Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Факультет доуниверситетской подготовки и профессиональной ориентации

Р. Н. Левицкая, А. А. Григорьев

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ФИЗИКА

Учебно-методическое пособие для иностранных слушателей
подготовительного отделения

В 2-х частях

Часть 2

Минск 2008

УДК 53(075.8)
ББК 22.3 я73
Л 37

Р е ц е н з е н т
доцент кафедры физики БГУИР,
канд. физ.-мат. наук В. В.Аксенов

Левицкая, Р. Н.

Л 37 Элементарная физика : учеб.-метод. пособие для иностранных слушателей подготовительного отделения. В 2 ч. Ч. 2 / Р. Н. Левицкая, А. А. Григорьев. – Минск : БГУИР, 2008. – 51 с. : ил.
ISBN 978-985-488-314-4 (ч. 2)

В части II учебно-методического пособия предлагаются адаптированные тексты для чтения по следующим разделам физики: колебания и волны, электричество. В конце каждого параграфа даны вопросы для самоконтроля.

Предназначено для иностранных слушателей подготовительного отделения для ознакомления с физической лексикой и развития фонетических навыков говорения на русском языке.

УДК 53(075.8)
ББК 22.3 я73

Часть 1 издана в БГУИР в 2007 году.

ISBN 978-985-488-314-4 (ч.2)
ISBN 978-985-488-193-5

ГЛАВА 5. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

§ 5.1. Механические колебания

Колебательные процессы

В повседневной жизни мы часто сталкиваемся с *колебательными процессами* (или просто *колебаниями)*. Колебательными называются такие процессы, которые отличаются от других повторяемостью во времени некоторых физических величин. Обычно для возникновения колебаний необходимо выполнение некоторых условий.

Устройства, в которых могут осуществляться колебательные процессы, называются *колебательными системами*. Примером простейшей из таких систем является *математический маятник*, то есть шарик, подвешенный на длинной (в сравнении с диаметром шарика) нерастяжимой нити. Всякая колебательная система имеет *положение равновесия, или покоя*. Покоящаяся система обязательно находится в таком положении. Механическая система сама не может выйти из положения равновесия; для этого необходимо воздействие внешней силы.

Состояние равновесия может быть *устойчивым*, *неустойчивым или безразличным*. Если равновесие *устойчиво*, то выведенная из него система стремится вернуться в него. Система же, выведенная из *неустойчивого* положения равновесия, начинает движение без возвращения в начальное положение. Если внешняя сила выводит систему из *безразличного* состояния равновесия, то дальнейшее самостоятельное движение системы не происходит. Для простоты мы будем рассматривать только устойчивое равновесие. Колебательные системы, о которых идет речь, являются частным случаем *механических систем* – систем различных тел. Отдельные части системы могут действовать друг на друга с силами, которые называются *внутренними* для данной системы. *Внешними силами* называются те силы, которыми действуют на элементы системы тела, которые не включены в систему.

Конфигурацией системы называется взаимное расположение всех ее частей. Совокупность величин, определяющих не только конфигурацию, но и скорость всех частей системы, называется ее *состоянием*. Например, когда маятник (рис.18) проходит положение равновесия (точку О), двигаясь сначала в одну сторону, а затем в другую, то его конфигурации в обоих случаях одинаковы, а состояния различны, так как векторы скоростей в точке О направлены в разные стороны.

Математический маятник находится в положении равновесия, когда нить вертикальна и шарик расположен под точкой закрепления нити. Если отвести шарик в правую сторону (при этом нить образует с вертикалью некоторый угол α_0) и затем отпустить его, то шарик начнет двигаться к положению равновесия (к точке О). Это движение происходит под действием сил тяжести $m\cdot\vec{g}$ и натяжения нити $\vec{T}$. Маятник, отклоненный на угол α_0, обладает некоторым запасом потенциальной энергии по отношению к положению равновесия (шарик в этом случае располагается несколько выше, чем в точке О). Если шарик отпустить, то он пройдет точку О и будет двигаться дальше. Угол наибольшего отклонения нити влево равнялся бы α_0 в случае отсутствия потерь энергии. На самом же деле эти потери всегда имеют место. Их причиной может быть трение маятника о воздух и внутреннее трение в материале нити около точки подвеса. Поэтому наибольшее отклонение в эту сторону окажется таким, что $\alpha_1 < \alpha_0$. Точно так же угол наибольшего последующего отклонения маятника в правую сторону будет равен $\alpha_2 < \alpha_1$.

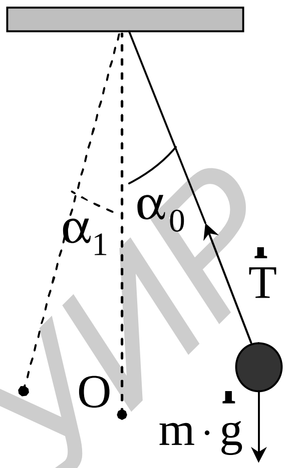


Рис. 18

Таким образом, движение математического маятника имеет характер последовательных отклонений от положения равновесия на все меньшие и меньшие углы. Этот процесс называется *свободными затухающими колебаниями*. Выведенный внешней силой из состояния покоя и затем освобожденный от внешнего воздействия маятник постепенно теряет полученную от внешнего источника энергию и приближается к состоянию покоя. Это приближение, однако, носит довольно сложный характер.

Маятник много раз проходит положение равновесия, но остаться в нем не может, так как имеет не равную нулю скорость. Он останавливается каждый раз, когда достигает наибольшего отклонения в ту или иную сторону. После этого направление его движения меняется на противоположное. Через некоторое время маятник потеряет энергию, которую получил в начале колебаний, и остановится в положении равновесия.

Теоретически это произойдет через бесконечно большой промежуток времени. В реальном случае от начала колебаний до полной остановки маятника проходит небольшое время. Длительность этого временного интервала определяется только тем, как быстро теряет маятник энергию. Если поместить маятник под колпак, откуда откачан воздух, то время колебаний и угол отклонения от вертикали α_1 увеличатся.

Дальнейшее уменьшение потерь энергии маятником можно осуществить, выбирая для нити материал с возможно меньшим внутренним трением. Однако полностью исключить эти потери невозможно. Поэтому мы лишь мысленно можем представить себе, как выглядели бы колебания маятника в отсутствие потерь энергии. Такой процесс колебаний называется *свободными незатухающими колебаниями* маятника. Хотя на практике этот процесс никогда не имеет места, но в теории он часто используется, так как во многих случаях его удобно рассматривать в качестве хорошего приближения к реальному процессу

Процессы называются *периодическими*, если состояния системы повторяются через одинаковые промежутки времени. Затухающие колебания не являются периодическим процессом, однако при медленном затухании они близки к периодическим. Дальше мы увидим, что не всякий периодический процесс является колебательным.

При очень большом трении движение маятника становится *апериодическим*. Происходит это следующим образом: маятник, освобожденный от действия внешней силы, в начальный момент времени движется к точке О и набирает скорость, а потом теряет ее, приближаясь к положению остановки. Подобные процессы не являются колебательными, однако в теории колебаний они тоже изучаются как свойственные колебательным системам.

Потери энергии невозможно полностью исключить при любых колебаниях, однако существуют *незатухающие* периодические колебания. Примерами таких колебаний служат движение маятника механических часов, движение молоточка электрического звонка и многие другие явления. Во всех таких случаях неизбежные потери энергии колебательной системой пополняются за счет внешнего источника энергии.

Простейшим методом поставки энергии от внешнего источника в колебательную систему является метод *вынужденных периодических колебаний*. В этом случае на колебательную систему должна действовать периодическая внешняя сила. Работа этой силы должна компенсировать потери энергии системы.

Колебательный процесс, совершаемый математическим маятником, наиболее прост, если только нить отклоняется от вертикали на достаточно малые углы. В случае свободных незатухающих колебаний смещение шарика из положения равновесия синусоидально зависит от времени. Такие колебания называются *гармоническими*. У других колебательных систем эта зависимость может оказаться иной.

Например, положим шарик в чашку, дно которой имеет сферическую форму (рис. 19). После малого смещения шарика из положения равновесия он начинает совершать, гармонические колебания. Однако при достаточно большом первоначальном смещении колебания шарика не будут гармоническими. То же относится к колебаниям математического маятника.

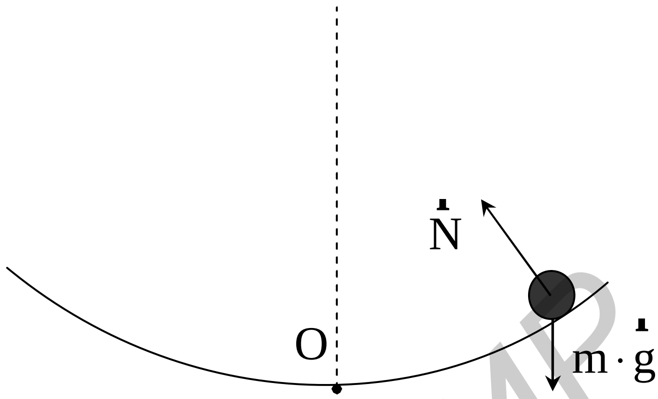


Рис. 19

Гармонические процессы играют в теории колебаний очень существенную роль, так как они широко распространены в природе, и очень важны для анализа более сложных процессов.

Контрольные вопросы

1. Какие процессы называются колебательными?

2. Какие колебания называются гармоническими?

Графики колебательных процессов

В простейшем случае конфигурация системы может быть задана с помощью одной координаты *(система с одной степенью свободы)*. Изменение конфигурации со временем может быть представлено в виде функциональной зависимости координаты от времени.

Примером системы, конфигурация которой определяется одной величиной, является математический маятник. При известной длине нити положение шарика определяется углом, на который нить отклоняется от вертикали. Угол отклонения нити от вертикали легко определить, если известна величина смещения шарика от положения равновесия. Таким образом, конфигурация математического маятника может быть определена заданием величины угла или смещения.

Точно так же одной величины достаточно, чтобы задать положение шарика на дне чашки, если шарик при своем движении все время остается в одной и той же вертикальной плоскости, которая проходит через точку равновесия шарика.

Зависимость координаты от времени может быть изображена графически на плоскости с помощью прямоугольной системы координат: по оси абсцисс откладывается время t, а по оси ординат – координата смещения тела $f_a(t)$. На рис. 20 изображен график незатухающих колебаний, а на рис. 21 – график затухающих колебаний математического маятника. В обоих случаях по оси ординат откладывается угол f(t) отклонения нити от вертикали. При этом углы, которые соответствуют отклонению в одну сторону (например в правую), будем считать положительными, а в другую (левую) – отрицательными.

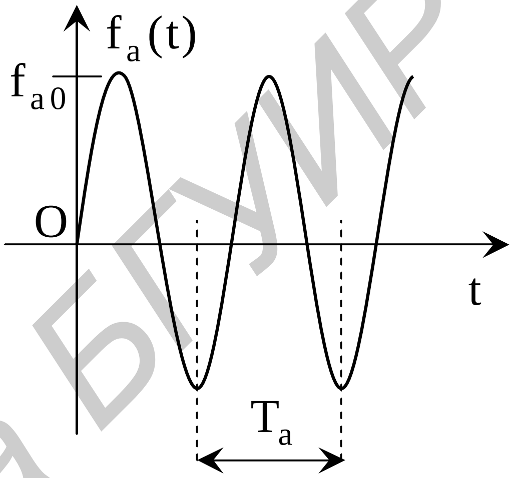


Рис. 20

Вид графика функции как на рис. 20 мы будем называть *гармоническим*, или синусоидальным.

По виду второго графика нетрудно сделать заключение о том, что амплитуда колебаний маятника (рис. 21) со временем уменьшается, такие колебания называются *затухающими*.

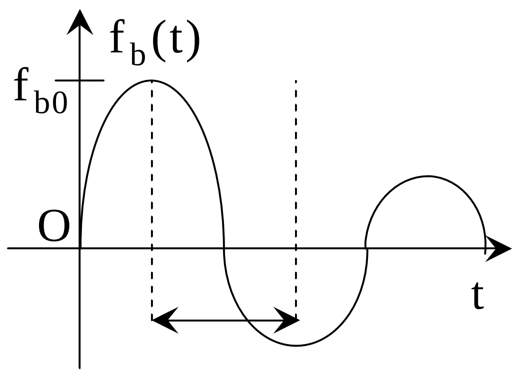


Рис. 21

Третий график (рис. 22) относится к процессу, который тоже можно рассматривать как колебательный. По такому закону изменяется положение упругого (например стального) шарика, вертикально падающего на твердую горизонтальную плиту.

Символом f_{c0} обозначено расстояние шарика от плиты. После удара о плиту шарик снова подскакивает вверх и в случае отсутствия потерь энергии (при соударении с плитой и из-за трения о воздух) поднимается на ту же высоту, с которой начал падение, если оно происходило без начальной скорости.

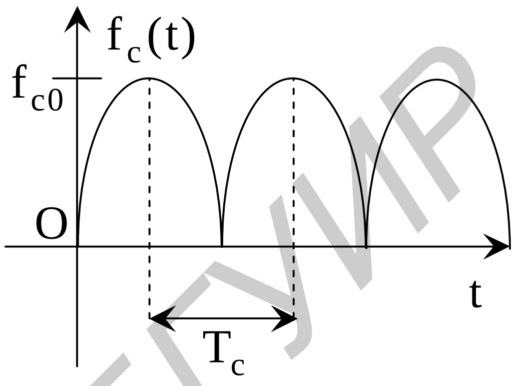


Рис. 22

Хотя графики функций на рис. 20 и рис. 22 и различаются по форме, однако у них есть одна общая черта. Для каждого из них существует свой отрезок времени T_a и T_c, по прошествии которого форма кривой повторяется. Из рисунков видно, что независимо от выбора начального момента времени значение функции, которая изображена таким графиком, в конце отрезка совпадает с ее значением в начальный момент. Такие функции и соответствующие им графики называются *периодическими,* а интервал независимой переменной величины (в нашем случае – времени), через который значения функции повторяются, – *периодом.*

Периодические функции (и их графики) соответствуют периодическим процессам (в том числе периодическим колебаниям), в которых все состояния системы повторяются через определенный промежуток времени – *период процесса*. Периодом процесса называют наименьший промежуток времени, для которого это определение справедливо. Движение, совершаемое колебательной системой за один период, называется полным колебанием. Таковым является, например, движение математического маятника между двумя последовательными наибольшими отклонениями в одну и ту же сторону при свободных незатухающих колебаниях.

Сходство графиков на рис. 20 и 22 заканчивается на явлении периодичности.

Контрольные вопросы

3. Какая система координат используется для графического изображения процесса колебаний?

4. Как определить период колебаний по графику?

Незатухающие свободные колебания математического маятника

Рассмотрим наиболее простые колебательные системы, которые могут совершать гармонические колебания (потери энергии мы учитывать не будем). Выясним характерные свойства таких систем на примере математического маятника.

Конфигурацию маятника можно задавать с помощью угла отклонения нити от вертикали $\alpha(t)$ как функции времени. Обозначим через s расстояние от точки O (рис. 23) до шарика, измеренное по дуге, вдоль которой шарик движется. Будем считать s положительным, если шарик движется вправо от точки O, и отрицательным, если он движется влево. Величина s также может служить координатой, определяющей конфигурацию маятника.

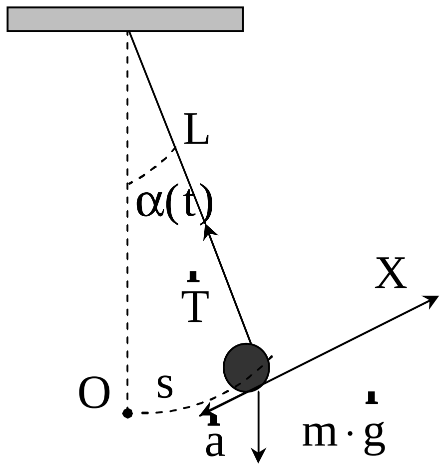


Рис. 23

На характер движения шарика оказывают влияние действие силы тяжести и силы натяжения нити. В результате шарик движется по дуге окружности, имея *касательное и центростремительное* ускорения. Касательное ускорение $\vec{a}$ вызывается силой тяжести и является проекцией ускорения свободного падения на направление касательной к дуге. Проекция касательного ускорения на ось X имеет вид $a_x = -g \cdot \sin(\alpha(t))$. Если нить маятника отклоняется на малые углы (в радианах), то справедливо приближенное равенство $\sin(\alpha) \approx \alpha$, которое выполняется тем точнее, чем меньше α. Так как $\alpha = s/L$, где L – длина нити, формулу для проекции касательного ускорения можно записать в виде $a_x = -g \cdot s/L$. Тогда проекция силы, которая дает шарику величину ускорения a_x, может быть определена с помощью формулы $F_x = -(g \cdot m/L) \cdot s$. Направление этой силы противоположно направлению смещения шарика. Так что сила всегда направлена в сторону положения равновесия и поэтому называется *возвращающей*.

В тот момент, когда шарик проходит точку O, его касательное ускорение равно нулю, так как равна нулю проекция силы тяжести на касательную к траектории шарика. После того как шарик пройдет точку O, возникает ускорение, направленное к положению равновесия, что тормозит движение шарика. Через некоторое время шарик останавливается и начинает двигаться в обратную сторону. В момент остановки его отклонение от положения равновесия достигает наибольшего значения. При движении шарика в сторону точки O абсолютная величина его скорости возрастает и в точке O достигает наибольшего значения. Затем маятник начинает отклоняться в противоположную сторону. Такой характер движения маятника возможен потому, что сила и ускорение всегда направлены к положению равновесия. Знак проекций векторов силы и ускорения на направление смещения $\vec{s}$ – всегда отрицательный.

Контрольные вопросы

5. Как можно задать конфигурацию маятника?
6. Какая сила называется возвращающей?

Гармонический колебательный процесс. Основные формулы

Формула $f(t) = f_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \alpha_0)$ представляет собой наиболее общий вид записи гармонического колебательного процесса. Если рассматривать зависимость угла отклонения нити математического маятника от вертикали, то $f(t) = \alpha(t)$, и величинам, которые входят в эту формулу, можно придать следующий смысл.

Наибольшее и наименьшее значения, которые принимает синусоидальная функция, равны соответственно +1 и – 1. После умножения на f_0 эти значения дают величины наибольших углов отклонения нити при движении в положительном и отрицательном направлениях. На графике (рис. 24) f_0 изображается как наибольшее удаление точек кривой от оси времени.

Наибольшее удаление колебательной системы от положения равновесия называется *амплитудой* гармонического колебательного процесса. Амплитуда равна множителю при синусоидальной функции, которая соответствует данному колебательному процессу, в нашем случае – величине f_0.

Множитель ω при независимой переменной t связан с периодом процесса. В соответствии с определением периода процесса T для любого момента времени t имеем: $\sin(\omega \cdot t + \alpha_0) = \sin(\omega \cdot (t + T) + \alpha_0)$, откуда $\omega \cdot T = 2 \cdot \pi$.

В течение одного периода колебательная система совершает одно полное колебание. Число полных колебаний за одну секунду определяется формулой $\nu = 1/T$. Величина ν называется *линейной частотой* (или просто *частотой)* колебательного процесса.

Для того чтобы исчислять аргумент синусоидальной функции в радианах, вводится величина $\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu$. При этом ω есть число радиан, на которое изменяется аргумент синуса за 1 секунду.

Формулы для периода и круговой частоты колебаний, например для математического маятника, имеют вид $T = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{L}{g}}$, $\omega = \sqrt{\frac{g}{L}}$.

Выражение $\omega \cdot t + \alpha_0$ в теории колебаний называется *фазой,* а величина α_0 – *начальной фазой колебаний.* Начальная фаза α_0 может быть определена из начальных условий колебаний.

На рис. 24 представлены графики смещения f(t) шарика математического маятника (амплитуда колебаний равна f_0) при различных значениях начальной фазы.

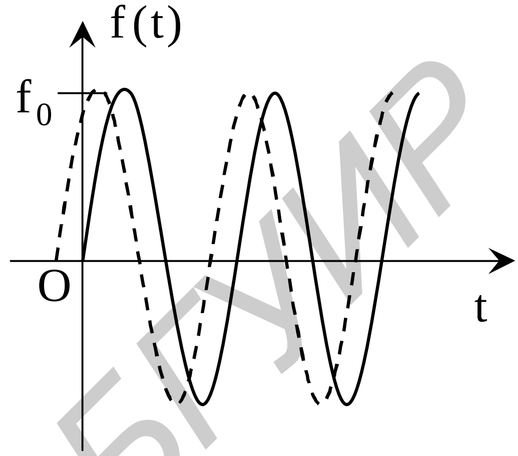


Рис. 24

Если разность фаз двух колебаний на рис. 24 будет составлять $2 \cdot \pi \cdot k$, то графики функций будут совпадать. Это означает сдвиг начала отсчета времени на период. Результат такого сдвига на графике заметить невозможно, так как график периодичен.

Необходимо отметить, что когда говорят о периодических процессах, то имеют в виду процессы, которые продолжаются бесконечно во времени. Поэтому смещение графика процесса вдоль оси времени на целое число периодов не может быть замечено. Если же процесс имеет конечную продолжительность, его сдвиг во времени будет заметен сразу, так как сдвинутся моменты начала и конца процесса. Однако такой процесс нельзя считать периодическим, даже если за время его существования и выполняются условия периодичности.

На практике мы часто сталкиваемся с процессами конечной продолжительности во времени. Использование периодических функций для описания тех колебаний, которые удовлетворяют условию периодичности на конечном отрезке времени

– это еще одна идеализация, которой мы пользуемся для упрощения анализа явлений.

В дальнейшем мы будем рассматривать только линейные колебательные системы. Именно они способны совершать гармонические колебания. Свободные незатухающие колебания линейных систем с одной степенью свободы имеют *определенную* частоту. Она называется *собственной частотой* системы.

Контрольные вопросы

7. Что такое фаза колебаний?

8. Как соотносятся понятия периодичность и время продолжительности колебания?

Энергия колебаний. Затухающие колебания

Для вычисления энергии колебаний рассмотрим движение математического маятника.

При колебаниях маятника его механическая энергия W представляет собой сумму потенциальной и кинетической энергии шарика. Потенциальная энергия определяется высотой подъема шарика над его самым низким положением в точке O (см. рис. 23), которое является равновесным. Так как движение не является прямолинейным, то необходимо учитывать некоторое искривление траектории шарика, по которой он поднимается над положением равновесия.

Кинетическая энергия системы определяется следующим образом: $\frac{m \cdot v^2}{2}$.

Потенциальную энергию маятника в низшем положении шарика будем считать равной нулю. Поэтому, когда маятник проходит положение равновесия, вся его механическая энергия состоит из одной лишь кинетической энергии. Если маятник находится в крайних положениях, то шарик имеет только потенциальную энергию, и она достигает своего наибольшего значения. Так как траектория движения является симметричной в обе стороны от положения равновесия, то потенциальная энергия шарика в обоих крайних положениях имеет одинаковую величину.

Сила натяжения нити не производит работу по перемещению шарика, так как ее направление всегда перпендикулярно вектору скорости шарика. Поэтому к шарику можно применить закон сохранения механической энергии тела в поле тяготения. В соответствии с этим законом сумма кинетической и потенциальной энергии шарика во всех точках его траектории одинакова и равна значениям потенциальной энергии в крайних положениях и величине кинетической энергии в положении равновесия. Все это справедливо только для колебаний в отсутствие сил трения.

Если известны длина нити L, масса шарика m и амплитуда свободных незатухающих колебаний маятника A, то можно вычислить энергию колебаний. Для этого найдем потенциальную энергию шарика в крайнем положении. Наибольшая высота h, на которую поднимается шарик (см. рис. 23) над точкой O, связана с α_0 – максимальным углом отклонения нити от вертикали следующим образом:

$$h = L - L \cdot \cos\alpha_0 = 2 \cdot L \cdot \sin^2 \frac{\alpha_0}{2} \approx \frac{2 \cdot L^2 \cdot \alpha_0{}^2}{L \cdot 2^2} \approx \frac{A^2}{2 \cdot L}.$$

Здесь мы учли, что $A \approx \alpha_0 \cdot L$, где L – длина нити. В этом случае полная энергия маятника равна потенциальной, то есть $\frac{m \cdot g}{L} \cdot \frac{A^2}{2}$.

Если ввести обозначение $k = \frac{m \cdot g}{L}$, то выражение для полной энергии математического маятника будет по форме совпадать с аналогичным выражением для пружинного маятника $W = k \cdot \frac{A^2}{2}$, где k – коэффициент жесткости пружины.

В реальных условиях присутствуют силы сопротивления движению маятника, поэтому мы сможем увидеть, что колебательная система теряет энергию. Амплитуда колебаний будет постоянно уменьшаться, и после некоторого времени шарик остановится. В таком случае говорят, что колебания носят *затухающий* характер.

При малом затухании колебаний можно пользоваться понятиями, которые мы использовали для незатухающих колебаний. Например, отрезок времени Т между двумя последовательными наибольшими отклонениями в одну сторону называется *периодом затухающих колебаний*. Экспериментальные данные показывают, что за каждый период затухающих колебаний энергия колебаний убывает на одну и ту же долю. Галилей впервые установил, что период и частота в процессе затухающих колебаний остаются неизменными. То есть частота затухающих колебаний не зависит от их амплитуды, которая в ходе затухающих колебаний постепенно уменьшается.

Контрольные вопросы

9. Из каких слагаемых складывается энергия колебательной системы?

10. Какой результат установил Галилей для затухающих колебаний?

Вынужденные колебания. Резонанс

Полностью исключить потери энергии в реальном колебательном процессе невозможно. Однако часто можно наблюдать колебательные процессы с неизменной амплитудой. В таких процессах убыль механической энергии системы восполняется от внешнего источника. Одним из видов таких незатухающих колебаний являются *вынужденные* колебания. В отличие от свободных, вынужденные колебания могут совершаться системой под действием некоторой внешней силы, периодически изменяющейся с течением времени, например: $F(t) = F_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)$.

Опыт показывает, что через некоторое время после того, как начала действовать внешняя сила, движение системы становится гармоническим (рис. 25) с частотой, равной частоте вынуждающей силы. Другими словами, после некоторого времени смещение системы определяется функцией $x(t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t + \alpha)$. Отметим, что при этом амплитуда смещения A зависит от частоты ω и амплитуды силы F_0, а фазовый сдвиг α – от ω.

Амплитуда вынужденных колебаний постепенно увеличивается и достигает некоторой предельной величины (см. рис. 25).

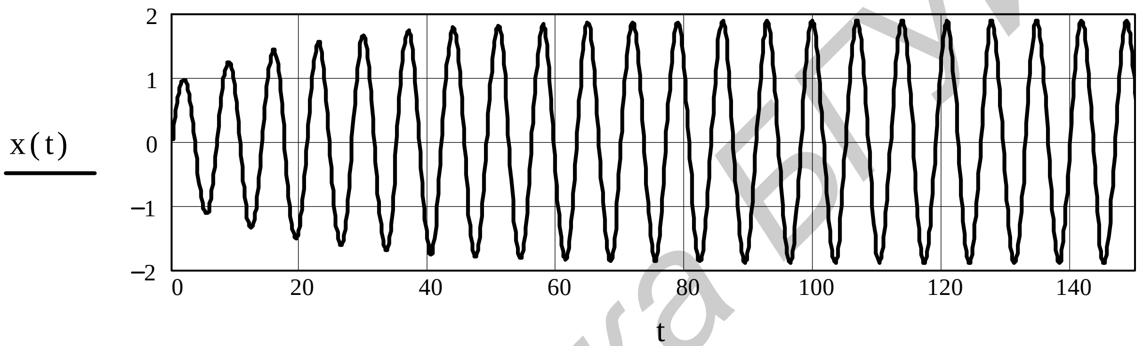


Рис. 25

Рассмотрим вопрос о зависимости амплитуды смещения от частоты $A(\omega)$. Амплитуду силы F_0 будем считать одной и той же при всех значениях частоты ω. На рис. 26 изображены два графика зависимости амплитуды смещения от частоты вынуждающей силы. $A_1(\omega)$ соответствует меньшему трению в системе, кривая $A_2(\omega)$ – большему. При сравнительно малых потерях энергии за период (то есть при малом трении) наибольшее значение амплитуды смещения достигается при частоте внешней силы ω, то есть при собственной частоте колебательной системы. При больших потерях частота, на которой достигается наибольшая амплитуда, будет несколько меньше это частоты. Кроме того, сама кривая $A_2(\omega)$ лежит ниже кривой $A_1(\omega)$.

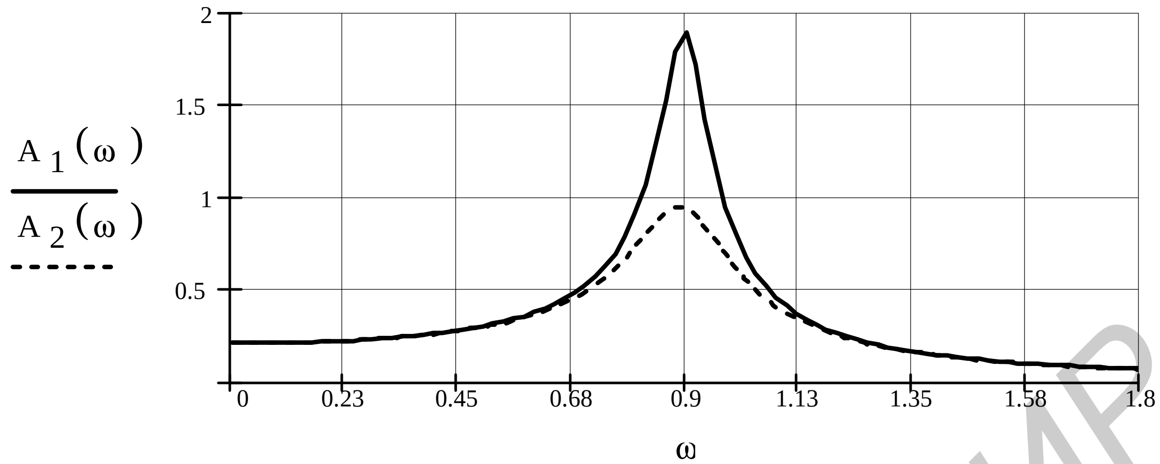


Рис. 26

Как видим, частота колебаний системы всегда равна частоте вынуждающей силы, но изменение величины амплитуды в результате действия силы существенно зависит от частоты. Наиболее ярко выражена реакция на воздействие силы, частота которой совпадает с собственной частотой системы. Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при совпадении частоты внешней вынуждающей силы с собственной частотой системы получило название *резонанса*.

Потери механической энергии происходят при движении тела или при его деформации, так как только при этом условии тело совершает работу против сил сопротивления движению. В итоге такого процесса механическая энергия системы постепенно переходит в тепло. Если бы колебания маятника могли проходить без затухания, то амплитуда таких колебаний при резонансе стремилась бы к бесконечно большой величине. Правда, для этого внешний источник должен был бы иметь бесконечно большую мощность и раскачивал бы маятник бесконечно долго, что невозможно.

Контрольные вопросы

11. Какие колебания называются вынужденными?

12. Что такое резонанс?

Сложение колебаний

Рассмотрим вопрос о сложении колебаний, направленных по одной и той же прямой. Пусть тело, подвешенное на пружине, совершает колебательное движение вдоль одной прямой $x_1(t) = A_1 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_1)$. Суммой двух колебаний мы назовем такое движение, при котором смещение системы в каждый момент времени есть сумма смещений, соответствующих каждому колебанию в отдельности: $x(t) = x_1(t) + x_2(t) = A_1 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_1) + A_2 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_2)$.

На рис. 27 представлены график одного колебания $x_1(t)$ и график суммы двух синфазных колебаний $x_1(t)+ x_2(t)$, то есть колебаний, сдвиг фаз между которыми равен нулю.

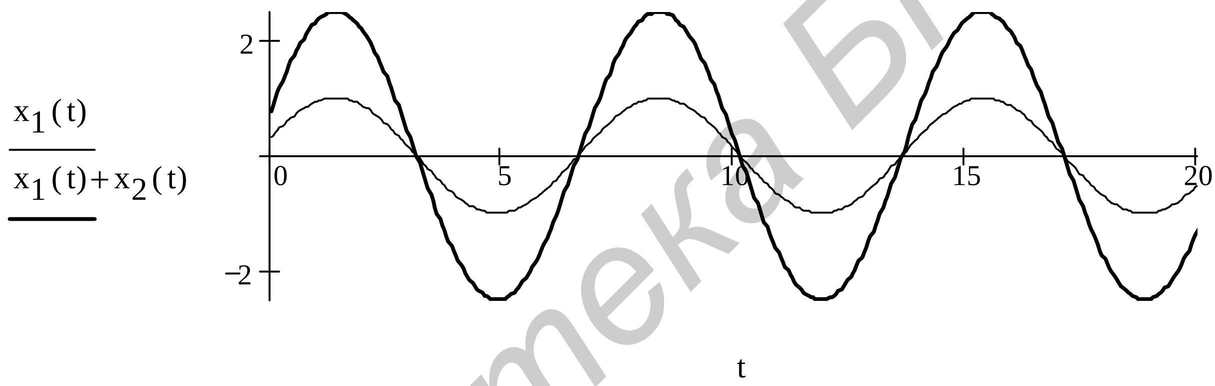


Рис. 27

В итоге суммирования получается колебание $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$ увеличенной амплитуды, причем той же частоты и фазы, что и исходные колебания.

На рис. 28 представлены график одного колебания $x_1(t)$ и график суммы двух колебаний разной амплитуды $x_1(t) + x_2(t + \pi)$, которые происходят в противофазе, то есть разность фаз между ними равна π.

В результате такого сложения получается колебание $x_1(t) + x_2(t + \pi)$ с меньшей амплитудой (см. рис. 28).

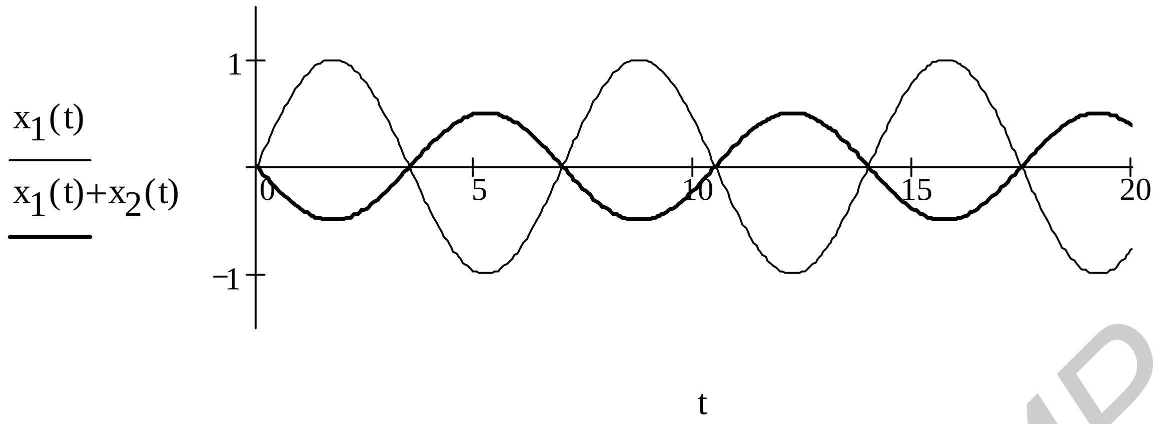


Рис. 28

Сложение колебаний близких частот дает новый вид колебаний – *биения*. Пусть первое тело совершает колебательное движение вдоль прямой линии по закону $x_1(t) = A \cdot \cos(\omega \cdot t)$, а второе – по закону $x_2(t) = A \cdot \cos(\omega \cdot t + \delta\omega)$, где $\delta\omega$ – небольшое отклонение циклической частоты колебаний. Суммой двух колебаний мы назовем такое движение, при котором смещение системы в каждый момент времени есть сумма смещений, соответствующих каждому колебанию в отдельности: $x(t) = x_1(t) + x_2(t) = 2 \cdot A \cdot \cos(\frac{\delta\omega}{2} \cdot t) \cdot \cos(\omega \cdot t)$. Результат биений представлен на рис. 29.

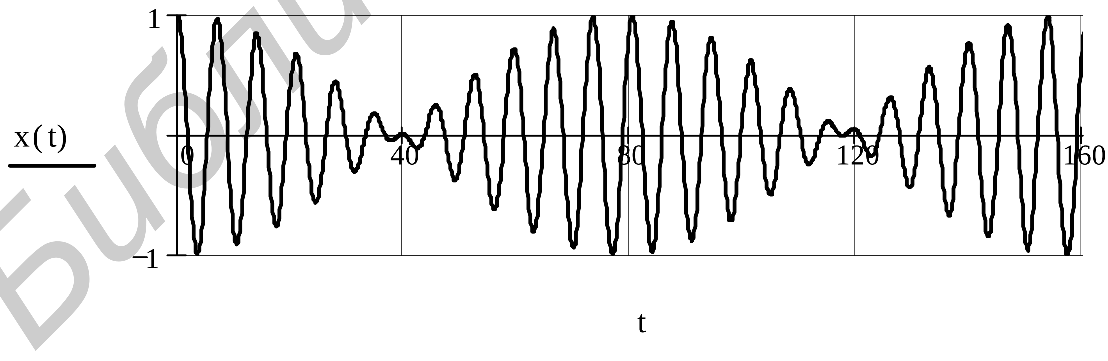


Рис. 29

Новое колебание получается сложной формы, причем величина амплитуды зависит от времени.

Разумеется, вопрос о сложении колебаний нельзя решать всегда только с помощью графических представлений. Гораздо больше возможностей открывает аналитический метод.

Контрольные вопросы

13. Что происходит с амплитудой при сложении колебаний, которые происходят в противофазе?

14. Что называется биениями?

Звуковые колебания

Звуки, которые мы слышим, представляют собой колебания воздушной среды с частотами от 16 Гц до 20 кГц. Колебания с частотами ниже 16 Гц называются *инфразвуками,* с частотами выше 20 кГц – *ультразвуками.* Многие звуки не имеют периодического характера – это всевозможные шумы. Хорошо выраженный периодический характер имеет большинство звуков, извлекаемых из музыкальных инструментов, гласные звуки человеческого голоса, свист и т. д. Эти звуки называются *тональными*.

Тональные звуки имеют различную *высоту* – чем больше частота колебаний, тем выше звук. Хорошо известно, однако, что звуки одной и той же высоты, извлеченные с помощью различных музыкальных инструментов, отличаются друг от друга по *тембру,* то есть звуковой «окраске». Причина различия тембров заключается в том, что почти всем тональным звукам соответствуют несинусоидальные процессы. При одной и той же основной частоте звуки, производимые с помощью разных инструментов или разными человеческими голосами, имеют разные *спектры,* то есть разные амплитуды *гармоник* одинаковых номеров (в звуковых процессах гармоники называются *обертонами*). Синусоидальные (гармонические) колебания с частотами, кратными основной, носят название *гармоник* (первая гармоника – колебание с основной частотой, вторая – с удвоенной и т.д.).

Различие в спектрах источников звука воспринимается на слух как различие в тембрах. Почти синусоидальные колебания воздуха создает звучащий камертон. Его звук, таким образом, лишен обертонов.

Контрольные вопросы

15. Что такое инфразвуки?

16. Дайте определение гармоники.

§ 5.2. Волны в сплошных средах

Механические волновые процессы

Несмотря на то что все вещества состоят из молекул и, следовательно, имеют дискретную (прерывистую) структуру, окружающие нас предметы кажутся нам состоящими из непрерывных, сплошных материалов. Происходит это потому, что как сами молекулы, так и расстояния между ними очень малы в сравнении с размерами предметов, и во многих опытах молекулярная структура веществ не проявляется. В этих опытах вещества ведут себя как сплошные и называются *сплошными средами*. Все среды, которые мы будем рассматривать далее в этом параграфе – твердые, жидкие и газообразные, – можно считать сплошными.

В дальнейшем мы будем использовать понятие *частица* сплошной среды. Под этим мы будем понимать выделенную часть среды, которая в данном опыте движется как единое целое. Если частицы сплошной среды перемещаются друг относительно друга, то это означает, что среда деформируется. Деформируются, однако, и сами частицы, и поэтому нельзя говорить, что они движутся в точности как единое целое (как абсолютно твердое тело). Но различие перемещений в пределах каждой частицы должно быть незначительным, чтобы положение частицы в пространстве можно было характеризовать положением одной из ее точек. Мы будем считать, что частицы обладают свойством непрерывности так же, как и сплошные среды. Поэтому их размеры, хотя и малые, должны быть намного больше размеров молекул и межмолекулярных расстояний. Вместе с этим, они должны быть достаточно малы, чтобы их положение задавалось координатами одной точки.

Важнейшим свойством сплошных сред является их способность передавать механическое движение. Мы будем считать, что в среде может существовать состояние равновесия. Предположим, что в ограниченной области покоящейся среды благодаря воздействию внешней силы частицы среды выведены из состояния равновесия. Это может происходить по-разному.

В одних случаях частицы смещаются из положения равновесия, а затем освобождаются от действия внешней силы без придания им начальной скорости. В других случаях они, находясь в положении равновесия, приобретают начальные скорости. Наконец возможен случай, когда смещенные частиц начинают движение с некоторыми начальными скоростями. Примером локального (т.е. местного) нарушения равновесного состояния среды может служить всплеск на поверхности воды от брошенного

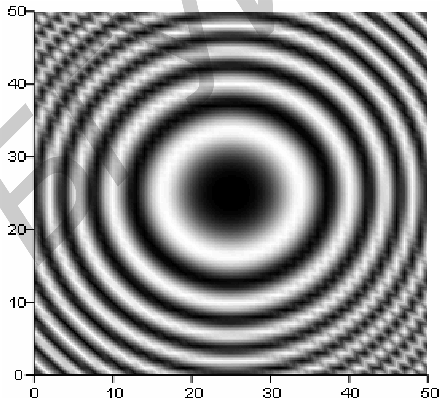


Рис. 30

в нее камня (рис. 30). Нарушение равновесия, которое возникло в ограниченной области, не остается в пределах только этой области. Оно будет распространяться на другие покоящиеся части среды. Такой процесс будет носить периодический характер во времени и пространстве и называется *волной* в упругой среде (рис. 31). Способность сплошных сред передавать изменение состояния связана с их упругими и инертными свойствами. Это те свойства, которые необходимы системе для совершения колебательных движений.

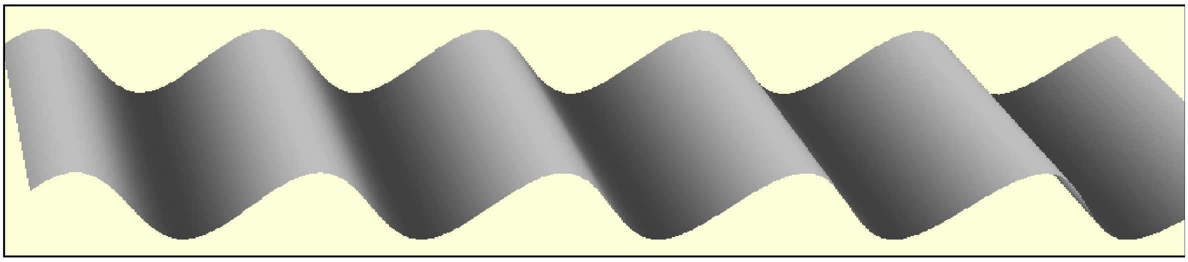


Рис. 31

Колебательное движение в волне может быть периодическим (либо апериодическим) и затухающим. В этом случае потери энергии колеблющимися частицами среды определяются процессом передачи энергии другим частицам.

Механические волновые процессы происходят только в сплошной среде. Волны другой природы – электромагнитные – могут распространяться и в пустоте, так как они представляют собой процесс распространения электромагнитного поля.

Механические волны не связаны с переносом вещества. Например, если частицы среды совершают гармоническое колебательное движение, волна передает этот тип движения без переноса вещества среды. Частица при таком движении удаляется от своего положения равновесия не более чем на величину амплитуды колебаний то в одну, то в другую сторону. В этом случае не произойдет преимущественного смещения среды в какую-либо сторону. А это и означает, что не будет переноса среды.

Распространение механических волн в сплошных средах изучает раздел физики, именуемый *акустикой*. Первоначально акустика возникла как учение о звуках (в первую очередь музыкальных) и ограничивалась вопросами теории музыкальных инструментов и распространения гармонических колебаний в воздухе. Со временем круг проблем, которые изучает акустика, расширился. Сейчас ею изучаются вопросы распространения всевозможных колебаний в самых различных средах, вопросы генерации колебаний, вопросы восприятия звука человеком. Диапазон частот, интересующих акустику, очень широк: от низких инфразвуков (доли герца) до высоких ультразвуков (сотни миллионов герц). В настоящее время большой интерес вызывают работы по генерации и исследованию механических колебательных процессов еще более высоких, так называемых гиперзвуковых частот (миллиарды герц и выше).

Контрольные вопросы

1. Дайте пример локального нарушения равновесного состояния среды.
2. Происходит ли перенос вещества среды в упругой волне?

Волны в струне

Рассмотрим главные особенности волновых процессов на примере волн в струне. Струна рассматривается как непрерывное (сплошное) образование и в этом смысле является одной из простейших систем, в которых могут существовать волны. Изготовить струну можно из какой-нибудь гибкой нити, а потом натянуть ее, закрепив на концах. Благодаря натяжению при поперечном смещении любого ее элемента возникают силы, стремящиеся восстановить прямолинейную форму струны. Размер струны в продольном направлении гораздо больше, чем в поперечном. Мы будем рассматривать струну как геометрическую линию, у которой нет поперечных размеров. В качестве частиц сплошной среды в данном случае будем выбирать малые отрезки струны. В дальнейшем речь пойдет о волнах, связанных со смещениями струны в поперечном направлении. Под действием внешних сил струна может принимать различную форму. Для каждой формы струны размер «частицы» струны следует выбирать так, чтобы при смещении из положения равновесия частица оставалась бы практически прямолинейной.

Введем систему координат, в которой ось совпадает со струной, находящейся в положении равновесия. Тогда положение каждой частицы можно будет характеризовать координатой на прямой линии.

Пусть поперечные смещения частиц струны происходят в плоскости страницы.

На рис. 32 тонкой прямой горизонтальной линией (ось x) изображено положение струны в состоянии равновесия. Кривая изображает положение струны, отклоненной от положения равновесия, а кружками выделены отрезки, которые при данной форме струны можно считать частицами.

Вследствие упругих свойств среды фаза колебаний частиц среды, удаленных от источника, будет отставать от его фазы колебаний. То есть появляется новое свойство колебательного движения – явление *запаздывания*. Обозначим время запаздывания τ, тогда уравнение одномерных колебаний

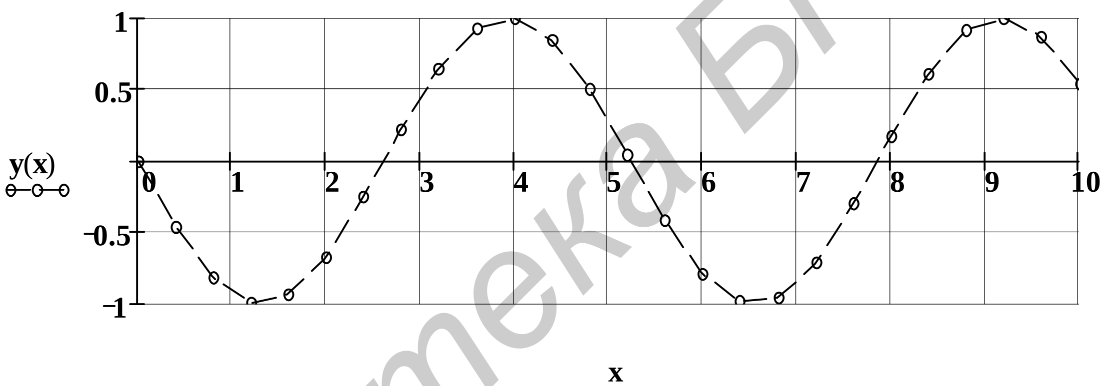


Рис. 32

каждой точки, из которых состоит упругая среда, имеет вид $y(x,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot (t - \tau))$. Здесь $y(x,t)$ есть координата направления распространения волны, а x – координата колебаний точек среды. Направления y и x – не обязательно взаимно перпендикулярны, они зависят от упругих свойств среды. Определим τ как $\tau = \frac{x}{v}$, где x – координата колеблющейся точки, а v – скорость распространения состояния колебаний, то есть фазы. Введем новые переменные в аргументе уравнения волны: $\omega \cdot \tau = \omega \cdot \frac{x}{v} = k \cdot x$, где $k = \frac{\omega}{v}$ – волновое число. Далее, выражая циклическую частоту через период колебаний, получаем : $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$, где λ – длина волны, или пространственное расстояние между точками, колеблющимися в одной фазе, так как период есть время, через которое фаза колебаний повторяется.

Контрольные вопросы

3. В чем состоит явление запаздывания при распространении волны в струне?

4. Дайте определение длины волны.

Бегущие волны в струне

Представим себе, что по струне в положительном направлении оси x бежит синусоидальная волна. Это значит, что в каждый момент времени форма струны синусоидальна, и она перемещается в положительном направлении оси x. Частицы струны в этом направлении не перемещаются, они колеблются вдоль оси y. Волна движения происходит в струне с определенной скоростью: со скоростью перемещения вдоль оси x синусоидальной формы изгиба струны. В синусоидальной волне смещения частиц струны гармоничны. Гармоничность является следствием того, что форма изгиба перемещается вдоль струны с постоянной скоростью. На рис. 33 изображены формы, принимаемые через равные промежутки времени струной, по которой бежит синусоидальная волна.

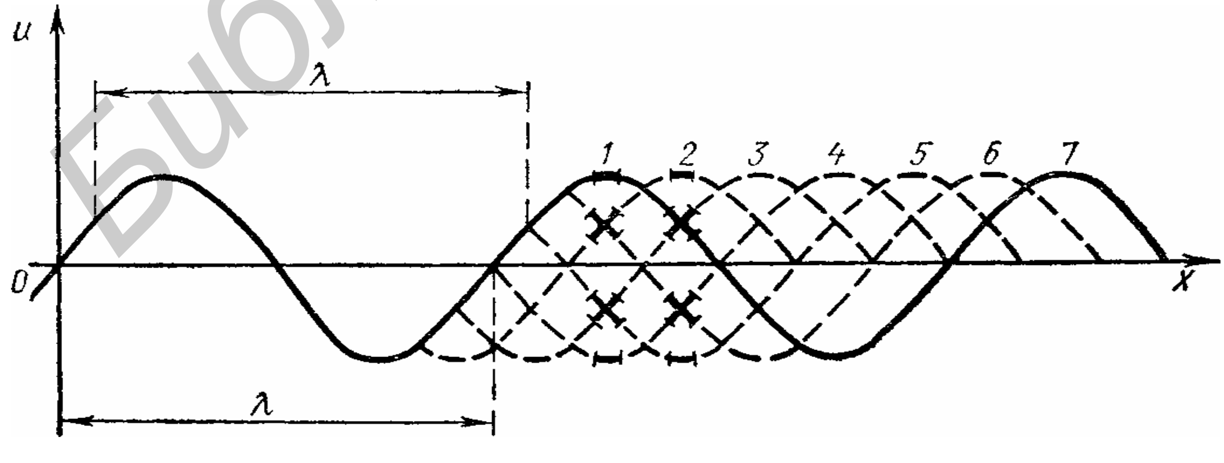


Рис. 33

Утолщениями отмечены положения двух частиц струны, частицы в волне совершают гармонические колебания. Все эти колебания имеют одну и ту же амплитуду (она называется *амплитудой волны*), одну и ту же частоту (она называется *частотой волны*), но различные значения фазы. Фаза колебания в волне зависит от координаты x и времени t, через которое колебание приходит от источника в точку наблюдения. Эту зависимость можно заметить, например, на рис. 32, если сравнить положения двух выделенных частиц в одинаковые моменты времени.

Следует сказать, что в *несинусоидальной* волне движения частиц *негармоничны*. С помощью рис. 33 можно прийти к выводу, что при смещении волны на отрезок λ каждая частица струны совершает одно полное колебание. Иными словами, за время полного колебания частиц T волна проходит путь λ. Поэтому скорость волны определяется выражением $v = \frac{\lambda}{T}$.

Приведем формулу зависимости смещений y(x,t) частиц струны как функцию их координаты x и времени t для синусоидальной волны, бегущей в положительном направлении оси x: $y(x,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot x)$.

В этой формуле A есть амплитуда волны, ω – круговая частота волны, k – *волновое число*, то есть величина, связанная с пространственным периодом λ синусоидальной волны: $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$. Нетрудно проверить, что из формулы $y(x,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot x)$ вытекают все характерные признаки синусоидальной бегущей волны, о которых говорилось выше.

Направление распространения волны определяется соотношением знаков слагаемых в выражении фазы $(\omega \cdot t - k \cdot x)$. Если эти знаки различны, то фиксированные значения фазы с течением времени смещаются в сторону больших значений координаты x. В этом же направлении будет распространяться волна.

Если знаки одинаковы, то волна бежит в отрицательном направлении оси x, поскольку в этом направлении смещаются фиксированные значения фазы.

Контрольные вопросы

5. Как перемещается форма волны?

6. Что такое волновое число?

Стоячие синусоидальные волны в струне

В дальнейшем нам придется познакомиться с явлениями взаимного *наложения* волн. При явлении наложения частицы среды участвуют сразу в нескольких волновых движениях. Опыт показывает, что смещение каждой частицы представляет собой сумму смещений, которые вызваны всеми налагающимся волнам. Простейшим примером такого рода явлений служит наложение двух волн, бегущих в противоположных направлениях в струне. Если обе волны имеют одинаковые амплитуды и частоты, то результирующее смещение определяется формулой

$$y(x,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot x) + A \cdot \sin(\omega \cdot t + k \cdot x) = 2 \cdot A \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot \cos(k \cdot x).$$

В правой части формулы содержится произведение функции времени и функции координаты x. При этом выражение $2 \cdot A \cdot \cos(k \cdot x)$ можно рассматривать как распределение амплитуд гармонических колебаний частиц по координате x. Множитель $\sin(\omega \cdot t)$ одинаков для всех частиц струны, поэтому частоты их колебаний одинаковы, а фазы одинаковы на отрезках оси x, в пределах которых $\cos(k \cdot x)$ имеет один и тот же знак. При переходе через точки, в которых $\cos(k \cdot x) = 0$, фаза скачком меняется на π. В бегущей волне изменение фазы в зависимости от координаты x (при фиксированном t) можно рассматривать как передачу колебательного движения от одних частиц к другим. В *стоячей* волне такой передачи движения нет.

Из формулы *стоячей* волны y(x,t) следует, что в волне имеются точки, где амплитуда колебаний частиц струны достигает наибольшего значения $2 \cdot A$. В этих точках множитель cos(k·x) равен единице. Такие точки называются *пучностями* стоячей волны. В тех же точках, где cos(k·x) равен нулю, частицы струны неподвижны. Эти точки называются *узлами* стоячей волны. Легко видеть, что каждый узел располагается между двумя пучностями, а каждая пучность – посередине между двумя узлами. На рис. 34 пучность в координатной точке x = 4 изображена кругом, а узел в координатной точке x = 2,6 – квадратом.

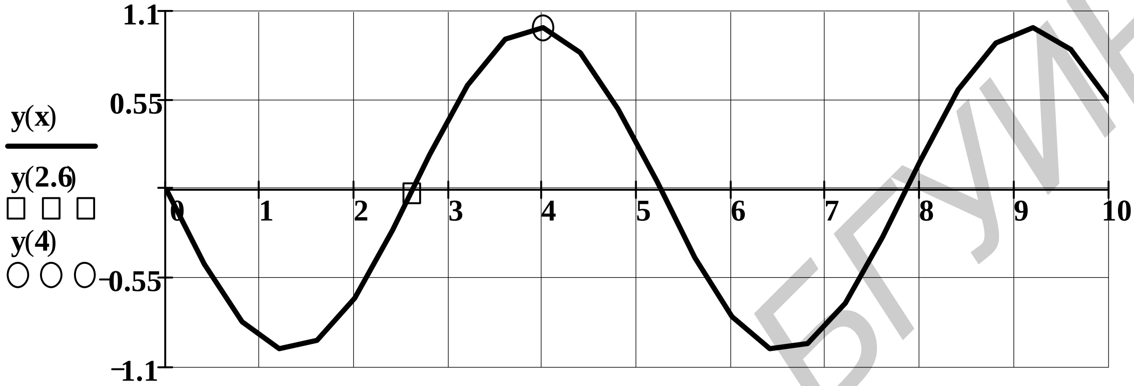


Рис. 34

Расстояние от каждой пучности на рис. 34 до ближайших узлов есть $\frac{\lambda}{4}$, то есть оно равно четверти длины волны. Расстояние между соседними узлами или пучностями равно $\frac{\lambda}{2}$ (половине длины волны).

На рис. 34 сплошной синусоидальной кривой изображена струна в момент достижения частицами наибольших отклонений. Через четверть периода колебаний струна распрямляется. Однако при этом все частицы, которые не лежат в узлах, имеют не равные нулю скорости. Они проходят по инерции положения равновесия и отклоняются в другую сторону относительно горизонтальной линии. Спустя еще четверть периода струна принимает форму, симметричную первоначальной. Из графика на рис. 34 следует, что частицы на двух соседних полуволновых отрезках струны, разделенных узлом, смещаются в противоположные стороны. Это соответствует изменению фазы колебаний этих точек на π.

Существуют точки, где фазы колебаний частиц отличаются в данный момент времени на $2\cdot\pi\cdot k$, где k – целое число. В таких местах оба колебания называются *синфазными* и амплитуда суммарного колебания равна сумме амплитуд накладывающихся колебаний. Это наибольшее значение, которое может иметь амплитуда результирующего колебания. В таких точках находятся пучности стоячей волны. В тех точках, где фазы бегущих волн отличаются на $2\cdot\pi\cdot(k+1/2)$, колебания исходных волн происходят в противофазе. В этих точках находятся узлы.

<u>Контрольные вопросы</u>

7. Как определяется смещение каждой частицы при наложении волн?

8. Чему равно расстояние между соседними узлами в стоячей волне?

Волновые процессы. Основные характеристики

В бегущей волне, уравнение которой задается формулой $y(x,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot x)$, амплитуда колебаний любой частицы равна A и в системе СИ измеряется в *метрах*.

Физический смысл и размерность круговой частоты ω колебаний частиц остаются теми же, что и в случае колебаний математического маятника. Среди пространственных волновых характеристик рассмотрим волновое число k и длину волны λ которая определяет период синусоидальной формы изгиба струны. Длина волны измеряется в *метрах*, и размерность волнового числа есть *1/метр*. Длину волны можно определить как расстояние между любыми двумя ближайшими частицами струны, которые колеблются в одинаковой фазе.

Скорость распространения волны в струне v определяется плотностью массы струны и модулем ее упругого напряжения E и вычисляется по формуле $v = \sqrt{\dfrac{E}{\rho}}$. Отметим, что в соответствии с этой формулой величина скорости не зависит от круговой частоты ω частоты и от длины волны λ. Это значит, что в данном случае отсутствует явление *дисперсии*, то есть зависимость скорости волны от частоты.

В акустике скорость волны называется скоростью звука. В разных веществах и при разных условиях скорость звука неодинакова. Например, в воздухе при 0 °С скорость звука равна 333 м/с, а при 20 °С – 343 м/с, в воде – соответственно 1407 м/с и 1484 м/с. В газах и жидкостях может существовать только один тип волн – *продольные* волны, колебательные смещения частиц в которых происходят в направлении распространения волны. В *поперечных* волнах движения частиц совершаются в плоскости, которая перпендикулярна этому направлению.

До этого мы рассматривали поперечные волны в струне. Для возбуждения продольных волн в струне нужно направить смещения частиц в направлении распространения волны. В твердых телах могут существовать волны обоих типов. Каждому из них соответствует свое значение скорости звука, величина которой зависит от свойств среды. Например, скорости *продольных* волн в стали, меди и алюминии равны соответственно 5940 м/с, 4560 и 6320 м/с, а скорости *поперечных* волн – 3220 м/с, 2250 и 3100 м/с.

Контрольные вопросы

9. От каких физических величин зависит скорость волны?

10. В каких средах могут распространяться продольные волны?

ГЛАВА 6. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

§ 6.1. Взаимодействие электрических зарядов

Основные элементарные частицы и понятие об электронной теории

В природе существуют простейшие мельчайшие частицы – так называемые *элементарные частицы*. Они входят в состав атомов, атомы – в состав молекул, молекулы – в состав всех веществ. К настоящему времени число обнаруженных элементарных частиц уже превысило число двести.

Элементарные частицы характеризуются массой. *Масса* – одно из основных свойств частиц. Другим важным свойством элементарных частиц является заряд. *Заряд* – это мера способности частиц к электрическим и магнитным взаимодействиям. Так как заряд есть свойство элементарных частиц, то он не может существовать сам по себе, то есть без частиц.

Атом состоит из трех основных видов элементарных частиц: электронов, протонов и нейтронов.

Электрон имеет массу, равную $9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг. Его заряд представляет собой наименьший встречающийся в природе заряд и называется *элементарным*. Условно принято считать заряд электрона *отрицательным* и равным $-1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Протон обладает массой, которая в 1837 раз больше, чем масса электрона. Протон имеет заряд, равный по величине заряду электрона, но противоположный по знаку. Иначе говоря, протон обладает *элементарным положительным* зарядом.

Нейтроны – элементарные частицы, обладающие массой несколько большей, чем масса протона; они не имеют заряда, то есть они – *нейтральны*.

Согласно первичной планетарной модели *атома* в центре его находится положительно заряженное *ядро*, занимающее очень малую часть всего атома: диаметр ядра порядка 10^{-15} м, а поперечник атома – 10^{-10} м.

Ядро атома состоит из протонов и нейтронов. Вокруг ядра, как планеты вокруг Солнца, вращаются электроны.

В природе есть обширный круг электрических явлений, объяснение которым можно дать с помощью *электронной теории*. Эта теория объясняет электрические и магнитные явления движением электронов и их взаимодействием между собой и с другими заряженными частицами.

Электроны входят в состав всех атомов, но количество их в атомах различных веществ разное. Число электронов в атоме равно числу протонов. Поэтому сумма элементарных положительных зарядов ядра равна сумме отрицательных зарядов электронов, и в целом атом электронейтрален. Если атом теряет один или несколько электронов, он становится положительно заряженным *ионом*. Захватывая дополнительные электроны, атом превращается в отрицательный ион. Сам процесс образования ионов называется *ионизацией*.

В электронной теории пользуются понятиями *свободных* и *связанных* зарядов. Свободными называются заряды, которые могут перемещаться внутри вещества. Заряды, которые связаны с атомами (или молекулами) и имеют возможность передвигаться лишь в пределах атома (или молекулы), получили название связанных.

Контрольные вопросы

1. Что можно сказать о заряде электрона?
2. Что такое ион?

Проводники, диэлектрики, полупроводники

Все вещества, существующие в природе, по их электрическим свойствам можно условно разделить на три основные группы: проводники, диэлектрики (или изоляторы) и полупроводники. Вещества, которые имеют в достаточно большом количестве свободные заряды, получили название *проводников*. Проводниками могут быть твердые тела, жидкости, а также газы в ионизированном состоянии.

Проводники подразделяются на два класса. К первому классу относят проводники, при прохождении через которые электрических зарядов (электрического тока) не наблюдается выделения вещества (таковы, например, металлы, уголь, некоторые химические соединения). Проводники, в которых происходит выделение их химических составных частей при прохождении электрических зарядов, называются проводниками второго класса, или *электролитами* (водяные растворы кислот, солей, щелочей, расплавленные соли, некоторые химические соединения в жидком или твердом состоянии).

В узлах *кристаллической решетки* металлов размещаются положительные ионы (рис. 35). Электроны, покинувшие атомы, могут перемещаться внутри металла. Они получили название *свободных электронов,* или электронов проводимости.

В незаряженном металле заряды свободных электронов скомпенсированы положительными зарядами ионов кристаллической решетки.

Изменение числа свободных электронов металла приводит к его электризации. Если металл получит извне лишние электроны, то он зарядится отрицательно, если потеряет часть электронов, то положительно из-за нескомпенсированного положительного заряда ионов.

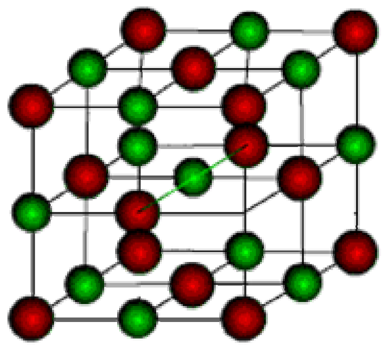


Рис. 35

В проводниках второго класса свободные заряды возникают в результате *диссоциации* молекул, то есть распада молекул на положительные и отрицательные ионы. В таких проводниках явление электропроводности создается движением ионов и поэтому называется *ионной* (в отличие от электронной проводимости металлов). Ионизированный газ тоже является хорошим проводником. Проводимость газа получила название *электронно-ионной*, поскольку осуществляется с помощью электронов и ионов.

Вещества, в которых нет (или почти нет) свободных зарядов, называются *диэлектриками*. Вещества, в которых отсутствует явление проводимости электрических зарядов, называют *изоляторами*.

Заряженные частицы, входящие в состав молекул диэлектрика, связаны с молекулами весьма прочно. Поэтому они не могут сильно смещаться при не очень сильных электрических воздействиях. Диэлектриками могут быть твердые тела (как, например, янтарь, стекло, эбонит, фарфор), жидкости (например различные масла), все газы (в неионизированном состоянии).

Большая группа веществ, которые по своим электропроводящим свойствам занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками, получила название *полупроводников*. Существует два класса таких веществ, которые отличаются типом основного носителя электрического заряда: электрон и дырка. При комнатной температуре полупроводники слабо проводят электрический ток, так как число свободных носителей заряда во много раз меньше, чем у металлов. При нагревании полупроводника наблюдается увеличение концентрации свободных электронов.

Примерами полупроводников могут служить германий, селен, кремний, теллур, некоторые окислы металлов и другие вещества.

Разделение всех веществ на проводники, диэлектрики и полупроводники является условным. Так, например, фосфор, являющийся в обычных условиях изолятором, при сжатии под давлении в $4 \cdot 10^9$ Па становится проводником. Сильно нагретое стекло также превращается в проводник.

Контрольные вопросы

3. Что размещается в узлах кристаллической решетки?
4. Что такое полупроводник?

Взаимодействие электрических зарядов. Закон Кулона

Под взаимодействием электрических зарядов подразумевается взаимодействие между частицами, имеющими заряды. Заряды являются свойством элементарных частиц и не могут существовать отдельно от частиц, которые входят в состав тел.

Представим себе два заряженных тела произвольных размеров и формы. Если эти тела удалены друг от друга на расстояние, намного превосходящее их линейные размеры, то форма тел и их взаимное расположение относительно друг друга перестают оказывать влияние на величину силы взаимодействия между ними. В этом случае эти тела можно считать материальными точками, а заряды на них – точечными зарядами.

Точечным называется заряд, находящийся на теле любой формы, размеры которого весьма малы по сравнению с расстояниями его до других зарядов.

Французский физик Кулон, обобщив результаты опытов с заряженными телами, установил закон взаимодействия точечных зарядов. Суть закона Кулона состоит в следующем: сила F взаимодействия между двумя неподвижными точечными зарядами прямо пропорциональна произведению их величин, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними: $F = k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$ и направлена вдоль прямой, которая соединяет эти заряды. Здесь k – коэффициент пропорциональности, который зависит от выбора единиц измерения.

Сила Кулона есть сила взаимодействия двух зарядов. Это значит, что если заряд q_2 действует на заряд q_1 с силой $\vec{F}_1$, то, согласно третьему закону Ньютона, заряд q_1 действует на заряд q_2 с силой $\vec{F}_2 = -\vec{F}_1$. То есть сила $\vec{F}_2$ – такой же величины, что и $\vec{F}_1$, но направлена в противоположную сторону.

На рис. 36 изображены силы для разноименных зарядов: сила, действующая на один из зарядов, направлена в сторону другого заряда. Такое направление векторов сил соответствует взаимному притяжению зарядов. Кулон проводил опыты для зарядов, находящихся в воздухе. Как показали дальнейшие исследования, сила взаимодействия зарядов в других средах меньше силы взаимодействия их в воздухе.

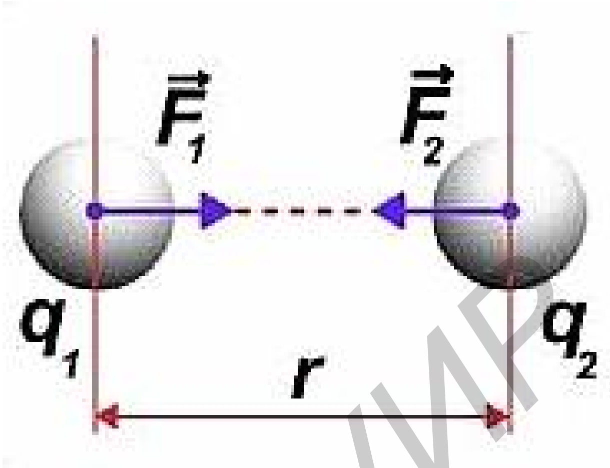


Рис. 36

Закон Кулона является верным для точечных зарядов, в роли которых могут выступать как заряженные макроскопические тела, так и элементарные частицы. Для элементарных частиц он выполняется до очень малых расстояний (порядка 10^{-15} м). Закон Кулона выполняется также и для тел сферической формы (шар, сфера), радиусы которых соизмеримы с расстояниями между их центрами при условии, что заряды распределены равномерно по всему объему (или по всей поверхности) этих тел.

Закон Кулона по форме похож на закон всемирного тяготения Ньютона. Кулоновские силы, как и гравитационные, являются *центральными* силами и для их действия нет необходимости контакта тел.

Но как поступить, если зарядов больше двух и требуется найти силу, которая действует на один из них со стороны остальных зарядов? Применим ли в этом случае закон Кулона, и не влияет ли на силу взаимодействия между двумя зарядами присутствие каких-либо других зарядов?

Опыт показал, что в этом случае выполняется принцип независимости действия сил, или *принцип суперпозиции* (наложения) сил: если имеется несколько зарядов, то каждый из них действует на какой-то выбранный заряд независимо от других. При этом сила взаимодействия для каждой пары зарядов определяется по закону Кулона. Результирующая сила равна векторной сумме сил, действующих со стороны всех зарядов.

Пусть имеется N точечных зарядов и пусть $\vec{F}_{12}, \vec{F}_{13}, ..., \vec{F}_{1N}$ – силы, действующие на заряд q_1 со стороны остальных зарядов. Тогда результирующая сила $\vec{F}$ равна векторной сумме: $\vec{F} = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + ... + \vec{F}_{1N}$.

Пользуясь законом Кулона и принципом суперпозиции сил, можно рассчитать силы взаимодействия между произвольными заряженными телами. Линейные размеры каждого из них должны быть малы по сравнению с расстояниями между ними (точечные заряды).

Если же размеры тела велики и заряд нельзя считать точечным зарядом, то следует разбить это тело на достаточно малые элементы и найти результирующую силу как векторную сумму сил для всех элементов.

За единицу заряда в системе СИ принят 1 *кулон*. Кулон является единицей производной и определяется как заряд, прошедший за 1 с через поперечное сечение проводника, ток в котором постоянен и равен 1 амперу.

Контрольные вопросы

5. В чем заключается суть закона Кулона?
6. В чем состоит принцип суперпозиции электрических сил?

§ 6.2. Электрическое поле. Напряженность электрического поля

Согласно современным взглядам, передача силовых взаимодействий между удаленными телами не может осуществляться без участия материи. Всякое действие передается с помощью определенного материального объекта, причем не мгновенно, а с конечной скоростью. В тех случаях, когда между заряженными отдельными телами нет никакого вещества (вакуум), действие тел осуществляется посредством особого материального объекта – *поля*.

Наличие поля у какого-либо заряженного тела не зависит от присутствия других тел в пространстве, окружающем тело. Поле является одним из видов материи. *Частицы и поле* – два вида материи, известные современной физике.

В пространстве, окружающем заряд, всегда существует поле, порожденное этим зарядом. Оно получило название электрического поля. Электрическое поле покоящихся зарядов называется *электростатическим* полем, поскольку оно не изменяется с течением времени.

Основным свойством электростатического поля является его способность действовать с некоторой силой на заряды (как неподвижные, так и движущиеся). Этим *силовым* свойством пользуются для того, чтобы судить о наличии поля в пространстве.

Для характеристики электрического поля вводятся два понятия: *напряженность*, которая является силовой характеристикой поля, и *потенциал* (или разность потенциалов), который служит энергетической характеристикой поля.

Напряженность поля точечного заряда q на расстоянии r от него определяется как $\vec{E} = k \cdot \frac{q}{r^3} \cdot \vec{r}$ и является силовой характеристикой электрического поля. $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$ – сила, которая действует со стороны заряда q на заряд Q. Чтобы найти направление вектора $\vec{E}$ в какой-либо точке поля, можно поместить в эту точку пробный положительный заряд и определить направление силы, действующей на этот заряд. С этим направлением и совпадает направление вектора $\vec{E}$ – напряженности электрического поля.

За единицу напряженности поля принимается напряженность такого поля, в котором на единичный заряд действует сила, равная единице. В системе СИ единица напряженности равна 1 В/м.

Рассмотрим поля, которые создают точечный положительный q_2 и отрицательный $-q_1$ заряды на некотором расстоянии.

Мы видим (рис. 37), что на расстоянии r_1 от заряда $-q_1$ создается поле $\vec{E}_1$. Заряд q_2 на расстоянии r_2 от себя создает поле $\vec{E}_2$. Отметим, что вектор $\vec{E}_1$ направлен против радиуса-вектора $\vec{r}_1$, так как заряд $-q_1$ – отрицательный. Для положительного заряда q_2 вектор напряженности поля $\vec{E}_2$ направлен от заряда.

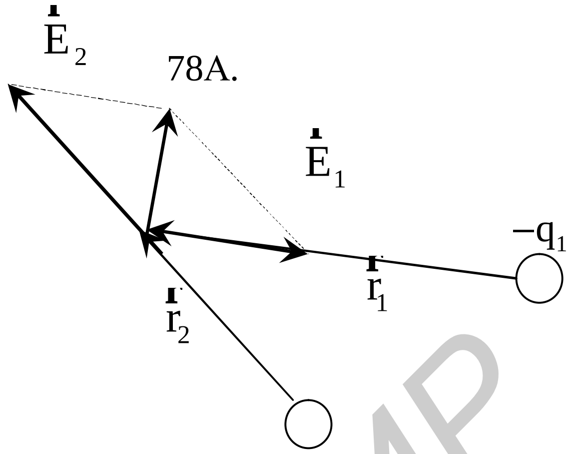
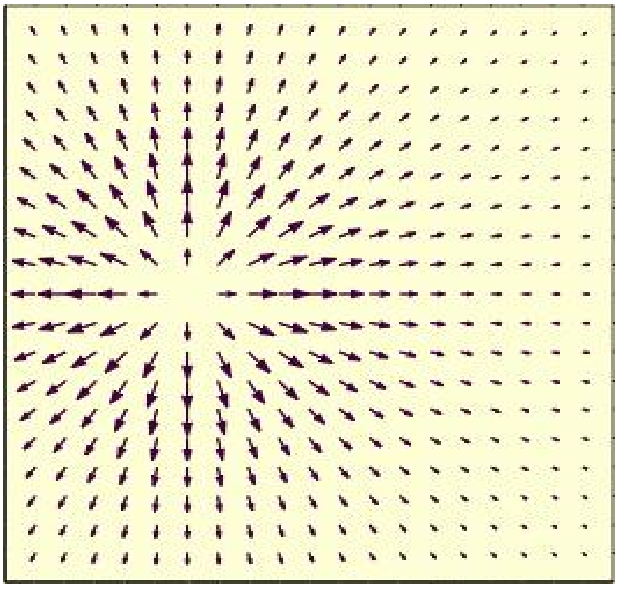


Рис. 37

Так как напряженность поля характеризуется силой, то к векторам напряженности применим принцип независимости действия сил (принцип суперпозиции). Поэтому для определения напряженности поля двух точечных зарядов необходимо найти векторную сумму напряженностей полей отдельных зарядов: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$.

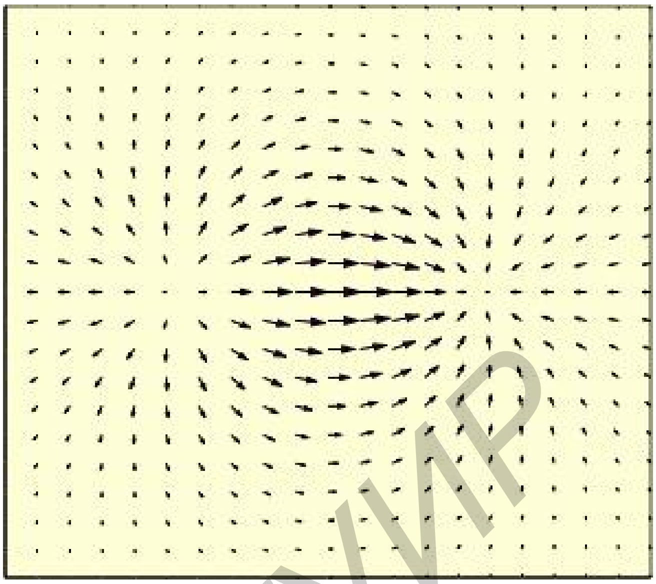
Если в каждой точке пространства определен вектор $\vec{E}$, то говорят, что задано поле вектора напряженности $\vec{E}$. Графически поле изображают в виде силовых линий: вектор $\vec{E}$ является касательной к этим линиям, а плотность силовых линий определяется $|\vec{E}|$. На рис. 38 представлены силовые линии одного положительного заряда, а на рис. 39 – силовые линии системы двух разноименных зарядов. В том случае, когда векторы напряженности во всех точках поля имеют одинаковую величину и направление, силовые линии представляют собой прямые линии, параллельные вектору напряженности. Густота силовых линий во всех участках этого поля постоянна. Такое поле называется *однородным*.

Так как напряженность поля точечного заряда убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от заряда, то и густота силовых линий уменьшается с расстоянием так же, как и напряженность поля.



(E10 , E11)

Рис. 38



(E10 + E20 , E11 + E21)

Рис. 39

Введем понятие *потока вектора* напряженности. Это позволит установить связь между величиной напряженности поля и числом силовых линий.

Любую часть пространства можно мысленно разбить на небольшие области так, чтобы в пределах каждой из них напряженность поля изменялась незначительно. Тогда поле такой области можно считать однородным.

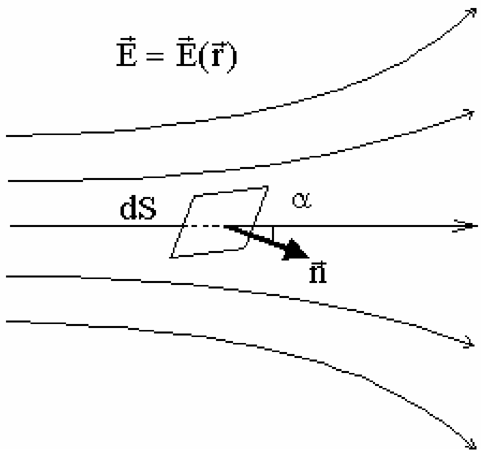


Рис. 40

Определим элементарный поток напряженности через небольшую площадку dS, помещенную в неоднородное поле под произвольным углом α к направлению силовых линий (рис. 40). Пусть вектор нормали к этой площадке составляет угол α с направлением вектора $\vec{E}$. Поток вектора напряженности есть величина скалярная и определяется выражением $d\Phi = E \cdot dS \cdot \cos(\alpha)$.

Контрольные вопросы

1. Как можно найти направление вектора $\vec{E}$ в какой-либо точке?

2. Что такое поток вектора напряженности?

§ 6.3. Потенциал и разность потенциалов

Работа по перемещению заряда в электрическом поле

Выберем в пространстве, где имеется электростатическое поле, две точки, которые находятся на небольшом расстоянии ΔL (рис. 41). При перемещении пробного заряда q между этими точками электрические силы совершают работу. Величина работы при малом перемещении определяется как

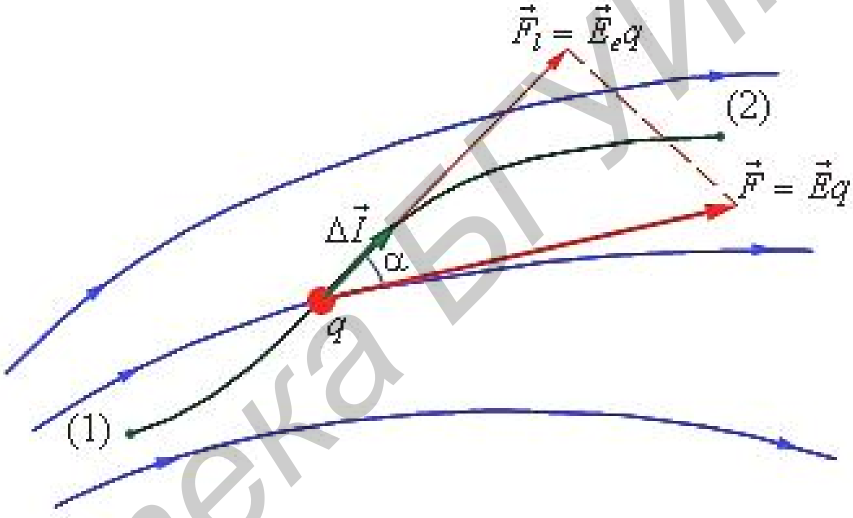


Рис. 41

$\delta A = E \cdot q \cdot \Delta L \cdot \cos(\alpha)$. Для вычисления величины полной работы надо сложить все элементарные работы на всем пути от точки (1) до точки (2): $A = \Sigma\, \delta A$. Работа сил электростатического поля по перемещению между двумя точками поля не зависит от формы пути. Например, на рис. 42 изображены две траектории возможного движения из точки (1) в точку (2).

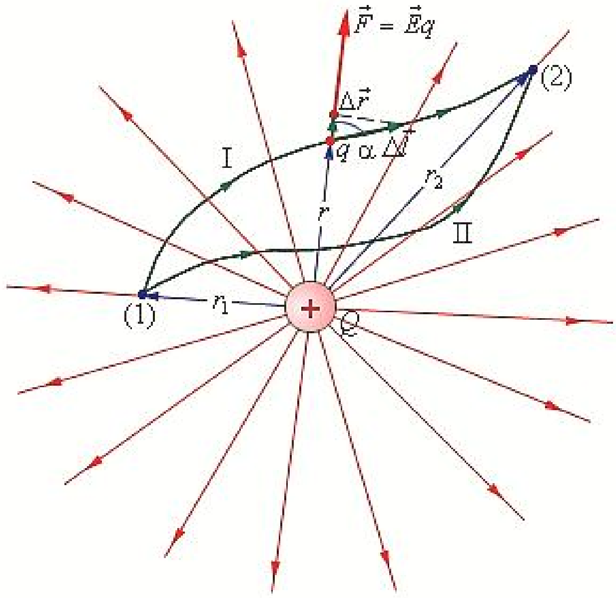


Рис. 42

Величина работы будет одинакова в обоих случаях и определяется только расстоянием между этими точками. Однако знаки работ по траекториям 1-I-2 и 2-II-1 будут различаться (рис. 41). Отсюда следует, что на замкнутой траектории работа кулоновских сил равна нулю. Тогда работу на участке 1-I-2 можно представить как разность двух функций, которые зависят только от координат точек (1) и (2): $A_{12} = U(r_1) - U(r_2)$. Функция $U(r_1)$ называется *потенциальной энергией* заряда q в поле заряда Q, а $\varphi(r_1) = U(r_1)/q$ – *потенциалом* заряда Q на расстоянии r_1 от него. Поэтому потенциал является энергетической характеристикой электрического поля.

Потенциал выражает собой работу сил поля по перемещению точечного единичного заряда из некоторой точки электрического поля в бесконечность. Потенциал – величина скалярная и может иметь как положительные, так и отрицательные значения.

В системе СИ единица потенциала равна 1 *вольт*.

Каждая точка электрического поля характеризуется своим значением потенциала. Разность $\varphi(r_1) - \varphi(r_2)$ называется *разностью потенциалов* двух точек, или напряжением между этими точками (и измеряется в тех же единицах, что и потенциал). Другими словами, разность потенциалов (напряжение) между двумя точками поля есть работа сил поля по перемещению единичного положительного заряда из одной точки поля в другую.

Обычно полагают потенциал бесконечно удаленной точки равным нулю (*нулевой потенциал*). Но если в качестве нулевого значения потенциала выбрать потенциал любой другой точки поля, то значение потенциала в каждой точке изменится на одинаковую величину, а разность потенциалов останется неизменной.

Потенциал в некоторой точке поля точечного заряда пропорционален величине этого заряда и обратно пропорционален расстоянию от данной точки до заряда: $\varphi(r) = k \cdot \frac{q}{r}$. Потенциал системы точечных зарядов равен алгебраической сумме потенциалов каждого заряда: $\varphi(r)=\sum_{i}\varphi_i(r_i)$. Данное выражение определяет принцип *суперпозиции* потенциала.

Контрольные вопросы

1. От чего не зависит работа сил электростатического поля по перемещению заряда между двумя точками поля?

2. Как потенциал может быть выражен через работу сил?

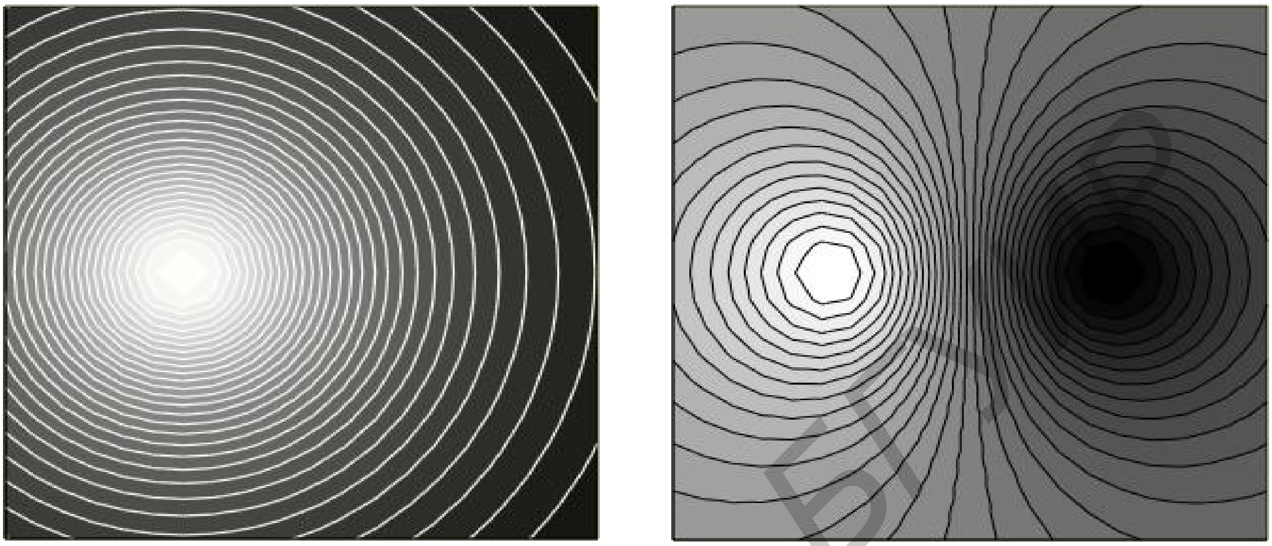
Эквипотенциальные поверхности. Связь разности потенциалов с напряженностью поля

Геометрическое место точек поля в трехмерном пространстве, обладающих одинаковыми потенциалами, называется поверхностями равного потенциала, или *эквипотенциальными поверхностями*. Если такое место определено на двумерной поверхности, то оно называется *эквипотенциальными линиями*.

Пользуясь методом эквипотенциальных поверхностей, можно изображать электрические поля графически, подобно тому как это делается с помощью силовых линий.

На рис. 43 представлена картина эквипотенциальных линий положительного точечного заряда (слева) и линии суперпозиции потенциалов двух разноименных зарядов (справа). Видно, что в первом случае эквипотенциальные поверхности представляют собой окружности с общим центром в точке, где помещен заряд. Во втором случае картина более сложная. Силовые линии всегда перпендикулярны (нормальны) к эквипотенциальным поверхностям. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим работу сил поля по перемещению заряда +q по эквипотенциальной поверхности на малом участке пути ΔL. Если величина напряженности на этом участке постоянна и равна E, то работу электрической силы на пути ΔL можно записать в виде $\delta A = E \cdot q \cdot \Delta L \cdot \cos(\alpha)$, где α – угол между направлением вектора $\vec{E}$ и отрезком ΔL.

С другой стороны, работа сил поля на этом же пути может быть представлена через разность потенциалов точек: $\delta A = q\cdot(\varphi(r_1) - \varphi(r_2))$. Однако на эквипотенциальной поверхности $\varphi(r_1) = \varphi(r_2)$, то есть $\delta A = 0$ или $\cos(\alpha) = 0$.



j **1** j **1** + j **2**

Рис. 43

Это и означает, что силовые линии перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям, что и показано на рис. 44.

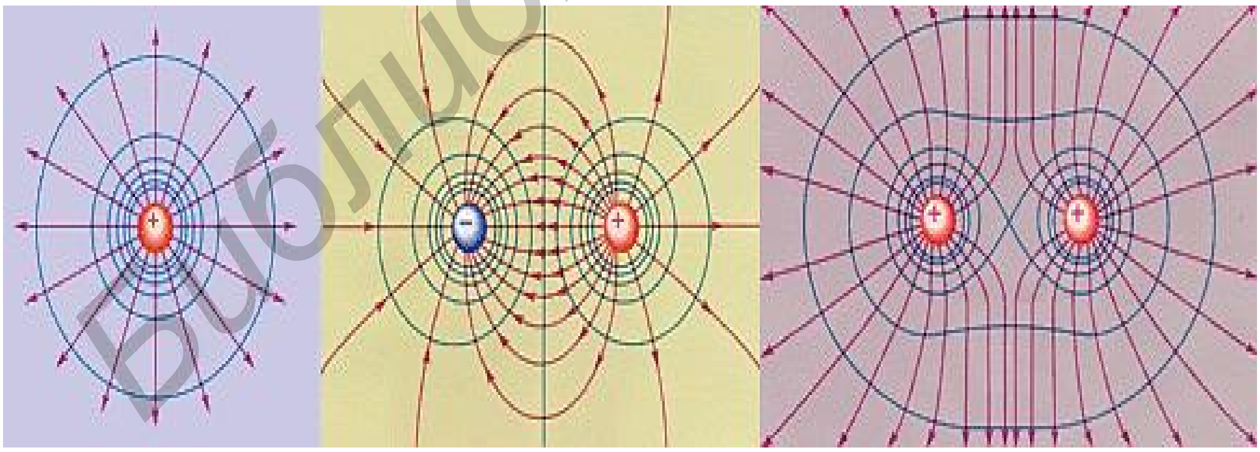


Рис. 44

Контрольные вопросы

3. Что такое эквипотенциальная поверхность?

4. Какой угол составляют силовые линии и эквипотенциальные поверхности?

Потенциальная и кинетическая энергия заряда

Пусть точечный положительный заряд q перемещают в поле другого положительного заряда Q из очень удаленной точки (где напряженность поля равна нулю) в некоторую точку около заряда Q. Если после этого заряд q освободить, то он под действием электрической силы переместится в бесконечно далекую точку. При этом силами поля будет совершена работа, равная той, которая была затрачена на перемещение этого заряда в первоначальное положение.

Таким образом, система, состоящая из этих двух зарядов (q и Q), обладает потенциальной энергией. Мерой этой потенциальной энергии W является работа A, совершаемая внешними силами при перемещении заряда q из бесконечности в заданную точку поля: W = A.

Изменение кинетической энергии заряда зависит от той разности потенциалов, которую проходит заряд при своем движении в электрическом поле. Пусть заряд q, масса которого m, движется в вакууме под действием сил электростатического поля. В соответствии с законом сохранения энергии сумма кинетической T и потенциальной W энергий этого заряда в поле должна быть неизменной: T + W = const.

Пусть в начальный момент времени заряд q, находился в точке, потенциал которой равен $\varphi(r_1)$, и имел скорость v_1. Сумма его кинетической и потенциальной энергии в этой точке поля равна $\frac{m \cdot v^2_1}{2} + q \cdot \varphi(r_1)$. Если через некоторое время заряд переместится под действием сил поля в другую точку с потенциалом

$\varphi(r_2)$, где он будет иметь скорость v_2, то сумма его кинетической и потенциальной энергии в этой точке поля будет равна $\frac{m \cdot v^2{}_2}{2} + q \cdot \varphi(r_2)$.

Из закона сохранения энергии получим: $\frac{m \cdot v^2{}_2}{2} - \frac{m \cdot v^2{}_1}{2} = -q \cdot (\varphi(r_2) - \varphi(r_1))$.

Видно, что изменение кинетической энергии заряда определяется величиной этого заряда и разностью потенциалов тех точек поля, между которыми заряд перемещается.

Формула, которая получена для разности энергий, позволяет выразить кинетическую энергию заряда в *электрон-вольтах*: 1 электрон-вольт (1 эВ) – это величина энергии, которую приобретает частица с зарядом, равным элементарному электрическому заряду, проходя в вакууме разность потенциалов в 1 вольт: 1 эВ = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

<u>Контрольные вопросы</u>

5. Как зависит кинетический заряд от разности потенциалов, которую он проходит при своем движении в электрическом поле?

6. Что такое 1 электрон-вольт?

§ 6.4. Проводники и диэлектрики в электрическом поле

Проводники в электрическом поле

Внесем металлический незаряженный проводник в электростатическое поле. Электрическое поле вызовет в проводнике упорядоченное движение свободных электронов в направлении, противоположном направлению напряженности $\vec{E}$ внешнего поля. Электроны, собирающиеся на одной стороне проводника, образуют избыточный отрицательный заряд; на другой стороне проводника недостаток электронов будет проявляться как избыточный положительный заряд (рис. 45). Эти заряды создадут внутреннее поле, напряженность которого $\vec{E}'$ будет направлена навстречу $\vec{E}$. Равновесие зарядов в проводнике (электростатический случай) имеет место лишь тогда, когда для всех точек проводника выполняется условие $\vec{E} - \vec{E}' = 0$.

Из-за отсутствия электрического поля внутри заряженного проводника можно утверждать, что проводник представляет собой область постоянного потенциала. В самом деле, если φ_1 и φ_2 – потенциалы любых двух точек проводника, то $\varphi_1 = \varphi_2$, так как напряженность результирующего поля внутри проводника равна нулю.

Итак, все точки проводника имеют один и тот же потенциал. Поверхность проводника есть, следовательно, эквипотенциальная поверхность. Поэтому силовые линии вблизи проводника всегда перпендикулярны к его поверхности.

Такое свойство проводника связано с тем, что в заряженном

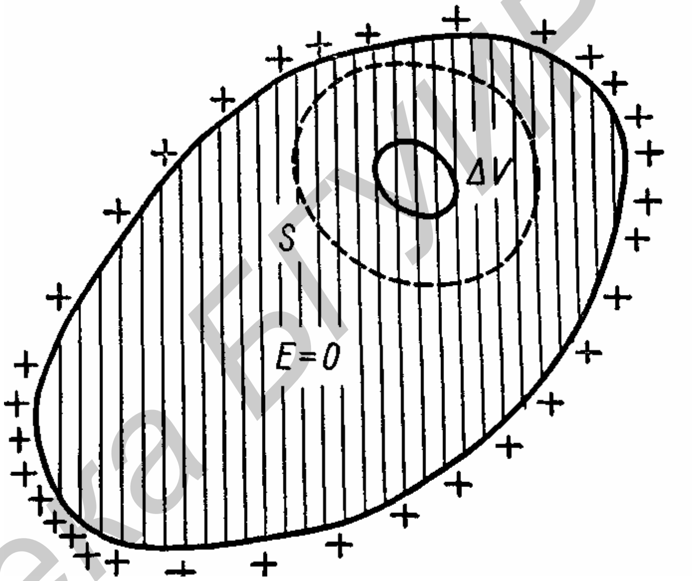


Рис. 45

проводнике избыточные заряды распределяются лишь на внешней поверхности. В этом можно убедиться следующим образом. Если проводник не является сплошным, а представляет собой замкнутую поверхность (оболочку), то внутри нее электрическое поле также отсутствует. Это следует из свойства избыточных зарядов располагаться только на внешней поверхности проводника.

Отсутствие электрического поля внутри проводящей оболочки позволяет создать *электростатическую защиту*, экранирующую внутреннее пространство оболочки от электрических полей внешних зарядов. Однако такая оболочка не защищает внешнее пространство от поля, созданного зарядами, помещенными внутрь этой оболочки.

Поверхностная плотность зарядов (заряд единицы площади поверхности) проводника определяет величину напряженности поля вблизи его поверхности.

Величина напряженности электрического поля будет больше у тех мест, где кривизна поверхности больше, так как там больше и поверхностная плотность зарядов.

Особенно большой может быть напряженность поля вблизи острых выступов. При заряжении проводников до высоких потенциалов около таких выступов может произойти «пробой» окружающей среды и возникнуть разряд (например на линиях высокого напряжения).

Контрольные вопросы

1. Как появляется избыточный положительный заряд?

2. Где может быть особенно большой напряженность электрического поля?

Диполь в электрическом поле. Поляризация диэлектриков

Система из двух точечных равных зарядов противоположного знака +q и –q, находящихся друг от друга на расстоянии L (рис. 36) зарядов, называется *диполем*. Представление о диполе позволяет дать объяснение поляризации диэлектриков.

Произведение $\vec{P} = q \cdot \vec{L}$ называется *электрическим моментом диполя*. Вектор $\vec{L}$ направлен от заряда отрицательного заряда к положительному.

Рассмотрим диполь, у которого L – неизменная величина (жесткий диполь). Если поместить такой диполь в электрическое поле, то он повернется так, чтобы его вектор момента совпал с направлением вектора напряженности поля.

Выясним теперь, в чем заключается явление *поляризации* диэлектриков. В идеальных диэлектриках нет свободных зарядов. Разноименные заряды, входящие в состав молекул диэлектрика, компенсируют друг друга, и в целом молекулы нейтральны. Однако эти заряды могут быть несколько смещены в пределах одной молекулы. Тогда такая молекула превращается в диполь с определенным электрическим моментом.

Существуют молекулы, которые построены из ионов, например, молекула воды, которая содержит отрицательный ион кислорода и два положительных иона водорода. У таких молекул существует электрический момент, и они называются полярными, а диэлектрики, в состав которых входят такие молекулы, называются *полярными диэлектриками*.

Существуют также молекулы, например водорода, в которых ионы не разделены пространственно в отсутствие электрического поля и не имеют электрического момента. Они получили название неполярных молекул, а диэлектрики, состоящие из них, – *неполярных* диэлектриков.

Незаряженный диэлектрик, помещенный в электрическое поле, *поляризуется* – на его поверхности появляются заряды. Эти заряды называются *связанными* (в отличие от свободных зарядов проводника), а само это явление получило название поляризации. Молекулы-диполи полярного диэлектрика вследствие теплового движения в отсутствие электрического поля расположены хаотично. При включении электрического поля на каждый диполь действует пара сил и он поворачивается, стремясь расположиться вдоль силовых линий. В результате на одной поверхности диэлектрика (однородного и изотропного) появляется отрицательный поляризационный заряд, а на другой – положительный.

Итак, диэлектрик, помещенный в электрическое поле, поляризуется. Появившиеся на его поверхности заряды искажают внешнее поле и уменьшают напряженность поля внутри диэлектрика.

Контрольные вопросы

3. Что такое диполь?

4. Когда диэлектрик поляризуется?

С О Д Е Р Ж А Н И Е

Глава 5. Колебания и волны…………………………………..………. 53

§ 5.1. Механические колебания ……………………………….……... 53

§ 5.2. Волны в сплошных средах……………….……….………….. 72

Глава 6. Электричество …………………..…………………........... 83

§ 6.1. Взаимодействие электрических зарядов ………..…………….. 83

§ 6.2. Электрическое поле. Напряженность электрического поля.… 89

§ 6.3. Потенциал и разность потенциалов……….………….……... 93

§ 6.4. Проводники и диэлектрики в электрическом поле……..….. 98

Св. план 2008, поз. 127

Учебное издание

Левицкая Раиса Николаевна

Григорьев Александр Александрович

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ФИЗИКА

Учебно-методическое пособие для иностранных слушателей подготовительного отделения

В 2-х частях

Часть 2

Редактор Т. П. Андрейченко

Корректор М. В. Тезина

Подписано в печать 30.06.2008. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная.
Гарнитура «Таймс». Печать ризографическая. Усл. печ. л. 3,26.
Уч.-изд. л. 2,7. Тираж 50 экз. Заказ 187.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0056964 от 01.04.2004. ЛП №02330/0131666 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6