бесконечную протяженность в пространстве $\Delta x \to \infty$, т. е. заполнять все пространство.

Таким образом, законы движения волновых образований качественно отличаются от закономерностей движения частиц. Согласно классической механике, движущаяся материальная точка имеет в данный момент t вполне определенную энергию E, а, находясь в данном положении x, имеет одновременно и вполне определенную скорость $v_x = \frac{dx}{dt}$. Волновые же образования расплываются при своем движении согласно соотношениям неопределенностей (58.17) и (58.18). Локализация волнового пакета в строго определенной точке пространства ($\Delta x \to 0$) приводит к полной неопределенности в длине волны и связанной с последней (например, соотношением (55.6)) скорости распространения.

§ 59. Отражение волн. Стоячие волны

Волна, приходящая на границу раздела двух сред, частично проходит через нее, а частично отражается. При этом в зависимости от отношений плотностей этих сред процесс происходит по-разному. Начнем рассмотрение с двух предельных случаев:

а) вторая среда является менее плотной, а в пределе вообще отсутствует, т. е. упругое тело имеет свободную границу;

б) вторая среда более плотная, что отвечает в пределе неподвижно закрепленному концу упругого тела.

Рассмотрим распространение упругой, для определенности — продольной, волны в стержне для случая а). Пусть левый конец стержня связан с источником колебаний, а правый — свободен. Изучим отдельную деформацию, вызванную источником волны. Пусть, например, в результате движения источника у левого конца стержня возникла деформация сжатия. Эта деформация будет перемещаться вдоль стержня слева направо. Когда деформация достигнет правого, незакрепленного конца стержня, он в результате возникшего слева сжатия получит ускорение вправо. При этом в силу отсутствия упругой среды справа это движение не вызовет никакого дальнейшего сжатия. Деформация слева будет все уменьшаться, а скорость движения — расти. К моменту исчезновения деформации конец стержня будет двигаться с наибольшей скоростью. В силу инерции конца стержня движение в этот момент (в момент исчезновения деформации) не прекратится. Оно будет продолжаться с замедлением, вызывая слева деформацию, но теперь уже — растяжения. Последняя деформация будет перемещаться теперь справа налево.

Аналогично, созданная источником и перемещающаяся вправо деформация растяжения, отразившись от свободного конца стержня, будет перемещаться обратно в виде деформации сжатия. Когда источник совершает гармоническое колебание, он вызывает в стержне попеременно деформации сжатия и растяжения. Эти деформации будут отражаться от свободного конца стержня соответственно в виде деформаций растяжения и сжатия. Поэтому в точке отражения за приходящим сжатием следует уходящее растяжение, и обратно, сжатие и растяжение чередуются в том же порядке, как и в свободно распространяющейся волне. Это значит, что на свободном конце стержня волна отражается, меняя свое направление на обратное, причем никакого изменения фазы волны в точке отражения не происходит. Сказанное иллюстрируется рис. 4.31, *а*. К стержню длины l в точке O присоединен источник гармонического колебания $И$. Сплошной кривой показана

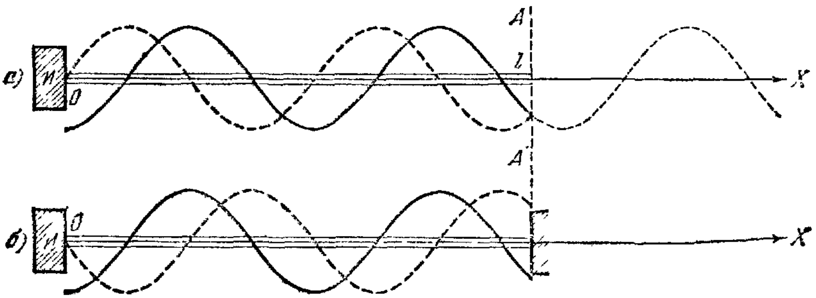

Рис. 4.31.

волна, распространяющаяся в стержне от источника направо. Тонкий пунктир показывает вид волны, если стержень не обрывался бы в точке l. Жирный пунктир соответствует волне, отраженной от свободного конца стержня l. Последняя имеет такой вид, как если бы волна, показанная тонким пунктиром, была повернута на 180°, т. е. отразилась от «зеркала» AA'.

Во втором предельном случае, когда правый конец упругого стержня закреплен неподвижно, дошедшая до него деформация сжатия не может привести этот конец в движение. Возникшее здесь сжатие начнет распространяться влево. Аналогично и деформация растяжения будет отражаться от неподвижно закрепленного конца стержня в виде такой же деформации растяжения. При гармоническом колебании источника за деформациями сжатия будут следовать деформации растяжения. Но при отражении от закрепленного конца за сжатием в приходящей волне будет следовать не растяжение, а сжатие в отраженной волне. За растяжением в приходящей волне будет следовать опять-таки растяжение в отраженной волне. Следовательно, процесс происходит так, как если бы в точке отражения терялась половина волны. Другими словами, фаза волны при отражении меняется на π или, как говорят, меняется на противоположную. Сказанное иллюстрируется рис. 4.31, *б*.

Волна, отраженная от закрепленного конца стержня, отличается в точке отражения от волны, отраженной от свободного конца стержня, обратной фазой — все смещения имеют ту же величину, но обратное направление.

Из чертежа можно непосредственно видеть, каким будет смещение концов стержня в обоих случаях. В случае свободного конца стержня смещения, вызванные пришедшей и отраженной волнами, складываются, так что конец стержня колеблется с удвоенной амплитудой. В случае закрепленного конца стержня приходящая и отраженная волны дают на конце равные по величине, но противоположные по направлению смещения, так что конец стержня остается неподвижным, чего и следовало ожидать, поскольку этот конец закреплен.

Рассмотренные примеры являются предельными случаями следующих реальных. Распространяющаяся от источника в среде I упругая волна приходит на границу раздела этой и менее плотной среды II. Волна, падающая на границу раздела двух сред, частично отразится, а частично пройдет во вторую среду. Отраженная волна, как и в предельном случае отсутствия второй среды (бесконечно малой плотности среды II), также не меняет фазы. Отличие от рассмотренного выше предельного случая будет состоять лишь в том, что амплитуда отраженной волны будет меньше: часть энергии падающей волны в этом случае тратится на возбуждение волн во второй среде.

Пример закрепленного конца является предельным для случая, когда вторая среда более плотная, чем первая. Очевидно, что и здесь проходящая волна не испытывает на границе раздела сред изменения фазы. Отраженная волна меняет фазу на обратную (т. е. на π). Амплитуда отраженной волны будет меньше, чем падающей, так как последняя расходует часть своей энергии на возбуждение волн во второй среде. Следует иметь в виду, что во второй среде скорость распространения волны v_{II} будет, вообще говоря, отличаться от скорости распространения волны v_I в первой среде. А так как частота волны сохраняется — она равна частоте колебаний на границе раздела двух сред, т. е. равна частоте источника волн ν, — то меняется длина волны $\lambda_{II} = v_{II}/\nu \neq \lambda_I = v_I/\nu$.

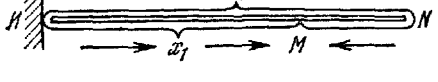

Рис. 4.32.

При непрерывной работе источника волна, идущая от него, будет складываться с отраженной волной и интерферировать. На рис. 4.32 изображен случай отражения от свободного конца N. В произвольную точку M приходят одновременно две волны, бегущие в противоположном направлении по прямой. Пренебрегая затуханием волны на участке MNM и при отражении, будем считать амплитуды прямой и отраженной волн одинаковыми и равными A. Разность хода этих волн $\delta = x_2 - x_1$ равна удвоенной длине отрезка MN. Благодаря интерференции амплитуды колебаний точек стержня будут различными. В тех точках, где $x_2 - x_1 = 2 \cdot \overline{MN} = 2n\lambda/2$, фазы обеих волн одинаковы, волны складываются и результирующая амплитуда удваивается. В точки же стержня, где $x_2 - x_1 = 2 \cdot \overline{MN} = (2n+1)\lambda/2$, обе волны всегда приходят в противоположных фазах и взаимно уничтожаются. Такие точки, амплитуда колебаний в которых равна нулю, носят название **узлов**, а точки с максимальной амплитудой называются **пучностями** стоячей волны. Амплитуды колебаний промежуточных точек изменяются по закону (58.5), как это видно из рис. 4.33, где штриховыми линиями даны предельные положения колеблющегося стержня. Для сравнения на том же рисунке штрих-пунктирной линией показано положение колеблющегося стержня в некоторый момент времени.

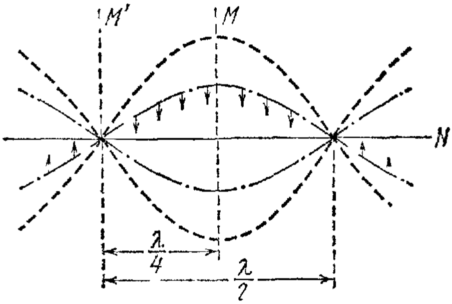

Рис. 4.33.

Изображенная на рис. 4.33 **стоячая волна** качественно отлична от двух бегущих волн, результатом интерференции которых она является. В бегущей волне все точки колеблются с одинаковой амплитудой, но с различными фазами. В противоположность этому все точки стоячей волны колеблются с различными амплитудами, но в одной и той же фазе.

Расстояние от узла до соседней пучности $\overline{M'M} = \overline{M'N} - \overline{MN} = (2n+1)\lambda/4 - 2n\lambda/4 = \lambda/4$. Расстояние между двумя соседними пучностями (или узлами) равно половине длины волны $\lambda/2$. Это обстоятельство широко используется в практике для определения длин волн. Создавая путем отражения стоячую волну и измеряя в последней расстояния между узлами или пучностями, находят тем самым искомую величину λ.

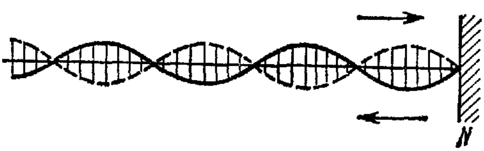

Рис. 4.34.

Если конец стержня не закреплен и падающая волна отражается от менее плотной среды, то, как мы видели выше, на границе раздела возникает пучность стоячей волны. Если конец стержня закреплен и тем самым падающая волна отражается от более плотной среды, то на границе раздела будет узел колебаний, как это показано на рис. 4.34, а при отражении произойдет потеря полуволны.

До сих пор мы рассматривали образование стоячих волн при отражении одномерной волны. Аналогично можно получить двумерные стоячие волны, например, при отражении волн, бегущих по поверхности воды, от плотины. В этом случае узлы и пучности образуются вдоль линий, параллельных линии берега. При изучении оптики и строения атома мы встретимся также со стоячими волнами в пространстве.

§ 60. Принцип Гюйгенса. Дифракция волн

Как мы видели выше, упругие колебания передаются на большие расстояния не мгновенно, а распространяются постепенно, от одной точки среды к соседней. Это обстоятельство лежит в основе принципа, предложенного в конце XVII века голландским физиком Гюйгенсом для установления некоторых количественных закономерностей распространения волн.

Согласно принципу Гюйгенса каждая точка волнового поля, пришедшая в колебание, становится сама источником вторичных волн. Результирующая волна, распространяющаяся дальше, возникает вследствие наложения и интерференции всех волн от этих вторичных элементарных источников.

Назовем **волновой поверхностью** геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе. Фронт волны также

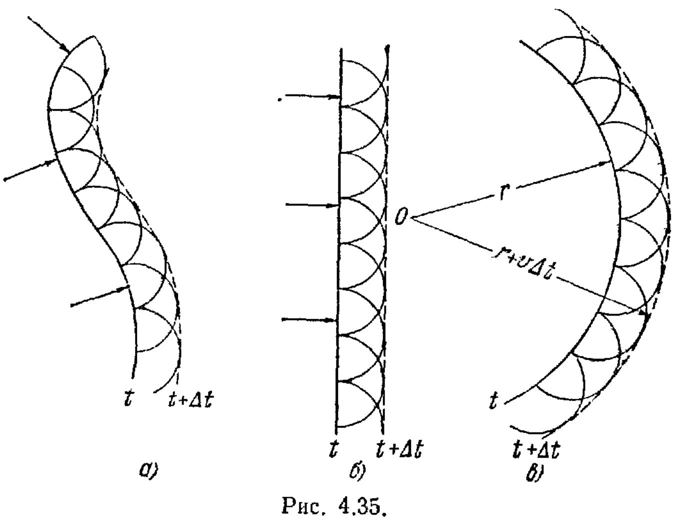

Рис. 4.35.

является волновой поверхностью, точки которой одновременно начинают колебательное движение. На рис. 4.35, *а* изображено положение фронта волны в некоторый произвольный момент времени t. С помощью принципа Гюйгенса можно найти вид фронта