйлером? Скорее всего, нет. Насколько необычным для XVIII века был его подход к определению физической величины, свидетельствуют пояснения, который Эйлер счел необходимым сделать далее: «Здесь может, пожалуй, возникнуть сомнение по поводу того, каким образом можно делить путь на время, так как ведь это — величины разнородные и, следовательно, невозможно указать, сколько раз промежуток времени, например, в 10 минут, содержится в пути длиной, например, в 10 футов... Если для измерения путей мы выберем определенную длину в качестве единицы и точно так же для времени выберем в качестве единицы определенный промежуток времени и если мы будем постоянно пользоваться этой мерой, то все пути и времена выразятся в отвлеченных числах, и тогда для деления первых на вторые не будет никаких препятствий». Вот какие простые вещи приходилось разъяснять в фундаментальных сочинениях по механике в середине XVIII века.

Но и Эйлера нельзя считать в полной мере автором современного определения скорости — он отдельно определял модуль скорости и ее направление. Представление о скорости как о направленном отрезке (векторе) вошло в физику примерно через сто лет после публикации сочинения Эйлера, когда в математике были разработаны основы векторного исчисления.

После рассказа о длинной и сложной истории понятия скорости уже не столь удивительным представляется тот факт, что понятие ускорения вошло в науку еще позже. Впервые

понятие ускорения как физической величины ввел в своих лекциях по механике французский математик и инженер Ж. Понселе (1788 — 1867) лишь в 1841 году. Это не значит, однако, что в сочинениях авторов XVIII и даже XVII веков не встречается термин «ускорение». Им пользовались, но подразумевали не физическую величину, а процесс изменения скорости. (Отметим попутно, что в физике можно найти и другие примеры такого смешанного словоупотребления — вспомним хотя бы термин «перемещение», «давление», «сопротивление».) Правда, Эйлер хотя и рассматривал вторую производную пути по времени, имеющую с современной точки зрения смысл касательного ускорения, но он интерпретировал ее по-другому. Эйлер писал, что эта производная «выражает собою тот отрезочек пути, на который тельце перемещается сверх того расстояния, которое пройдено им в силу бывшего у него раньше движения».

Широкое использование ускорения в работах по механике началось лишь после выхода в свет (1851 г.) сочинения «Элементы механики» француза А. Резаля, ученика Понселе.

Итак, история основных понятий кинематики показывает, что выработка научного языка для описания движения потребовала преодоления многих трудностей принципиального характера. И то, что мы теперь с легкостью пользуемся этим языком, лишний раз подчеркивает заслуги ученых прошлого.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ИЗМЕРЕНИЕ УСКОРЕНИЯ

А.Кикоин

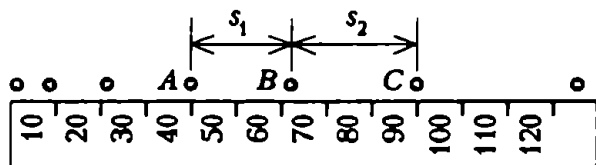
Существует много способов опытного определения ускорения. Один из них — так называемый стробоскопический (от греческих слов «стробос» — кружение и «скопео» — смотрю) метод — связан со стробоскопическим эффектом.

Различают два типа стробоскопических эффектов. Первый состоит в том, что при наблюдении быстро сменяющихся друг друга отдельных фаз движения (каждая из которых фиксируется в состоянии покоя) возникает иллюзия непрерывного движения. Это связано с инерцией зрения, т.е. со способностью клеток сетчатки глаза сохранять зрительный образ объекта в течение некоторого промежутка времени (примерно 0,1 секунды) после исчезновения самого зримого объекта. И если время между появлениями отдельных изображений меньше этого промежутка, образы сливаются и движение кажется непрерывным. На этом, в частности, основано восприятие движения в кинематографе и телевидении.

Стробоскопический эффект второго типа заключается в том, что при определенных условиях возникает иллюзия покоя предмета, который на самом деле движется. Представьте себе, например, какое-то вращающееся тело, скажем колесо со спицами, которое освещается импульсной лампой, дающей короткие, повторяющиеся через равные промежутки времени вспышки. Ясно, что наблюдатель будет видеть колесо только в те моменты, когда оно окажется освещенным. Если частота вращения колеса в точности совпадает с частотой повторения вспышек, колесо будет освещено каждый раз в одном и том же положении. При достаточно большой частоте вращения (и вспышек) глаз будет сохранять это зрительное ощущение в течение промежутков времени между вспышками, и колесо будет казаться неподвижным. Приборы, в которых используется этот эффект, называют стробоскопами.

Теперь — об измерении ускорений. Если какое-то движущееся тело сфотографировать при стробоскопическом освещении (затвор фотоаппарата должен оставаться открытым во все время движения тела), то на фотоснимке будут видны последовательные положения движущегося тела через равные (и известные) промежутки времени.

Приведенный здесь рисунок сделан с фотографии тела, движущегося прямолинейно и равноускоренно. Фотоснимок получен при освещении тела импульсной лампой с определенными промежутками времени между вспышками.



Пусть в какой-то момент тело находилось в точке A , а через время τ , равное промежутку между вспышками, оно переместилось в точку B . Тогда, как известно, перемещение s_1 (по модулю) тела из A в B можно найти по формуле

$$s_1 = v_A \tau + \frac{a\tau^2}{2},$$

где v_A — модуль скорости в точке A , a — модуль искомого ускорения. В течение следующего промежутка времени τ тело перемещается из B в C . Его перемещение s_2 определяется аналогичной формулой, в которой $v_B = v_A + a\tau$:

$$s_2 = v_B \tau + \frac{a\tau^2}{2} = (v_A + a\tau)\tau + \frac{a\tau^2}{2} = v_A \tau + \frac{3a\tau^2}{2}.$$

Найдем теперь разность этих перемещений:

$$s_2 - s_1 = \left(v_A \tau + \frac{3a\tau^2}{2}\right) - \left(v_A \tau + \frac{a\tau^2}{2}\right) = a\tau^2.$$

Отсюда для ускорения получаем

$$a = \frac{s_2 - s_1}{\tau^2}.$$

Таким образом, имея стробоскопическую картину движения тела, можно найти его ускорение, измерив длины любых двух соседних отрезков, соответствующих перемещениям тела за одинаковые промежутки времени между вспышками.

Когда мы говорим о скорости движения различных тел в окружающем нас мире, то чаще всего подразумеваем среднюю скорость. Именно она позволяет оценить пройденное расстояние, зная время движения, или, наоборот, помогает найти время движения по пройденному пути. Так, отправляясь на вокзал с другого конца города, вы рассчитываете свое время, исходя из известной по опыту средней скорости передвижения городского транспорта. При этом для вас совсем неважно, как меняется мгновенная скорость автобуса или троллейбуса от одной остановки до другой.

Для определения средней скорости мы истинное сложное неравномерное движение мысленно заменяем простым равномерным движением, при котором тело проходит тот же путь (или совершает то же перемещение) за то же время. Обратим внимание на то, что в физике вводятся два различных понятия средней скорости: векторная средняя скорость, вычисляемая по вектору перемещения \vec{s} тела за определенное время движения, и скалярная средняя скорость, определяемая по пути l , пройденному телом вдоль траектории:

$$\bar{v}_{\text{cp}} = \frac{\vec{s}}{t}, \quad v_{\text{cp}} = \frac{l}{t}.$$

Средняя скалярная скорость, вообще говоря, не совпадает с модулем векторной средней скорости. Так, v_{cp} для Земли при ее орбитальном движении вокруг Солнца составляет примерно 30 км/с, в то время как средняя векторная скорость, взятая за промежуток времени, равный одному году, очевидно, равна нулю. Численное равенство средних скоростей выполняется только в случае прямолинейного движения тела в одном направлении. Ниже мы будем говорить только о скалярной средней скорости. Начнем с такого примера.

Представьте себе, что вы едете в автомобиле по пустынному загородному шоссе, устроившись рядом с водителем. В руках у вас секундомер, за окном отчетливо видны «набегающие» километровые столбики, и вы проводите небольшой эксперимент. В первом опыте водитель по вашей команде «скачком» меняет скорость каждую минуту: $v_1 = 40$ км/ч, $v_2 = 60$ км/ч, $v_3 = 80$ км/ч, $v_4 = 20$ км/ч. Второй опыт ставится иначе: водитель последовательно проходит тот же набор скоростей, но команды ему вы даете не по секундомеру, а в те моменты, когда автомобиль проезжает мимо очередного километрового столбика. Одинаковы ли средние скорости в этих двух опытах?

В первом случае движение построено так, что на каждом участке, где скорость была постоянна, автомобиль двигался в течение одного и того же промежутка времени Δt (рис. 1).

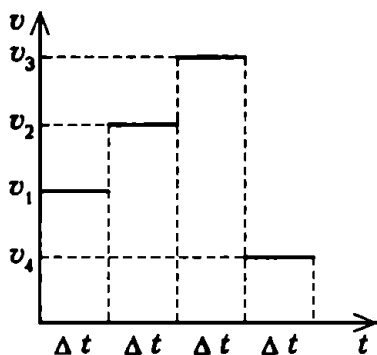


Рис. 1

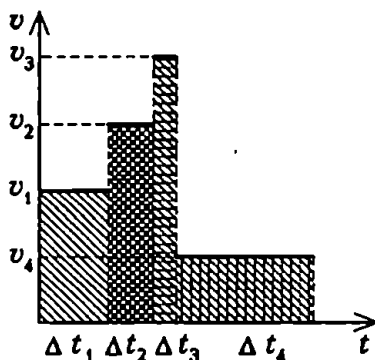


Рис. 2

Поэтому

$$v_{\text{ср1}} = \frac{l}{t} = \frac{v_1 \Delta t + v_2 \Delta t + v_3 \Delta t + v_4 \Delta t}{4 \Delta t} = \frac{1}{4} (v_1 + v_2 + v_3 + v_4) = 50 \text{ км/ч.}$$

Во втором случае одинаковы не времена движения на каждом участке, а пройденные пути Δl (рис. 2). Таким образом,

$$\begin{aligned} v_{\text{ср2}} &= \frac{l}{t} = \frac{4 \Delta l}{\Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4} = \\ &= \frac{4 \Delta l}{\frac{\Delta l}{v_1} + \frac{\Delta l}{v_2} + \frac{\Delta l}{v_3} + \frac{\Delta l}{v_4}} = \frac{4}{\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} + \frac{1}{v_3} + \frac{1}{v_4}} = 38 \text{ км/ч.} \end{aligned}$$

Как видно, в первом случае средняя скорость равна среднему арифметическому скоростей на каждом участке движения. К сожалению, многие учащиеся ошибочно полагают, что среднюю скорость так можно вычислять всегда, для любого типа движения. Это неверно. Уже во втором примере мы убедились, что при

движении, в котором на каждом участке тело проходит один и тот же путь (но с различными скоростями), средняя скорость выражается более сложно:

$$\frac{1}{v_{\text{ср}}} = \frac{1}{n} \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} + \dots + \frac{1}{v_n} \right).$$

Поэтому при вычислении средней скорости лучше всего пользоваться общим определением, которое справедливо всегда.

Часто среднюю скорость находят по графику зависимости модуля мгновенной скорости от времени (рис. 3). Площадь под кривой $v = v(t)$ определяет пройденный телом путь, поэтому в соответствии с определением средней скорости по графику можно подобрать такое значение неизменной скорости, которое позволит пройти то же расстояние и за то же время, что и при истинном движении с меняющейся скоростью.

Среднюю скорость можно определять и по графику зависимости пути от времени ($l(t)$). Поскольку $v_{\text{ср}} = l/t$, на этом графике средняя скорость определяется тангенсом угла наклона прямой, соединяющей начальную и конечную точки рассматриваемого участка движения, к оси времени (рис. 4). По этому графику легко судить и об изменении средней скорости в зависимости от выбора промежутка времени, на котором проводится усреднение. Достаточно изобразить соответствующие отрезки прямых и сравнить углы их наклона к оси времени. Такой графический анализ наглядно убеждает, что понятие средней скорости имеет смысл только на определенном отрезке пути (или времени).

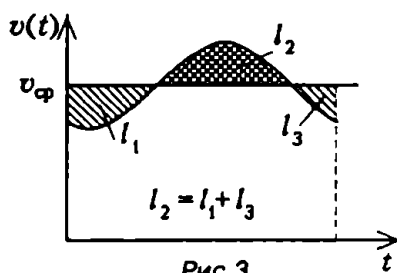


Рис.3

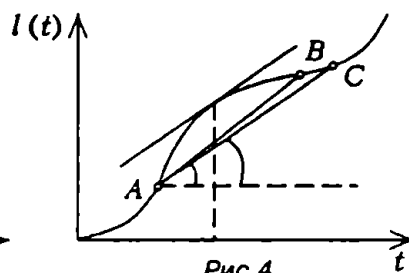


Рис.4

Зависимость пути от времени при прямолинейном неравномерном движении позволяет также легко отыскать тот момент времени, в который модуль мгновенной скорости совпадает с величиной средней скорости на рассматриваемом участке движения. Для этого нужно соединить отрезком прямой начальную и конечную точки графика на рассматриваемом участке и параллельным переносом полученного отрезка до касания с графиком найти искомую точку (или точки).

Как известно, векторы перемещения, скорости и ускорения — важнейшие понятия кинематики. Попробуем расширить их круг.

Пусть, например, движение происходит вдоль некоторой координаты l_{\parallel} . Договоримся перемещение измерять в m_{\parallel} , а скорость $v_{\parallel} = \Delta l_{\parallel} / \Delta t$ — в m_{\parallel} / c . Теперь умножим скорость на площадь поперечного сечения S_{\perp} . Размерность величины $v_{\parallel} S_{\perp}$ будет $m_{\parallel} m_{\perp}^2 / c$, или попросту m^3 / c (правда, в последней записи уже потеряна информация о том, что чему параллельно или перпендикулярно). При этом мы получим очень полезную вещь — единицу измерения объемного расхода. Это может быть, скажем, расход воды в реке или в ванне. В физике такие величины называют потоками. В принципе можно построить поток любого вектора (механического, электрического, магнитного), но в рассмотренном конкретном случае мы получили чисто кинематическое понятие, так как в него входят только пространственно-временные характеристики движения — скорость и площадь поперечного сечения.

А что, если скорость умножить на перемещение вдоль той же координаты, по которой происходит движение: $v_{\parallel} l_{\parallel}$? Получим нечто, измеряемое в m_{\parallel}^2 / c . Ничего особенного, казалось бы. Однако это новое понятие становится особенно полезным, когда движение происходит по замкнутой траектории, например по окружности радиусом r . Тогда величина (тоже кинематическая) $v_{\parallel} l_{\parallel}$, где $l_{\parallel} = 2\pi r$, приобретает собственное имя: циркуляция скорости.

Такие движения, их обычно называют вихревыми, часто встречаются в природе — например, смерчи, торнадо, тайфуны; их можно наблюдать при сливе воды из раковины; иногда можно увидеть, как закручивается дымок выхлопной струи за автомобилем или любоваться цветными струями дымовых шашек за крыльями самолетов на авиапарадах.

Мы рассмотрим здесь простейший из вихрей, в котором величина скорости, направленной в каждой точке по касательной к окружности, обратно пропорциональна ее радиусу: $v = \Gamma / (2\pi r)$, где буква Γ и обозначает эту самую циркуляцию. Посмотрим, как в поле скоростей такого вихря деформируется какая-нибудь фигура, например первоначально (в момент времени $t = 0$) имевшая вид круга с центром в точке O и радиусом r_0 (рис. 1). Все точки очень тонкой полоски, принадлежащей кругу и заключенной между двумя очень близко расположенными дугами с радиусами r и $r + \Delta r$ с общим центром на оси вихря C (эта полоска заштрихована), имеют одну и ту же скорость, так что ни длина, ни форма этой полоски со временем изменяться не будут. В моменты времени $t_1, 2t_1, \dots$, когда радиус CO повернется на угол $\varphi_1, 2\varphi_1, \dots$, эта полоска будет занимать положения, изображенные на рисунке тоже в виде заштрихованных участков.

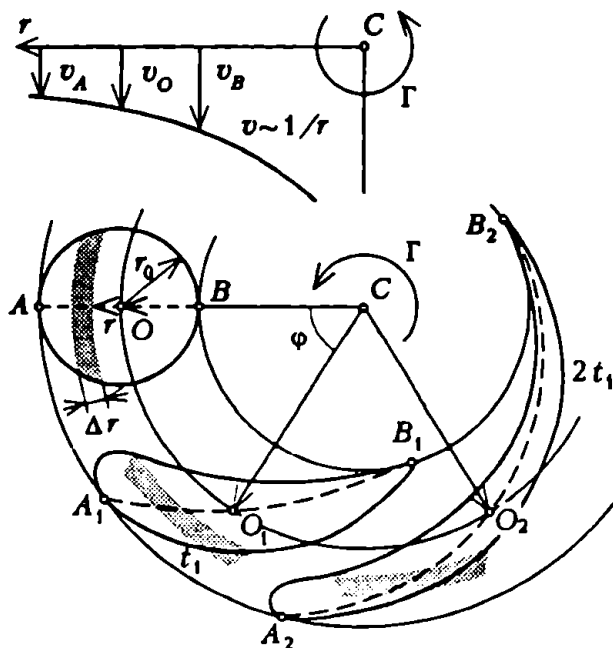


Рис. 1

Точки всех других дуговых полосок будут двигаться по окружностям тоже с неизменными, но другими скоростями. Например, точка B будет двигаться быстрее, а точка A — медленнее закрашенной полоски, $|v_A| < |v_B|$. По кривой вверху рисунка можно узнать величину скорости каждой точки такой полоски и, поскольку угол ее поворота вокруг C пропорционален

скорости, построить положения центров всех полосок в моменты времени $t_1, 2t_1, \dots$

Диаметр AOB нашего круга теперь будет принимать вид кривых $A_1O_1B_1, A_2O_2B_2, \dots$, а окружность (которой принадлежат концы полосок) — вид некоторых замкнутых кривых, длина которых будет расти со временем.

Можно сказать и так: поскольку в поле вихря скорость каждой точки обратно пропорциональна ее расстоянию r до центра вихря C , за некоторое время каждая точка опишет дугу, длина которой тоже обратно пропорциональна этому расстоянию (модулю своего радиуса-вектора r). Но, как известно, центральный угол прямо пропорционален длине своей дуги и обратно пропорционален ее радиусу. В результате за одно и то же время радиус-вектор каждой точки повернется на угол, обратно пропорциональный квадрату ее расстояния от центра: $\varphi \sim t/r^2$. Очевидно, что площадь, ограниченная этими замкнутыми кривыми, будет оставаться неизменной и равной πr_0^2 .

(Для собственного удовольствия вы можете перед сном рассмотреть, как поле вихря деформирует любую другую замкнутую фигуру — квадрат, треугольник, вашу фотографию.)

Что мы описали таким образом? Скажем, этот круг можно считать начальным сечением струи двигателя самолета, попавшей в поле вихря, образовавшегося у конца крыла. Тогда линия $AOBC$ на рисунке 1 идет вдоль правого крыла самолета — при виде сзади. Конечно, тут мы не рассмотрели еще один процесс — диффузию струи, которая будет приводить к дополнительному «расплыванию» первоначально круглого сечения. И еще не рассмотрели второй вихрь (с осью C'), расположенный слева. А это попробуем сделать, учитывая, что он тоже создает поле скоростей, обратно пропорциональных по величине расстоянию до этого вихря, и используя принцип суперпозиции.

Применим этот принцип для точек, лежащих в плоскости симметрии между двумя вихрями (рис. 2). Прежде всего, если

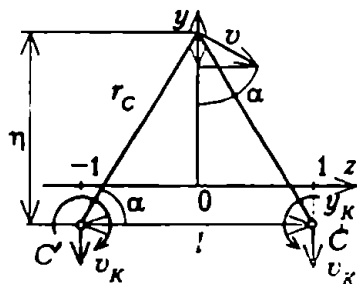


Рис. 2

расстояние между вихрями l , то каждый вихрь будет создавать в том месте, где расположен второй вихрь, скорость $v_{\kappa} = -\Gamma / (2\pi l)$ (ведь сам на себя вихрь не действует). Значит, оба вихря будут «топить» друг друга в воздухе с этой постоянной скоростью, а их ординаты будут линейно меняться со временем:

$$y_{\kappa} = -|v_{\kappa}|t.$$

В точках плоскости симметрии два вихря создадут суммарную скорость, направленную вертикально вниз (горизонтальные компоненты уничтожаются) и равную

$$v_y = \frac{\Delta y}{\Delta t} = -2 \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \cos \alpha,$$

где $r_c = \sqrt{\left(\frac{l}{2}\right)^2 + \eta^2}$, $\eta = y - y_{\kappa}$, $\cos \alpha = \frac{l/2}{r_c}$, или

$$\frac{\Delta y}{\Delta t} = -2 \frac{\Gamma l / 2}{2\pi((l/2)^2 + (y + |v_{\kappa}|t)^2)}.$$

Правая часть этого уравнения зависит сразу и от y , и от t , и хотя для компьютера это не затруднение, но для нашего анализа это неудобно. Поэтому «пересядем» в систему координат, связанную с движущимися вихрями (поскольку они опускаются с постоянной скоростью, такая «пересадка» не приведет к появлению каких-либо дополнительных сложностей — обе системы инерциальны). Это равносильно вычитанию вертикальной скорости v_{κ} , так что в новой системе вертикальная составляющая скорости $v_{\eta} = \Delta \eta / \Delta t$ будет равна

$$v_{\eta} = v_y - v_{\kappa} = \frac{\Gamma}{2\pi l} \left(1 - \frac{l^2}{(l/2)^2 + \eta^2} \right) = |v_{\kappa}| \frac{\eta^2 - 3(l/2)^2}{\eta^2 + (l/2)^2}.$$

Проанализируем дробь в правой части этого уравнения как функцию расстояния η между горизонтальной линией CC' , соединяющей центры вихрей, и рассматриваемой точкой с координатой y в плоскости симметрии. Видно, прежде всего, что эта функция симметрична относительно значения $\eta = 0$: изменение знака η не изменяет значения этой функции. В точке $\eta = 0$ дробь принимает значение $v_{\eta} / |v_{\kappa}| = -3$. В двух точках $\pm \eta = \pm \sqrt{3} l / 2$ она равна нулю. При всех $|\eta| < \eta_*$, дробь отрицательна, при $|\eta| > \eta_*$ — положительна. При очень больших значениях $|\eta| \gg l / 2$ она стремится к единице. Соответствующая кривая изображена на рисунке 3.

Теперь качественно проанализируем изменение ординаты η со временем (рис. 4). Если в начальный момент времени $t = 0$

значение η лежит внутри интервала от $-\eta_*$ до $+\eta_*$, например в точках, соответствующих D или D' , то скорость v_η при этом отрицательна и в обоих случаях ордината с течением времени будет стремиться к значению $-\eta_*$. Если при $t = 0$ окажется, что $|\eta| > \eta_*$ (например, для точек E и E'), то скорости v_η будут положительными, только из E' значение координаты η стремится к $-\eta_*$, а из E — уходит от η_* . Можно сказать, что точка $-\eta_*$ «притягивает» к себе траектории, а точка $+\eta_*$ «отталкивает», и потому положение струи здесь неустойчиво. Впрочем, оказывается, все струи в плоскости симметрии неустойчивы, но это уже другой разговор.

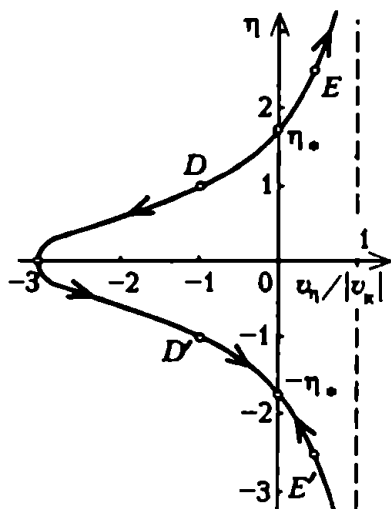


Рис.3

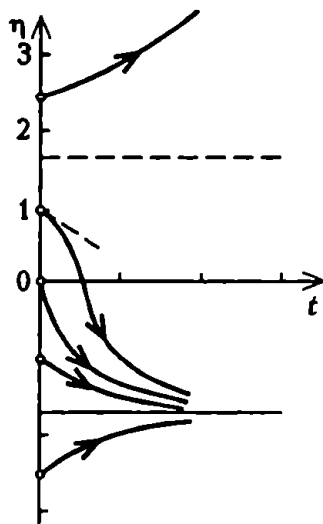


Рис.4

В порядке тренировки попробуйте перерисовать кривые, изображенные на рисунках 3 и 4, для $y(t)$, т.е. вновь перейти в систему координат, связанную с самолетом, а не с вихрями.

Итак, только кинематика — как и было обещано.

А. Черноуцан

Как мы обычно решаем задачи по динамике? Делаем чертеж, изображая на нем все силы и ускорения, и пишем уравнения второго закона Ньютона, проектируя силы и ускорения на выбранные оси. Теперь к этим уравнениям необходимо добавить формулы, отражающие закономерности, которым подчиняются действующие на тела силы. Например, вместо величины силы тяжести мы подставляем mg (m — масса тела, g — ускорение свободного падения), вместо силы упругости — kx (k — жесткость, x — величина упругой деформации), а вместо силы трения скольжения — μN (μ — коэффициент трения, N — сила нормальной реакции). Еще на стадии составления чертежа мы опираемся на определенные правила для направления сил: сила тяжести всегда направлена вниз, сила трения скольжения — против относительной скорости тела и поверхности и т.д.

Однако не все силы имеют свои законы. Так, силу нормальной реакции или силу натяжения нити нам удастся определить только благодаря тем ограничениям, которые они накладывают на движение тел. Сила реакции, например, возникает ровно такой величины, чтобы обеспечить движение тела точно вдоль поверхности. Аналогичными свойствами обладает и известная вам сила трения покоя. Рецепт для определения этой силы выглядит примерно так: сила трения покоя всегда имеет такую величину и направление, чтобы обеспечить покой тела относительно поверхности, по которой оно может двигаться. Эта сила иногда доставляет нам большие неприятности. Начнем с того, что первые трудности возникают уже при изображении этой силы на чертеже. Про ее направление известно лишь одно — она направлена по касательной к поверхности, но в какую сторону? Это не всегда ясно. Кроме того, при решении задач необходимо проверять, что получившееся значение силы трения лежит в допустимых пределах ($0 \leq F_{\text{тр}} \leq \mu N$), в противном случае начнется

проскальзывание. И последнее: сила трения покоя выступает иногда в столь незнакомом облике (например, в виде силы тяги поезда или машины), что порой бывает трудно ее даже распознать.

Рассмотрим несколько конкретных примеров.

1. Неподвижное тело. Пусть на тело действуют несколько сил, но при этом оно остается неподвижным. Это означает, что сила трения покоя должна иметь такие величину и направление, чтобы сумма всех сил была равна нулю. Какие же именно?

Если, например, тело лежит на наклонной плоскости с углом α , сила трения направлена вверх вдоль плоскости и равна $F_{\text{тр}} = mg \sin \alpha$ (m — масса тела). Тело не соскальзывает в том случае, если $F_{\text{тр}} \leq \mu N = \mu mg \cos \alpha$, т.е. если $\operatorname{tg} \alpha \leq \mu$. Теперь приложим к этому телу небольшую горизонтальную силу, направленную вдоль плоскости (рис. 1), и будем увеличивать ее модуль F . При этом $F_{\text{тр}}$ будет изменяться как по величине, так и по направлению. Когда величина силы трения покоя $F_{\text{тр}} = \sqrt{(mg \sin \alpha)^2 + F^2}$ достигнет значения $\mu N = \mu mg \cos \alpha$, начнется проскальзывание тела, причем в сторону, противоположную направлению $\vec{F}_{\text{тр}}$ в этот момент.

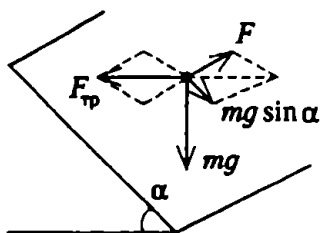


Рис. 1

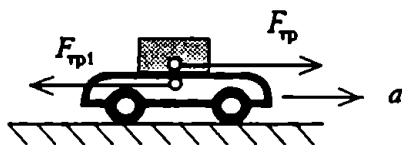


Рис. 2

2. Тело на движущейся тележке. Пусть тележка разгоняется по горизонтальной плоскости с ускорением \vec{a} (рис. 2). Чтобы тело массой m , находящееся на тележке, двигалось вместе с ней, сила трения покоя должна придать телу такое же ускорение \vec{a} , как у тележки. Таким образом, $\vec{F}_{\text{тр}}$ направлена вперед и равна $F_{\text{тр}} = ma$. Проскальзывания не будет в том случае, если $F_{\text{тр}} \leq \mu N = \mu mg$. Если же ускорение тележки превысит величину $a_0 = \mu g$, тело с нее соскользнет назад. На рисунке 2 изображена также сила трения $\vec{F}_{\text{тр}1}$, действующая на тележку со стороны тела; по третьему закону Ньютона $\vec{F}_{\text{тр}1} = -\vec{F}_{\text{тр}}$.

3. Тело и вращающаяся платформа. Ускорение тела, неподвижного относительно вращающейся платформы, должно быть

направлено к центру платформы. Так как сила трения — единственная горизонтальная сила, которая может сообщить это ускорение, она направлена к центру и равна $m\omega^2 r$ (рис. 3, а). Если медленно увеличивать угловую скорость вращения платформы ω , то в тот момент, когда сила трения покоя достигнет величины $\mu N = \mu mg$, тело начнет соскальзывать с платформы. В этом случае кроме центростремительного (или так называемого нормального) ускорения нужно учитывать еще одно ускорение, направленное вдоль скорости и отвечающее за изменение модуля скорости (так называемое тангенциальное ускорение). Это значит, что сила трения покоя, обеспечивающая оба эти ускорения, точнее — две составляющие ускорения (ускорение, конечно же, всегда одно), будет направлена не строго в сторону центра, а под некоторым углом к радиусу (рис. 3, б).

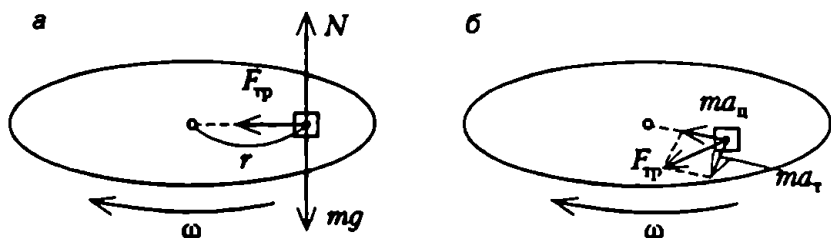


Рис.3

4. Колесо на наклонной плоскости. Пусть колесо скатывается с наклонной плоскости без проскальзывания. Это означает, что те точки колеса, которые в данный момент соприкасаются с плоскостью, в этот момент неподвижны. Значит, сила трения покоя имеет такую величину, чтобы обеспечивать «раскручивание» колеса (рис. 4). Если бы сила трения отсутствовала, то имело бы место не скатывание колеса, а его соскальзывание — колесо двигалось бы вдоль плоскости поступательно, без вращения.

5. Разгон покоящегося автомобиля. Заметим, что сила тяги мотора, разгоняющая машину, есть не что иное, как действующая на ведущие (обычно задние) колеса сила трения покоя. На вал машины со стороны мотора через передачу действуют силы, которые пытаются повернуть колеса по часовой стрелке (рис. 5). Препятствуя проскальзыванию, и возникает сила трения покоя, направленная вперед и приводящая в движение автомобиль.

А как насчет ведомых (обычно передних) колес — действует ли на них сила трения покоя? Да, действует, но гораздо меньшей

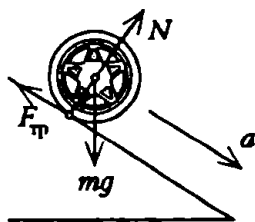


Рис. 4

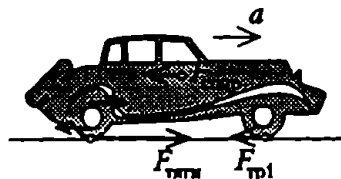


Рис. 5

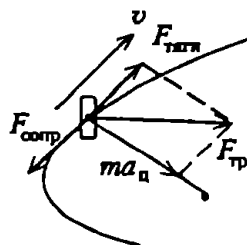


Рис. 6

величины, а именно такой, которая необходима для раскручивания этих колес.

Кроме этих сил, в горизонтальном направлении действует еще сила сопротивления движению, которая состоит из двух частей: силы трения качения со стороны полотна дороги, связанной с деформацией поверхности колеса и с неровностями на дороге, и силы сопротивления со стороны воздуха.

6. Машина на повороте. Пусть автомобиль совершает поворот, двигаясь с постоянной по величине скоростью. Тогда ускорение машины направлено к центру закругления, перпендикулярно скорости машины. В эту же сторону направлена и сила трения покоя, действующая на колеса, которые катятся без проскальзывания. К сожалению, эту силу трения часто принимают за силу трения скольжения (ведь автомобиль движется!) и направляют ее против скорости. Но тогда сразу возникает вопрос: а какая же сила создает центростремительное ускорение?

Интересно, что кроме силы трения покоя на машину и в самом деле действует сила сопротивления движению, направленная против скорости. Влияет ли она на силу трения покоя? В принципе, влияет. Так как машина движется с постоянной скоростью, сила сопротивления должна быть скомпенсирована такой же по величине силой тяги, т.е. дополнительной силой трения покоя, направленной вперед по ходу движения. Это значит, что результирующая сила трения покоя направлена под углом к радиусу (рис. 6): одна ее составляющая создает центростремительное ускорение, а другая — компенсирует силу сопротивления. На плохой дороге сила сопротивления может быть немалой, и этим обстоятельством пренебрегать нельзя. Ведь проскальзывание (и потеря управления!) произойдет в тот момент, когда именно эта полная сила трения покоя достигнет величины $\mu N = \mu mg$. Правда, в теоретических задачах обычно молчаливо подразумевается, что силой сопротивления можно пренебречь. Ну, а в жизни?!

А. Буздин

Наверное, всем хорошо известно, что при швартовке судна с него бросают на пристань канат (швартов) с петлей на конце, которую надевают на причальную тумбу. Затем, когда судно подходит совсем близко к пристани, матрос быстро наматывает другой конец каната «восьмеркой» на специальную опору на палубе — кнехт (чугунная парная тумба). Таким способом удастся надежно удерживать громадное судно рядом с причалом. В чем же здесь дело? В необычайной силе матроса?

По-видимому, многие, в том числе и прославленный писатель-фантаст Жюль Верн, склонны именно к такому заключению. Обратимся, например, вслед за Я.И.Перельманом и его «Занимательной физикой», к эпизоду из книги Жюль Верна «Матиас Шандор», где описывается подвиг силача-атлета Матифу. Этот герой при спуске на воду судна «Трабоколо» предотвратил его столкновение с маленькой прогулочной яхтой, что грозило яхте гибелью.

«... «Трабоколо» быстро скользило вниз по наклону. Белый дымок, появившийся вследствие трения, закрутился перед его носом, тогда как корма погрузилась уже в воду бухты (судно спускалось на воду кормой вперед).

Вдруг появляется человек, схватывает швартов, висящий у передней части «Трабоколо», и старается удержать его, пригнувшись к земле. В одно мгновение он наматывает швартов на вбитую в землю металлическую трубу и, рискуя быть раздавленным, держит с нечеловеческой силой в руках канат в продолжение 10 секунд.»

Жюль Верн правильно отметил роль, которую играет трение во время скольжения корабля, — нагрев его корпуса и возникновение из-за этого дыма. Однако он недооценил роль трения (и переоценил, тем самым, роль Матифу) при описании подвига атлета.

Давайте попробуем разобраться, какая сила нужна, чтобы удержать канат, уже намотанный на опору — трубу или кнехт.

Вначале трением пренебрежем и рассмотрим неподвижный участок каната, изогнутый опорой на малый угол $\Delta\alpha$ (см. рисунок). Пусть канат натянут силой T и со стороны опоры на рассматриваемый участок каната действует сила реакции N .



Найдем ее из условия равновесия каната: сумма всех сил, действующих на участок каната, равна нулю. Отсюда

$$N = T\Delta\alpha$$

(здесь мы учли, что для малых углов $\sin \Delta\alpha = \Delta\alpha$). При наличии трения канат может быть неподвижным и в том случае, когда силы натяжения слева и справа от рассматриваемого участка немного отличаются друг от друга. Проскальзывание каната начнется тогда, когда разность этих сил достигнет максимальной величины силы трения покоя:

$$\Delta T = F_{\text{тр}} = \mu N = \mu T \Delta\alpha,$$

где μ — коэффициент трения между канатом и опорой. Из последнего равенства следует, что скорость изменения силы натяжения каната с ростом угла охвата пропорциональна величине силы натяжения:

$$\frac{\Delta T}{\Delta\alpha} = T, \text{ или } \frac{\Delta T}{\Delta\alpha} = -\mu T.$$

Знак «минус» здесь означает, что при увеличении угла охвата натяжение каната уменьшается.

В физике часто встречаются ситуации, когда скорость изменения какой-либо величины пропорциональна самой этой величине. Например, при естественном радиоактивном распаде уменьшение числа нераспавшихся радиоактивных ядер в единицу времени пропорционально их же числу. Или в процессе разряда заряженного конденсатора через резистор уменьшение заряда на конденсаторе пропорционально току через резистор, который, в

свою очередь, пропорционален заряду конденсатора. Во всех этих случаях происходит очень быстрое изменение соответствующей величины. Действительно, если, скажем, скорость изменения скорости (ускорение) движения тела постоянна, то величина скорости линейно растет со временем. Если же ускорение пропорционально скорости, то оно все время увеличивается, и скорость растет намного быстрее — по так называемому экспоненциальному закону.

Такая же зависимость получается и для изменения силы натяжения каната. Впервые этот вопрос был рассмотрен великим математиком, механиком, физиком и астрономом Л.Эйлером (1707 — 1783). Он показал, что натяжение каната T в зависимости от угла охвата опоры канатом (угол навития) α изменяется по закону

$$T = T_0 e^{-\mu\alpha},$$

где $e = 2,72...$ — основание натурального логарифма, T_0 — начальное натяжение каната (еще не навитого на опору).

Угол α (измеряемый в радианах) связан с числом оборотов n каната вокруг кнехта простым соотношением: $\alpha = 2\pi n$. Тогда, если при одном обороте натяжение каната уменьшается в k раз, т.е.

$$\frac{T_0}{T_1} = e^{2\mu\pi} = k,$$

то после n оборотов натяжение ослабевает в k^n раз:

$$\frac{T_0}{T_n} = \frac{T_0}{T_1} \frac{T_1}{T_2} \dots \frac{T_{n-1}}{T_n} = k^n = e^{2\pi n\mu}.$$

При коэффициенте трения $\mu = 0,3$, например, один оборот каната вокруг кнехта уменьшает силу его натяжения почти в 7 раз, а если сделать два оборота — натяжение ослабевает примерно в 40 раз! С ростом числа оборотов натяжение каната (благодаря трению) становится все меньше и меньше и постепенно сходится на нет.

Возвращаясь к герою Жюль Верна Матифу, мы теперь можем сказать, что, намотав канат на железную трубу, он сильно облегчил себе задачу. Я.И. Перельман, используя содержащиеся в романе данные о «Трабоколо» и сделав соответствующие расчеты, обнаружил, что если силач Матифу успел обернуть канат вокруг трубы три раза, то на его месте мог бы быть и ребенок. Точно так же и при швартовке судов от матросов не требуется большой силы — нужно лишь проявить внимательность и ловкость и вовремя успеть быстро намотать канат на кнехт.

А. Кикоин

Пусть тело массой M падает в вакууме с высоты h_1 до высоты h_2 (h_1 и h_2 отсчитываются от произвольно выбранного нулевого уровня, как показано на рисунке). Тогда сила тяжести, действующая на тело со стороны Земли, совершает работу, равную проекции Mg этой силы на направление перемещения, умноженной на модуль перемещения $h_1 - h_2$:

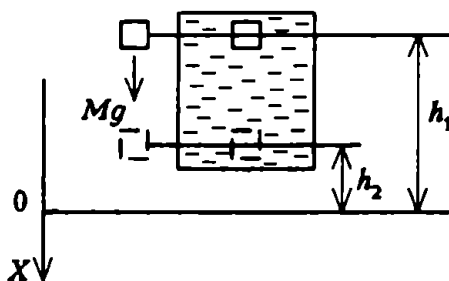
$$A = Mg(h_1 - h_2). \quad (1)$$

Это равенство можно записать и так:

$$A = Mgh_1 - Mgh_2 = -(Mgh_2 - Mgh_1) = -\Delta E_p,$$

т.е. работа равна изменению потенциальной энергии взаимодействия тела с Землей, взятому с противоположным знаком.

Теперь допустим, что падение этого же тела происходит в некоторой жидкости (или газе). Присутствие жидкости, конечно, не изменит ни массы тела, ни ускорения свободного падения,



ни, следовательно, силы тяжести, действующей на тело. Но когда тело займет новое положение на высоте h_2 , оно вытеснит находившуюся там жидкость, которая переместится вверх на высоту h_1 , и займет место, освобожденное телом. Тело и жидкость в объеме тела как бы поменяются местами. При этом

потенциальная энергия тела уменьшится на величину

$$\Delta E_{\text{рт}} = Mgh_2 - Mgh_1,$$

а потенциальная энергия жидкости увеличится на величину

$$\Delta E_{\text{рж}} = mgh_1 - mgh_2,$$

где m — масса жидкости в объеме, равном объему тела. Общее изменение потенциальной энергии ΔE_p будет равно сумме $\Delta E_{\text{рт}}$ и $\Delta E_{\text{рж}}$, поэтому получим

$$\begin{aligned} A = -\Delta E_p &= -((Mgh_2 - Mgh_1) + (mgh_1 - mgh_2)) = \\ &= (Mg - mg)(h_1 - h_2). \quad (2) \end{aligned}$$

Сравнивая равенства (2) и (1), мы видим, что во втором случае на тело кроме силы Mg , направленной вниз, действует сила mg , направленная вверх. Но mg — это модуль силы тяжести, действующей на жидкость, вытесненную телом (и равной ее весу). Следовательно, сила $-mg$ и есть архимедова сила. Утверждение о том, что такая сила существует, известно в физике как закон Архимеда: на тело, погруженное в жидкость, со стороны окружающей жидкости действует выталкивающая сила, равная весу жидкости в объеме, вытесненном телом.

Формулу (2) можно переписать в другой виде. Обозначим объем тела V , плотность тела ρ_t и плотность жидкости $\rho_{\text{ж}}$. Тогда

$$A = (\rho_t Vg - \rho_{\text{ж}} Vg)(h_1 - h_2) = (\rho_t - \rho_{\text{ж}})Vg(h_1 - h_2). \quad (3)$$

Величина $\rho_{\text{ж}} Vg$ и представляет собой модуль архимедовой силы.

В учебнике физики указывается, что в механике приходится иметь дело с тремя видами сил — упругости, трения и тяготения. К какому же виду можно отнести силу Архимеда? Или это, может быть, особый, четвертый вид сил? Нет, по природе своей архимедова сила — это результат упругого взаимодействия тела и жидкости (или газа), т.е. ее следует считать силой упругости, возникающей вследствие сжатия жидкости (или газа).

Отметим в заключение, что закон Архимеда, при всей его исторической важности, нельзя считать одним из фундаментальных законов природы. В действительности это прямое следствие более общего закона — закона Паскаля: давление, производимое на жидкость или газ, передается этой жидкостью или газом во все стороны одинаково. Как мы только что видели, он может считаться также следствием закона сохранения энергии.

А. Кикоин

Если некоторому телу на Земле сообщить скорость, равную первой космической, то оно не упадет на Землю, а станет искусственным спутником, движущимся по околоземной круговой орбите. Напомним, что эта скорость должна быть перпендикулярна направлению к центру Земли и равна по величине

$$v_1 = \sqrt{gR} = 7,9 \text{ км/с},$$

где $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения тел у поверхности Земли, $R = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$ — радиус Земли.

А может ли тело и вовсе порвать цепи тяготения, «привязывающие» его к Земле? Оказывается, может, но для этого его нужно «бросить» с еще большей скоростью. Минимальную начальную скорость, которую необходимо сообщить телу у поверхности Земли, чтобы оно преодолело земное притяжение, называют второй космической скоростью v_{II} . Найдём её значение.

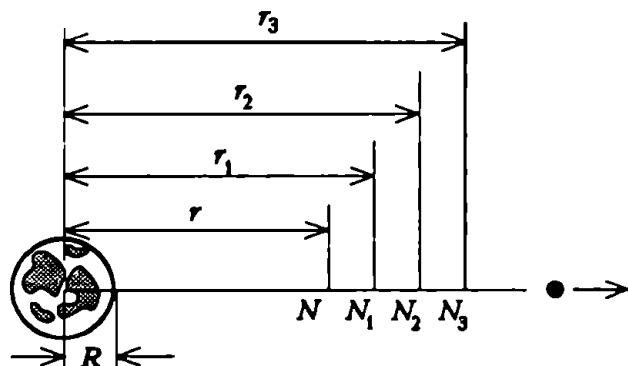
При удалении тела от Земли сила притяжения совершает отрицательную работу, в результате чего кинетическая энергия тела уменьшается. Одновременно с этим уменьшается и сила притяжения. Если кинетическая энергия упадет до нуля до того, как станет равной нулю сила притяжения, тело вернется обратно на Землю. Чтобы этого не произошло, нужно, чтобы кинетическая энергия сохранялась отличной от нуля до тех пор, пока сила притяжения не обратится в нуль. А это может произойти лишь на бесконечно большом расстоянии от Земли.

Согласно теореме о кинетической энергии, изменение кинетической энергии тела равно работе действующей на тело силы. Для нашего случая можно записать

$$0 - \frac{mv_{II}^2}{2} = A, \text{ или } \frac{mv_{II}^2}{2} = -A, \quad (*)$$

где m — масса брошенного с Земли тела, A — работа силы притяжения. Таким образом, для вычисления второй космической скорости нужно найти работу силы притяжения тела к Земле при удалении тела от поверхности Земли на бесконечно большое расстояние. Как это ни удивительно, но работа эта вовсе не бесконечно большая. Причина тому — уменьшение силы притяжения по мере удаления тела от Земли. Чему же равна работа силы притяжения?

Воспользуемся той особенностью, что работа силы притяжения не зависит от формы траектории движения тела, и рассмотрим самый простой случай — тело массой m удаляется от Земли по линии, проходящей через центр Земли (см. рисунок).



Найдем сначала работу A_1 , которую совершает сила притяжения на очень малом участке от произвольной точки N до N_1 . Расстояния этих точек до центра Земли обозначим r и r_1 соответственно, так что работа будет равна

$$A_1 = -F(r_1 - r) = F(r - r_1).$$

Но какое значение силы F следует подставить в эту формулу? Ведь оно изменяется от точки к точке: в N сила равна GMm/r^2 (M — масса Земли), а в точке N_1 она составляет GMm/r_1^2 . Очевидно, правильно будет взять среднее значение этой силы. Так как расстояния r и r_1 мало отличаются друг от друга, то в качестве среднего можно взять значение силы в некоторой средней точке, например такой, что $r_{\text{ср}}^2 = rr_1$. Тогда получаем

$$A_1 = G \frac{Mm}{rr_1} (r - r_1) = GMm \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right).$$

Рассуждая таким же образом, найдем, что на участке N_1N_2 совершается работа

$$A_2 = GMm \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right),$$

на участке N_2N_3 —

$$A_3 = GMm \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_2} \right),$$

а на участке NN_3 общая работа равна

$$A_1 + A_2 + A_3 = GMm \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r} \right).$$

Закономерность ясна: работа силы притяжения при перемещении тела от одной точки к другой определяется разностью обратных расстояний от этих точек до центра Земли. Теперь нетрудно найти и всю работу A при перемещении тела от поверхности Земли ($r = R$) на бесконечно большое расстояние ($r \rightarrow \infty$, $1/r = 0$):

$$A = GMm \left(0 - \frac{1}{R} \right) = -\frac{GMm}{R}.$$

Как видно, эта работа и в самом деле не бесконечно велика. (Одиннадцатиклассникам понятно, что таким способом мы вычислили интеграл.)

Теперь, подставив полученное выражение для A в формулу (*), найдем значение второй космической скорости:

$$v_{II} = -\sqrt{\frac{2A}{m}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} = \sqrt{2gR} = 11,2 \text{ км/с}.$$

Отсюда видно, что вторая космическая скорость в $\sqrt{2}$ раз больше первой космической:

$$v_{II} = \sqrt{2}v_I.$$

В проведенных расчетах мы не принимали во внимание то, что наше тело взаимодействует не только с Землей, но и с другими космическими объектами. И в первую очередь — с Солнцем. Получив начальную скорость, равную v_{II} , тело сумеет преодолеть тяготение к Земле, но не станет истинно свободным, а превратится в спутник Солнца. Однако если телу у поверхности Земли сообщить так называемую третью космическую скорость $v_{III} = 16,6$ км/с (попробуйте получить это значение самостоятельно), то оно сумеет преодолеть и силу притяжения к Солнцу.

Есть надежный способ проверить, хорошо ли вы понимаете законы механического движения тел, — рассмотрите явление в различных инерциальных системах отсчета. Нередко сразу же обнаруживаются парадоксы, свидетельствующие о том, что настоящего понимания у вас еще нет. Поясним сказанное на законе сохранения энергии.

Потенциальная энергия и работа. Вот простейшая задача. К стене прикреплена растянутая пружина с шаром на свободном конце. Сжимаясь, пружина совершает работу, равную изменению потенциальной энергии, взятому со знаком минус:

$$A = -\Delta E_p = \frac{kx^2}{2} \quad (*)$$

(k — жесткость пружина, x — ее начальное растяжение).

Работа — произведение модулей векторов силы и перемещения и косинуса угла между этими векторами — зависит от системы отсчета, так как при неизменной силе перемещение тела в различных системах отсчета различно. В то же время потенциальная энергия (а значит, и ее изменение) — функция расстояния между телами или их частями — от системы отсчета зависеть не может.

Что будет с равенством (*), если перейти в движущуюся систему отсчета? Работа изменится, а потенциальная энергия нет?

Недоразумение разрешается очень просто. В действительности изменение потенциальной энергии двух взаимодействующих тел во всех случаях равно, со знаком минус, работе двух консервативных сил, приложенных к телам. В этом все дело. Потенциальная энергия, как и сила, характеризует взаимодействие двух тел. К одному телу понятие потенциальной энергии неприменимо. Обычно «для простоты» рассматриваются такие

системы отсчета, в которых одно из тел (стена в нашем примере) неподвижно, и поэтому одна из работ равна нулю. Работа же двух сил взаимодействия одинакова во всех системах отсчета благодаря третьему закону Ньютона. Покажем это.

Пусть два тела взаимодействуют друг с другом и в неподвижной системе отсчета совершают перемещения s_1 и s_2 , совпадающие по направлению с соответствующими силами F_1 и F_2 , причем $F_1 = -F_2$, $F_1 = F_2$ (рис. 1). Тогда полная работа равна

$$A = A_1 + A_2 = F_1 s_1 + F_2 s_2.$$

При переходе в систему отсчета, движущуюся относительно

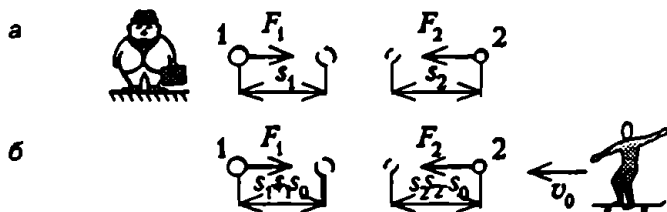


Рис. 1

первой, оба тела получают дополнительные перемещения \vec{s}_0 . Работа в этой системе составляет

$$\begin{aligned} A^0 &= A_1^0 + A_2^0 = F_1(s_1 + s_0) + F_2(s_2 - s_0) = \\ &= (F_1 s_1 + F_2 s_2) + (F_1 s_0 - F_2 s_0) = A. \end{aligned}$$

Заметим, что полученный результат справедлив не только для консервативных сил — тяготения и упругости, но и для сил трения тоже.

Работа сил трения. Говорят, и правильно говорят, что работа внутренних сил трения в системе всегда отрицательна. Как это доказать? Нельзя ведь утверждать, что сила трения во всех случаях совершает отрицательную работу. Положите, например, ручку на лист бумаги и потяните за лист. Сила, приложенная со стороны ручки к листу, совершает отрицательную работу, но сила, приложенная к ручке, — положительную. Кроме того, выбором системы отсчета работу любой силы из отрицательной можно превратить в положительную за счет изменения направления перемещения.

Однако в системе отсчета, где одно из взаимодействующих тел неподвижно, работа всегда отрицательна, так как сила трения направлена против скорости относительного движения

тел. Только что было показано, что работа двух сил взаимодействия от системы отсчета не зависит. Поэтому в любой системе отсчета суммарная работа сил трения отрицательна.

Кинетическая энергия и работа. С кинетической энергией в различных системах отсчета дело обстоит совсем иначе, чем с потенциальной. Кинетическая энергия относится к одному телу, а не к двум. Изменение кинетической энергии тела равно работе одной равнодействующей силы, т.е. суммы всех сил, приложенных к данному телу. Эти силы могут быть как внутренними силами системы, так и внешними.

Согласно теореме о кинетической энергии,

$$\Delta E_k = A.$$

При переходе в другую систему отсчета, движущуюся со ско-

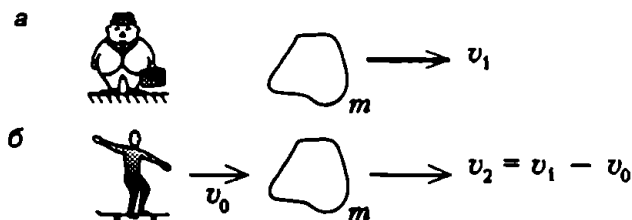


Рис. 2

ростью \vec{v}_0 относительно первой (рис. 2), кинетическая энергия изменяется:

$$E_k = \frac{mv_1^2}{2},$$

$$E_k^0 = \frac{mv_2^2}{2} = \frac{m(v_1 - v_0)^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} - mv_1v_0 + \frac{mv_0^2}{2},$$

где v_1 — скорость тела в первой системе отсчета, а $v_2 = v_1 - v_0$ — во второй. При действии на тело внешней силы, по теореме о кинетической энергии, в движущейся системе отсчета

$$\Delta E_k^0 = A^0.$$

Таким образом, при переходе от одной системы отсчета к другой меняется не только кинетическая энергия, но и изменение кинетической энергии. Но всегда изменение кинетической энергии равно работе сил в этой же системе отсчета.

Определить, как меняется кинетическая энергия в зависимости от системы отсчета, несложно. Вычислить же изменение работы гораздо сложнее. Обсудим такую задачу.

Кубик соскальзывает без трения с наклонной плоскости высотой h (рис. 3). У основания плоскости кинетическая энергия

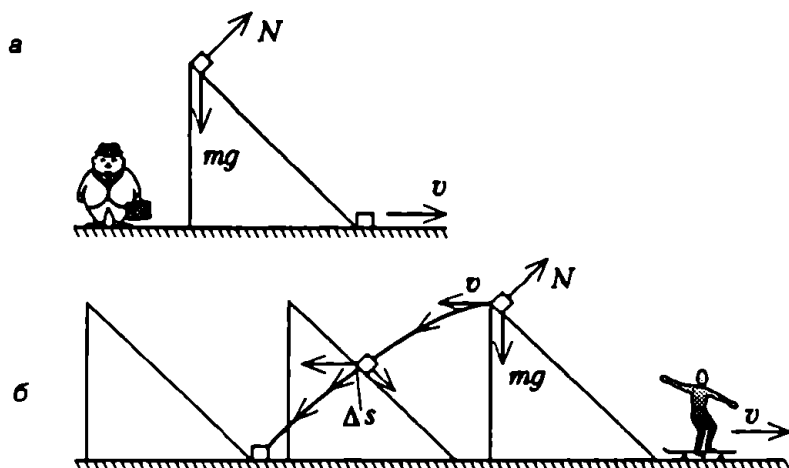


Рис.3

$E_{k2} = mv^2/2$, а начальная энергия $E_{k1} = 0$. Изменение кинетической энергии равно работе силы тяжести:

$$\Delta E_k = E_{k2} - E_{k1} = \frac{mv^2}{2} = mgh.$$

Теперь рассмотрим движение кубика с точки зрения инерциальной системы отсчета, движущейся относительно наклонной плоскости со скоростью $v = \sqrt{2gh}$. В такой системе начальная скорость кубика равна $v = \sqrt{2gh}$, а конечная скорость равна нулю, поэтому

$$\Delta E_k^0 = E_{k2}^0 - E_{k1}^0 = -\frac{mv^2}{2} \neq mgh.$$

В соответствии с теоремой о кинетической энергии,

$$\Delta E_k^0 = -mgh = A^0$$

— работа оказывается отрицательной. Дело в том, что в движущейся системе отсчета сила реакции плоскости не перпендикулярна перемещению кубика. Она-то и совершает отрицательную работу (наряду с положительной работой силы тяжести), уменьшающую кинетическую энергию кубика. Однако вычислить ее непосредственно, не прибегая к закону сохранения энергии, весьма затруднительно.

ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ. СЛОЖЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

А. Кикоин

Колебательное движение — это периодическое движение, при котором координата тела через определенные промежутки времени (период колебаний) повторяется. Типичный пример колебаний — движение тела, прикрепленного к пружине. Вызывает такое движение сила упругости $F_x = -kx$, изменяющаяся от точки к точке, поэтому решить уравнение второго закона Ньютона

$$ma_x = -kx$$

и найти, как координата x изменяется со временем, средствами обычной алгебры нельзя. Заменим на время физику геометрией и рассмотрим движение совсем другое, но «как две капли воды» похожее на движение тела, скрепленного с пружиной.

Пусть некоторое тело (материальная точка) движется с постоянной угловой скоростью ω по окружности радиусом A (рис. 1). Движение по окружности — это тоже периодическое движение, поскольку через определенные промежутки времени $T = 2\pi/\omega$ (период обращения) тело оказывается в одном и том же

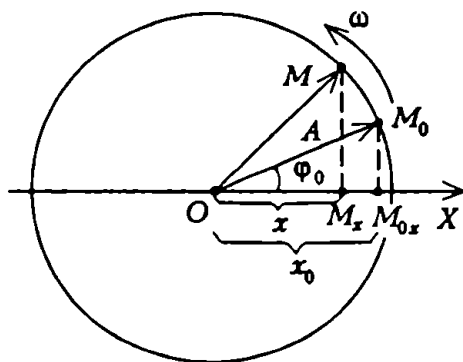


Рис. 1

месте на окружности. Обсудим, однако, движение не самой точки, а ее проекции на диаметр окружности — на ось X . Сразу видно, что при движении точки по окружности ее проекция движется вдоль оси X и это движение действительно похоже на движение тела, скрепленного с пружиной. Двигаясь вдоль диаметра, проекция удаляется от центра окружности на расстояние, не большее чем радиус A . Можно, значит, сказать, что проекция совершает колебания с амплитудой A . Центр окружности O играет здесь такую же роль, как положение равновесия в опыте с пружиной. Период обращения точки по окружности — это в то же время и период колебаний ее проекции. Но если для точки, движущейся по окружности, ω — это угловая скорость, то для проекции ω — это циклическая частота, или число колебаний за 2π секунд:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu,$$

где ν — частота колебаний, т.е. число колебаний за одну секунду.

Предположим, что в некоторый момент времени, который мы примем за начальный ($t = 0$), движущаяся по окружности точка находится в положении M_0 (см. рис. 1). Вектор OM_0 называют радиусом-вектором точки M_0 (модуль этого вектора равен A). Он определяет положение точки на окружности, а проекция его конца на ось X определяет положение проекции M_{0x} точки, т.е. координату x_0 этой проекции, отсчитываемую от центра окружности O . Движение точки по окружности означает в то же время вращение радиуса-вектора вокруг центра O с той же угловой скоростью ω . Из рисунка видно, что начальная координата x_0 проекции равна $A \cos \varphi_0$, где φ_0 — угол, отсчитанный от оси X против часовой стрелки.

Пусть через промежуток времени t движущаяся по окружности точка оказалась в M , а ее проекция — в M_x . Угол поворота радиуса-вектора увеличился на $\Delta\varphi = \omega t$ и стал равным $\Delta\varphi + \varphi_0$. Координата x проекции точки теперь равна

$$x = A \cos(\Delta\varphi + \varphi_0) = A \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Эта формула показывает, как координата x проекции движущейся по окружности точки, или координата точки, совершающей колебания, зависит от времени. Колебания, происходящие по такому закону, называются гармоническими. Величина $\varphi = \omega t + \varphi_0$ называется фазой колебаний, а φ_0 — начальной фазой.

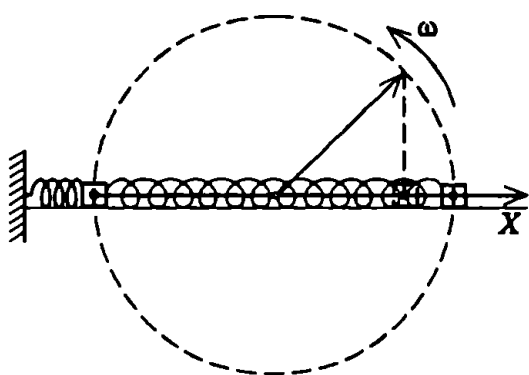


Рис.2

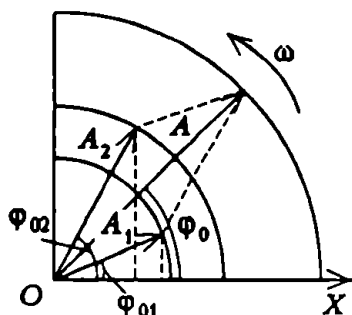


Рис.3

Как мы уже говорили, движение проекции конца радиуса-вектора на диаметр окружности во всем похоже на движение тела, скрепленного с пружиной. Верно и обратное: движение тела, прикрепленного к пружине, совершенно подобно движению проекции движущейся по окружности точки на диаметр этой окружности. Поэтому каждому колеблющемуся телу можно сопоставить вращающийся радиус-вектор, проекция конца которого есть колеблющееся тело (рис. 2). Это соображение позволяет решить важную задачу о сложении колебаний, происходящих вдоль одной прямой и с одинаковыми частотами. Например, когда положение равновесия, около которого тело совершает колебания, само совершает колебания с такой же частотой и вдоль той же прямой. Скажем, тело, скрепленное с пружиной, совершает колебания на платформе, которая сама колеблется относительно неподвижной системы отсчета.

Предположим, что нужно сложить такие два колебания:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_{02}).$$

Как видно, эти колебания могут различаться амплитудами (A_1 и A_2) и начальными фазами (φ_{01} и φ_{02}). Чтобы узнать, что получится в результате сложения, изобразим соответствующие складываемым колебаниям вращающиеся радиусы-векторы \vec{A}_1 и \vec{A}_2 как бы застывшими в начальный момент времени и покажем окружности, по которым движутся их концы (рис. 3; для упрощения на рисунке приведены неполные окружности). Очевидно, что результирующее колебание будет происходить с той же частотой ω , но с другой амплитудой и другой начальной фазой:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Значения A и φ_0 мы получим, если сложим векторы \vec{A}_1 и \vec{A}_2 по правилу параллелограмма. Диагональ параллелограмма A и есть амплитуда суммарного колебания, а угол φ_0 , который вектор A образует с осью X , — начальная фаза этого колебания. Согласно известной теореме косинусов,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}),$$

а из рисунка получаем

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}}.$$

Результат сложения двух колебаний зависит, таким образом, от разности фаз колебаний-слагаемых. Поскольку колебания происходят с одной и той же частотой, разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ колебаний в любой момент времени равна разности $\varphi_{02} - \varphi_{01}$ начальных фаз. Представляют особый интерес два крайних случая:

1) Разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$ (или 2π , 4π и т.д.). Колебания, фазы которых в любой момент времени одинаковы, называются синфазными. В таком случае $\cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ и

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2, \text{ или } A = A_1 + A_2$$

— амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд складываемых колебаний. Другими словами, колебания в результате сложения усиливаются.

2) Разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ (или 3π , 5π и т.д.). О таких колебаниях говорят, что их фазы противоположны (колебания антифазны). В этом случае $\cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$, и

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2, \text{ или } A = A_1 - A_2$$

— результирующее колебание оказывается ослабленным: амплитуда равна разности амплитуд колебаний-слагаемых. Если $A_1 = A_2$, то амплитуда результирующего колебания равна нулю, т.е. колебаний вовсе нет: одно колебание «погасило» другое.

В этом состоит одно из самых важных свойств колебаний — при сложении они могут усиливаться или ослабляться. Оно играет важную роль в волновых процессах.

А. Кикоин

Различные звуки, воспринимаемые человеком, отличаются друг от друга, прежде всего, частотой колебаний. Камертон, например, издает звук одной единственной частоты, которая определяет его тон. Тот же тон, издаваемый скрипкой, пианино или гитарой, звучит для нас иначе, хотя ухо и улавливает, что это звуки одного тона. Это отличие связано с тем, что в сложном музыкальном звуке частоте, определяющей основной тон звука, сопутствуют и другие частоты — обертоны. Они-то и придают звуку особое качество — тембр. Есть звуки, которым нельзя приписать определенную частоту или даже набор частот. Это шумы. В шуме содержатся самые разнообразные частоты, быстро и беспорядочно сменяющие друг друга.

Но звуки различаются еще и громкостью. Звук одного и того же источника, одного и того же тона и тембра может быть более и менее громким. И связано это с энергией колебаний.

Любая звуковая волна несет с собой энергию — энергию колебаний частиц среды, в которой она распространяется. Каждая единица объема среды обладает энергией $w = \rho v_m^2 / 2$, где ρ — плотность среды и v_m — амплитуда колебаний скорости колеблющейся частицы. Поскольку $v_m = \omega x_m$, где ω — циклическая частота колебаний и x_m — амплитуда колебаний частиц, энергия единицы объема, т.е. плотность энергии, равна

$$w = \frac{\rho \omega^2 x_m^2}{2}.$$

Но волна распространяется с некоторой скоростью v (эта скорость обычно велика по сравнению со скоростью v_m), так что энергия как бы течет в направлении распространения волны. Если мысленно представить себе площадку площадью S , перпендикулярную направлению распространения волны, то за время t через нее «протечет» энергия, заключенная в объеме Svt .

Следовательно, за единицу времени через площадку единичной площади пройдет энергия, равная

$$I = wv = \frac{\rho \omega^2 x_m^2}{2} v.$$

Величина I называется интенсивностью звука и измеряется в Дж/(м²·с) или в Вт/м².

Ухо человека особенно чувствительно к частотам порядка 1000 Гц. При такой частоте интенсивность самого слабого звука, который еще можно услышать, равна всего 10⁻¹² Вт/м². Интенсивность при обычном разговоре не превышает 10⁻⁵ Вт/м². Самые мощные звуки органных труб проносятся через каждый квадратный метр мощностью порядка 10⁻³ Вт. Звук интенсивностью 1–10 Вт/м² вызывает боль в ушах и ощущается кожей. Таким образом, орган слуха человека воспринимает звуки, интенсивности которых простираются от 10⁻¹² до 10 Вт/м². Самый мощный звук по интенсивности превосходит самый слабый в 10¹³ раз!

Однако у нас никогда не бывает такого ощущения, что один звук в миллионы или даже в миллиарды раз громче другого. Оказывается, надо различать интенсивность звука и его громкость. Если интенсивность одного звука в десять, сто или миллион раз больше интенсивности другого звука, то это вовсе не значит, что он во столько же раз и громче. Громкость звука оценивается физиологически, с участием нервной системы и мозга человека. А физиология слуха такова, что удвоение интенсивности звука не воспринимается как удвоение его громкости. Как же связана громкость с интенсивностью звука?

Обратимся сначала к звукам частотой 1000 Гц. Самый слабый звук, который еще может воспринимать ухо на этой частоте и который называют порогом слышимости, имеет интенсивность 10⁻¹² Вт/м². Будем считать, что громкость этого звука равна нулю. Громкость звука той же частоты, но с интенсивностью в 10 раз большей, равна одной единице, называемой «бел», или десяти единицам, называемым «децибел» (краткое обозначение — дБ). Громкость звука, интенсивность которого еще в 10 раз больше, увеличивается еще на 10 децибел и т.д. Другими словами, когда интенсивность звука умножается, громкость прибавляется. Этот закон был открыт немецким анатомом и физиологом Э.Вебером (1795–1878), а немецкий физик и психолог Г.Фехнер (1801–1887) придал ему математическую форму, поэтому закон называется законом Вебера–Фехнера. Он гласит: сила ощущения пропорциональна логарифму силы

раздражения. Это справедливо не только для восприятия звука, но и для других ощущений человека.

Математически закон Вебера — Фехнера выглядит так. Обозначим интенсивность некоторого звука частотой 1000 Гц через I , а интенсивность у порога слышимости на той же частоте через I_0 . Тогда громкость звука L интенсивностью I , выраженная в децибелах, равна

$$L_{\text{дБ}} = 10 \lg \frac{I}{I_0}.$$

Звук частотой 1000 Гц может входить в состав звуков, издаваемых человеком, ведущим тихий разговор, и человеком, кричащим во весь голос. В первом случае интенсивность звука равна примерно 10^{-8} Вт/м², во второй 10^{-4} Вт/м², громкость же первого звука равна 40 дБ, а второго 80 дБ. Но это вовсе не значит, что громкость крика вдвое больше громкости тихого разговора. Об этих двух звуках говорят, что один из них на 40 дБ громче другого. Заметим, кстати, что разность громкостей в 1 дБ — это наименьшая разность в громкости, которую может уловить человеческое ухо.

Приведенный выше логарифмический закон верен, разумеется, не только для звуков частотой 1000 Гц. Но для других частот интенсивности у порога слышимости другие. Например, при частоте около 100 Гц она равна 10^{-8} Вт/м², т.е. в 10^4 раз больше, чем для частоты 1000 Гц. Согласно формуле для громкости, это означает, что если громкость какого-то звука на частоте 1000 Гц оценивается в 80 дБ, то на частоте 100 Гц равногромкий звук должен оцениваться лишь в 40 дБ.

Желательно, однако, ощущение громкости характеризовать однозначно, чтобы равногромкие (на слух) звуки оценивались одним и тем же числом, независимо от тона или тембра звука. Поэтому вводится специальная единица громкости — фон. Фон — это разность громкостей звуков, для которых разность интенсивностей равногромких с ними звуков частотой 1000 Гц равна 1 дБ. Таким образом, для звуков частотой 1000 Гц шкалы децибелов и фонов, естественно, совпадают. Для других частот это не так. Если какой-либо звук вызывает на слух такое же ощущение, как звук частотой 1000 Гц и интенсивностью I , то громкость этого звука в фонах выражается формулой

$$L_{\text{ф}} = 10 \lg \frac{I}{I_0},$$

где I_0 — интенсивность звука у порога слышимости при частоте 1000 Гц.

СКОЛЬКО СОСТОЯНИЙ БЫВАЕТ У ВЕЩЕСТВА?

Е. Городецкий

Любое тело — это огромное число движущихся и взаимодействующих друг с другом молекул. Кажется совершенно естественным, что, когда взаимодействие молекул друг с другом слабое, молекулы должны образовывать газ, в противном случае, когда взаимодействие велико, — твердое тело, а в промежуточном случае — жидкость. Это, безусловно, так. Только в физике не существует понятий малой или большой величины без сравнения с чем-то. В данном случае энергию взаимодействия молекул надо сравнивать с их кинетической энергией.

Из молекулярно-кинетической теории известно, что средняя кинетическая энергия хаотического движения молекул E непосредственно связана с температурой T системы: $E = 3/2 kT$, где k — постоянная Больцмана. Так как нас интересуют только качественные соображения, множитель $3/2$ мы учитывать не будем. Обозначим среднюю энергию взаимодействия молекулы со своим окружением через U . Введем параметр ϵ , равный отношению средней энергии взаимодействия к средней кинетической энергии: $\epsilon = U/(kT)$. Теперь можно записать условия существования газа, жидкости и твердого тела. Если $\epsilon \ll 1$, мы имеем газ (молекулы быстро двигаются, почти не взаимодействуя друг с другом). Когда $\epsilon \gg 1$, система представляет собой твердое тело (молекулы «зажаты» на своих местах). Промежуточный случай, когда $\epsilon \approx 1$, соответствует жидкости. Но внутри каждого из этих очень больших классов состояний существует довольно большое разнообразие.

Остановимся прежде всего на твердом теле. Из условия $\epsilon \gg 1$ ясно, что состояние твердого тела определяется в основном энергией взаимодействия молекул. Как известно, любая система, предоставленная самой себе, стремится прийти к такому состоянию, чтобы ее потенциальная энергия была минимальной (под потенциальной энергией здесь надо понимать именно энергию

взаимодействия молекул друг с другом). Так вот, оказывается, что минимум энергии соответствует состоянию, когда молекулы расположены строго периодически. Другими словами, устойчивому равновесию соответствует не просто твердое тело, а конкретно кристаллическое. Это наиболее хорошо изученный тип твердых тел. Свойства кристаллов целиком определяются типом кристаллической решетки. Бывают решетки, составленные из кубиков, шестигранных призм, параллелепипедов и т.п. При нагревании кристаллов (например, при атмосферном давлении) существует температура — внимание! вполне определенная температура, — при которой кристаллическая решетка становится неустойчивой и начинается плавление (понятно, что температура плавления должна определяться условием $\epsilon \approx 1$, т.е. $kT_n \approx U$).

Другой тип твердого тела возникает в том случае, когда при охлаждении жидкости атомы теряют свою подвижность раньше, чем успевают выстроиться в кристаллическую решетку. Теперь они бы и хотели упорядочиться, да не могут. Точнее, могут, но для этого им надо очень много времени. Мы получаем твердое, но не кристаллическое, а аморфное тело. Типичным примером такого тела является стекло. При нагревании стекло постепенно размягчается и, в конечном счете, превращается в жидкость, но никакой определенной температуры плавления не существует.

Если речь идет о телах, состоящих из молекул простой формы, то никаких других возможностей, кроме пребывания в твердом, жидком или газообразном состоянии, по всей видимости, нет. Но, к счастью, мир не так прост. Существуют органические (да и не только органические) молекулы чрезвычайно сложной формы, и вещества, построенные из таких молекул, могут находиться в необычных состояниях, которые нельзя отнести ни к жидким, ни к твердым. Вот несколько примеров.

Наиболее типичным свойством жидкости является ее изотропность, т.е. одинаковость свойств во всех направлениях. Одинаковы теплопроводность, механические свойства, скорость распространения различных волн (упругих или электромагнитных) и т.д. Так вот, около ста лет назад были открыты жидкости, не обладающие изотропностью, — так называемые анизотропные жидкости. С тех пор было найдено (и создано искусственно) огромное число таких жидкостей. Главной их особенностью является то, что в одних направлениях они обладают свойствами кристалла, а в других нет. Это — жидкие кристаллы. За совмещение таких, казалось бы, несовместимых свойств, как текучесть и упорядоченность, они получили название мезофаз, т.е. промежуточных фаз («мезо» означает промежуточный).

Длинные полимерные молекулы могут образовывать еще один класс состояний, к которым относятся, например, холодец или резина. В этих состояниях длинные молекулы объединяются в разветвленные цепи или сетки. В результате возникает своеобразное, похожее на желе тело, которое называется гелем. Состояния этого типа также чрезвычайно распространены в природе.

Наконец, очень кратко остановимся на в каком-то смысле экстремальных состояниях вещества. При нагревании газа кинетическая энергия его молекул растет и может оказаться порядка энергии ионизации атомов. Тогда при столкновении молекул друг с другом атомы могут ионизоваться, и мы получим смесь нейтральных и заряженных (положительно и отрицательно) частиц. Очень важно, что количество положительных и отрицательных зарядов при этом всегда одинаково, так что в целом газ электронейтрален. Это — плазма, совершенно специальное и обладающее уникальными свойствами состояние вещества.

И в заключение обратимся к... звездам. Звезда — это гигантское газовое и пылевое облако, стремящееся сжаться под действием сил гравитационного притяжения. В результате такого сжатия температура в сердцевине звезды растет, и в какой-то момент зажигается термоядерная реакция: ядра водорода сливаются, превращаясь в гелий. Выделяющаяся при этом энергия препятствует дальнейшему сжатию, звезда стабилизируется (именно на такой стадии звездной эволюции находится наше Солнце). Но постепенно водород выгорает, и сжатие возобновляется. Колоссальное давление, возникающее при этом, раздавливает атомы. Возникает состояние, в котором электроны как бы свободно плавают в поле голых ядер. Если масса звезды не слишком велика (меньше 1,25 массы Солнца), то специфическое отталкивание, существующее между электронами, препятствует дальнейшему сжатию (отталкивание это не связано с электрическими силами, а носит сугубо квантовый характер). В результате возникает совершенно особое состояние с огромной плотностью (порядка 60 т/см^3). Звезды, устроенные таким образом, носят название белых карликов (из-за светло-голубого свечения и малых размеров). Если масса звезды большая (больше 1,5 — 2 масс Солнца), то уже и электроны не могут противостоять гравитационному сжатию. В результате они (электроны) вдавливаются в ядра и, сливаясь с протонами, образуют нейтроны. Возникает вещество, состоящее не из атомных ядер, а из нейтронов, с совсем уж фантастически большой плотностью ($\approx 2 \cdot 10^9 \text{ т/см}^3$). Это — нейтронные звезды.

А. Кикоин

Долгое время единственным известным науке газом был атмосферный воздух, который к тому же считался чем-то вроде элемента или составной части всего существующего в природе. И лишь во второй половине XVIII века усилиями многих химиков было установлено, что есть другие газы и что сам воздух — это смесь различных по своей природе и свойствам газов. Впрочем, слово «газ» тогда не было в употреблении. То, что мы теперь называем газом, тогда называлось «воздухом». Водород — это горючий воздух, кислород — огненный воздух, азот — удушливый воздух, аммиак — щелочный воздух и т.д.

Но в конце XVIII века химики, и прежде всего французский химик А. Лавуазье, сумели разобраться в новом газовом «хозяйстве». Лавуазье дал всем 20 известным в то время газам имена. Он же предложил слово «газ» в качестве общего наименования всего класса веществ. Лавуазье впервые ввел и представление об агрегатных состояниях вещества.

О возможности превращения газа в жидкость Лавуазье высказал такую идею: «... Если бы мы могли поместить Землю в некую весьма холодную область, например в атмосферу Юпитера или Сатурна, то... воздух, или по крайней мере некоторые его компоненты, перестал бы быть невидимым и превратился в жидкость. Превращение такого рода открыло бы возможность получения новых жидкостей, о которых мы до сих пор не имеем никакого понятия».

Это было догадкой выдающегося химика, догадкой пророческой. Но нашлась и другая возможность.

В 1792 году нидерландский физик Ван Марум пытался выяснить, справедлив ли закон Бойля — Мариотта для аммиака (ведь и Бойль и Мариотт открыли этот закон, исследуя воздух!). Для этого Ван Марум сжимал аммиак в цилиндре и измерял его давление, которое при этом, естественно, росло. Но неожиданно

при давлении около 7 атмосфер ($1 \text{ атм} \approx 10^5 \text{ Па}$) давление газа перестало расти, несмотря на то, что объем его продолжал уменьшаться. При этом в сосуде появился жидкий аммиак.

На рисунке 1 сплошной линией показана полученная Ван Марумом зависимость давления аммиака от объема, а штриховой линией — зависимость p от V , соответствующая закону Бойля — Мариотта для воздуха. Различие между кривыми разительное. Уже при сравнительно малом давлении в сосуде с аммиаком появляется жидкость и, конечно, насыщенный пар над ней. Следовательно, насыщенный пар можно получить не только испаряя жидкость в закрытом сосуде, но и сжимая газ, конечно тоже в закрытом сосуде. Опыт Ван Марума показывал, как будто бы, что для сжижения газа охлаждение не обязательно, его можно заменить сжатием, т.е. повышением давления.

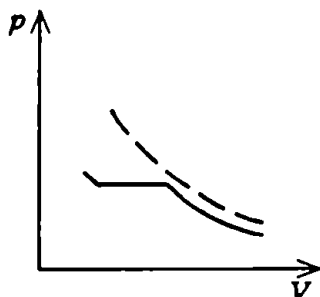


Рис. 1

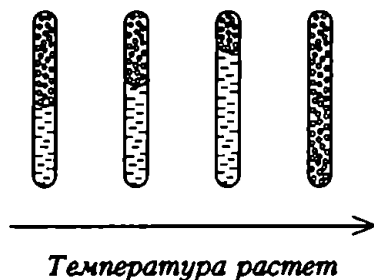


Рис. 2

В 1822 году французский физик Каньяр де Латур, известный как изобретатель сирены и автор многочисленных исследований колебаний струны, опубликовал статью, в которой описал опыты с нагреванием жидкостей (спирта, эфира, воды) сначала в запаянном стальном сосуде (сделанном из пушечного ствола), а затем в запаянных толстостенных стеклянных трубках (в стальном сосуде ничего не видно!). Он заметил, что с повышением температуры уровень жидкости в сосуде сначала слегка понижается (жидкость испаряется), а затем повышается (жидкость при нагревании расширяется), при некоторой же температуре граница между жидкостью и паром над ней внезапно исчезает (рис. 2). Отсюда Каньяр де Латур сделал вывод, что при температуре выше той, при которой исчезает граница, вещество в жидком состоянии не может существовать — возможно только газообразное состояние. Чтобы снова получить жидкость, вещество нужно охладить. Каньяр де Латур и в самом деле для многих веществ наблюдал восстановление границы жидкость — пар при охлаж-

дении трубки. Только для воды он не смог увидеть исчезновение границы — еще до этого лопались трубки.

Одним из немногих, кто понял работу Каньяра де Латура как указание на то, что для сжижения газа требуется не только сжатие его, но и охлаждение, был английский физик М. Фарадей. Уже в 1823 году он сумел превратить в жидкость хлор. Через 20 лет, в 1844 году, он снова вернулся к работе по сжижению газов. Действуя и охлаждением и повышением давления, Фарадей сумел сжигать сероводород, двуокись углерода, серный ангидрид. Правда, некоторые газы, такие как кислород, азот, водород, упорно не поддавались сжижению. Некоторые исследователи, считавшие, что для сжижения газа достаточно одного давления, подвергали эти газы действию все более высоких давлений. Но тщетно — даже казавшееся в то время чудовищным давление в 3000 атмосфер не принесло успеха. За этими газами прочно укрепилась репутация несжижаемых, и их стали называть постоянными газами.

Однако все больше ученых склонялись к мысли, что для каждого вещества существует такая температура, выше которой оно может находиться только в газообразном состоянии. Так думал Фарадей, к такой же мысли в 1860 году пришел русский химик Д. И. Менделеев, который назвал эту температуру абсолютной точкой кипения. Окончательную ясность в этот вопрос внес английский физик Т. Эндрюс, опубликовавший в 1869 году результаты своих многолетних опытов. Как и Ван Марум, Эндрюс изучал поведение газа при уменьшении его объема и увеличении давления, но проводил опыты при самых разных температурах.

На рисунке 3 сплошными линиями показаны кривые, полученные Эндрюсом. Он тоже наблюдал появление жидкости при давлениях, которым соответствуют горизонтальные участки кривых. Однако с увеличением температуры эти давления постепенно повышались, а ширина горизонтальных участков становилась все меньше, пока при некоторой температуре, обозначенной на рисунке T_k , горизонтальный участок на кривой не исчезал совсем. При этом исчезала и граница между жидкостью и паром. Выше этой температуры, названной Эндрюсом критической, вещество жидким быть не может. Жидкость и насыщенный пар над ней могут наблюдаться лишь в

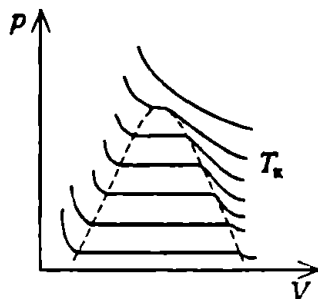


Рис.3

той области давлений и объемов, которая на рисунке 3 ограничена штриховой линией. Если же температура газа выше T_k , для его сжижения обязательно охлаждение.

После работы Эндрюса стало ясно, что и «постоянные» газы вовсе не постоянны. Просто их критические температуры много ниже комнатных. С этого времени борьба за сжижение газов превратилась в борьбу за получение низких температур. Потребовалось еще 40 лет, прежде чем удалось сжигать все без исключения газы. Так, в 1877 году были сжижены азот ($T_k = 126,3 \text{ K}$) и кислород ($T_k = 154,8 \text{ K}$), в 1898 году был получен жидкий водород ($T_k = 33,2 \text{ K}$), а еще через 10 лет, в 1908 году, был превращен в жидкость последний газ — гелий ($T_k = 5,2 \text{ K}$). Этим было положено начало развитию одной из важнейших областей физической науки — физики низких температур.

Итак, для веществ, обычно известных нам как газообразные, комнатная температура выше их критической температуры. Наоборот, для веществ, которые мы привыкли считать жидкими, комнатная температура ниже их критических температур. У воды, например, критическая температура равна $647,3 \text{ K}$ ($374,3 \text{ }^\circ\text{C}$), поэтому на Земле вода жидкая. На Венере, планете более горячей (температура на поверхности Венеры около $480 \text{ }^\circ\text{C}$), рек и морей, похожих на земные, быть не может, даже если бы там и существовало вещество, молекулярная формула которого была бы H_2O .

А. Варламов

Сиживали ли вы когда-нибудь за тарелкой прозрачного куриного бульона, покрытого пятнышками золотистого жира? Если у вас при этом не было аппетита, то вы наверняка пробовали гонять эти пятнышки по тарелке, разрывая перегородки между ними или, наоборот, соединяя пятнышки воедино, наблюдая, как неспешно они сливаются, принимая форму круга.

Другое наблюдение из этой же серии — за слиянием капелек ртути из разбитого термометра (осторожно! занятие это — небезопасное, поскольку ртуть очень ядовита). Правда, тут вы даже не успеете моргнуть глазом, как из двух капелек образуется одна.

Отчего же зависит время слияния жидких капель?

Прежде чем попытаться ответить на этот вопрос, поговорим немного о причине слияния капель — о поверхностном натяжении жидкости. Причем мы попробуем взглянуть на это явление с энергетической точки зрения.

Молекулы, расположенные в тонком слое жидкости вблизи поверхности, находятся в особых условиях. Они имеют односторонних соседей только с одной стороны поверхности, в отличие от молекул внутри жидкости, окруженных со всех сторон себе подобными. Взаимодействие молекул на не слишком малых расстояниях носит характер притяжения. Если потенциальную энергию притяжения молекул, находящихся на бесконечно большом расстоянии друг от друга, считать равной нулю, то при меньших расстояниях эта энергия будет отрицательной. В первом приближении абсолютную величину энергии каждой молекулы можно считать пропорциональной числу ближайших соседей. Поэтому ясно, что у молекул в приповерхностном слое (число соседей для которых меньше, чем в объеме) потенциальная энергия оказывается больше, чем у молекул внутри жидкости. (Еще одним фактором увеличения потенци-

альной энергии молекул в поверхностном слое является то, что по мере приближения к поверхности из глубины концентрация молекул падает.)

Разумеется, молекулы жидкости не неподвижны, а находятся в непрерывном тепловом движении — одни молекулы уходят с поверхности, другие, наоборот, попадают на нее. Но и в этом случае можно говорить о некоторой средней добавочной потенциальной энергии поверхностного слоя жидкости. А это означает, что для того чтобы извлечь молекулу на поверхность, внешним силам необходимо совершить некоторую положительную работу. Избыток потенциальной энергии молекул, находящихся на участке поверхности единичной площади, по сравнению с потенциальной энергией, которой обладали бы эти же молекулы в толще жидкости, называется коэффициентом поверхностного натяжения σ . Он характеризуется той работой, которую необходимо затратить на увеличение свободной поверхности жидкости на единицу площади. Конечно, такое определение σ полностью эквивалентно другому определению коэффициента поверхностного натяжения — как силы, действующей на единицу длины границы жидкости.

Известно, что из всех возможных состояний системы устойчивым является то, в котором ее потенциальная энергия минимальна. В частности, поверхность жидкости всегда стремится принять такую форму, при которой ее поверхностная энергия в заданных условиях будет минимальной. Так, для одной капли, если пренебречь силой тяжести, энергетически наиболее выгодна сферическая форма. Для двух или нескольких касающихся друг друга капель выгоднее слиться воедино — поверхность одного большого шара меньше, чем суммарная поверхность нескольких малых шаров с той же общей массой (проверьте это самостоятельно), и, следовательно, поверхностная энергия у одной большой капли будет меньше.

Теперь мы можем вернуться к поставленному в самом начале вопросу: отчего же зависит время слияния двух капель? Над этим вопросом ученые начали задумываться довольно давно. Тем более, что он вовсе не праздный, а имеет, как оказалось, большое практическое значение. В частности — для понимания физических процессов, происходящих в порошковой металлургии, где спрессованные металлические зерна в процессе термической обработки «спекают» в вещества, обладающие уникальными свойствами. В 1944 году советский физик Я.И. Френкель предложил простейшую модель этого явления, в результате чего появилась его пионерская работа, заложившая физические осно-

вы порошковой металлургии. Основная идея этой работы и позволит нам оценить время слияния жидких капель.

Пусть две одинаковые капли в какой-то момент приходят в соприкосновение. В месте касания образуется перешеек, который начинает постепенно расти и растет до тех пор, пока слияние не завершится. Что же происходит с точки зрения энергии?

Всего в «активе» у системы двух капель имеется избыточная энергия, равная разности поверхностных энергий начального и конечного состояний, т.е. разности энергий двух отдельных капель радиусом r_0 каждая и одной общей каплей радиусом r :

$$\Delta E_n = 8\pi\sigma r_0^2 - 4\pi\sigma r^2.$$

Так как при слиянии капель их полный объем не меняется, справедливо равенство

$$\frac{4}{3}\pi r^3 = 2\frac{4}{3}\pi r_0^3,$$

откуда получаем

$$r = r_0\sqrt[3]{2}.$$

Таким образом,

$$\Delta E_n = 4\pi\sigma(2 - 2^{2/3})r_0^2.$$

Согласно идее Френкеля, этот избыток энергии должен быть израсходован на работу против сил вязкого трения, возникающих в процессе перемещения вещества капель при их слиянии. Попробуем оценить величину этой работы.

Для определения силы вязкого трения воспользуемся выражением, полученным в середине прошлого века английским ученым Дж. Стоксом для шара радиусом R , движущегося в жидкости со скоростью v :

$$F = 6\pi\eta Rv.$$

Вошедшей в эту формулу (называемую теперь формулой или законом Стокса) размерный коэффициент η называется коэффициентом вязкости или просто вязкостью. Он характеризует способность жидкости затормаживать относительное движение соседних слоев. В случае слияния жидких капель сила вязкого трения также может зависеть лишь от вязкости вещества капель, их линейных размеров и скорости протекания процесса слияния. Поэтому для оценки величины силы вязкого трения вполне допустимо использовать формулу Стокса. Только произведем в ней небольшую замену. А именно: вместо R подставим радиус

наших капель r_0 , вместо скорости шара v — скорость процесса слияния, обозначив ее тоже v , а под η будем понимать вязкость вещества капель. Тогда для силы вязкого трения в нашем случае получим

$$F = 6\pi\eta r_0 v.$$

Заметим, что масштаб перемещения массы жидкости при слиянии капель того же порядка, что и радиус капель: $\Delta x = r_0$. Поэтому работа сил вязкого трения будет равна

$$A = F\Delta x = 6\pi\eta r_0^2 v.$$

Из полученного выражения видно, что чем быстрее сливаются капли, тем большая энергия на это требуется (из-за возрастания сил вязкого трения). Но запас энергии у нас ограничен величиной ΔE_n — этим и определяется искомое время слияния капель τ (так называемое френелевское время слияния). Оценивая скорость процесса как $v = r_0/\tau$, из условия $A = \Delta E_n$ получаем

$$6\pi\eta r_0^2 \frac{r_0}{\tau} = 4\pi\sigma(2 - 2^{2/3})r_0^2,$$

или

$$\tau \sim \frac{r_0 \eta}{\sigma}.$$

Например, для капель воды с $r_0 \sim 1$ см, $\sigma \sim 0,1$ Н/м и $\eta \sim 10^{-3}$ кг/(м·с) время слияния составляет всего лишь $\sim 10^{-4}$ с. А для значительно более вязкого глицерина с $\sigma \sim 0,01$ Н/м и $\eta \sim 1$ кг/(м·с) капли таких же размеров сливаются за время порядка 1 с.

Таким образом, для различных жидкостей, в зависимости от их вязкости и поверхностного натяжения, время процесса слияния капель может меняться в весьма широких пределах. Мало того, благодаря сильной зависимости вязкости от температуры (чего нельзя сказать о коэффициенте поверхностного натяжения), это время может существенно изменяться и для одной и той же жидкости.

ХАОТИЧНОСТЬ МОЛЕКУЛЯРНОГО ДВИЖЕНИЯ И ТЕПЛОВЫЕ МАШИНЫ

А. Кикоин

Как известно, тепловые машины отличаются тем, что их коэффициент полезного действия (КПД) огорчительно мал по сравнению с другими машинами. Так, КПД паровозов, теперь уже практически не использующихся, не превышал 10%, а КПД лучших современных тепловых двигателей едва доходят до 50%. Значит, и через 200 лет после появления первых тепловых машин половина энергии топлива, сжигаемого в них, расходуется бесполезно? В чем тут дело? Может быть, в том, что ученые и инженеры не сумели придумать и сконструировать «хорошие» тепловые машины, в которых энергия топлива использовалась бы более эффективно? Оказывается, создатели машин в этом не виноваты. Попытаемся найти истинного «виновника» низких значений КПД.

Тепловые машины строят для того, чтобы в них совершалась механическая работа. Делается это обычно так: какой-нибудь газ получает от нагревателя некоторое количество теплоты и расширяется, при этом расширении сила давления газа и совершает работу, например по перемещению поршня или вращению турбины. Другими словами, в тепловой машине происходит преобразование тепловой энергии, т.е. энергии беспорядочного молекулярного движения, в механическую — энергию упорядоченного движения. Это, пожалуй, самое важное, что можно сказать о всякой тепловой машине: на «входе» у нее энергия беспорядочного движения, а на «выходе» — энергия упорядоченного движения.

Возможно ли, чтобы преобразование тепловой энергии в механическую происходило без потерь, т.е. с коэффициентом полезного действия, равным единице? Казалось бы, что возможно. Например, если тепло от нагревателя подводится так, что температура газа, а значит и его внутренняя энергия, остается постоянной. Тогда, как это видно непосредственно из первого

$$Q = \Delta U + A,$$

если изменение внутренней энергии ΔU равно нулю, работа газа A в точности равна подведенному количеству теплоты Q . Однако скажем сразу, что так может быть лишь при однократном расширении газа. А любая тепловая машина всегда работает циклически. Но об этом немного позже.

Поведение газа при его расширении очень напоминает поведение сжатой пружины. В самом деле, сжатая пружина всегда готова распрямиться и увеличить свою длину. Точно так же газ всегда готов расшириться и увеличить свой объем. Сила упругости сжатой пружины при ее распрямлении совершает работу. Работу совершает и сила давления расширяющегося газа.

Но есть и существенное различие между газом и пружиной. Пружина может быть не только сжатой, но и растянутой. Растянутая пружина, как и сжатая, всегда стремится вернуться в состояние равновесия. При этом сила упругости тоже совершает работу. А вот газ вести себя подобно растянутой пружине не может. Как бы газ ни расширился, при соответствующих условиях он всегда сможет расшириться еще больше. Газ как бы всегда сжат. Если, например, некоторый газ находится в цилиндре (рис. 1) под давлением p_1 большим, чем наружное давление p_2 , то он будет расширяться, толкая поршень, и это расширение будет продолжаться до тех пор, пока давления слева и справа от поршня не станут равными. Но расширившийся газ не может сам собой сжаться и снова занять тот объем, который он имел до расширения.

Причина такого поведения газа — хаотичный характер движения молекул. Ведь для того чтобы газ самопроизвольно сжался, его молекулы должны «дружно» двинуться в одну сторону, в нашем случае — влево. А этого, как раз, хаотически движущиеся молекулы сделать не могут. Такое «неравноправие»

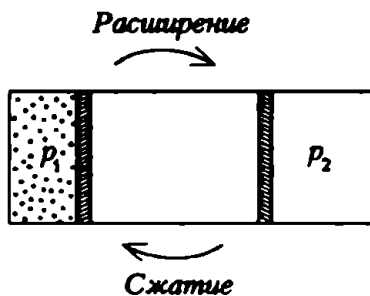


Рис. 1

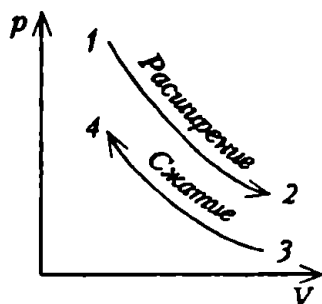


Рис. 2

процессов расширения и сжатия газа — одно из проявлений необратимости молекулярных процессов.

Поскольку все тепловые машины действуют циклически, газ после расширения, при котором сила давления газа совершает работу (в этом и состоит назначение машины), должен быть возвращен в исходное состояние, чтобы снова мог начаться процесс расширения. Но сам газ сжаться не может. Значит, это должна сделать внешняя сила, которая совершит определенную работу (сила давления газа совершит такую же работу, но отрицательную).

Допустим, что при расширении газа его давление и объем изменяются соответственно кривой 1—2 на рисунке 2. Совершенная силой давления газа работа по расширению выражается площадью под этой кривой. Ясно, что если сжатие газа для возвращения поршня к исходному положению будет проводиться по той же кривой, но в обратном порядке, то и работа будет такой же. Следовательно, работа, совершенная при расширении газа, будет потрачена на его сжатие, что, конечно же, бесполезно. Для того чтобы тепловая машина все-таки производила полезную работу, нужно, чтобы работа, затрачиваемая на сжатие газа, была меньше работы, полученной при расширении. А для этого сжатие газа надо вести так, чтобы кривая зависимости давления от объема лежала ниже кривой расширения. Например, по линии 3—4 на рисунке 2. Тогда площадь под кривой, а значит и соответствующая ей работа, будет меньше. Разность значений площадей под кривыми 1—2 и 3—4 характеризует ту полезную работу, которую можно получить от машины за каждый цикл.

Но если кривая сжатия лежит ниже кривой расширения, то это значит, что газ перед сжатием пришлось охладить. Другими словами, часть количества теплоты, полученного газом от нагревателя, пришлось передать некоторому телу с более низкой, чем у газа, температурой — так называемому холодильнику. В этом и состоит причина низкого КПД тепловых машин: все количество теплоты, полученное газом от нагревателя, нельзя преобразовать в механическую энергию — часть его непременно нужно передать холодильнику. Холодильник для тепловой машины так же необходим, как и нагреватель. Утверждение о том, что невозможен циклический процесс, единственным результатом которого было бы совершение работы за счет тепла, взятого от нагревателя, есть одна из формулировок фундаментального закона природы — второго начала термодинамики.

А. Черноуцан

Достаточно наглядное представление об электрическом поле можно получить по картинке силовых линий (договоримся под «электрическим» полем здесь понимать электростатическое поле). Действительно, проводя касательную к силовой линии, мы определяем направление вектора напряженности (стрелки на линиях укажут, куда именно направить этот вектор), сравнивая густоту силовых линий в разных местах (т.е. число силовых линий, проходящих через единичную площадку перпендикулярно к ней), выясняем, где и во сколько раз больше величина напряженности. И это не все. Хорошо знакомое вам свойство непрерывности линий в пустом пространстве отражает, на самом деле, важнейшее свойство электрического поля. Сформулируем его: электрическое поле устроено так, что можно проводить силовые линии, соблюдая правило густоты и не обрывая их при этом в пустом пространстве между зарядами; линии начинаются на положительных зарядах и заканчиваются на отрицательных; на каждом заряде начинается (или заканчивается) число линий, пропорциональное его величине.

Вы удивлены? Вам это свойство кажется очевидным, само собой разумеющимся? Это не так. Оказывается, будь закон Кулона немного иным, даже просто провести силовые линии непрерывно не удалось бы. Возьмем, к примеру, точечный заряд. По мере удаления от него густота силовых линий уменьшается. Так, при увеличении расстояния r от заряда в 2 раза густота линий уменьшится в 4 раза (число линий не изменится, а площадь поверхности сферы увеличится в 4 раза). Во столько же раз уменьшится и напряженность электрического поля, но только благодаря тому, что в законе Кулона стоит $1/r^2$. Если бы там было $1/r^3$, то напряженность уменьшилась бы в 8 раз, и для соблюдения правила густоты половину силовых линий пришлось бы оборвать на пути от r до $2r$. И это в пустом пространстве!

Математически строгим выражением свойства непрерывности силовых линий электрического поля является теорема Гаусса. Для того чтобы сформулировать и доказать ее, нам надо сначала перейти от качественного языка силовых линий к точным количественным представлениям.

Рассмотрим произвольную замкнутую поверхность. Если внутри поверхности зарядов нет, то число вышедших из нее линий в точности равно числу вошедших. Удобно входящие линии учитывать наряду с выходящими, но приписывать им знак «минус». Тогда можно сказать, что полное число выходящих из «пустой» поверхности силовых линий равно нулю. Если же внутри поверхности находится какой-нибудь заряд, то, очевидно, что полное число линий, выходящих из поверхности, будет пропорционально величине этого заряда. Это и есть качественная формулировка теоремы Гаусса. Но — пойдем дальше.

Введем скалярную величину Φ — ее называют потоком вектора напряженности через некоторую маленькую площадку:

$$\Phi = ES \cos \alpha. \quad (1)$$

Здесь \vec{E} — напряженность поля в месте нахождения выбранной площадки (раз площадка маленькая, поле можно считать однородным), S — площадь площадки, α — угол между вектором E и вектором \vec{n} нормали к площадке. Посмотрите на рисунок 1: число силовых линий, пронизывающих площадку S , равно произведению их густоты на площадь поперечной площадки $S_{\perp} = S \cos \alpha$. Так как густота линий пропорциональна E , полное число силовых линий, проходящих через площадку, пропорционально потоку Φ . Всем силовым линиям, выходящим из некоторой замкнутой поверхности, соответствует поток через всю эту поверхность (т.е. сумма потоков через отдельные маленькие участки поверхности). Чтобы выходящие линии давали положительный вклад в поток, а входящие — отрицательный,

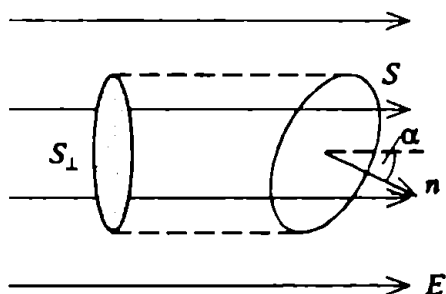


Рис. 1

договоримся, чтобы нормаль к поверхности всюду «смотрела» наружу.

Теперь понятно, что теорему Гаусса можно сформулировать так: поток вектора напряженности электрического поля через любую замкнутую поверхность пропорционален полному заряду, заключенному внутри этой поверхности. Чтобы доказать эту теорему, а заодно и вычислить коэффициент пропорциональности, рассмотрим сначала простое, но очень важное свойство величины Φ . Запишем формулу (1) в виде

$$\Phi = (E \cos \alpha) S = E_n S,$$

где E_n — проекция вектора \vec{E} на направление нормали \vec{n} . Если поле создается несколькими зарядами, то по принципу суперпозиции

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_k.$$

Но проекция суммы векторов равна сумме проекций:

$$E_n = E_{1n} + E_{2n} + \dots + E_{kn}.$$

Отсюда получаем, что полный поток вектора напряженности равен сумме потоков, создаваемых отдельными зарядами:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_n.$$

Поэтому можно говорить о вкладе каждого отдельного заряда в полный поток.

Покажем вначале, что вклад в поток от точечного заряда q , находящегося вне замкнутой поверхности, равен нулю. Рассмотрим

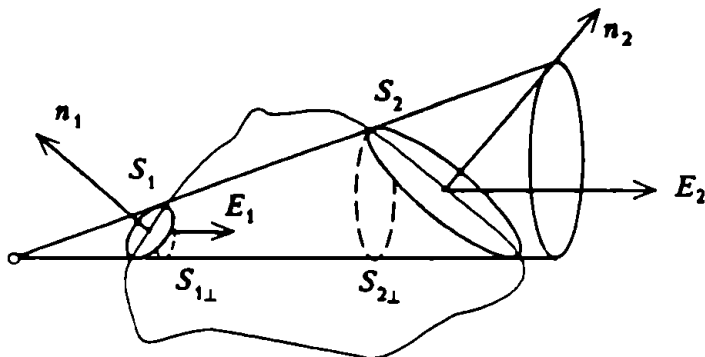


Рис. 2

два маленьких участка поверхности, отсекаемых узким конусом (рис. 2). Имеем

$$\Phi_1 = E_1 S_1 \cos \alpha_1 = -E_1 S_{1\perp}, \quad \Phi_2 = E_2 S_2 \cos \alpha_2 = E_2 S_{2\perp},$$

где

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_1^2}, \quad E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_2^2}.$$

Из подобия получаем

$$\frac{r_1^2}{r_2^2} = \frac{S_{1\perp}}{S_{2\perp}}.$$

Таким образом,

$$\Phi_1 = -\Phi_2, \text{ или } \Phi_1 + \Phi_2 = 0.$$

Аналогичное взаимное уничтожение потоков происходит и для любой другой пары соответствующих участков.

Вычислим теперь вклад в поток от точечного заряда, находящегося внутри замкнутой поверхности (рис. 3). Окружим заряд сферической поверхностью радиусом r . Рассуждая анало-

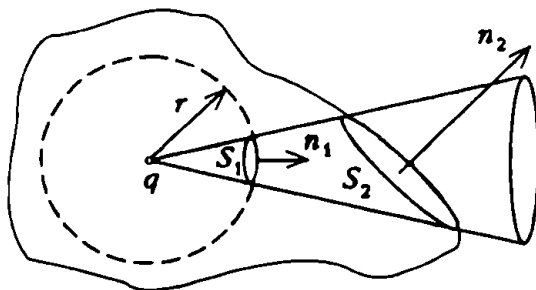


Рис.3

гично предыдущему, получим, что в этом случае $\Phi_1 = \Phi_2$, т.е. что поток через рассматриваемую произвольную поверхность равен потоку через сферу. А поток через сферу вычислить легко:

$$\Phi = ES = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

Итак, мы пришли к окончательной формулировке теоремы Гаусса: поток вектора напряженности электрического поля через произвольную замкнутую поверхность равен полному заряду, заключенному внутри этой поверхности, деленному на электрическую постоянную, т.е.

$$\Phi = \frac{\sum q_{\text{внут}}}{\epsilon_0}. \quad (2)$$

Перейдем теперь к самому приятному — начнем пожинать плоды. Первое применение теоремы Гаусса — это вычисление напряженности электрического поля. Сразу оговоримся, что

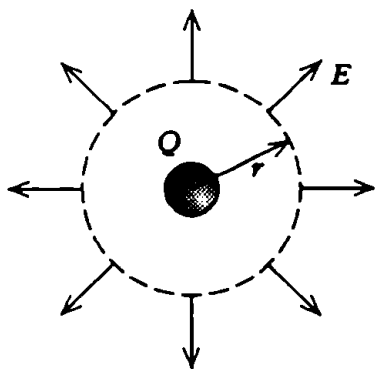


Рис.4

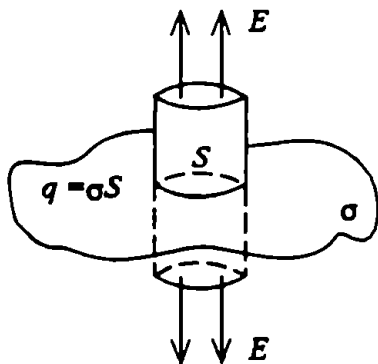


Рис.5

круг задач, решаемых таким способом, не очень широк (в отличие от способа, основанного на использовании принципа суперпозиции). Но все же он существует. Если мы, например, заранее знаем направление вектора напряженности во всех интересующих нас точках пространства, если удалось выбрать замкнутую поверхность, для которой вычисление потока вектора напряженности является простым, то тогда, может быть, нас ждет успех. Вот пример.

Возьмем шар, равномерно заряженный зарядом Q , и вычислим поле вне его — на расстоянии r от его центра (рис. 4). Из соображений симметрии ясно, что вектор напряженности поля E всюду направлен по радиусу. Выразим поток вектора напряженности через сферу радиусом r двумя способами: по определению потока —

$$\Phi = ES = 4\pi Er^2$$

и по теореме Гаусса —

$$\Phi = \frac{Q}{\epsilon_0}.$$

Отсюда получаем

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$$

— поле заряженного шара вне его совпадает с полем точечного заряда, помещенного в центр шара.

Другой пример: найдем напряженность поля бесконечной заряженной плоскости с поверхностной плотностью заряда σ (рис. 5). Из симметрии понятно, что вектор E всюду перпендикулярен плоскости. Выберем замкнутую поверхность в виде цилиндра, расположенного симметрично относительно плоскости. Поток вектора напряженности через боковую поверхность цилиндра равен нулю, а через каждое основание площадью S

составляет ES , т.е. полный поток равен

$$\Phi = 2ES.$$

Но по теореме Гаусса он составляет

$$\Phi = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}.$$

Окончательно получаем

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

Наконец, последний пример, касающийся одного очень важного свойства проводников: статические заряды проводника всегда располагаются на его поверхности. Доказательство очень простое. Раз напряженность поля внутри проводника равна нулю (иначе возникло бы движение свободных зарядов), поток вектора напряженности через любую замкнутую поверхность, проведенную внутри проводника, равен нулю. А это означает, что равен нулю и заряд внутри любой сколь угодно малой поверхности в толще проводника. Таким образом, все заряды проводника действительно располагаются на его поверхности.

А теперь — важное замечание. Доказательство электронейтральности объема проводника опирается на теорему Гаусса, которая, как и свойство непрерывности силовых линий, верна только в том случае, если в законе Кулона стоит $1/r^2$. Следовательно, справедливость закона Кулона можно проверить экспериментально — для этого достаточно убедиться в электронейтральности толщи проводника.

Вот видите, как много интересного может рассказать лишь одна теорема — теорема Гаусса.

А. Кикоин

Гроза — очень часто наблюдаемое атмосферное явление. Каждую секунду на земном шаре происходят около сотни гроз. Есть даже такие места (центральная Америка, Индонезия), где грозы происходят так регулярно, что люди договариваются о свидании примерно такими словами: «встретимся в среду после грозы».

Гроза и неразлучные с ней молния и громовые раскаты — не только эффектное, но и устрашающее явление. Недаром одного корня с этим словом слова «грозить», «угроза», «грозный» и т.п. С грозой и в самом деле связаны немалые опасности — для людей и лесов, для электрических устройств и средств связи. Отсюда — необходимость в средствах защиты от грозы.

Гроза — это грандиозный искровой разряд в атмосферном воздухе, который возникает между электрически заряженными облаками или между заряженным облаком и землей. Длина канала, по которому прокладывает себе путь разряд, может достигать многих километров. Сила тока в нем — сотни тысяч ампер. Температура газа в грозовом канале — многие тысячи градусов. Соответственно очень высоко и давление газа в нем. Чтобы такой разряд мог произойти, необходимо электрическое напряжение (например, между облаком и землей) — до миллиарда вольт, а напряженность электрического поля — до миллиона вольт на метр.

Если на пути грозового разряда встречается препятствие — дерево, здание и т.п., то высокое давление может привести к механическому разрушению, а высокая температура — к пожару. Возможно, что первый огонь, с которым познакомился человек, и был огонь, вызванный грозой, зажегшей дерево. Не случайно ведь в мифе о Прометее говорится о похищении огня с неба.

Как же бороться с этой опасностью?

Впервые идею защиты от грозы предложил американский ученый Б. Франклин в середине XVIII века. (Им же была установлена электрическая природа молнии.) Идея защиты, используемая и в наше время, основана на свойствах проводящего острия. Известно, что электрические заряды на проводнике располагаются на его поверхности. Если проводник имеет форму сферы или шара, заряд распределяется по его поверхности равномерно — на каждую единицу площади поверхности приходится одинаковый заряд. Как говорят, поверхностная плотность заряда всюду одинакова. Это связано с тем, что у сферы одинаковая кривизна во всех точках поверхности, т.е. одинакова величина, характеризующая отклонение кривой поверхности от плоской.

На поверхности произвольной формы кривизна в разных местах может быть различной. Ясно, что в этом случае электрический заряд распределяется по поверхности неравномерно — ведь заряды всегда располагаются так, чтобы внутри проводника напряженность электрического поля равнялась нулю. Для этого в тех местах, где «меньше места», заряды должны располагаться с большей поверхностной плотностью. Вот почему напряженность поля вокруг проводника особенно велика около тех участков его поверхности, где большая кривизна поверхности. Острие на поверхности — это место наибольшей кривизны. Соответственно здесь наибольшая поверхностная плотность зарядов, а около острия — особенно сильное электростатическое поле. Это и используется в грозозащитном устройстве — грозоотводе.

Он представляет собой металлический стержень, один конец которого приведен в хороший контакт с землей (надежно заземлен), а другой, снабженный заостренным штырем, возвышается над защищаемым сооружением. Стержень вместе с землей — это гигантский проводник, а штырь грозоотвода — острие на нем.

Как же действует это простое устройство?

Предположим, что вблизи грозоотвода оказалось грозовое облако. Пусть, например, заряд на нем положительный. Тогда электростатическое поле облака вызовет разделение зарядов на проводнике, состоящем из земли и грозоотвода, так, что на грозоотводе появится отрицательный заряд. Причем, поскольку на штыре будет очень большая поверхностная плотность заряда, вокруг него возникает очень сильное электростатическое поле.

В атмосферном воздухе всегда есть небольшое число (порядка нескольких сотен в одном кубическом сантиметре) положительно и отрицательно заряженных частиц — ионов и свободных электронов. Обычно они не мешают воздуху быть отличным изолятором. Но в сильном поле — около штыря грозоотвода —

ионы и электроны приобретают такие большие скорости, что, сталкиваясь с нейтральными молекулами воздуха, ионизируют их. Получившиеся новые электроны и ионы тоже ускоряются и в свою очередь создают все больше и больше пар заряженных частиц, причем число их растет, как снежный ком. Воздух становится в какой-то мере проводящим.

В настоящем проводнике электростатическое поле, как известно, отсутствует. В воздухе же вокруг грозоотвода оно, во всяком случае, ослабляется, и искровой разряд становится менее вероятным. Можно сказать и так, что отрицательные частицы движутся к положительно заряженному облаку и, по крайней мере частично, нейтрализуют его. Если же разряд все-таки происходит, то стержень грозоотвода будет служить безопасной для окружающих объектов «дорожкой» для разряда.

Итак, грозовой разряд представляет собой гигантский электрический разряд в газе. Но электрический ток, как известно, не виден и не слышен. Как же объяснить такие впечатляющие грозовые явления, как вспышки молнии и раскаты грома?

Начнем по порядку. Оказывается, образующиеся в канале разряда (его ширина достигает нескольких сантиметров) ионы и электроны, притягиваясь друг к другу, воссоединяются и образуют нейтральные молекулы воздуха. Такой процесс называется рекомбинацией. При этой-то рекомбинации и выделяется много света (происходит вспышка молнии). Гром же возникает вот почему. При разряде давление газа в грозовом канале становится очень высоким. Быстрое понижение его сопровождается образованием мощной ударной звуковой волны, которую мы и называем громом. Раскаты грома объясняются многократными отражениями звука от облаков и других объектов.

Таким образом, молния и гром — это как бы последствия грозового разряда. Опасности же, о которых мы говорили, связаны с самим разрядом, который не виден и не слышен. Заметим, кстати, что весь процесс разряда, на описание которого мы потратили так много слов и времени, происходит практически мгновенно — в тысячные доли секунды.

Мы назвали грозозащитное устройство грозоотводом. Но очень долго его называли громоотводом. Затем его стали называть молниеотводом, часто так его называют и теперь. Однако из того, что мы рассказали, следует, что ни грома, ни молнии «отвести» нельзя — они лишь неизбежные следствия грозового разряда. Задача же грозозащиты — отвести грозу, вот почему слово «грозоотвод», с нашей точки зрения, точнее всего отражает свое назначение.

Электрический ток, текущий даже в простейшей электрической цепи, может показаться несколько загадочным явлением. В самом деле, ток — это упорядоченное движение электрических зарядов, например электронов в металлическом проводнике. Упорядоченно двигаться их заставляет электрическое поле. Но, как известно, работа электростатического поля по замкнутой траектории равна нулю (а электрические цепи, в которых протекает постоянный электрический ток, всегда замкнуты). Тем не менее в цепи при прохождении тока совершается работа. За счет этой работы, например, нагреваются проводники.

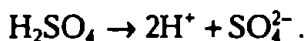
Почему же в цепи существует электрический ток, и почему при его прохождении совершается работа?

И то и другое возможно только потому, что где-то в цепи действуют какие-то неэлектрические силы, которые могут создать и поддерживать в цепи электрическое поле и работа которых не равна нулю. Силы эти получили название сторонних сил. То место в цепи, где они действуют, носит название (не совсем удачное) источника тока.

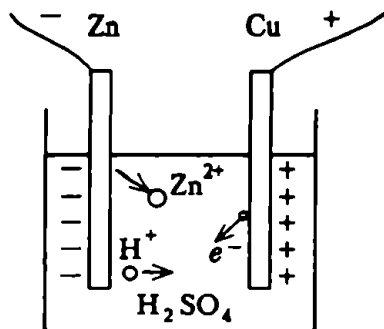
В качестве примера рассмотрим первый в истории химический источник постоянного тока. Его придумал в самом конце XVIII века итальянский физик А. Вольта (1745—1827). Теперь этот источник называют элементом Вольта. Он состоит из цинкового и медного электродов, погруженных в раствор серной кислоты.

Заметим, что медь и цинк состоят не из нейтральных атомов, а из положительных ионов соответствующего металла и электронов, оторвавшихся от атомов и ставших, как говорят, свободными. Отметим также, что и раствор кислоты состоит не из нейтральных молекул воды (H_2O) и серной кислоты (H_2SO_4). Значительная часть молекул H_2SO_4 в воде превращается в три иона — два положительно заряженных иона водорода и один

отрицательно заряженный ион кислотного остатка с двойным зарядом:



Посмотрим, что происходит, когда в такой раствор погружают электроды (см. рисунок). Начнем с цинка.



При погружении цинка в раствор кислоты начинается химическая реакция взаимодействия ионов SO_4^{2-} и Zn^{2+} , в результате чего ионы цинка отрываются от электрода и переходят в раствор. При этом на электроде оказывается избыток электронов, и он становится отрицательно заряженным. По мере накопления ионов цинка в растворе некоторая их часть, притягиваемая электродом, возвращается обратно. В конце концов устанавливается динамическое равновесие: число ионов, покидающих цинк, равно числу ионов, возвращающихся в него. Но электрод остается заряженным отрицательно, а раствор вблизи электрода (за счет ионов цинка) получает положительный заряд.

Появление дополнительных положительных ионов около цинкового электрода вызывает перераспределение уже имеющих-ся ионов внутри раствора. Часть отрицательных ионов из соседнего слоя перемещается ближе к электроду, а часть положительных ионов оттесняется в более удаленный слой. Подобные перемещения происходят во всех слоях раствора, вплоть до, прилегающего к медному электроду. Здесь происходит следующее.

В отличие от цинка, медь почти не растворяется в кислоте, т.е. не посылает в раствор своих ионов. Наоборот, положительные ионы водорода из раствора, попадая на медный электрод, отбирают у него свободные электроны и нейтрализуются. Медь становится положительно заряженной, а раствор около нее приобретает отрицательный заряд.

Таким образом, медный электрод в элементе Вольта образует положительный полюс, а цинковый электрод — отрица-

тельный. Разность потенциалов между ними составляет приблизительно 1,1 В.

Посмотрим теперь, что произойдет, если электроды снаружи соединить металлическим проводником. Свободные электроны во внешней части цепи (в проводнике) начнут двигаться от цинка, где они имеются в избытке, к меди, где их недостает. Это означает, что во внешней части цепи возникает электрический ток, направленный от меди к цинку.

А что же в самом элементе Вольта? Из-за ухода электронов с цинка равновесие между цинковым электродом и раствором нарушается, в результате чего дополнительное число ионов цинка будет переходить в раствор, поддерживая тем самым отрицательный заряд электрода. А из-за прихода электронов на медный электрод большее число положительных ионов водорода из раствора сможет нейтрализоваться на этом электроде. При этом положительный заряд меди тоже будет поддерживаться.

Мы видим, что в то время как во внешней части цепи от цинкового электрода к медному движутся свободные электроны, внутри источника движутся ионы: положительные от цинка к меди и отрицательные от меди к цинку. Так в замкнутой цепи осуществляется круговой процесс перемещения электрических зарядов, т.е. электрический ток.

Какие же силы совершают работу по поддержанию постоянной разности потенциалов между медным и цинковым электродами? Это так называемые химические силы, действующие внутри элемента Вольта. Другими словами можно сказать, что источником энергии электрического тока служит энергия, выделяющаяся при химических реакциях между электродами и раствором кислоты. Отсюда получается, что источник тока в действительности есть источник энергии, за счет которой и совершается работа по перемещению зарядов по цепи, проявляющаяся, в частности, в нагреве проводников. Энергию, приходящуюся на единицу заряда, обходящего цепь, называют электродвижущей силой источника.

В других источниках происходят другие процессы, действуют другие силы, но роль их всегда такая же, как и в рассмотренном элементе Вольта.

А. Варламов

Электронно-вычислительные машины первых поколений, работавшие на лампах или, в лучшем случае, на транзисторах, занимали целые залы. Сегодняшние же компьютеры по размерам становятся все меньше и меньше. Но при протекании по проводникам даже слабых токов выделяется джоулево тепло и происходит, как говорят, диссипация (рассеяние) энергии. Поэтому сверхминиатюризация неизбежно должна привести к перегреву и невозможности работы компьютера. Где же выход из этого тупика?

Одним из видимых сегодня путей является создание компьютеров следующих поколений на сверхпроводящих элементах, диссипация энергии в которых практически полностью отсутствует.

Впервые о сверхпроводимости стало известно 28 апреля 1911 года, когда голландский ученый Г. Камерлинг-Оннес на заседании Королевской академии наук в Амстердаме сообщил о только что обнаруженном им поразительном эффекте исчезновения электрического сопротивления ртутного образца, охлажденного с помощью жидкого гелия до рекордно низкой по тем временам температуры — до 4,15 К. Это явление резко противоречило сложившимся классическим представлениям об электронных свойствах металла. Сверхпроводимость стали интенсивно изучать. Вскоре выяснилось, что равенство нулю сопротивления сверхпроводника, по-видимому, выполняется не приблизительно, а строго (так, ток, возбужденный в сверхпроводящем кольце, мог циркулировать в нем годами, не изменяясь по величине). Обнаружились и другие удивительные свойства. Например — полное вытеснение магнитного поля из объема проводника при его переходе в сверхпроводящее состояние (это явление имеет место при не слишком сильных полях). Существенно расширился и ряд известных сверхпроводящих металлов. Перспективы практического применения обнаруженного явле-

ния казались безграничными: линии передачи энергии без потерь, сверхмощные магниты, сверхэнергоёмкие аккумуляторы, новые виды транспорта и т.п.

Однако на пути реализации всех этих проектов стали два непреодолимых, как казалось, препятствия. Первое — это чрезвычайно низкие температуры, при которых наблюдалась сверхпроводимость. За 75 лет исследований во многих лабораториях мира критическую температуру — так называют температуру перехода вещества в сверхпроводящее состояние — удалось повысить лишь до 23 К. «Рекордсменом» стал в 1973 году сплав Nb_3Ge . Это обстоятельство делало нерентабельными почти все направления использования сверхпроводимости ввиду дороговизны необходимого для охлаждения жидкого гелия.

Но было и второе препятствие — уже упоминавшаяся «боязнь» сверхпроводников проникновения в их объём магнитных полей. Причина такой «нелюбви» понятна — согласно закону электромагнитной индукции, проникновение поля привело бы к возникновению в сверхпроводнике бесконечно большого тока, который он пропустить просто не в состоянии. Однако если «сверхпроводящие» токи возникнут в приповерхностном слое проводника, то своим магнитным полем они смогут полностью скомпенсировать внешнее поле. До определенного момента сверхпроводники так и «поступают», но затем «сдаются» и скачком переходят в нормальное, несверхпроводящее, состояние даже при низкой температуре (строго говоря, так ведут себя только так называемые сверхпроводники первого рода, но долгое время исследовались именно они, а о существовании иных просто не было известно). Это препятствие оказалось даже более неприятным, чем необходимость низких температур, поскольку магнитное поле всегда сопутствует протеканию тока, следовательно, по сверхпроводнику невозможно пропустить достаточно большой ток, не разрушив при этом само сверхпроводящее состояние.

Несмотря на эти удручающие обстоятельства, ученые продолжали исследовать явление сверхпроводимости и накапливать данные о свойствах сверхпроводников. Неясным и загадочным оно оставалось на протяжении почти полувека. Лишь в 1957 году была создана последовательная микроскопическая теория, объяснившая удивительные свойства большинства из известных сверхпроводников. Явление сверхпроводимости оказалось связанным с возникновением в некоторых металлах своеобразного притяжения между электронами. Да, именно притяжения, хотя электроны и одинаково заряжены. Природа этого притяжения

носит сугубо квантовый характер и тесно связана с взаимодействием электронов с окружающей их кристаллической решеткой. Благодаря такому притяжению, при достаточно низких температурах часть электронов в металле объединяются в так называемые куперовские пары (по имени их первооткрывателя Л. Купера). Они пребывают в особом квантовом состоянии, таком, что могут переносить электрический ток, не взаимодействуя при этом с кристаллической решеткой, а следовательно, не выделяя тепла. Для электронов, образующих куперовскую пару, взаимодействие с решеткой уже как бы реализовалось (объединением их в пару), и теперь они составляют «касту неприкасаемых». Удивительно, что размеры таких пар в атомном масштабе весьма велики — они могут достигать сотен и даже тысяч межатомных расстояний. Так что куперовскую пару следует представлять скорее не как двойную звезду, вращающуюся относительно ее центра масс, а как двух партнеров, которые вместе пришли на дискотеку, но, разделенные десятками других танцоров, танцуют в разных концах зала. (Это сравнение принадлежит одному из создателей теории сверхпроводимости Дж. Шрифферу.)

Высокотемпературная сверхпроводимость стала своеобразным Эльдorado для физиков 60 — 80-х годов, но на протяжении длительного времени ее «поиски» оставались безрезультатными. Открытый в 1973 году сплав Nb_3Ge с критической температурой $T = 23\text{ К}$ в течение 14 лет оставался рекордсменом, которому было еще очень далеко от желанного «азотного барьера», т.е. до возможности получения сверхпроводимости при охлаждении дешевым жидким азотом с температурой кипения (при атмосферном давлении) 77 К. И вот в 1986 году весь мир (и, ввиду важности открытия, не только физический) облетела весть об открытии высокотемпературной сверхпроводимости. Обладателями этого свойства оказались керамические соединения (вначале весьма капризные к способу их изготовления). Замечательно, что до тех пор все сверхпроводящие материалы в нормальном состоянии были металлами, хорошо проводящими электрический ток, керамические же вещества в нормальном состоянии проводили ток значительно хуже.

За короткое время критические температуры в новом классе сверхпроводников были подняты от 30 до 95 К, а затем и до 120 — 125 К. Сегодня явление сверхпроводимости при азотном охлаждении можно демонстрировать без особых ухищрений даже в школьном физическом кабинете.

Похоже, что сверхпроводящий компьютер XXI века из мечты становится близким будущим.

Л. Асламазов

Как известно, вследствие явления электромагнитной индукции, в любом проводнике под действием изменяющегося магнитного поля наводятся вихревые токи (токи Фуко). Они вызываются индукционным электрическим полем, которое возникает при изменении магнитного поля. Силовые линии индукционного электрического поля всегда замкнуты, поэтому и токи Фуко тоже замкнутые (вихревые). Так как обычно проводники обладают электрическим сопротивлением, энергия токов Фуко переходит в тепло (проводники нагреваются), а сами токи при этом затухают.

Оказывается, что быстропеременные токи Фуко не проникают в глубь проводника и текут практически только в его поверхностном слое. Это явление называют скин-эффектом (от английского слова *skin* — кожа). Его надо учитывать при использовании переменных токов (и полей) в технике.

Причину возникновения скин-эффекта качественно можно объяснить с помощью правила Ленца для электромагнитной индукции. Согласно этому правилу, направление индукционных токов всегда таково, что они своим магнитным полем «мешают» изменению магнитного потока, которое эти токи вызвало. Поэтому при помещении проводника во внешнее переменное поле возникают токи Фуко, которые ослабляют это поле в проводнике, экранируют его. Причем чем дальше от поверхности в глубь проводника, тем меньшим становится суммарное магнитное поле. Соответственно и величина тока в проводнике с глубиной тоже убывает. Убывание происходит по столь быстрому закону, что, начиная с некоторой глубины, поле и ток можно считать практически равными нулю. Эту глубину называют толщиной скин-слоя.

От чего зависит толщина скин-слоя? С одной стороны, чем быстрее изменяется магнитное поле, тем больше возникающая

электродвижущая сила индукции и тем большие токи Фуко текут в проводнике. С другой стороны, сила тока зависит и от удельного сопротивления проводника — в проводниках с меньшим удельным сопротивлением наводятся большие токи Фуко и магнитное поле экранируется сильнее. Поэтому при увеличении частоты изменения поля и при уменьшении сопротивления проводника толщина скин-слоя уменьшается.

Точный расчет показывает, что для меди, например, при частоте промышленного переменного тока, равной 50 Гц, толщина скин-слоя составляет приблизительно 1 см. Это не слишком малая величина, поэтому в проводниках диаметром до нескольких сантиметров переменный ток распределяется по всему сечению проводника, а скин-эффект проявляется в полной мере в гораздо более толстых проводах. В то же время в диапазоне средних радиоволн с частотой порядка 10^7 Гц для толщины скин-слоя в меди имеем приблизительно 10^{-3} см. Это уже достаточно малая величина.

Быстропеременные токи высокой частоты текут практически только по поверхности проводов. Можно проводники сделать вообще полыми, и это почти не скажется на их сопротивлении. Иногда для уменьшения потерь проводники в радиосхемах покрывают тонким слоем серебра — токи текут только в этом слое, а серебро обладает меньшим удельным сопротивлением, чем медь.

Интересно, что в сверхпроводниках индукционные токи вообще не затухают (сопротивление равно нулю), и поэтому они способны экранировать даже постоянное магнитное поле.

Как вы знаете, со стороны магнитного поля на движущуюся заряженную частицу действует сила Лоренца, а на проводник с током — сила Ампера. Силу Ампера легко свести к силе Лоренца, если вспомнить, что электрический ток в проводнике есть не что иное, как направленное движение свободных зарядов, например электронов. На каждый электрон действует сила Лоренца, а сумма всех таких сил как раз и составляет силу Ампера.

На первый взгляд, все просто. Но при внимательном рассмотрении возникают вопросы. Так, может показаться непонятным, каким образом сила, действующая на свободные электроны, «передается» всему проводнику. Если электроны свободные, то они не взаимодействуют с кристаллической решеткой и, значит, не могут оказать на нее никакого воздействия. Попробуем разобраться.

Поместим проводник с током в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока (рис. 1, а). На электроны начнет действовать сила Лоренца, и они будут смещаться к верхней границе проводника. В результате на верхней границе будет накапливаться отрицательный электрический заряд. Так как проводник в целом электронейтрален, на нижней границе появится избыточный положительный заряд. Этот процесс очень скоро прекратится, поскольку накопление зарядов на границах приводит к появлению внутри проводника поперечного электрического поля. Легко видеть, что действие этого поля на электроны по направлению противоположно действию силы Лоренца (рис. 1, б). Когда эти силы станут одинаковыми по модулю, движение электронов к границе проводника прекратится.

Итак, мы более или менее разобрались, каким образом сила Лоренца, действующая на свободные электроны, передается всему проводнику: «передатчиком» служит заряд, который скапливается на его боковой поверхности. Но, как это иногда

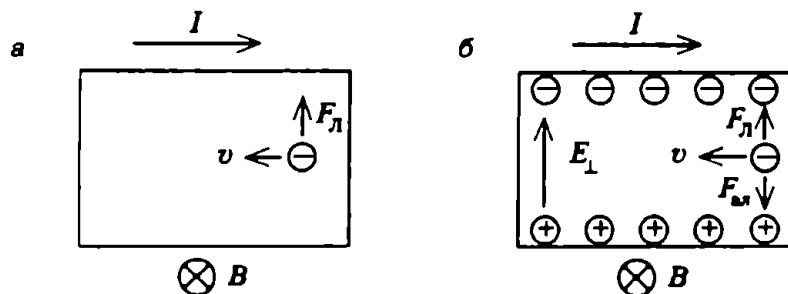


Рис. 1

бывает, пытаясь разобраться в одном явлении, мы попутно обнаружили другое важное физическое явление. А именно: при помещении проводника с током в магнитное поле внутри проводника возникает электрическое поле, направленное перпендикулярно направлению тока и магнитному полю. Этот эффект был обнаружен и исследован американским физиком Э.Холлом в 1879 году и теперь носит его имя.

Рассмотрим этот эффект несколько подробнее. Вычислим сначала разность потенциалов $\Delta\varphi_x$ (ее называют холловской разностью потенциалов), которая образуется между боковыми поверхностями проводника. Как мы уже говорили, процесс накопления заряда прекратится тогда, когда сила Лоренца $F_L = evB$ будет уравновешена электростатической силой $E_{\text{эл}} = eE_1$:

$$evB = eE_1,$$

где v — средняя скорость направленного движения электронов, B — индукция магнитного поля, E_1 — напряженность поперечного электрического поля. Отсюда получаем

$$\Delta\varphi_x = E_1 d = vBd,$$

где d — толщина проводника. Среднюю скорость можно выразить через силу тока I , концентрацию свободных электронов в проводнике n и площадь его поперечного сечения S :

$$I = envS, \quad v = \frac{I}{enS}.$$

Тогда окончательно

$$\Delta\varphi_x = \frac{d}{enS} IB.$$

Глядя на эту формулу, нетрудно представить основные возможности применения эффекта Холла. Вот некоторые из них.

1. Эффект Холла можно использовать для измерения индукции магнитного поля.

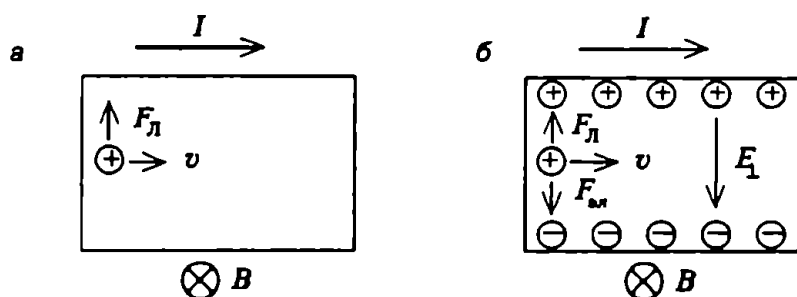


Рис. 2

2. Результаты измерений холловской разности потенциалов легко воспроизводимы, поэтому эффект Холла нередко используют для создания эталонного напряжения.

3. Эффект Холла играет важную роль при исследовании физических свойств проводящих материалов. И это самое главное его применение. Действительно, измеряя $\Delta\phi_H$, I и B , можно вычислить такую важную характеристику, как концентрация свободных носителей заряда в веществе. Ожидалось, что эта концентрация будет по порядку величины такой же, как концентрация атомов, — ведь именно от атомов кристаллической решетки «отрываются» свободные электроны. Это ожидание оправдалось для многих металлов, но не подтвердилось для полупроводников. У них концентрация свободных зарядов оказалась на много порядков меньше, сильно зависела от температуры и что самое неожиданное — заряд свободных носителей во многих полупроводниках должен быть положительным. Как же удалось это выяснить?

Нетрудно заметить, что все известные вам проявления электрического тока (тепловое, магнитное и т.п.) совершенно не зависят от знака носителей заряда, т.е. все определяется только величиной силы тока, и только в эффекте Холла это не так. Посмотрите на рисунок 2,а. Если бы носители заряда были положительными, то при том же направлении тока скорость зарядов имела бы противоположное направление. Но раз изменился как знак заряда, так и направление скорости, то сила Лоренца будет снова направлена вверх. Значит, на верхней грани проводника в этом случае будет скапливаться не отрицательный, а положительный заряд, и $\Delta\phi_H$ окажется противоположного знака (рис. 2,б). Такой, как его называют, аномальный эффект Холла и был обнаружен экспериментально. Как оказалось впоследствии, в полупроводниках он соответствует случаю дырочной проводимости.

Так называют разноцветные, кажущиеся призрачными «огни», которые чаще всего можно наблюдать на крайнем севере — в районах, прилегающих к Арктике, или на крайнем юге — в Антарктике.

Северные сияния (в литературе чаще встречается именно это название) известны очень давно. О них упоминали античные авторы, несколько описаний северного сияния сделали средневековые летописцы. Северное сияние, наблюдавшееся в Англии в 1716 году, было описано Галилеем. Ломоносов, проведший детство и юность на севере и часто наблюдавший северные сияния (русские поморы называли их сполохами, позорями), одним из первых высказал предположение об электрической природе этого явления.

Полярные сияния (и северные, и южные) отличаются большим разнообразием. Это могут быть как однородные зелено-желтые полосы или дуги с резкой нижней границей и размытой верхней (высота нижней границы обычно 100 км, верхней — около 1000 км), так и дуги или полосы, составленные из своеобразных лучей, перпендикулярных земной поверхности. Можно увидеть пульсирующие полосы и дуги или так называемые пылающие полярные сияния, имеющие вид движущихся вверх светящихся волн.

Зеленый цвет с примесью желтого — это преобладающие цвета. Значительную роль играет также красный цвет, в меньшей степени — голубой и фиолетовый.

Оказывается, полярные сияния можно увидеть не только вблизи полюсов, но по мере приближения к полюсам частота полярных сияний резко увеличивается. Многолетние наблюдения позволили нанести на карту линии, соединяющие места с одинаковой частотой полярных сияний (такие линии называются изохазмами). По ним видно, например, что на побережье

Черного моря сияния можно наблюдать один раз (одну ночь) за 10 лет, на севере Англии или на Кольском полуострове — 100 ночей в году, а на большей части побережья Северного Ледовитого океана — практически каждую ночь. Выражение частоты полярных сияний числом ночей в год вовсе не означает, что полярные сияния наблюдаются только ночью. Они возникают и в дневное время, но на фоне светлого неба сравнительно слабое свечение полярных сияний наблюдать много труднее.

Ломоносов не напрасно приписывал полярным сияниям электрическую природу. Но, как выяснилось, не менее важную роль играют и магнитные явления.

Земной шар — это гигантский природный магнит. Магнитное поле, окружающее Землю, похоже на поле, созданное намагниченным стержнем или соленоидом, по которому течет постоянный ток. На рисунке 1 показана картина линий индукции магнитного поля Земли. Изображенного на рисунке соленоида и питающего его источника тока внутри Земли, конечно, нет, но электрические токи, «виновники» магнитного поля Земли, в ней действительно существуют (в жидкой части ядра Земли). Из рисунка видно, что северный и южный магнитные полюса не совпадают с географическими полюсами, а отклонены от них примерно на 11° . Магнитное поле Земли простирается от ее центра примерно на три земных радиуса. Значение магнитной индукции поля невелико — всего около $5 \cdot 10^{-5}$ Тл.

Вторым обязательным «действующим лицом» в рассматриваемом нами процессе является Солнце. Кроме видимого и невидимого света, Солнце (его корона) постоянно испускает еще и плазму, состоящую из быстрых протонов и электронов. Такой поток частиц — солнечный ветер — «дует» и на Землю.

Магнитное поле Земли неоднородное: у полюсов значение магнитной индукции почти вдвое больше, чем у экватора.



Рис. 1

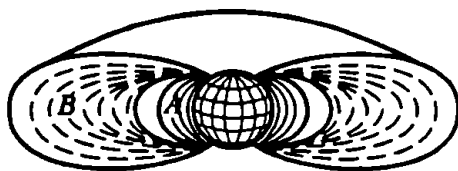


Рис. 2

Неоднородность поля делает его своеобразной ловушкой заряженных частиц. Действительно, попав в такое поле, частица движется вдоль линий индукции (по спирали, охватывающей их), пока не дойдет до места, где линии индукции сгущаются, т.е. до района магнитного полюса. Здесь частица отражается, движется к другому полюсу, чтобы в свою очередь отразиться и от него. Говорят, что частицы как бы заперты в магнитной «бутылке» с двумя «пробками», роль которых играют места сгущения линий индукции поля у полюсов. В результате Земля оказывается окруженной так называемым радиационным поясом, охватывающим ее со всех сторон, кроме приполярных областей (это схематически показано на рисунке 2). Радиационный пояс условно разделяют на две части — внутренний пояс (А) и внешний (В). Нижняя граница внутреннего пояса находится на высоте около 500 км, а его «толщина» — несколько тысяч километров. Внешний пояс находится на высоте 10—15 тысяч километров.

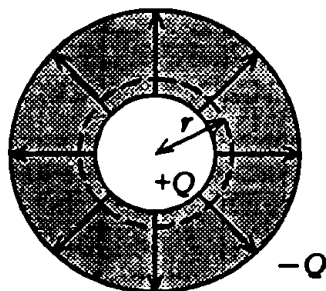
Любопытно, что радиационный пояс Земли имеет самое прямое отношение к полярным сияниям. Дело в том, что особые свойства плазмы (радиационный пояс заполнен плазмой) и некоторые происходящие в ней процессы приводят к тому, что магнитные «пробки» оказываются не вполне плотными, и какое-то число частиц «вываливается» из «бутылки». А затем происходит следующее. Быстрые заряженные частицы, «высыпавшиеся» из «бутылки», сталкиваются с атомами или молекулами воздуха (азота, кислорода) и возбуждают их, т.е. переводят их в состояние с большей энергией. Вслед затем молекулы (атомы) возвращаются в исходное состояние, избавляясь от избыточной энергии излучением соответствующих порций (квантов) света. Это и есть свет полярных сияний.

Анализ состава (спектра) этого света показал, что зеленый свет (и частично красный) возникает при возбуждении атомов кислорода. Красное, темнокрасное, слабое голубое и фиолетовое излучения связаны с возбуждением молекул азота. Может показаться странным, что мы говорим здесь об атомах, а не о молекулах кислорода. Но оказывается, что в высоких слоях атмосферы молекулы кислорода под действием ультрафиолетовых лучей Солнца расщепляются на атомы.

Полярные сияния интенсивно изучаются и в лабораториях на Земле, и с помощью искусственных спутников Земли в космосе.

Причиной возникновения магнитного поля могут быть как движущиеся электрические заряды (токи), так и переменное электрическое поле. Этот второй источник магнитного поля Максвелл назвал током смещения. Существование токов смещения относится к числу основных законов электродинамики, поэтому рассмотрим этот вопрос подробнее. Покажем на конкретном примере, когда возникают токи смещения и какова их величина.

Представьте себе, что пространство между двумя concentрическими проводящими сферами, заряженными одинаковыми по модулю, но противоположными по знаку зарядами (сферический конденсатор), заполнено проводящей средой (см. рисунок). Тогда в этой среде вдоль радиусов текут токи, и с течением времени конденсатор разряжается. Как «устроено» возникающее при разрядке конденсатора магнитное поле?



В нашей системе нет никакого выделенного направления, и нарисовать картину магнитных линий, удовлетворяющую условиям симметрии, не удастся. Что же это означает? Только то, что магнитное поле при разрядке сферического конденсатора вообще не возникает. Как же так — токи текут, а магнитного поля нет? Оказывается, все дело в том, что есть еще один «источник», создающий магнитное поле, компенсирующее поле, создаваемое токами.

Подсчитаем силу тока, приходящуюся на единицу площади поперечного сечения, т.е. плотность тока, на расстоянии r от центра системы. Полный ток i равен скорости изменения заряда конденсатора:

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t}.$$

Этот ток равномерно распределяется по площади сферы радиусом r , следовательно, плотность тока равна

$$j = \frac{i}{S} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (1)$$

Между обкладками сферического конденсатора поле такое же, как поле точечного заряда Q , помещенного в центр сфер, поэтому на расстоянии r напряженность поля определяется формулой

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}.$$

Тогда скорость изменения напряженности составляет

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (2)$$

Сравним формулы (1) и (2). Как видно, плотность тока и скорость изменения электрического поля пропорциональны друг другу. Если предположить, что переменное электрическое поле так же, как и обычный ток, создает магнитное поле, то можно объяснить отсутствие магнитного поля в конденсаторе взаимной компенсацией двух магнитных полей.

Введем понятие плотности тока смещения согласно формуле

$$j_{\text{см}} = \epsilon_0 \frac{\Delta E}{\Delta t}. \quad (3)$$

В нашем примере электрическое поле в конденсаторе убывает, и скорость изменения поля отрицательна. Это означает, что ток смещения в данном случае течет в направлении, противоположном электрическому полю, в то время как обычный ток течет по направлению электрического поля. Как видно из формул (1) – (3), плотности тока смещения и обычного тока по модулю совпадают. Следовательно, суммарная плотность токов и суммарное магнитное поле равны нулю (как и должно быть в этой задаче).

Оказывается, что не только при разрядке сферического конденсатора, но и в самом общем случае индукция магнитного поля определяется суммой плотности обычного тока (тока проводимости) и плотности тока смещения, связанной со скоростью изменения электрического поля формулой (3).

А. Зильберман

Для передачи сигналов на большие расстояния обычно используют радиоволны. Их легко излучать и принимать, на них можно «наложить» любую информацию, выбор диапазонов длин волн очень широк — от сотен и тысяч метров до миллиметров (а для специальных случаев — и короче). Все это позволяет решать самые разные задачи — от вещания на весь мир до работы местных программ, которые не создают помех соседним областям. В последние годы широко используются спутники связи — но это тема для отдельного разговора.

Разберемся подробнее в процессах радиопередачи и радиоприема. Для этого посмотрим, какие превращения претерпевает звуковой сигнал на пути от исполнителя до радиослушателя.

Начинается все с преобразования звуковых (механических) колебаний — тех звуков, которые мы произносим и слышим, — в электрические сигналы. Это делается при помощи микрофона. В самом распространенном на практике микрофоне — динамическом — звуковые волны вызывают колебания мембраны, к которой прикреплена катушка, помещенная в поле постоянного магнита. При движении катушки в ней возникает ЭДС индукции — тот электрический сигнал, который нам нужен. Обычно действующее значение напряжения от микрофона очень мало — доли милливольта, и его усиливают в несколько тысяч раз при помощи электронной схемы. В усиленном виде сигнал уже годится для передачи по проводам, но для радиопередачи его нужно продолжать преобразовывать. (Для телефонной связи усиление сигнала слишком дорого и сложно, там используют микрофоны другого типа — угольные, позволяющие обходиться вовсе без усилителей, однако качество звукопередачи при этом ниже всякой критики — каждый из вас, наверное, мог в этом убедиться сам.)

Рассмотрим простой случай — перед микрофоном звучит камертон и громкость звука со временем не меняется; тогда

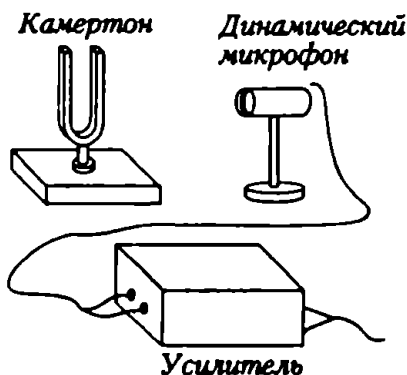


Рис. 1 Получение электрического сигнала звуковой частоты. Этот сигнал имеет вид

$$u(t) = U_0 \cos \Omega t,$$

где U_0 — амплитуда, Ω — частота колебаний (начальная фаза в данном случае не важна — подумайте, почему, — и ее принимают равной нулю)

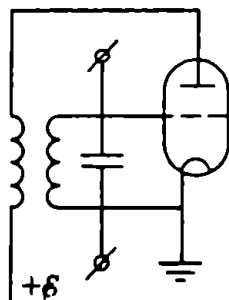


Рис. 2. Схема получения колебаний несущей частоты. Колебания происходят по закону

$$u(t) = V_0 \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где V_0 — амплитуда, ω — частота, φ_0 — начальная фаза колебаний (здесь мы уже не можем взять $\varphi_0 = 0$, хотя для радиоприема это и не важно)

электрический сигнал представляет собой гармонические колебания низкой (звуковой) частоты Ω (рис. 1).

Теперь поговорим о «переносчике» сигнала — о колебаниях высокой частоты ω . Их дает генератор незатухающих колебаний (рис. 2). Несущая частота ω выбирается во много раз выше звуковой частоты Ω передаваемого сигнала. Например, камертон обычно дает $\Omega = 2770 \text{ с}^{-1}$, а при передаче на средних волнах используется частота $\omega = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Для передачи электрического сигнала звуковой частоты его нужно «заложить» в какой-нибудь параметр высокочастотных колебаний — в амплитуду, частоту или фазу (или в их комбинации). Иными словами, выбранный параметр нужно изменять (модулировать) в соответствии с передаваемым сигналом. Главное требование при этом — чтобы преобразование было обратимым и при приеме можно было легко восстановить переданный сигнал.

Обычно применяют амплитудную, частотную или фазовую (возможны и более сложные комбинированные виды) модуляцию (рис. 3). Проще всего использовать амплитудную. При этом передаваемый в «эфир» сигнал — его называют амплитудно-модулированным — получают, например, изменяя напряжение питания генератора незатухающих колебаний в такт с сигналом звуковой частоты. Но можно обойтись и совсем простыми средствами — включить в провод, идущий от генератора незату-

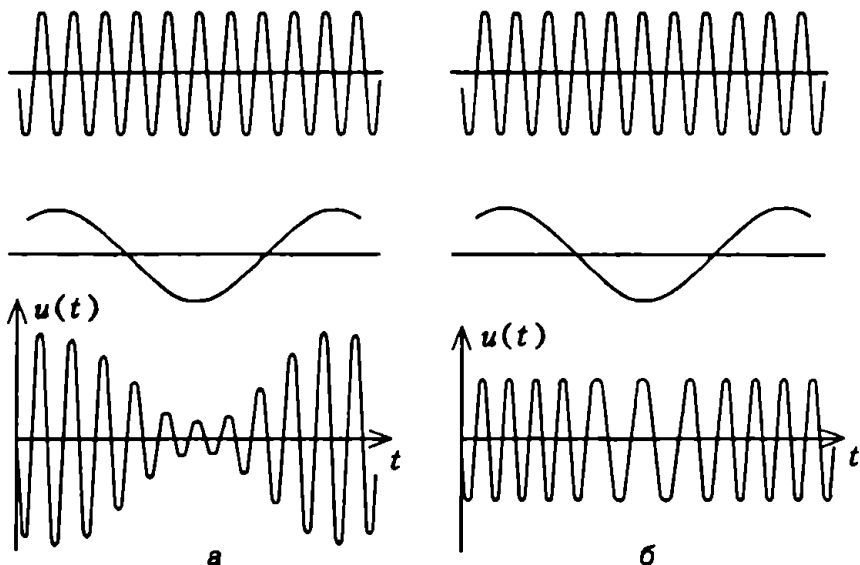


Рис. 3. Так (условно, конечно) можно изобразить сигналы с амплитудной (а) и частотной (б) модуляцией

хающих колебаний к передающей антенне, обычный угольный микрофон (рис. 4). Если перед ним говорить, то сопротивление микрофона будет меняться, в такт с ним будет изменяться ток в антенне, и мы получим нужную нам амплитудную модуляцию. На заре радиосвязи именно так и поступали радиолюбители, которые хотели перейти от работы «морзянкой» к передаче речи. Конечно, этот способ годится только для маломощных устройств и качество такой передачи не очень хорошее.

Обратное преобразование амплитудно-модулированных сигналов на приемной стороне производится при помощи амплитудного детектора — простой схемы, содержащей полупроводниковый диод (рис. 5). Собственно, именно простота такого детектора и есть главное достоинство амплитудной модуляции. Этот вид модуляции используют для радиовещания в диапазонах длинных, средних и коротких волн, а также для передачи телевизионных сигналов — но только вместе с

Угольный микрофон

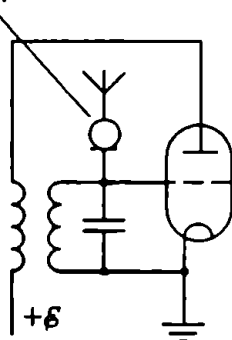


Рис. 4. Схема получения амплитудно-модулированного сигнала, имеющего вид $u(t) = V_0(1 + \alpha U_0 \cos \Omega t) \cos(\omega t + \varphi_0)$, где α — постоянная величина, называемая глубиной модуляции

Полупроводниковый диод

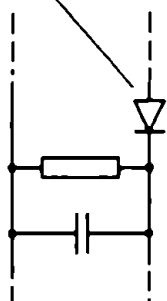
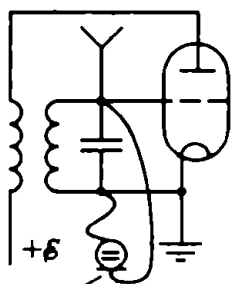


Рис. 5. Простейшая схема демодуляции (детектирования) амплитудно-модулированного сигнала

другими видами модуляции. Поговорим немного и о них.

Большое распространение получила частотная модуляция. При этом способе радиопередачи сигнал низкой частоты «заложен» в значение мгновенной частоты передатчика (мгновенной — потому что она теперь не остается постоянной, а

меняется в такт с низкочастотным сигналом). Такую модуляцию тоже легко осуществить «домашним» способом — для этого удобно применить микрофон так называемого конденсаторного типа (рис. 6). Это очень простой (по идее, а не для практического изготовления) прибор. Он состоит из тончайшей металлизированной мембраны, которая является одной из обкладок плоского конденсатора, и самой обычной пластины — второй обкладки. Мембрана колеблется в такт с колебаниями воздуха, и соответственно меняется емкость конденсатора — вот и все. Мембрану несложно сделать совсем легкой, поэтому такой микрофон может обеспечивать превосходное качество преобразования звукового сигнала в электрический. Для нашей цели конденсаторный микрофон подключают параллельно конденсатору контура генератора незатухающих колебаний, и изменение емкости микрофона дает необходимый эффект модуляции. Так можно изготовить простой и вполне качественный радиомикрофон, работающий в диапазоне УКВ, а сигналы его можно принимать обычным УКВ ЧМ приемником («УКВ» — ультразвуковые волны, «ЧМ» — частотная модуляция).



Конденсаторный микрофон

Самое сложное при таком способе модуляции — это демодуляция (детектирование). Ее можно делать, например, так: используем колебательный контур, настроенный немного неточно — на несколько десятков килогерц в сторону от частоты сигнала передатчика (от среднего значения частоты). Тогда при подаче

Рис. 6. Схема получения частотно-модулированного сигнала, который можно представить в виде $u(t) = V_0 \cos(\omega_0(1 + \beta U_0 \cos \Omega t)t + \varphi_0)$, где β — постоянная величина, называемая индексом частотной модуляции

нашего сигнала на контур амплитуда начнет меняться в такт с изменениями частоты (мы «ходим» по резонансной кривой контура), т.е. частотная модуляция вызывает амплитудную, а в таком случае уже подходит обычный амплитудный детектор. На практике поступают почти так, только вместо контура используют более сложную колебательную систему, у которой, в отличие от простого колебательного контура, зависимость амплитуды от частоты получается почти линейной, впрочем, в последнее время применяют и куда более сложные электронные схемы, дающие более высокое качество, а главное — значительно большую устойчивость к воздействиям помех.

Частотную модуляцию используют для передачи звуковых программ в диапазоне УКВ, в частности — для передачи звука в телевидении, а также для передачи сигналов, несущих информацию о цвете в применяемой в нашей стране системе SECAM. В других распространяющихся системах (PAL, NTSC) для передачи информации о цвете применяют фазовую модуляцию. Поэтому блоки выделения цветовой информации в перспективных ТВ-приемниках предусматривают работу по любой из систем, причем переключение режимов работы легко можно сделать автоматическим.

Этот принцип был сформулирован Х. Гюйгенсом в его «Трактате о свете», опубликованном в 1690 году. В то время уже не возникало больших сложностей при описании движения частиц. В свободном пространстве частицы движутся прямолинейно и равномерно; под влиянием внешних воздействий они замедляются, ускоряются, меняют направление движения (преломляются или отражаются) — и все это можно рассчитать. Вместе с тем, законы распространения волн — отражение, преломление, огибание препятствий (дифракция) — не находили объяснения. И Гюйгенс предложил принцип, на основании которого это можно было сделать.

Очевидно, на мысль его навели рассуждения о причинах распространения волновых процессов. От камня, брошенного в воду, по поверхности бегут круговые волны. Процесс этот продолжается и после того, как камень упал на дно, т.е. когда уже нет источника, породившего первые волны. Отсюда следовало, что источниками волн являются сами волновые возмущения. Гюйгенс сформулировал это следующим образом:

Каждая точка, до которой доходит волновое возмущение, является в свою очередь центром вторичных волн; поверхность, огибающая в некоторый момент времени эти вторичные волны, указывает положение к этому моменту фронта действительно распространяющейся волны.

Легко представить, например, как распространяются плоские и сферические волны (рис. 1). Огибающей вторичных волн через время Δt является для плоской волны плоскость, сдвинутая на расстояние $c\Delta t$, а для сферической — сфера радиусом $R + c\Delta t$, где c — скорость распространения вторичных волн, R — радиус первоначальной сферической волны.

По сути принцип Гюйгенса в такой формулировке является просто геометрическим рецептом построения поверхности, оги-

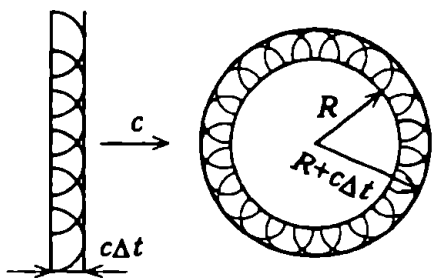


Рис. 1

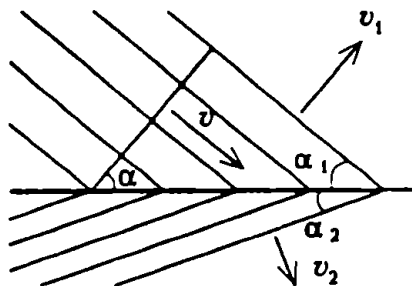


Рис. 2

бающей вторичные волны. Эта поверхность отождествляется с волновым фронтом, и таким образом определяется направление распространения волны.

Гюйгенс первоначально сформулировал свой принцип для световых волн и применил его для вывода законов отражения и преломления света на границе раздела сред. Прежде всего, сам факт наличия отраженной и преломленной волн непосредственно следовал из принципа Гюйгенса, и это уже было большим успехом. По Гюйгенсу, каждая точка границы сред по мере достижения ее фронтом падающей волны становится источником вторичных волн, которые распространяются в обе граничащие среды. Результатом наложения этих вторичных волн в первой среде, из которой падает волна, является волна отраженная, а результатом наложения вторичных волн во второй среде — волна преломленная.

Конечно, мы на основании принципа Гюйгенса не можем ответить на вопрос об интенсивности отраженной и преломленной волн, поскольку для этого нужно знать хотя бы их физическую природу (которая в принципе Гюйгенса вообще не «участвует»). Но геометрические законы отражения и преломления совершенно не зависят ни от физической природы волн, ни от конкретного механизма отражения и преломления. Они для всех волн одинаковы.

Пусть v — скорость плоской падающей волны, α — угол ее падения (рис. 2). Тогда фронт падающей волны бежит по границе раздела двух сред со скоростью $v/\sin \alpha$. И отраженная, и преломленная волны порождаются падающей, поэтому их фронты бегут вдоль границы с той же скоростью, т.е.

$$\frac{v}{\sin \alpha} = \frac{v_1}{\sin \alpha_1} = \frac{v_2}{\sin \alpha_2}.$$

Углы α_1 и α_2 определяют направления распространения фронтов отраженной и преломленной волн. Но так как в плоской

волне лучи перпендикулярны волновым фронтам, то эти же соотношения выполняются и для отраженных и преломленных лучей.

Объяснение законов преломления и отражения явилось сильным аргументом в пользу справедливости принципа Гюйгенса. Однако, естественно, он вызывал и много сомнений и вопросов. Почему нет обратной волны (ведь вторичные источники испускают сферические волны, распространяющиеся и против фронта)? Почему свет проходит через отверстие прямолинейно (ведь вторичные волны должны распространяться и в область геометрической тени)? Сам Гюйгенс считал, что все это связано с малой интенсивностью вторичных волн. Но ведь звуковые волны загиваются — мы слышим звук, источник которого находится за углом.

Ответы на эти и другие вопросы дал Френель в начале XIX века. Он дополнил принцип Гюйгенса важным и естественным положением:

Результирующее волновое возмущение в данной точке пространства является следствием интерференции элементарных вторичных волн Гюйгенса.

Вторичные волны испускаются «источниками», амплитуда и фаза колебаний которых определяются первоначальным возмущением, и поэтому такие источники когерентны. Совокупное действие этих источников, т.е. интерференционный эффект, заменяет идею Гюйгенса об огибающей, которая в теории Френеля приобрела ясный физический смысл как поверхность, где результирующая волна вследствие интерференции имеет заметную интенсивность. Модифицированный принцип Гюйгенса — Френеля позволяет более полно исследовать вопрос о распространении волн в неоднородной среде (в виду математической сложности этот вопрос выходит за рамки школьного курса физики).

Дифракцией называется огибание волнами препятствия, их проникновение в область геометрической тени. Это одно из характерных явлений для волн любой природы.

Особенно заметно дифракция проявляется тогда, когда размеры препятствия сравнимы с длиной волны. Звуковые волны, например, имеют длину порядка метров, и их дифракцию обнаружить легко — звук можно услышать из-за угла. А вот у света длина волны составляет всего лишь доли микрометра, и в обычных условиях наблюдать дифракцию света трудно. Долгое время считалось даже, что свет всегда распространяется прямолинейно.

Качественно явление дифракции волн объясняется с помощью принципа Гюйгенса. Первую количественную теорию дифракции света построил О.Френель. В 1818 году он представил свой «Мемуар о дифракции света» на конкурс, объявленный Парижской Академией наук. В следующем году этот мемуар был премирован, а позже напечатан в трудах Академии.

Среди членов комиссии, которой было поручено рассмотреть мемуар Френеля, был известный ученый С.Пуассон. Основываясь на теории Френеля, Пуассон проделал расчет для двух частных случаев дифракции на различных препятствиях, не разобранных Френелем, и получил парадоксальные результаты. В первом случае расчет показывал, что в центре геометрической тени от небольшого шарика, поставленного на пути света, должно наблюдаться светлое пятно. Во втором случае получалось, что после прохождения света через круглое отверстие в центре дифракционной картины может появиться темное пятно. Расчеты Пуассона были представлены как доказательство несостоятельности теории Френеля. Однако соответствующие эксперименты блестяще подтвердили все выводы френелевской теории. Этот факт сыграл немаловажную роль для начала широкого признания волновой природы света.

Давайте и мы разберемся в явлении дифракции поподробнее. Рассмотрим дифракцию света на круглом отверстии в непрозрачной ширме. На рисунке 1 дуга ABC показывает фронт волны, испущенной точечным источником света S , в момент достижения волной препятствия. Каждая точка фронта является, согласно принципу Гюйгенса, источником вторичных волн, а их интерференция, по теории Френеля, объясняет дифракционную картину на экране \mathcal{E} .

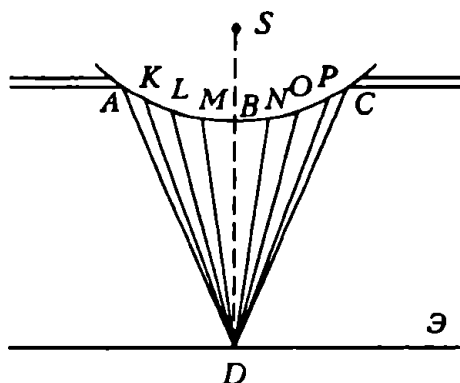


Рис. 1

Чтобы рассчитать результат интерференции вторичных волн, например в точке D в центре экрана, применим метод, предложенный Френелем. Разобьем волновой фронт на зоны (зоны Френеля) по такому принципу: разность расстояний от крайних точек каждой зоны до экрана должна отличаться ровно на половину длины волны света:

$$AD - KD = KD - LD = LD - MD = MD - BD = \lambda/2.$$

Это позволяет воспользоваться известным свойством: волны, имеющие разность хода в половину длины волны (находящиеся в противофазе), при сложении гасят друг друга. Каждой точке одной зоны найдется соответствующая точка в соседней зоне, от которой волны придут в точку D в противофазе, а площади всех зон почти одинаковы (убедитесь в этом самостоятельно). Поэтому действия соседних зон в точке D (например, первой и второй, второй и третьей и т.д.) практически уничтожают друг друга.

Теперь легко понять, при каких условиях можно наблюдать «парадокс Пуассона». Если в отверстии умещается точно четное число зон, то в центре экрана мы увидим темное пятно. За ним располагается светлое кольцо, затем темное и т.д. (рис. 2, а). На экране мы будем наблюдать систему чередующихся темных и светлых колец (но центральное пятно будет темным). Если же в

отверстии укладывается нечетное число зон, то результат будет обратным — в центре будет наблюдаться светлое пятно, окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами. Дифракционную картину от небольшого шарика (рис. 2,б) попробуйте объяснить самостоятельно.

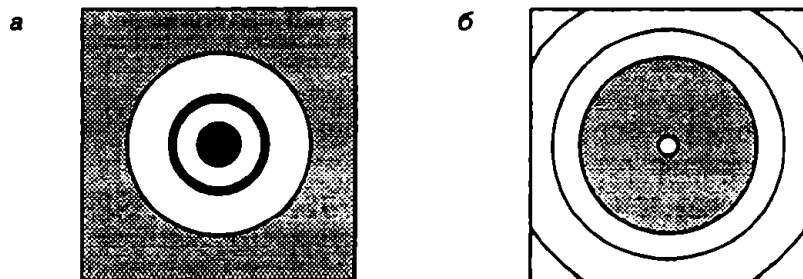


Рис.2

Ясно, что наблюдаемая дифракционная картина будет четкой, если число зон Френеля невелико. Так, для видимого света с длиной волны $5 \cdot 10^{-7}$ м при диаметре препятствия примерно 1 мм и расстояниях от препятствия до источника света и экрана порядка 1 м на препятствии укладывается всего несколько зон. В таком случае на экране хорошо различимы чередующиеся светлые и темные кольца. При больших размерах препятствия (при меньших расстояниях) картина становится менее четкой.

В наше время удается наблюдать дифракцию не только световых волн, но и более коротковолнового рентгеновского излучения, длина волны которого составляет десятки ангстрем ($1 \text{ ангстрем} = 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). Создать препятствия такого размера искусственно очень трудно. Но вот если на пути рентгеновских лучей расположить кристалл, в котором межатомные расстояния имеют как раз такой порядок, то возникнет дифракционная картина — лауэграмма (по имени немецкого ученого М.Лауэ, предложившего впервые в 1912 году использовать для наблюдения дифракции рентгеновских лучей кристалл).

Лауэграмма состоит из пятен разной интенсивности, расположенных регулярным образом вокруг центрального пятна. Ее вид определяется характером «упаковки» атомов в кристалле. Опыты по дифракции рентгеновских лучей не только доказали волновую природу рентгеновского излучения, но и позволили выяснить геометрическую структуру различных кристаллов.

Явление преломления световых лучей на границе раздела прозрачных сред (например, воздух — стекло) можно использовать для самых разных целей в различных оптических приборах. К ним относятся, прежде всего, плоскопараллельные пластины, призмы и линзы.

Чаще всего линзы применяют для получения изображений светящихся (или освещенных) предметов. При помощи линзы можно получить изображение в нужном месте (на пленке фотоаппарата, на экране кинотеатра) или на удобном для рассматривания глазом расстоянии (в лупе, очках, контактных линзах). Можно получить увеличенное во много раз изображение предмета (в микроскопе, в том же кинопроекторе) или уменьшенное (в зрительной трубе или бинокле — да, именно уменьшенное в несколько десятков или сотен раз, зато приближенное в сотни или тысячи раз, что и позволяет рассмотреть предмет во всех подробностях). А можно получить изображение светящейся точки и в бесконечности — имеется в виду почти параллельный пучок лучей (как, например, в прожекторе).

Во многих практически важных случаях оптическая система содержит несколько линз (так, в объективе фотоаппарата может оказаться более десятка различных линз — собирающих и рассеивающих, совсем тонких и не очень, изразных — специально выбранных — сортов стекла, могут среди них быть линзы с более сложной формой поверхностей, чем привычная сферическая). Нужно сказать сразу, что простейшие расчеты оптических систем, которые можно провести в рамках курса физики для средней школы, довольно плохо подходят для практических расчетов — даже линзы для хороших очков, не говоря уже о контактных линзах, часто рассчитывают ЭВМ (и вовсе не от избытка этих самых ЭВМ). Но все же и простая теория может пригодиться — приближенный расчет во многих случаях вполне достаточен.

Рассмотрим ход лучей, падающих на совсем простую линзу — плосковыпуклую, у которой выпуклая поверхность имеет сферическую форму. Такую линзу мы выбрали потому, что расчет хода лучей в ней будет наименее сложным. Пусть линза изготовлена из стекла и находится в воздушной среде.

Представим, что на плоскую поверхность нашей линзы падает параллельный пучок лучей. Покажем, что после преломления в собирающей линзе он должен сойтись в точку, лежащую в фокальной плоскости. Для начала сформулируем задачу аккуратнее. Линзу мы будем считать тонкой (по ходу расчетов мы скажем точнее — что такое «тонкая линза» и чем именно приходится пренебрегать), а угол падения лучей — малым (чтобы можно было заменять значения функции $\sin \alpha$ и $\operatorname{tg} \alpha$ значением самого угла α в радианах, для углов в несколько градусов это дает совсем небольшую ошибку, а расчеты упрощает очень сильно). Условия эти вполне разумны и в общем соответствуют реальному положению для обычных простых оптических экспериментов.

Изобразим линзу и построим ход одного из падающих лучей (рис. 1; здесь линза выглядит толстой, а углы большими — это нужно только для наглядности, иначе ничего нельзя было бы разобрать). Выбранный нами луч падает на линзу под углом α к главной оптической оси, после преломления на плоской поверхности угол уменьшится в n раз, где n — показатель преломления стекла. На сферическую границу стекло — воздух луч падает под углом $\alpha/n + \beta$, где β — угол между главной оптической осью линзы и радиусом, проведенным в точку падения луча, а выходит под углом

$$(\alpha/n + \beta)n - \beta = \alpha + (n - 1)\beta.$$

Дальше нам понадобится условие тонкости линзы — будем считать, что точки входа луча в линзу и выхода из нее находятся

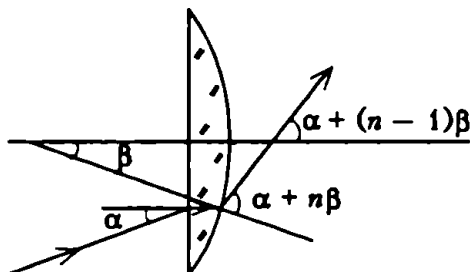


Рис. 1

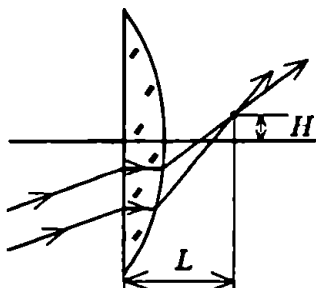


Рис. 2

на одном и том же расстоянии от главной оптической оси, равно $R\beta$. Если теперь отойти от линзы вправо на расстояние L , то в этом месте луч будет сдвинут по вертикали относительно точки выхода из линзы на $L((n-1)\beta + \alpha)$, и расстояние до главной оптической оси составит

$$H = L((n-1)\beta + \alpha) - R\beta.$$

Два различных луча из падающего параллельного пучка пересекаются справа от линзы в некоторой точке (рис.2). Приравняем расстояния H для двух лучей и найдем расстояние L до точки пересечения:

$$L((n-1)\beta_1 + \alpha) - R\beta_1 = L((n-1)\beta_2 + \alpha) - R\beta_2,$$

откуда

$$L = R/(n-1).$$

Мы видим, что полученное расстояние не зависит от угла β , т.е. одинаково для всех лучей из нашего пучка. Значит, мы доказали, что пучок после преломления сойдется в точку, и нашли расстояние от линзы до этой точки. Заметим, что при различных углах падения пучка на линзу все точки пересечения лежат в плоскости, которая перпендикулярна главной оптической оси линзы и находится на расстоянии $R/(n-1)$ от линзы. Иными словами, мы вычислили фокусное расстояние для нашей линзы:

$$F = R/(n-1).$$

Совершенно таким же образом (только после более длинных вычислений) можно получить аналогичную формулу для фокусного расстояния линзы, которая ограничена двумя сферическими поверхностями радиусов R_1 и R_2 . Ее удобно записать в несколько ином виде:

$$\frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Радиусы могут быть оба положительными — для двояковыпуклой линзы, оба отрицательными — для линзы, вогнутой с двух сторон, разных знаков — для выпукло-вогнутой линзы (а в нашем случае плосковыпуклой линзы один из радиусов оказывается бесконечно большим). При этом, если фокусное расстояние линзы оказывается положительным (фокус линзы — действительный), т.е. параллельные лучи после преломления действительно сходятся в точке, такую линзу называют собирающей (или положительной). Если же фокусное расстояние отрица-

тельное (фокус мнимый), т.е. параллельные лучи после преломления расходятся, линзу называют рассеивающей (или отрицательной).

Существует простое соотношение, называемое формулой линзы (его можно получить геометрически), которое связывает между собой расстояние d от предмета до линзы, расстояние f от линзы до изображения предмета и фокусное расстояние линзы F :

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.$$

Итак, параллельный пучок лучей после преломления в собирающей линзе сходится в точке, находящейся в фокальной плоскости. Это позволяет легко построить ход произвольного луча после преломления. Для того достаточно нарисовать параллельно ему вспомогательный луч, проходящий через оптический центр линзы (этот луч не преломляется), и найти точку пересечения этого луча с фокальной плоскостью — через эту же точку должен пройти и основной луч после преломления (рис.3). Возможность построения хода произвольного луча очень помогает, когда нужно строить изображение в сложной оптической системе, содержащей несколько линз, — при этом нет необходимости получать промежуточные изображения после каждой линзы.

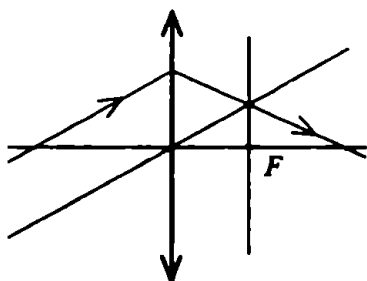


Рис.3

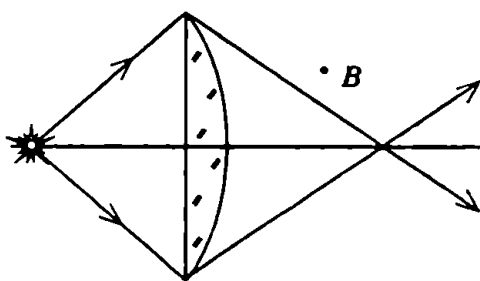


Рис.4

Важно отметить, что при таком способе построения можно выбирать любые лучи, даже идущие под большими углами к главной оптической оси линзы, — причем при необходимости можно увеличить диаметр линзы, чтобы лучи на нее попали. Дело в том, что такой метод построения соответствует «бумажной» линзе — не линзе, а формуле линзы. Для настоящей линзы такой результат получится лишь для «правильных» лучей, идущих под малыми углами к главной оптической оси — а именно это нам и нужно.

Вернемся к «настоящим» линзам. Обычно считается, что точечный источник света испускает лучи равномерно во все стороны. Где бы ни был расположен глаз, в него попадет расходящийся пучок лучей и мы увидим светящуюся точку. Совсем другое дело, когда мы хотим увидеть изображение этой точки в линзе. Будем считать, что на рисунке 4 изображена «настоящая» линза и задан ее размер. В этом случае изображение точечного источника в линзе образовано пучком, крайние лучи которого ограничены диаметром линзы. Соответственно, этими крайними лучами ограничен и пучок на выходе линзы. Изображение можно увидеть, только находясь в телесном угле, образованном лучами, прошедшими точку пересечения после линзы. Любопытно, что есть такие точки, откуда не виден ни источник, ни его изображение в линзе. Например, точка *B* — источник закрыт линзой, а в телесный угол, из которого видно изображение, мы не попали. Для того чтобы расширить область, из которой можно видеть действительное изображение, можно использовать экран. Если поместить экран в место пересечения лучей после преломления их в линзе, то от изображения на экране лучи будут распространяться во все стороны (диффузное отражение). Так и делают в кинотеатре. Если же попробовать смотреть фильм, сидя лицом к объективу киноаппарата или поместив на место экрана зеркало, то мы в лучшем случае увидим маленький фрагмент общей картинки, причем из разных мест будут видны разные фрагменты.

В начале XIX века, благодаря работам по интерференции и дифракции света, окончательно утвердилось представление о том, что распространение света в пространстве представляет собой волновой процесс. Однако задолго до этого возникла, сформировалась и продолжает существовать и в наши дни так называемая геометрическая оптика. В этом разделе физики изучаются законы распространения света на основе представлений о световых лучах. Говорится о падающих, отраженных и преломленных лучах, о расходящихся, сходящихся и параллельных пучках лучей и т.п.

«Лучевая» картина света позволяет описать многое из того, что происходит, когда свет падает на зеркала, призмы или линзы. При этом говорится о ходе лучей в оптической системе. Значит ли это, что через призмы и линзы проходят не световые волны, а лучи, что от зеркал отражаются не волны, а лучи? Что представляют собой световые лучи? Какова их физическая сущность?

Оказывается, за лучами не кроется никакой физической реальности. Световые лучи — это линии, вдоль которых распространяется световая волна. Все законы геометрической оптики могут быть получены из волновой теории как предельный случай, когда размеры препятствий на пути света много больше длины световой волны. Таким образом, использование понятия светового луча вовсе не обязательно для понимания того, что происходит при распространении света. Оно просто облегчает рассмотрение.

Убедимся в этом на нескольких конкретных примерах.

Призма. Пусть на стеклянную призму треугольного сечения, находящуюся в воздухе (рис. 1), падает плоская световая волна. В какой-то момент времени волновая поверхность (волновой фронт) достигнет в точке С поверхности призмы. Начиная с

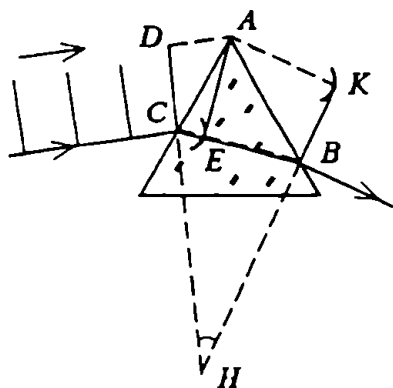


Рис. 1

этого момента, нижний край выбранного нами участка DC волновой поверхности (точнее, участка линии пересечения волновой поверхности с плоскостью чертежа) распространяется в стекле, в то время как верхний продолжает еще распространяться в воздухе. Когда верхний конец (точка D) достигнет призмы в точке A , сферическая волна, распространяющаяся от нижнего конца (точка C), дойдет до точки E , причем

расстояние CE будет примерно в полтора раза меньше, чем DA , так как скорость света в стекле приблизительно в полтора раза меньше, чем в воздухе.

Далее сферическая волна, центром которой является точка C , достигнет второй грани призмы в точке B . В свою очередь, из точки A тоже будет распространяться сферическая волна. К тому моменту, когда волна в стекле распространится на расстояние EB , волна из A пройдет больший путь (скорость света в воздухе больше, чем в стекле). Таким образом, новым фронтом волны по другую сторону призмы (вернее, участком линии его пересечения с плоскостью чертежа) станет отрезок BK . Значит, роль призмы состоит в том, что фронт CD световой волны преобразовался в BK . И произошло это потому, что скорость света в стекле меньше, чем в воздухе.

Такова волновая картина прохождения света через призму. Для сравнения на этом же рисунке показана также и обычно приводимая картина хода лучей в призме. Из рисунка видно, что лучи — это просто прямые, перпендикулярные волновым поверхностям (волновым фронтам). «Преломление лучей света» в действительности означает поворот фронта волны. Угол поворота волнового фронта — это угол CHB . Таков же, очевидно, и угол преломления лучей, но «лучевая» картина проще, чем «волновая», поэтому обычно ею и пользуются.

Собирающая линза. Пусть на двояковыпуклую стеклянную линзу, находящуюся в воздухе, падает плоская световая волна (рис. 2). С того момента, когда световая волновая поверхность (точнее, выбранная ее часть) коснется своей серединой первой поверхности линзы в точке C , путь всех ее точек (кроме середины) проходит частью в воздухе, а частью в стекле. По мере удаления от середины волнового фронта к его краям доля

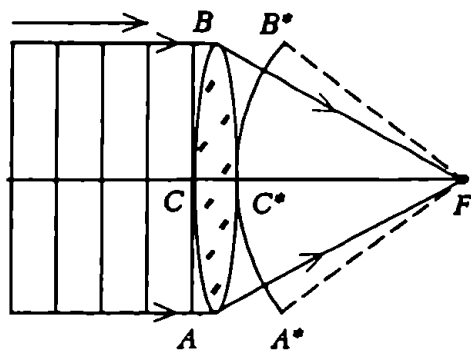


Рис.2

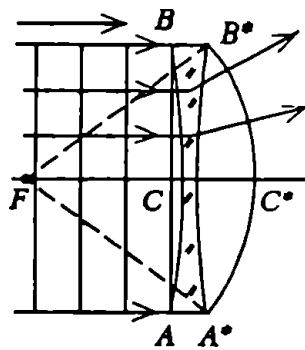


Рис.3

«стеклянной» части пути уменьшается, поэтому когда середина волны достигнет в точке C^* второй поверхности линзы, все остальные участки волнового фронта продвинулись на большее расстояние (самое большое расстояние пройдут крайние точки). В результате получается, что по выходе из линзы плоский волновой фронт ACB превратится в сферический $A^*C^*B^*$. Центр этой сферической волны — точка F — называется, как известно, фокусом линзы. Понятно, что если, наоборот, сферическая волна выходит из точечного источника, расположенного в фокусе линзы, то после линзы она преобразуется в плоскую волну.

Рассеивающая линза. Рисунок 3 иллюстрирует случай, когда плоская волна падает на двояковогнутую стеклянную линзу, находящуюся в воздухе. После того как волновая поверхность коснется в точках A и B линзы, крайние участки будут отставать от других частей волнового фронта (так как проходят в стекле, где скорость света меньше, чем в воздухе). В результате плоская волна ACB превратится в сферическую $A^*C^*B^*$. Но центр этой сферической волны (точка F) находится по ту же сторону от линзы, откуда пришла плоская волна. Точку F тоже называют фокусом линзы, но фокусом мнимым, так как преломленный свет сюда реально не попадает (на рисунке показан также и соответствующий ход лучей).

В заключение предлагаем вам самим построить волновые картины прохождения света через линзы, когда на них падают не плоские, а сферические волны. После прохождения линзы они преобразуются в сферические же волны, но с другими радиусами. Из волновых картин можно получить и формулу линзы, такую же, разумеется, как и из геометрической оптики.

А. Варламов

При создании оптических приборов, «вооружающих» глаз, естественно возникает вопрос об их предельных возможностях. Для микроскопа, например, такой характеристикой служит его увеличение. С точки зрения геометрической оптики, подбором соответствующих окуляра и объектива увеличение микроскопа можно сделать сколь угодно большим. Однако в действительности это не так, и причина тому — волновая природа света. Представление о лучах света как о геометрических линиях служит лишь приближением, справедливым до тех пор, пока длина волны света много меньше размеров исследуемого предмета.

Прежде чем говорить о микроскопе, рассмотрим некоторую механическую задачу. Не будучи буквальной аналогией, она все же поможет понять, где лежат пределы возможностей оптических приборов.

Представьте себе, что некий исследователь решил изучать форму упругой холмистой поверхности. Для этого, в частности, ему понадобилось уметь восстанавливать перпендикуляр к поверхности в любой ее точке. К этой задаче исследователь подошел несколько необычным способом — он стал бросать на поверхность упругий шарик, измеряя каждый раз угол между направлениями падения и отражения шарика и строя биссектрису этого угла. Очевидно, что таким способом действительно можно получить необходимый набор перпендикуляров, но только в том случае, если диаметр шарика много меньше расстояний между ближайшими «горбами» и радиусами их кривизны (рис. 1,а). В противном случае (рис. 1,б) никакой информации о форме поверхности получить не удастся.

Нечто подобное происходит и при наблюдении за объектом в микроскоп, хотя между световыми лучами и шариками, конечно же, имеется существенное различие. По мере того как мы хотим рассматривать все более и более мелкие детали объекта,

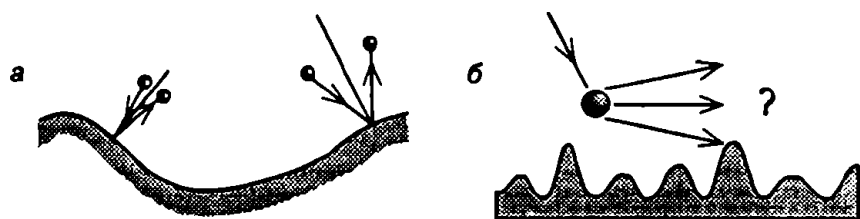


Рис.1

мы изменяем увеличение микроскопа. Оказывается, при увеличении примерно в 2000 раз можно различить две точки, если они находятся друг от друга на расстоянии порядка $0,2 \text{ мкм}$, что составляет около половины длины волны для видимого света. Формально можно довести увеличение микроскопа и до 5000, и до 10000, однако при этом точки, находящиеся на расстояниях меньше $0,2 \text{ мкм}$, останутся неразличимыми.

Попробуем разобраться, почему так происходит, обратившись к волновым свойствам света. Рассмотрим тонкую линзу (которая может служить объективом нашего микроскопа). Пусть изображение некоторой точки A находится в точке B (рис. 2). Возьмем точку A^* , близкую к точке A . Из геометрической оптики следует, что ее изображение будет находиться в некоторой точке B^* , заведомо не совпадающей с точкой B . Однако всегда ли наблюдателю удастся различить точки B и B^* , т.е. увидеть их именно как две точки?

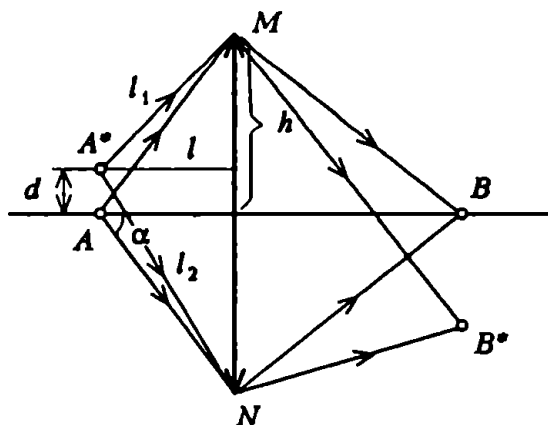


Рис.2

С точки зрения волновой оптики, изображение в линзе каждой точки формируется совокупностью всех лучей, проходящих через линзу. В нашем примере это означает, что изображение точки A^* не совпадет с точкой B в том случае, если времена

прохождения через линзу крайних лучей A^*MB и A^*NB будут различными. А что под этим подразумевается? Тут следует заметить, что времена можно считать различными, если они отличаются друг от друга хотя бы на период T колебаний световой волны. В рассматриваемой задаче это единственный имеющийся в нашем распоряжении масштаб времени. Итак, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$t_{A^*NB} - t_{A^*MB} > T = \frac{\lambda}{c},$$

где λ — длина волны, c — скорость света в вакууме. Поскольку времена прохождения света от точек M и N до B равны, полученное условие можно переписать в виде

$$t_{A^*N} - t_{A^*M} = \frac{l_2 - l_1}{c} = \frac{\lambda}{c}.$$

Из рисунка находим

$$l_2^2 = l^2 + (h + d)^2, \quad l_1^2 = l^2 + (h - d)^2,$$

или

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_2 - l_1)(l_1 + l_2) = 4hd.$$

Приняв $l_1 + l_2 = 2l$ и $h/l = \sin \alpha$, находим

$$l_2 - l_1 = \frac{2hd}{l} = 2d \sin \alpha.$$

Тогда окончательно получаем

$$d \geq \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$$

— изображения двух точек окажутся различными, если расстояние между ними больше или хотя бы порядка длины световой волны. Для видимого света длина волны составляет примерно 0,5 мкм. Чем меньше размеры предмета, еще различного микроскопом, тем больше так называемая разрешающая способность микроскопа.

Заметим, что кроме обычных оптических существуют электронные микроскопы, у которых разрешающая способность много больше. При их помощи можно даже рассмотреть отдельные молекулы.

А. Кикоин

Когда мы при дневном (солнечном) свете смотрим на различные тела, окружающие нас, мы видим их окрашенными в различные цвета. Так, трава и листья деревьев — зеленые, цветы — красные или синие, желтые или фиолетовые. Есть также черные, белые, серые тела. Все это не может не вызвать удивления. Казалось бы, все тела освещены одним и тем же светом — светом Солнца. Почему же различны их цвета? Постараемся ответить на этот вопрос.

Будем исходить из того, что свет — это электромагнитная волна, т.е. распространяющееся переменное электромагнитное поле. В солнечном свете содержатся волны, в которых электрическое и магнитное поля колеблются с различными частотами. Всякое же вещество состоит из атомов и молекул, содержащих заряженные частицы, которые взаимодействуют друг с другом. Поскольку частицы заряжены, под действием электрического поля они могут двигаться, а если поле переменное — то они могут совершать колебания, причем каждая частица в теле имеет определенную собственную частоту колебаний. Эта простая, хотя и не слишком точная, картина позволит нам понять, что происходит при взаимодействии света с веществом.

Когда на тело падает свет, электрическое поле, «принесенное» им, заставляет заряженные частицы в теле совершать вынужденные колебания (поле световой волны переменное). При этом у некоторых частиц их собственная частота колебаний может совпасть с какой-то частотой колебаний поля световой волны. Тогда, как известно, произойдет явление резонанса — резкого увеличения амплитуды колебаний. При резонансе энергия, принесенная волной, передается атомам тела, что в конечном счете вызывает его нагревание. О свете, частота которого попала в резонанс, говорят, что он поглотился телом.

Но какие-то волны из падающего света не попадают в резонанс. Однако они тоже заставляют колебаться частицы в

теле, но колебаться с малой амплитудой. Эти частицы сами становятся источниками так называемых вторичных электромагнитных волн той же частоты. Вторичные волны, складываясь с падающей волной, составляют отраженный или проходящий свет.

Если тело непрозрачное, то поглощение и отражение — вот все, что может произойти с падающим на тело светом: не попавший в резонанс свет отражается, попавший — поглощается. В этом и состоит «секрет» цветности тел. Если, например, из состава падающего солнечного света в резонанс попали колебания, соответствующие красному цвету, то в отраженном свете их не будет. А наш глаз устроен так, что солнечный свет, лишенный своей красной части, вызывает ощущение зеленого цвета. Окраска непрозрачных тел зависит, таким образом, от того, какие частоты падающего света отсутствуют в свете, отраженном телом.

Существуют тела, в которых заряженные частицы имеют так много различных собственных частот колебаний, что каждая или почти каждая частота в падающем свете попадает в резонанс. Тогда весь падающий свет поглощается, и отражаться просто нечему. Такие тела называют черными, т.е. телами черного цвета. В действительности черный цвет — это не цвет, а отсутствие всякого цвета. Есть и такие тела, в которых ни одна частота в падающем свете не попадает в резонанс, тогда поглощения нет вовсе, а весь падающий свет отражается. Такие тела называют белыми. Белый цвет — тоже не цвет, это смесь всех цветов.

Известно, что всякое тело может само стать источником света. Это и понятно — ведь во всяком теле есть колеблющиеся заряженные частицы, способные стать источниками испускаемых волн. Но при обычных условиях — при небольших температурах — частоты этих колебаний сравнительно малы и испускаемые длины волн существенно превосходят длины волн видимого света (инфракрасный свет). При высокой же температуре в теле «включаются» колебания и более высоких частот, и оно начинает испускать световые волны, видимые глазом.

Какой же свет излучает тело, колебания каких частот могут быть «включены» при нагревании? Очевидно, что возникнуть могут только колебания с собственными частотами. При низких температурах число заряженных частиц, имеющих высокие собственные частоты колебаний, мало, и их излучение незаметно. С повышением температуры число таких частиц возрастает, и становится возможным излучение видимого света.

Поглощение и излучение — это противоположные друг другу явления. Однако между ними есть нечто общее. Поглощать — это значит «брать», излучать — значит «давать». А что «берет» тело, поглощая свет? Очевидно, то, что может взять, т.е. свет тех частот, которые равны собственным частотам колебаний его частиц. Что «дает» тело, излучая свет? То, что оно имеет, т.е. свет, соответствующий собственным частотам колебаний. Поэтому между способностью тела излучать свет и способностью его поглощать должна существовать тесная связь. И связь эта простая: тело излучает тем больше, чем сильнее оно поглощает. При этом, естественно, самым ярким излучателем должно быть черное тело, которое поглощает колебания всех частот. Математически эта связь была установлена в 1859 году немецким физиком Г.Кирхгофом.

Назовем испускательной способностью тела энергию, излучаемую единицей площади его поверхности в единицу времени, и обозначим ее через $E_{\lambda,T}$. Она различна для разных длин волн (λ) и разных температур (T) — отсюда индексы λ и T . Поглощательной способностью тела назовем отношение поглощенной телом световой энергии в единицу времени к падающей. Обозначим ее через $A_{\lambda,T}$ — она тоже различна для разных λ и T . Закон Кирхгофа гласит, что отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково для всех тел:

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = C.$$

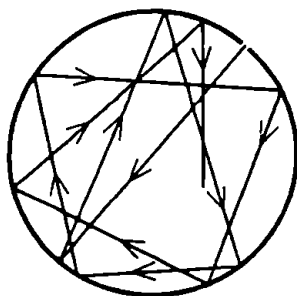
Величина C не зависит от природы тел, но зависит от длины волны света и от температуры: $C = f(\lambda, T)$. Согласно закону Кирхгофа, тело, которое при данной температуре лучше поглощает, должно и излучать интенсивнее.

Закон Кирхгофа справедлив для всех тел. Это значит, что его можно применить и к такому телу, которое поглощает все без исключения длины волн. Такое тело называют абсолютно черным. Для него поглощательная способность равна единице, так что закон Кирхгофа принимает вид

$$E_{\lambda,T} = C = f(\lambda, T).$$

Таким образом, становится ясным смысл функции $f(\lambda, T)$: она равна испускательной способности абсолютно черного тела. Задача нахождения вида этой функции была решена после двух десятилетий тщетных попыток. Ее решение, данное немецким физиком-теоретиком М.Планком, стало началом новой физики — квантовой физики.

Заметим, что абсолютно черных тел в природе не существует. Даже самое черное из всех известных веществ — сажа — поглощает не 100, а 98% падающего на него света. Поэтому для экспериментального исследования излучения абсолютно черного тела использовалось искусственное устройство. Оказалось, что свойствами абсолютно черного тела обладает замкнутая полость с малым отверстием (см. рисунок). В самом деле, когда в



отверстие попадает луч света, внутри полости он испытывает множество последовательных отражений, так что шансов выйти наружу у него очень мало. (По этой же причине открытое окно в доме кажется снаружи темным даже в яркий солнечный день.) Если такое тело нагреть, то излучение, исходящее из отверстия, практически ничем не отличается от излучения абсолютно черного тела.

Хорошей имитацией абсолютно черного тела может случить и труба, один конец которой закрыт. Если трубу нагреть, ее открытый конец светит как абсолютно черное тело. При обычной же температуре он выглядит совершенно черным, как и отверстие в полости.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ И ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

А. Черноуцан

В 1831 году Фарадей открыл явление электромагнитной индукции. Он обнаружил, что изменение магнитного потока через поверхность, ограниченную замкнутым контуром, приводит к возникновению в нем электрического тока. Опыты Фарадея убедительно доказали, что сила индукционного тока (а значит, и величина ЭДС индукции) совершенно не зависит от того, по какой причине меняется магнитный поток. Можно менять внешнее магнитное поле, оставляя контур неподвижным, — для этого надо либо перемещать источник поля (катушку с током, постоянный магнит), либо менять силу тока в катушке, создающей поле (например, как Фарадей, размыкать и замыкать цепь катушки). Но можно поступить иначе: не меняя магнитного поля, добиться изменения магнитного потока перемещением самого контура или его деформацией (как, например, в генераторе переменного тока, где ЭДС индукции возникает в проволочной рамке при ее вращении в неизменном магнитном поле). В любом случае индуцированная ЭДС оказывается пропорциональной скорости изменения магнитного потока (закон Фарадея), а направление индукционного тока определяется законом сохранения энергии (правилом Ленца).

Самому Фарадею казалось совершенно естественным, что оба варианта описываются одним и тем же законом. Однако внимательный анализ показывает, что такая ситуация является далеко не очевидной. Попробуем разобраться.

При перемещении контура в магнитном поле, которое не изменяется со временем, роль сторонней силы, порождающей ток в цепи, играет сила Лоренца, которая действует со стороны магнитного поля на любой движущийся заряд. Напомним известный вам пример. Пусть в однородное магнитное поле с индукцией \vec{B} помещен прямоугольный контур, плоскость которого перпендикулярна линиям индукции (рис. 1). Одна из сторон

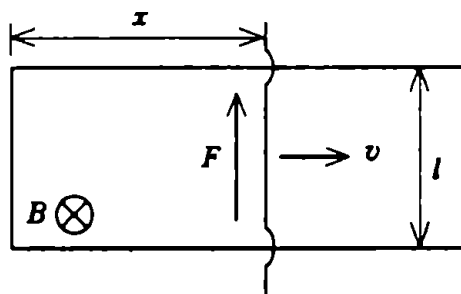


Рис. 1

контура представляет собой перемычку со скользящими контактами. Если перемещать перемычку со скоростью v , то в ней возникнет ЭДС индукции $\mathcal{E} = Bvl$ (l — длина перемычки). Действительно, на свободный заряд q в движущейся перемычке действует сила Лоренца $F = qvB$ (направление силы указано стрелкой); соответствующая этой сторонней силе ЭДС равна

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} = \frac{Fl}{q} = \frac{qvBl}{q} = Bvl,$$

где A — работа сторонней силы на длине перемычки. Сравним этот результат со скоростью изменения магнитного потока:

$$\left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right| = \left| \frac{\Delta(BS)}{\Delta t} \right| = \left| \frac{\Delta(Bxl)}{\Delta t} \right| = Bvl.$$

Легко также проверить, что знак возникшей ЭДС соответствует правилу Ленца.

Разобранный пример показывает, что в случае движения проводников в постоянном магнитном поле возникновение индукционного тока не представляет собой принципиально нового физического явления. Совсем другая картина получается в случае неподвижного контура, помещенного в изменяющееся со временем магнитное поле. Так как свободные заряды в проводнике изначально неподвижны (разумеется, хаотичное тепловое движение мы не учитывает), магнитное поле на них не действует и поэтому не может вызвать их направленного перемещения. Следовательно, индукционный ток может появиться только под действием электрического поля. Как оно возникает и какими свойствами обладает?

Ясно, что во многом это электрическое поле отличается от известного электростатического поля. Например, оно создает ЭДС в замкнутом контуре, значит, его работа по перемещению зарядов по замкнутому пути не равна нулю. Это поле вихревое, т.е. его силовые линии имеют вид замкнутых линий. И т.д.

Мы видим, что анализ ситуации, возникающей в случае неподвижного контура в переменном магнитном поле, приводит к широкому кругу совершенно новых физических явлений, указывающих на прямую взаимосвязь электрического и магнитного полей. Так Максвелл в 1860 году пришел к выводу, что переменное во времени магнитное поле всегда порождает вихревое электрическое поле. Далее, следуя внутреннему ощущению симметрии физических законов, он постулирует факт, не подкрепленный в то время никакими экспериментами: переменное во времени электрическое поле в свою очередь порождает магнитное поле. Придав этим физическим утверждениям математически симметричную форму (уравнения Максвелла), он завершил построение единой теории электромагнитного поля.

После всех этих рассуждений может показаться, что закон электромагнитной индукции описывает два совершенно разных физических явления. В постоянном магнитном поле индукционный ток в движущемся контуре вызывается самим магнитным полем, а изменяющееся магнитное поле порождает вихревое электрическое поле, которое и заставляет заряды двигаться вдоль неподвижного контура. Так почему же закон электромагнитной индукции для этих случаев один и тот же? Что это — удивительное совпадение? Оказывается, в этом «совпадении» проявляется глубокая связь теории электромагнитного поля со специальной теорией относительности, в основе которой лежит принцип относительности Эйнштейна. (Основные идеи специальной теории относительности были сформулированы Эйнштейном в 1905 году.) Согласно этому принципу, все явления природы (а не только законы механики, как это следует из принципа относительности Галилея) должны происходить одинаково во всех инерциальных системах отсчета. Важное следствие этого принципа заключается, в частности, в том, что нельзя однозначно, вне зависимости от системы отсчета, сказать, какие поля существуют в окружающем пространстве.

Рассмотрим в качестве примера взаимодействие двух электронов с точки зрения двух наблюдателей (рис. 2). Наблюдатель А утверждает, что движущиеся заряды создают вокруг себя как электрическое, так и магнитное поле, и кроме кулоновского отталкивания между ними действует магнитное притяжение (как между параллельными токами). Наблюдатель Б не согласен с ним и утверждает, что магнитного поля нет, раз заряды покоятся, и между электронами действует только кулоновское отталкивание. Принцип же относительности примиряет обоих наблюдателей, утверждая, что оба они правы, поскольку понятия электри-

*Кулоновское
отталкивание
и магнитное
притяжение!*



*Нет!
Только кулоновское
отталкивание!*

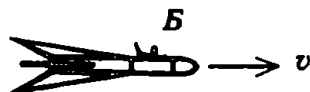
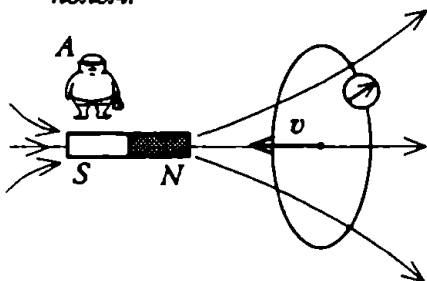


Рис.2

ческого и магнитного полей являются относительными, зависящими от системы отсчета. Оба эти поля выступают как части единого целого — электромагнитного поля.

Вернемся, однако, к закону Фарадея и представим себе следующий мысленный эксперимент. Будем сближать постоянный магнит и замкнутый проводящий контур (рис. 3). Гальванометр, включенный в контур, зафиксирует индукционный ток.

*Индукционный ток
вызывается магнитным
полем!*



*Нет!
Заряды движутся
под действием вихревого
электрического поля!*

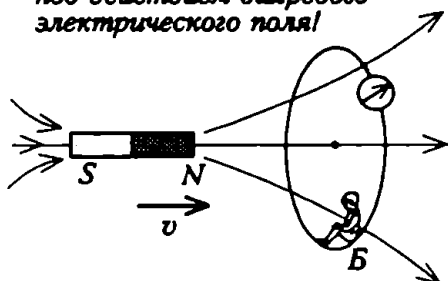


Рис.3

Отклонение стрелки гальванометра увидят как наблюдатель А, который стоит на магните, так и наблюдатель Б, сидящий на контуре. «Все ясно, — скажет наблюдатель А, — контур движется в постоянном поле моего магнита, на заряды в контуре действует сила Лоренца — вот и течет ток». Наблюдатель Б скажет иное: «Магнит приближается к моему неподвижному контуру. Изменяющееся магнитное поле порождает вихревое электрическое поле — оно и создает ток в контуре». Но, по Эйнштейну, оба наблюдателя правы — они видят одно и то же отклонение стрелки гальванометра, т.е. один и тот же результат проявления закона Фарадея. А это означает, что и сам закон Фарадея, конечно же, должен быть одинаковым для обоих рассмотренных случаев.

Осенью 1903 года из Европы в Канаду отплывал тридцатидвухлетний профессор физики Э.Резерфорд. Он вез с собой маленькую металлическую коробочку с бесценным для него грузом — тридцать миллиграммов соли радия. Свинцовая коробочка вызвала опасения у служащих таможни в Нью-Йорке — в то время еще не было законов, касающихся ввоза радия. Драгоценность это или химикат? Надо ли его облагать налогом и каким? Чиновники всегда и везде одинаковы, и американские таможенники решили переслать странный груз начальству. Но исследователи тоже везде и всегда одинаковы. И появился рапорт, в котором чиновники сообщили своему начальству, что доктор Резерфорд наотрез отказался расстаться со своим сокровищем. И только обязательство профессора провезти ящик через территорию Соединенных Штатов в целости (т.е. не спекулируя веществом) позволило американским чиновникам переложить решение пошлинной проблемы на плечи их канадских коллег. Возможно, благодаря именно этим миллиграммам радия и были сделаны в физике многие замечательные открытия.

Еще в 1899 году, работая в Кавендишской лаборатории (в Кембриджском университете), Резерфорд установил, что излучение радиоактивных элементов не является однородным. Вот один из таких экспериментов.

Опыт 1. Две цинковые пластинки располагались горизонтально друг под другом. Одну пластинку соединяли с полюсом заземленной батареи, а другую — с заземленным гальванометром. На нижнюю пластинку насыпали тонкий слой соли радия. Излучение соли порождало в воздухе ионы, воздух между пластинками переставал быть изолятором, возникал электрический ток, который и фиксировался прибором.

Если соль радия накрыть тонким металлическим листом, часть радиации поглощается, и ток становится слабее в два с

лишним раз. Если излучение заэкранировать двумя листами, ток ослабевает почти в шесть раз, если тремя — в одиннадцать раз. Казалось бы, и дальше ток должен плавно спадать (по экспоненциальному закону). Но удивительно, что опыты этого не подтвердили — начиная с пятого листа, ток практически не уменьшался.

Очевидным было предположить, что ионизация воздуха вызывается, по крайней мере, двумя причинами. Или, другими словами, что излучение состоит из двух разных видов: одно излучение порождает сильную ионизацию, но хорошо поглощается металлом, другое — ионизирует воздух слабее, но зато обладает большей проникающей способностью. Первое излучение Резерфорд назвал α -лучами, а второе β -лучами. Теперь перед учеными встала проблема исследовать природу этих лучей.

Очень скоро и довольно несложно удалось установить, что β -излучение представляет собой поток свободных электронов. Во всяком случае, в электрическом и магнитном полях β -лучи вели себя точно так же, как и электроны. Что касается α -лучей, то их отклонение в магнитном поле долгое время обнаружить не удавалось — даже в сильном поле отклонение оказывалось малым. Наконец, в 1903 году Резерфорд добился положительных результатов и показал, что α -излучение должно состоять из положительно заряженных частиц, движущихся с большими скоростями.

Следующей задачей было определить величину заряда α -частицы.

Опыт 2. Для определения заряда одной α -частицы экспериментально определялось суммарное количество электричества, переносимое всем излучением крупинки радия за определенное время, и количество частиц, испускаемых радием за это время. Самым сложным было зарегистрировать одну частицу. Для этого Резерфорд совместно с Гейгером в 1908 году разработали специальный метод счета частиц, основанный на их ионизирующем действии, и создали специальный прибор (известный теперь как счетчик Гейгера).

Внутри бронзового цилиндра длиной около 60 см находился разреженный воздух. По оси цилиндра была натянута тонкая проволока. Проволока соединялась с одним полюсом батареи, а поверхность цилиндра — с другим, при этом приложенное напряжение порядка 1000 вольт готово было вот-вот вызвать электрический разряд. Попадая в цилиндр α -частица производила ионизацию воздуха, образовавшиеся при этом ионы, благо-

даря соударениям, усиливали ионизацию примерно в 2000 раз, в результате ток через прибор резко возрастал. Для того чтобы в цилиндр проникали отдельные частицы, крупинка радия помещалась в дальний конец узкой стеклянной трубки длиной около 4,5 м, так что действительно лишь малая доля частиц, вылетающих из радия в разные стороны, попадала в цилиндр. Разделив прошедшее количество электричества на число зарегистрированных частиц, Резерфорд получил величину заряда одной α -частицы.

Почти в то же время, в 1909 году, Резерфорд экспериментально показал, что по своей природе α -частицы представляют собой дважды ионизированные атомы гелия. Этот опыт он поставил совместно с Ройдсом.

Опыт 3. Достаточно большое количество радиоактивного газа радона вводилось в стеклянную трубку *A* (рис. 1), настолько тонкую, что большинство α -частиц свободно проникало сквозь нее. Это трубка помещалась внутри более широкой трубки *T*, к верхней части которой присоединялась небольшая вакуумная трубка *V* с впаянными в нее электродами. В откачанную трубку *T* снизу вводилась ртуть до тех пор, пока она не достигала нижней части трубки *A*. Альфа-частицы, скопившиеся в трубке *T*, образовывали газ. Поднимая ртуть, этот газ сжимали и часть его переводили в вакуумную трубку *V*. Возбудив там газовый разряд, можно было исследовать его спектральный состав. Любопытно, что лишь через два дня появились первые результаты — была обнаружена желтая (самая яркая) линия спектра гелия. Через шесть дней наблюдали уже весь спектр гелия.

Наконец, из опытов по отклонению α -частиц в магнитном поле можно определить их массу.

Опыт 4. Камеру Вильсона, в которой наблюдали траектории α -частиц по их сцинтилляциям, поместили в очень сильное

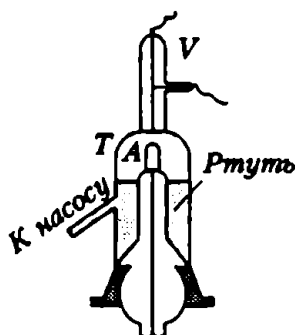


Рис. 1

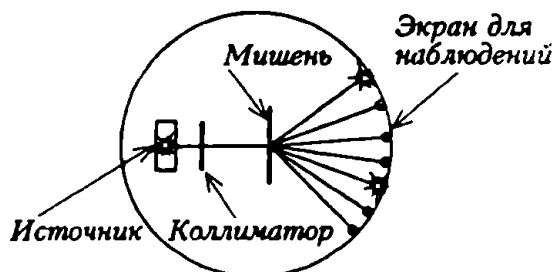


Рис. 2

магнитное поле. Так как радиус круговой орбиты частицы пропорционален массе частицы, умноженной на скорость, и обратно пропорционален ее заряду, по известным величинам можно было рассчитать массу α -частицы. Она оказалась равной $6,62 \cdot 10^{-24}$ г.

Итак, благодаря опытам Резерфорда и его сотрудников, стали известны природа, заряд и масса α -частицы. Кроме того, у физиков появился мощный и принципиально новый инструмент для исследования строения самого атома. К началу этих экспериментов Резерфорда сложилось следующее представление о строении атома.

Атом, модель которого была предложена в 1882 году учителем Резерфорда Дж.Томсоном, напоминал пудинг с изюмом: изюминками были электроны, а тестом — само атомное пространство. Достоинства этой модели состояли в том, что она позволяла объяснить нейтральность атома и удовлетворительно определяла его размеры. Но существовала в физике теорема (теорема Ирншоу), которая указывала на то, что система неподвижных зарядов является неустойчивой. Кроме того, природа размазанной по всему объему атома положительно заряженной сферы была непонятна.

Бомбардировка атомов α -частицами и позволила установить строение атома.

Опыт 5. На рисунке 2 приведена принципиальная схема опыта по рассеянию α -частиц. Бомбардирующие частицы, вылетая из радиоактивного вещества и пройдя коллиматор, попадали узким пучком на мишень, представляющую собой очень тонкую золотую фольгу. С помощью экрана, покрытого сцинтилляционным веществом, наблюдали рассеяние α -частиц. Углы рассеяния большинства частиц были небольшими — порядка 1° , однако некоторое количество частиц рассеивалось на большие углы, и даже были частицы, движущиеся в противоположном направлении.

Проанализировав результаты опытов, Резерфорд пришел к выводу, что столь сильное отклонение α -частиц возможно только в том случае, если внутри атома имеется чрезвычайно сильное электрическое поле, созданное зарядом, связанным с большой массой (ядром атома). Резерфордом была разработана и количественная теория рассеяния α -частиц, которая устанавливала распределение частиц по углам рассеяния. В этой связи любопытен такой факт.

Чтобы в деталях разобраться в вероятностных процессах при прохождении α -частиц через вещество, Резерфорд, известный во всем мире ученый, лауреат Нобелевской премии, пожелал

побывать в роли студента. Он пришел к известному манчестерскому математику Лэмбу и попросил разрешения прослушать у него курс по теории вероятностей, а также пройти всю программу практических занятий. Как писали современники, «то было нетривиальное зрелище: мировая знаменитость, восседающая среди юнцов и склонившаяся над тетрадками с заданными упражнениями».

В 1913 году сотрудники Резерфорда проверили формулу Резерфорда, описывающую рассеяние α -частиц, подсчитав сцинтилляции, наблюдавшиеся под разными углами за одинаковые промежутки времени, и подтвердили ее. Это, безусловно, указывало на справедливость ядерной модели атома. Поскольку система неподвижных зарядов не может находиться в устойчивом равновесии, Резерфорд отказывается от статической модели атома и предполагает, что электроны в атоме движутся вокруг ядра, описывая искривленные траектории. Но в таком случае электрон должен двигаться с ускорением и, согласно классической электродинамике, излучать электромагнитные волны, что, в свою очередь, должно сопровождаться потерей им энергии. В конечном итоге электрон должен упасть на ядро.

Выход из этого противоречия был найден Н.Бором. Но это, как говорится, уже совсем другая история. Ну а опыты Резерфорда? Теперь они важны только для истории физики? Оказывается, нет. Интересно, что спустя почти 60 лет, уже в семидесятых годах метод Резерфорда по зондированию альфа-частицами вещества стал широко использоваться в лабораториях для изучения строения кристаллов, определения в них местоположений различных примесей и установления их состава. Его сейчас так и называют — метод обратного резерфордовского рассеяния. Только в качестве источников α -частиц используются не крошки радия, а мощные ускорители, позволяющие получать большие потоки частиц с большими энергиями. А прообразом их была маленькая свинцовая коробочка с солью радия, с которой, как вы помните, категорически отказался расстаться доктор Резерфорд на американской таможне.

ЗАРЯД АТОМНОГО ЯДРА И ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

А. Кикоин

Современные представления о строении атома возникли в 1911–1913 годах, после знаменитых опытов Резерфорда по рассеянию альфа-частиц. В этих опытах было показано, что α -частицы, попадая на тонкую металлическую фольгу, иногда отклоняются на большие углы и даже отбрасываются назад. Это можно было объяснить только тем, что положительный заряд в атоме сконцентрирован в ничтожно малом объеме. Если представить его в виде шарика, то, как установил Резерфорд, радиус этого шарика должен быть равен примерно $10^{-14} - 10^{-15}$ м, что в десятки и сотни тысяч раз меньше размеров атома в целом ($\sim 10^{-10}$ м). Только вблизи столь малого по размерам положительного заряда может существовать электрическое поле, способное отбросить α -частицу, мчащуюся со скоростью около 20000 км/с. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром.

Так возникла идея о том, что атом любого вещества состоит из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов, существование которых в атомах было установлено ранее. Очевидно, что, поскольку атом в целом электрически нейтрален, заряд ядра должен быть численно равен заряду всех имеющихся в атоме электронов. Если обозначить модуль заряда электрона буквой e (элементарный заряд), то заряд $q_{\text{я}}$ ядра должен быть равен Ze , где Z — целое число, равное числу электронов в атоме. Но чему равно число Z ? Чему равен заряд $q_{\text{я}}$ ядра?

Из опытов Резерфорда, позволивших установить размеры ядра, в принципе можно определить и величину заряда ядра. Ведь электрическое поле, отбрасывающее α -частицу, зависит не только от размеров, но и от заряда ядра. И Резерфорд сделал это. По Резерфорду, заряд ядра атома того или иного химического элемента примерно равен половине его относительной атомной

массы A , умноженной на элементарный заряд e , т.е.

$$Z = \frac{1}{2} A \text{ и } q_n = \frac{1}{2} A e.$$

Но, как это ни странно, истинный заряд ядра был установлен не Резерфордом, а одним из читателей его статей и докладов — голландским ученым Ван-дер-Бруком. Странно потому, что Ван-дер-Брук по образованию и профессии был не физиком, а юристом.

Почему Резерфорд, оценивая заряды атомных ядер, соотносил их с атомными массами? Дело в том, что когда в 1869 году Д.И.Менделеев создал периодическую систему химических элементов, он расположил элементы в порядке возрастания их относительных атомных масс. И за истекшие сорок лет все привыкли к тому, что самая важная характеристика химического элемента — его относительная атомная масса, которая и отличает один элемент от другого.

Между тем именно в это время, в начале XX века, с системой элементов возникли трудности. При исследовании явления радиоактивности был открыт ряд новых радиоактивных элементов, а для них в системе Менделеева как будто бы не было места. Казалось, что система Менделеева требовала изменения. Этим и был особенно озабочен Ван-дер-Брук. Им было предложено несколько вариантов расширенной системы элементов, в которой хватило бы места не только для неоткрытых еще стабильных элементов (о местах для них «позаботился» еще сам Менделеев), но и для радиоактивных элементов тоже. Последний вариант Ван-дер-Брук опубликовал в начале 1913 года — в нем было 120 мест, а уран занимал клетку под номером 118.

В том же 1913 году были опубликованы результаты последних исследований по рассеянию α -частиц на большие углы, проведенных сотрудниками Резерфорда Гейгером и Марсденом. Анализируя эти результаты, Ван-дер-Брук сделал важнейшее открытие. Он установил, что число Z в формуле для заряда ядра равно не половине относительной массы атома химического элемента, а его порядковому номеру. И притом порядковому номеру элемента в системе Менделеева, а не в его 120-местной системе. Система Менделеева, оказывается, не нуждалась в изменении.

Из идеи Ван-дер-Брука следует, что всякий атом состоит из атомного ядра, заряд которого равен порядковому номеру соответствующего элемента в системе Менделеева, умноженному на элементарный заряд, и электронов, число которых в атоме тоже равно порядковому номеру элемента. Стало ясно, что Менделеев

интуитивно расположил химические элементы в порядке возрастания не атомной массы элемента, а заряда его ядра (хотя он об этом и не знал). Следовательно, один химический элемент отличается от другого не своей атомной массой, а зарядом атомного ядра. Заряд ядра атома — вот главная характеристика химического элемента. Существуют атомы совершенно различных элементов, но с одинаковыми атомными массами (они имеют специальное название — изобары).

То, что не атомные массы определяют положение элемента в системе, видно и из таблицы Менделеева: в трех местах нарушено правило возрастания атомной массы. Так, относительная атомная масса у никеля (№28) меньше, чем у кобальта (№27), у калия (№19) она меньше, чем у аргона (№18), у йода (№53) меньше, чем у теллура (№52).

Предположение о взаимосвязи заряда атомного ядра и порядкового номера элемента легко объясняло и правила смещения при радиоактивных превращениях, открытые в том же 1913 году. В самом деле, при испускании ядром α -частицы, заряд которой равен двум элементарным зарядам, заряд ядра, а значит и его порядковый номер (теперь обычно говорят — атомный номер), должен уменьшиться на две единицы. При испускании же β -частицы, т.е. отрицательно заряженного электрона, он должен увеличиться на одну единицу. Именно в этом и состоят правила смещения.

Идея Ван-дер-Брука очень скоро (буквально в том же году) получила первое, правда косвенное, опытное подтверждение. Несколько позже правильность ее была доказана прямыми измерениями заряда ядер многих элементов. Понятно, что она сыграла важную роль в дальнейшем развитии физики атома и атомного ядра.

Как вы знаете, атомные ядра состоят из нуклонов — протонов и нейтронов, между которыми действуют ядерные силы притяжения и кулоновские силы отталкивания. Что может произойти с ядром при его столкновении с другим ядром, частицей или γ -квантом? Опыты Э. Резерфорда, выполненные в 1919 году, показали, например, что под воздействием α -частицы из ядра может быть выбит протон. В экспериментах, проведенных Д. Чедвиком в 1932 году, было установлено, что α -частицы могут выбивать из атомных ядер и нейтроны. Но всегда ли так заканчивается процесс столкновения? Не может ли атомное ядро поглотить энергию, полученную при столкновении, и перераспределить ее между входящими в его состав нуклонами, изменив тем самым свою внутреннюю энергию? Что будет происходить с таким ядром дальше?

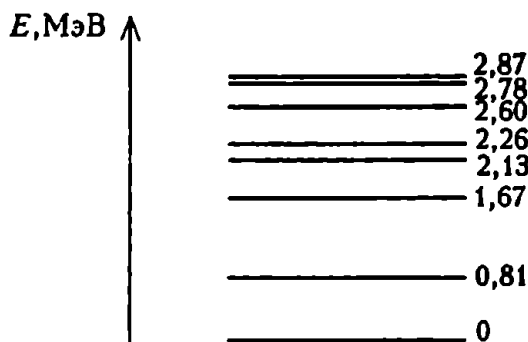
Ответы на эти вопросы дали прямые опыты по изучению взаимодействия протонов с атомными ядрами. Их результаты очень похожи на результаты опытов Франка и Герца по изучению столкновений электронов с атомами. Оказывается, при постепенном увеличении энергии протонов сначала наблюдаются только упругие столкновения с атомными ядрами, кинетическая энергия не превращается в другие виды энергии, а лишь перераспределяется между протоном и атомным ядром как одной частицей. Однако, начиная с некоторого значения энергии протона, могут происходить и неупругие столкновения, при которых протон поглощается ядром и полностью передает ему свою энергию. Ядро каждого изотопа характеризуется строго определенным набором «порций» энергии, которые оно может принять.

Эти опыты доказывают, что ядра обладают дискретными спектрами возможных энергетических состояний. Таким образом, квантование энергии и ряда других параметров является

свойством не только атомов, но и атомных ядер. Состояние атомного ядра с минимальным запасом энергии называется основным или нормальным, состояния с избыточной энергией (по сравнению с основным состоянием) называются возбужденными.

Атомы обычно находятся в возбужденных состояниях примерно 10^{-8} с, а возбужденные атомные ядра избавляются от избытка энергии за гораздо более короткое время — порядка $10^{-15} - 10^{-16}$ с. Как и атомы, возбужденные ядра освобождаются от избытка энергии, испуская кванты электромагнитного излучения. Эти кванты называются γ -квантами (или γ -лучами). Дискретному набору энергетических состояний атомного ядра соответствует дискретный спектр частот излучаемых ими квантов. Гамма-лучи представляют собой поперечные электромагнитные волны, такие же, как радиоволны, видимый свет или рентгеновские лучи. Они являются самым коротковолновым видом электромагнитного излучения из всех известных, и соответствующие им длины волн лежат в диапазоне примерно от 10^{-11} до 10^{-13} м.

Энергетические состояния атомных ядер и переходы ядер из одного состояния в другое с поглощением или излучением энергии принято описывать с помощью энергетических диаграмм, аналогичных энергетическим диаграммам атомов. На рисунке представлена энергетическая диаграмма ядра изотопа железа ${}^{58}_{26}\text{Fe}$, полученная на основе опытов по бомбардировке протонами. Заметим, что при качественном сходстве энергетических



диаграмм атомов и ядер между ними есть существенные количественные различия. Если для перевода атома из основного состояния в возбужденное требуется энергия в несколько электронвольт, то для возбуждения атомного ядра необходима энергия порядка сотен тысяч или миллионов электронвольт. Это

различие обусловлено тем, что ядерные силы, действующие между нуклонами в ядре, в значительной степени превосходят силы кулоновского взаимодействия электронов с ядром.

Способность атомных ядер самопроизвольно переходить из состояний с большим запасом энергии в состояние с меньшей энергией объясняет происхождение не только γ -излучения, но и радиоактивного распада ядер.

Многие закономерности в ядерных спектрах можно объяснить, если воспользоваться так называемой оболочечной моделью строения атомного ядра. Согласно этой модели, нуклоны в ядре не перемешаны в беспорядке, а, подобно электронам в атоме, располагаются связанными группами, заполняя разрешенные ядерные оболочки. При этом протонные и нейтронные оболочки заполняются независимо друг от друга. Максимальные числа нейтронов: 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126 и протонов: 2, 8, 20, 28, 50, 82 в заполненных оболочках получили название магических. Ядра с магическими числами протонов и нейтронов обладают многими замечательными свойствами: повышенным значением удельной энергии связи, меньшей вероятностью вступления в ядерное взаимодействие, устойчивостью по отношению к радиоактивному распаду и т.п.

Переход ядра из основного состояния в возбужденное и возвращение его в основное состояние, с точки зрения оболочечной модели, объясняется переходом нуклона с одной оболочки на другую и обратно.

При большом числе достоинств оболочечная модель ядра не способна объяснить свойства всех ядер в различных типах взаимодействий. Во многих случаях более плодотворным оказывается представление о ядре как о капле ядерной жидкости, в которой нуклоны связаны ядерными силами, кулоновскими силами и силами поверхностного натяжения. Существуют и другие модели, но ни одна из предложенных до сих пор не может считаться универсальной.

Боги людям открыли не все. В поиск пустившись, люди сами познали немало.

Ксенофан

Я погружаюсь в глубину и становлюсь перед тайной мира, тайной всего, что существует. И каждый раз с проникающей меня остротой я ощущаю, что существование мира не может быть самодостаточным, не может не иметь за собой в еще большей глубине Тайны, таинственного смысла.

Николай Бердяев

БОГ ЧТО-ТО СКРЫВАЕТ ОТ НАС, ИЛИ О ПРИНЦИПАХ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

А. Стасенко

Казалось бы, что может быть проще квадрата с диагональю или окружности с диаметром — любой ребенок начертит их от руки (рис. 1). Однако же обо всем этом написано столько, что можно составить отдельную энциклопедию — например, об иррациональности чисел π и $\sqrt{2}$. Ну что стоило Создателю устроить природу так, чтобы отношение длины окружности к ее диаметру было равно точно трем; ну, пусть точно 3,14 или даже

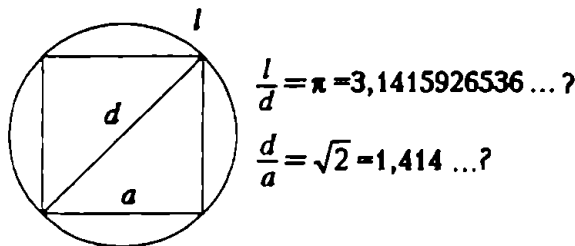


Рис. 1

3 с сотней (или пусть миллионом!) знаков после запятой — но чтобы точно? Ан нет — ученые доказали, что число π содержит бесконечное число знаков после запятой (и назвали это свойство несоизмеримостью длины окружности и диаметра); придумали стихи, чтобы запомнить хотя бы десяток этих знаков (кто и шутя и скоро пожелает пи узнать число ужь знает); указали

процедуры, при помощи которых можно найти любое заданное число знаков, научили этим процедурам современные вычислительные машины, а некоторые подвижники еще до появления машин потратили всю свою жизнь, чтобы найти несколько сотен знаков, — столь жгуче было их желание узнать, что же там дальше. Но сколько ни вычисляй — хоть в течение всего времени, отпущенного на существование человечества, — все равно конца у числа π не будет.

Для чего же так устроен мир? Какая тайна спрятана в круглом сечении соснового бревна или коринфской колонны? И разве не возмутительно, что при всей мощи современной науки мы так и не можем точно сказать, во сколько же раз окружность длиннее своего диаметра? (Удивительно, что математики при этом могут спокойно спать.)

Но может быть, в физике все точно? Конечно, теперь все понимают, что физика — всегда приближенная модель мира. Конечно, любое измерение делается с ошибкой, но проходят годы, столетия, и измерения становятся все более точными. Так, может быть, есть надежда, что пусть не скоро, но хотя бы когда-то в принципе можно будет точно сказать, например, где в данный момент на оси X находится материальная точка и какова ее скорость v ? Ведь это же самые азы кинематики.

Оказалось, именно принципиально это и невозможно — и тут запрет!, о чем говорит принцип неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h. \quad (1)$$

Здесь Δx — неопределенность координаты (в м), Δp — неопределенность импульса (в Н·с), $h \sim 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Таким образом, согласно принципу неопределенности, нельзя абсолютно точно указать в плоскости p, x (импульс, координата) положение центра масс C тела, движение которого мы исследуем. Чем точнее вы хотите измерить координату x точки (т.е. $\Delta x \rightarrow 0$), тем хуже вы знаете ее импульс ($\Delta p \rightarrow \infty$), и наоборот. Можно лишь сказать, что p и x для точки C находятся где-то внутри фигуры с площадью не меньшей чем постоянная Планка h (рис. 2). Да, эта площадь мала, что «не мешает нам жить», когда речь идет о самолетах, снарядах, метательных дисках и шариках для пинг-понга. Но разве не настораживает, не волнует вас то, что такое ограничение существует принципиально? Кто-то сказал как-то: «Я, по-видимому, никогда не побываю в Австралии; но если вы мне запретите бывать там, я немедленно почувствую себя несчастным».

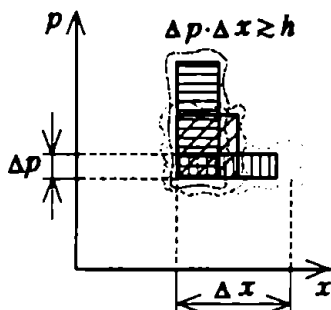


Рис.2

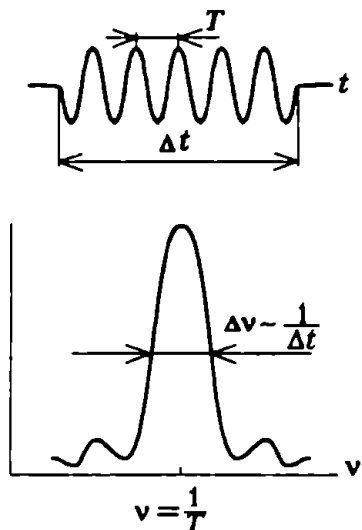


Рис.3

Давайте запишем неравенство (1) для фотона, но в другом виде. Поскольку для него $p = h\nu/c$, где c — скорость света, а ν — частота, характеризующая «цвет» фотона, то $\Delta p = h\Delta\nu/c$ (ведь h и c — постоянные, так что неопределенность импульса фотона может быть связана только с неопределенностью его частоты). Теперь сократим обе части на h и получим

$$\frac{\Delta x}{c} \Delta\nu \geq 1, \text{ или } \Delta t \cdot \Delta\nu \geq 1. \quad (2)$$

Здесь мы учли еще, что $\Delta x = c\Delta t$.

Итак, получается, что чем меньше время излучения фотона ($\Delta t \rightarrow 0$), тем больше неопределенность его частоты ($\Delta\nu \rightarrow \infty$). Например, мы видим красный свет рекламы, получающийся в результате излучения возбужденных атомов неона. Частота его квантов $\nu_0 \sim 5 \cdot 10^{14}$ Гц, а время излучения каждого атома $\Delta t \sim 10^{-9}$ с, поэтому неопределенность частоты не меньше чем $\Delta\nu \sim 1/\Delta t \sim 10^9$ Гц — миллиарды герц! Это, конечно, не так много — всего порядка миллионных долей от самой частоты: $\Delta\nu/\nu_0 \sim 10^{-6}$. И все же оказывается, что этот свет не совсем красный, а содержит бесконечный набор других частот, в основном из найденного интервала $\Delta\nu$ (рис. 3).

То же самое соотношение (2) верно и для музыкальных нот (только теперь под c нужно понимать скорость звука в воздухе): как бы музыкант ни старался получить совершенно чистый звук, например ноту «ля», все равно выйдет нечто не совсем совершенное — в принципе получится целый набор частот, даже если музыканту удастся заставить струну звучать целые сутки или год.

А геометрия Евклида? Казалось бы, вот где классически непорочный, почти мраморный образец строгости! Так нет же — и тут оказалось своеобразная неопределенность. И дело даже не в том, что люди, строившие эту геометрию, сформулировали пятый постулат (о параллельности прямых) как-то раздражающе неуклюже, что и привело к появлению неевклидовых геометрий (Лобачевского, Римана, ...). Тут дело в том, что по образцу евклидовой геометрии стали пытаться строить и другие дедуктивные науки, стараясь придать им ту же «строгость».

Казалось, что можно сформулировать такой набор нескольких высказываний (систему аксиом), что все остальные высказывания (в тех же терминах, в которых сформулированы сами аксиомы) можно подтвердить или опровергнуть. Тогда такая хорошая система аксиом называлась бы полной и непротиворечивой (два качества «хорошести»).

Чтобы пояснить эти качества, прибегнем к простенькой аналогии. Известно, что на плоскости любой вектор \vec{a} можно представить в виде двух составляющих по осям координат:

$$\vec{a} = a_1 \vec{e}_1 + a_2 \vec{e}_2, \quad (3)$$

где векторы \vec{e}_1, \vec{e}_2 взаимно перпендикулярны и имеют единичную длину. Если вы попытаетесь расширить эту систему векторов, именуемую базисом, добавив к нем еще один вектор \vec{e}_3 , то вам скажут: извините, в двухмерном пространстве это невозможно (рис. 4). Предлагаемый вами вектор \vec{e}_3 можно разложить по уже заданному правилу (3), и в этом смысле набор векторов \vec{e}_1, \vec{e}_2 является полным. Если же вы будете очень настаивать, то, пожалуйста, добавляйте ваш \vec{e}_3 , но это будет означать, что вы переходите уже в другое, трехмерное, пространство (или, аналогично, строите другую систему аксиом).

Итак, что же оказалось в пространстве высказываний (если можете, вообразите себе такое пространство)? В 1931 году была доказана теорема Гёделя, смысл которой (очень неточно, но, возможно, понятно) можно передать так: не существует одновременно полной и непротиворечивой системы аксиом. (Не напоминает ли это

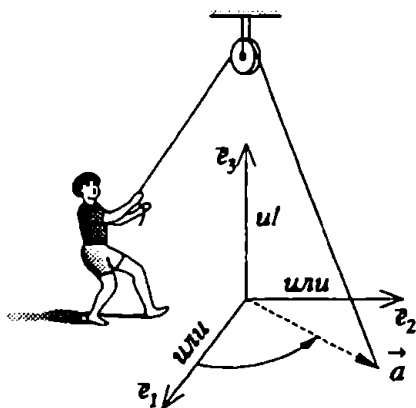


Рис.4

принцип неопределенности (1) — только не в пространстве p, x , а в пространстве «полнота — непротиворечивость»? Если вы зафиксируете число аксиом, то рано или поздно в этой системе придете к утверждению, которое нельзя ни доказать, ни опровергнуть. И уж если очень захотите справиться с этим высказыванием, то придется расширить первоначальную систему аксиом.

Чтобы развлечься, можно вспомнить старый анекдот. Иван привел Романа к мировому судье с жалобой на то, что Роман увел у него единственную корову. «Ты помнишь, г-н Судья, эту корову, — ты еще пил от нее молоко», — сказал Иван. «Да, ты прав, корова твоя», — сказал Судья. «Но, г-н Судья, ты знаешь, у меня четырнадцать детей, им нужно молоко, корова моя», — сказал Роман. «И ты прав», — сказал, подумав, судья. Присутствовавший при этом Секретарь возразил: «Но, господин Судья, они не могут быть правы оба — ведь корова одна». Судья крепко подумал и сказал Секретарю: «И ты прав».

Это иллюстрация того, как Судья допустил выход в другое пространство (построил вектор e_3 , или расширил систему аксиом), уйдя от привычной формальной логики, где действует закон исключенного третьего (или — или; кто не с нами — тот против нас), от диалектики в триалектику, где нет противопоставления черное — белое (например, Солнце — светило, дающее нам белый день, — с точки зрения термодинамики и квантовой механики является почти идеальным образцом абсолютно черного тела! — и это не игра слов), друг — враг и, следовательно, не нужны судьи, «революционная непримиримость», концлагеря, — туда, где торжествует древневедическая Троица (Агни, Вайю, Сурья), индуистская Тримурти (Кришна, Шива, Вишну) или христианская святая Троица.

Но при чем здесь число π , принцип неопределенности и теореме Гёделя? А при том, что в них (и, конечно, во многое другое) вложен, кажется, какой-то сокровенный смысл, освобождающий от железной необходимости, но освобождающий не совсем (при полной неопределенности был бы, по-видимому, хаос), а чуть-чуть, в виде какого-то намека. Что-то вроде того «оконца», через которое П. Флоренский пытался заглянуть по ту сторону нашего мира. Или тех же обещаний у святого Апостола Павла: «Теперь мы видим как бы сквозь тусклое стекло, гадательно, тогда же лицом к лицу; теперь я знаю отчасти, а тогда познаю...» (Первое послание к коринфянам, 13:12).

«Расчеты теоретиков говорят о том, что Вселенная, возможно, состоит из двух наложенных один на другой, очень слабо связанных, почти прозрачных друг для друга миров... вполне

возможно, что по соседству с нами, в том же пространстве — времени, существует «параллельный» мир-невидимка, в точности такой же, как наш, а может быть, и совсем не похожий...» (В.А.Барашенков — см.: А.С.Кузовкин. «Взгляд неоткуда». МНПП «Янга-центр», 1991, с.31).

«... мир то и дело расщепляется на громадное число копий его самого... Согласно теории Эверетта, наблюдаемая Вселенная — это лишь один пример бесконечного многообразия реально существующих вселенных» (П.Девис. «Случайная Вселенная». М.: Мир, 1985, с.149).

Итак, что же получается — теперь всякий способный школьник, опираясь на принципы неопределенности, имеет право изучать предметы весьма приблизительно, дескать, сам Бог велел? «Отнюдь!», — как сказал один литературный герой. Наоборот, нашему способному читателю нужно попытаться узнать что-либо как можно более точно — и тогда будет достигнут некий Порог, перед которым возникает ощущение таинственного чуда. И вдуматься — зачем поставлен этот Порог и что скрыто за ним: возможность дальнейшего шага или непреодолимый принцип запрета.

ШКОЛА В «КВАНТЕ»

ФИЗИКА 9—11

Выпуск 2

Под редакцией

А.А.Варламова, А.Л.Стасенко, А.И.Черноуцана

Редактор *В.А.Тихомирова*

Литературный редактор *Л.В.Кардасевич*

Технический редактор *Е.В.Морозова*

Компьютерная группа

М.Н.Грицук, Е.А.Митченко, Е.В.Титова

ИБ № 12

Формат 84×108 1/32. Бум. офс. нейтр. Гарнитура литературная.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,72. Тираж 7200 экз.

Заказ 1367. Цена договорная.

103006 Москва, К-6, ул. 1-я Тверская-Ямская, 2/1,

«Квант», тел. 250-33-54

Отпечатано на Ордена Трудового Красного Знамени

Чеховском полиграфическом комбинате

Комитета Российской Федерации по печати

142300 г.Чехов Московской области

Тел. (272) 71-336, факс (272) 62-536