БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Каждое тело обладает в той или иной степени упругостью, т. е. способностью восстанавливать свою форму, искаженную в результате кратковременного действия силы. Эта способность тела является причиной того, что всякое механическое действие передается телом с конечной скоростью. Если бы существовал абсолютно твердый, неспособный деформироваться стержень, то он мог бы двигаться только как целое, действие силы распространялось бы по такому телу мгновенно.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

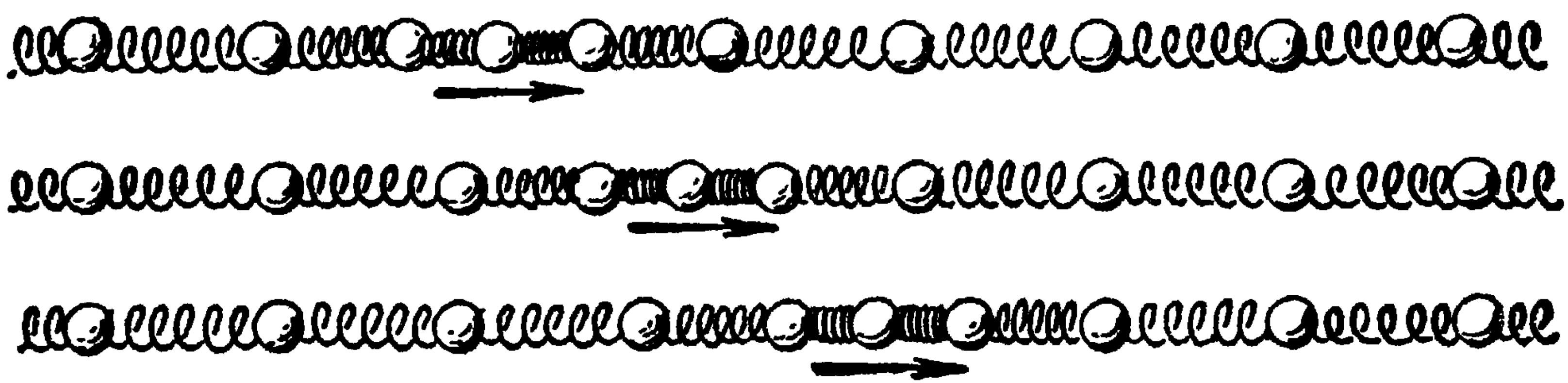
Абсолютно пластическое тело, деформирующееся без малейшего восстановления формы, было бы неспособно к какой бы то ни было передаче механического действия.

В упругом теле деформация передается последовательно от одной точки тела к соседней. Если стержню нанесен сжимающий удар молотком, то на конце стержня образуется уплотнение, которое распространится с определенной скоростью c вдоль тела.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Если в твердом теле создан местный кратковременный изгиб, то он также будет передаваться с конечной скоростью по твердому телу. То же самое справедливо для любой деформации. Пробегающие по телу при разных механических действиях деформации обычно демонстрируют при помощи пружин:



БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Упругостью сжатия и растяжения обладают как твердые тела, так и жидкие и газообразные. Поэтому в любых телах возможна передача этих деформаций. Что же касается деформаций сдвига, кручения, изгиба, то такие деформации могут передаваться только твердыми телами, обладающими соответствующей упругостью. При деформации сжатия и растяжения движения частиц происходят в том же направлении, в котором передается механическое действие.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

В подобных случаях мы говорим о продольном распространении деформации. При сдвиге, изгибе, кручении направление движения частиц может образовать, вообще говоря, произвольный угол с направлением, по которому передается энергия.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Всегда возможно выделить направление, в котором передается механическое действие, а затем разложить смещение частицы тела по трем взаимно перпендикулярным осям, одна из которых лежит вдоль линии распространения, а две других — в перпендикулярной плоскости. Поэтому в наиболее сложном случае можно рассматривать распространяющуюся деформацию как совокупность трех движений: двух поперечных и одного продольного.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Скорость распространения упругой деформации зависит от механических свойств тела; ее, как показывает теоретическая физика, можно связать с другими физическими константами тела. Так, для продольных волн скорость распространения выражается простой формулой:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho \varkappa}}$$

Здесь ρ — плотность тела, а $\varkappa$ — сжимаемость.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Большая плотность тела приводит к увеличению инертности частиц тела и, следовательно, уменьшает скорость распространения упругих волн. Малые сжимаемости говорят о том, что даже малым деформациям соответствуют большие упругие силы. Это обстоятельство приводит к увеличению скорости распространения деформации.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

В таком виде этой формулой пользуются обычно для жидкостей. Так, например, вода при изменении давления на 1 атм. сжимается на $5 \cdot 10^{-5}$ своего объема. Значит, сжимаемость, равная по определению $\varkappa = -\frac{1}{\Delta p} \cdot \frac{\Delta v}{v}$, есть 10^{-6} см^2/дин$\cdot 5 \cdot 10^{-5}$. Плотность воды 1 г/см^3. Отсюда для скорости распространения деформации в воде получим

$c^2 = 2 \cdot 10^{10}$ см^2/с^2, $c = 1400$ м/с.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Для газов формулу скорости целесообразно преобразовать. Так как процесс передачи уплотнения в газе весьма быстр, то сжатия и разрежения газа можно считать адиабатическими, т.е. происходящими без теплообмена. При изучении термодинамики мы получим уравнение адиабатического процесса, из которого легко вывести связь коэффициента сжимаемости с давлением газа: $\varkappa = \frac{1}{\gamma p}$, где $\gamma \approx 1{,}4$.Тогда $c = \sqrt{\gamma p / \rho}$.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Для идеального газа плотность $\rho = \mu/v$ (μ - масса моля газа, а v — его объем) будет пропорциональна дроби $p\mu/T$ (так как $pv/T=\text{const}$), т. е. скорость распространения деформации в газе

$$c = \sqrt{a\frac{T}{\mu}}.$$

Здесь a — коэффициент, значение которого легко вычисляется при помощи уравнений, рассматриваемых в курсе термодинамики.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Таким образом, скорость распространения деформации в газе, в том числе и скорость распространения звуковых волн, о которых речь пойдет дальше, пропорциональна корню квадратному из температуры и не зависит от давления газа. Интересна зависимость от молекулярного веса: скорость распространения деформации в водороде равна 1263 м/с, в то время как в воздухе мы имеем хорошо знакомое число 331 м/с.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Для продольных волн, распространяющихся в твердом теле, коэффициент сжимаемости обычно заменяют на модуль упругости. Так как по определению модуль упругости

$$E = \frac{F}{S} : \frac{\Delta l}{l} = \Delta p : \frac{\Delta l}{l},$$

то очевидно, что при отсутствии поперечных движений $\varkappa = {}^{1}/_{E}$, поскольку относительное линейное сжатие будет равно объемному.

Формула скорости запишется в виде $c = \sqrt{{}^{E}/_{\rho}}$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Проверку этой формулы надо проводить, изучая скорость распространения звука в тонких стержнях. Дело в том, что более глубокое рассмотрение вопроса показывает, что формула $c = \sqrt{E/\rho}$ должна быть справедлива только для таких тел. Для тел иной формы, а также для распространения звука в сплошной среде теория приводит к другим выражениям, которые мы приводить не будем.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

В качестве примера приведем несколько значений рассчитанных по этой формуле и экспериментально измеренных значений скорости распространения продольной деформации в разных материалах

	Модуль Юнга *E*, Н/м^2	Плотность ρ, г/см^3	*c* теор., м/с	*c* эксп., м/с
Стекло	$7{,}65 \cdot 10^{10}$	2,4	5700	5990
Сталь	$2{,}16 \cdot 10^{9}$	8	5200	5000
Дерево	$7{,}05 \cdot 10^{10}$	0,7	4130	4200
Вода (13 °C)	$\varkappa = 4{,}75 \cdot 10^{-10} \times \mathrm{м}^2/\mathrm{Н}$	1	1450	1440

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Распространение деформации

Следует заметить, что таблица приведенных величин может служить лишь для ориентировки. Скорости звука в разных сортах стекол, разных сортах дерева, стали и т. д. могут существенно различаться.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Непрекращающиеся колебания можно подвести к отдельной точке тела или среды многочисленными способами. Периодически действующая в какой-либо точке тела сила создаст периодически меняющуюся деформацию, которая будет передаваться от точки к точке тела с определенной скоростью. В колебательное движение придут все точки тела. При этом из-за конечности скорости распространения деформации точки тела будут приходить в колебание одна за другой.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Если тело безгранично, то такое колебание будет все время продвигаться вперед, образуя бегущую волну.

Хотя безграничных тел и не существует, но длина большого тела не скажется на характере явления по той причине, что колебания не дойдут до его конца из-за неизбежных потерь энергии.

Рассмотрим волну, бегущую в практически неограниченном теле вдоль какого-нибудь направления.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Пусть точка, находящаяся в начале отсчета, колеблется согласно уравнению $y = A\cos\omega t$. Запишем уравнение колебания точки, расположенной вдоль линии распространения деформации на расстоянии x от начальной. Но эта точка пришла в колебание с запозданием на время $\tau = x/c$, нужное для распространения деформации на расстояние x. Поэтому колебание точки x должно быть сдвинуто по фазе по отношению к начальной точке.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Точка x будет находиться в момент времени t в той же фазе колебания, в какой находилась начальная точка в момент времени, на x/c более ранний. Следовательно, уравнение колебания точки, сдвинутой на расстояние x от начала координат, имеет вид

$$y = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right),$$

где $\omega\frac{x}{c}$ - сдвиг фазы.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Написанное уравнение называют *уравнением волны*, оно охватывает колебания всех точек, расположенных на любых расстояниях по отношению к начальной.

Положим, что источник волны далек от наблюдателя и фронт волны давно ушел вперед. Мы рассматриваем участок линии вдоль оси *x*, охваченный волновым движением. На первый взгляд может показаться, что введение нового термина не оправдано. Все точки участка будут колебаться, это ясно.

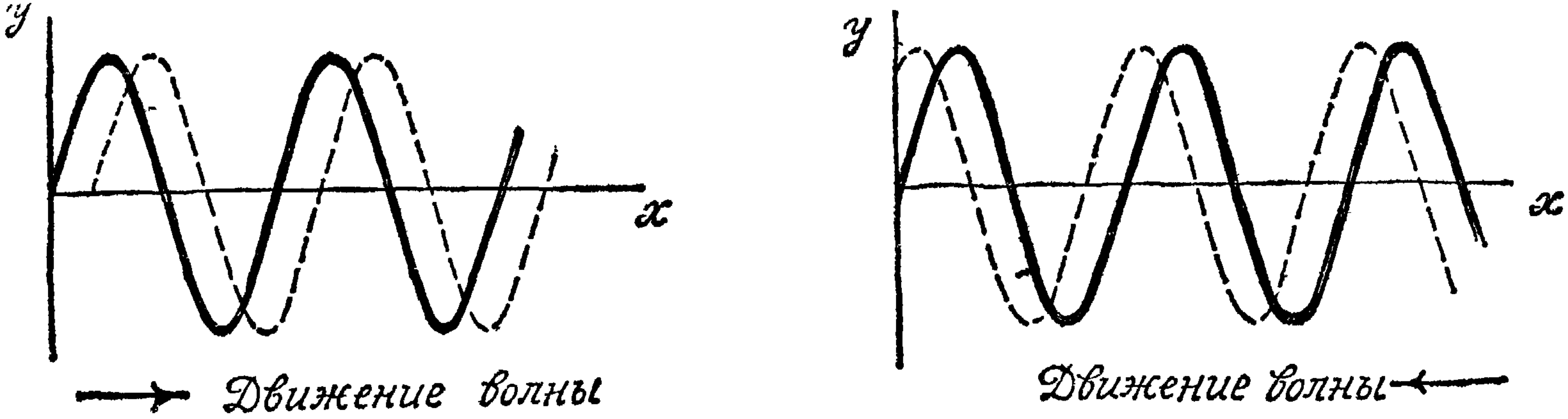
БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Но увидим ли мы движение волны, сможем ли сказать, двигается она вправо или влево? Внимательное рассмотрение показывает, что специфичность волнового движения легко обнаружить. Если волна движется слева направо, то правая соседняя точка будет запаздывать по фазе по сравнению с левой. В обратном случае она будет опережать ее. Волны, бегущие влево и вправо, показаны на рисунке следующего слайда.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

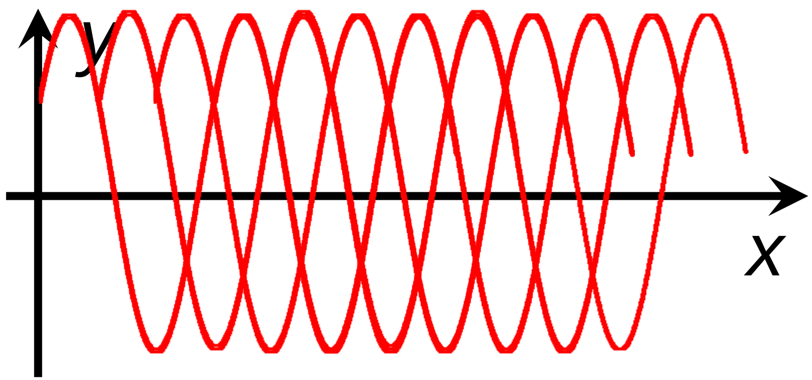
Возникновение волнового движения



Каждая синусоида — это мгновенный снимок волны.
В каждое следующее мгновение эта синусоида, как жесткое целое, перемещается в том направлении, куда передается энергия.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения



Направление движения волны

Каждая синусоида — это мгновенный снимок волны.
В каждое следующее мгновение эта синусоида, как жесткое целое, перемещается в том направлении, куда передается энергия.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Отсюда понятно, как отражается направление волны на виде уравнения волны. Если волна движется вдоль оси координат, то значение координаты x будет входить со знаком минус. При движении волны против направления отсчета координаты в аргументе косинуса надо изменить знак на обратный:

$$y = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right), \qquad y = A\cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)$$

вдоль оси — против оси

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Запишем уравнение мгновенного снимка волны для какого-либо времени, равного кратному числу периодов:

$$y = \omega\frac{x}{c} = A\cos 2\pi\frac{x}{cT}$$

Знак минус можно отбросить, так как косинус - четная функция. Из вида уравнения сразу же следует, что период этой синусоиды равен $\lambda = cT$.

Этот пространственный период, т. е. расстояние, через которое повторяется волнообразное распределение, носит название *длины волны.*

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Мы получили известное соотношение, связывающее скорость движения волны с длиной волны и периодом колебания точки.

При волновой передаче деформации через тело по закону синуса меняется ряд физических величин: смещение точки от положения равновесия, скорость колеблющихся частиц, давление и плотность. Поэтому выражение волны, которым мы оперируем, является весьма общим.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Возникновение волнового движения

Под величиной *у* можно понимать любую из перечисленных физических величин, изменяющихся по закону синуса при движении волны вдоль направления *х***.** Правда, следует отметить, что волны давления, скорости, смещения не обязательно совпадают по фазе. Например, ясно, что волна скоростей колеблющихся частиц будет сдвинута по фазе на 90° по отношению к волне смещений. Ведь ско-рость точки максимальна, когда она проходит положение равновесия.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

Представляет интерес соотношение между амплитудами волн различных физических величин. Остановимся на этом вопросе лишь для случая продольных волн, распространяющихся в газе. Нас могут заинтересовать волны смещения, скоростей частиц, избыточного давления. Так как теория возникла для волн, воспринимаемых слухом, то избыточное давление Δp часто называют звуковым давлением и, отбрасывая значок Δ, обозначают через p.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

Если амплитуда волны смещения *A*, то амплитуда волны скоростей ω*A*. По фазе эти две волны сдвинуты на 90°.

Выясним теперь связь между амплитудой скорости колебания и амплитудой давления.

Сопоставив общее определение $\varkappa = -\frac{1}{\Delta p} \cdot \frac{\Delta v}{v}$ с его выражением для газов $\varkappa = \frac{1}{\gamma p}$, получим для звукового давления формулу $p = -\gamma P \frac{\Delta v}{v}$, где

P – давление газа.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

Или, используя соотношение $c^2 = {}^{\gamma P}/_{\rho}$,

$$p = -c^2\rho\frac{\Delta v}{v}.$$

Вполне естественно, что имеется прямая связь между избыточным давлением p и относительным сжатием в той же точке объема газа.

Но величину относительного сжатия объема $\frac{\Delta v}{v}$ можно связать с амплитудой смещения колеблющихся частиц. Отметим вдоль линии распространения две точки: x_1 и x_2.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

В продольной волне изменение плотности происходит лишь благодаря смещениям в направлении распространения. Выделим мысленно в газе объем, ограниченный сечениями x_1 и x_2. Когда идет волна, молекулы, находящиеся внутри этого объема, смещаются. Очевидно, что необходимо следить только за граничными сечениями, т.к. именно их смещение определяет изменение объема.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

Если молекулы слоя x_1 сместятся на

$y_1 = A\cos\omega\left(t - \frac{x_1}{c}\right)$, а молекулы слоя x_2 - на

$y_2 = A\cos\omega\left(t - \frac{x_2}{c}\right)$,

то линейный размер объема изменится от значения x_2 - x_1 в отсутствие волны на величину y_2 - y_1. Относительное изменение длины, а значит, и объема составит

$$\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}.$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

Переходя к пределу, чтобы получить величину, характерную для точки пространства, получим

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{dy}{dx} = -\frac{\omega}{c} A \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right),$$

а для давления

$$p = -c\rho A\omega \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right).$$

Таким образом, давление изменяется синфазно со скоростью колебания частиц в волне. $A\omega = u_0$ есть амплитуда скорости колебания.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Волны давления и скорости колебания

В свою очередь амплитуда давления p_0 через амплитуду скорости колебания u_0 определится как $p_0 = \rho c u_0$.

В акустике u измеряют обычно в см/с, а p - в дин/см^2 (система единиц СГС). Для воздуха при комнатной температуре для этих единиц $p_0 = 41u_0$. Величина ρc называется *акустическим*, или *волновым сопротивлением*. Смысл термина, очевидно, такой: чем больше сопротивление, тем меньше скорость колебания частиц при тех же величинах избыточного давления.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Волновое движение переносит энергию из одного места пространства в другое. Однако следует помнить, что все точки среды, участвующие в передаче энергии, все время колеблются около положения неизменного равновесия.

Все точки тела участвуют в колебании. Поэтому единица объема обладает колебательной энергией, равной

$$w = \frac{\rho v_{max}^2}{2}.$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Здесь ρ – плотность среды, т.е. масса единицы объема, а v_{max} – амплитуда скорости колебаний.

Используя для последней величины уже знакомое нам выражение $v_{max} = A\omega$, где A – амплитуда смещения, а ω – частота, можно записать плотность колебательной энергии тела в виде

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

Эта энергия распространяется со скоростью c.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Мы вправе поставить перед собой вопрос: чему равна *интенсивность волны*, т. е. количество энергии, проходящее в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной к направлению распространения волны? Вместо того чтобы говорить об интенсивности волны, довольно часто говорят о потоке колебательной энергии, понимая под этим энергию, проходящую в единицу времени (мощность) через данную площадь. Рассуждение ничем не отличается от такового для случая воды, текущей по трубе.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Через единицу времени волна проходит путь c и приносит энергию в объем цилиндра с длиной c и площадью, равной единице. Так как на единицу объема приходится энергия w, то на этот объем придется энергия wc. Это и есть значение интенсивности волны:

$$I = wc.$$

Мы видим, что интенсивность волны имеет смысл потока энергии, проходящего через единицу площади. На это впервые указал Н. А. Умов, разработавший теорию движения энергии в телах.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

До сих пор предполагалось, что волна распространяется вдоль прямой линии. Подобное рассмотрение актуально для деформации, бегущей вдоль стержней, струн, воздушных столбов и пр. Однако нас интересуют и такие случаи, когда волновым движением захвачена область трехмерного пространства.

Для описания трехмерной волны нужно знать, как движется ее фронт.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Чтобы отыскать фронт волны, надо для данного момента отметить все точки пространства, находящиеся в одинаковых фазах колебания. Отмечая последовательное положение этой поверхности равных фаз, т. е. *фронта волны*, мы получим ясное представление о характере волнового движения.

Поверхность фронта волны, вообще говоря, может иметь любую форму. За направление распространения волны естественно принять нормаль к этой поверхности.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

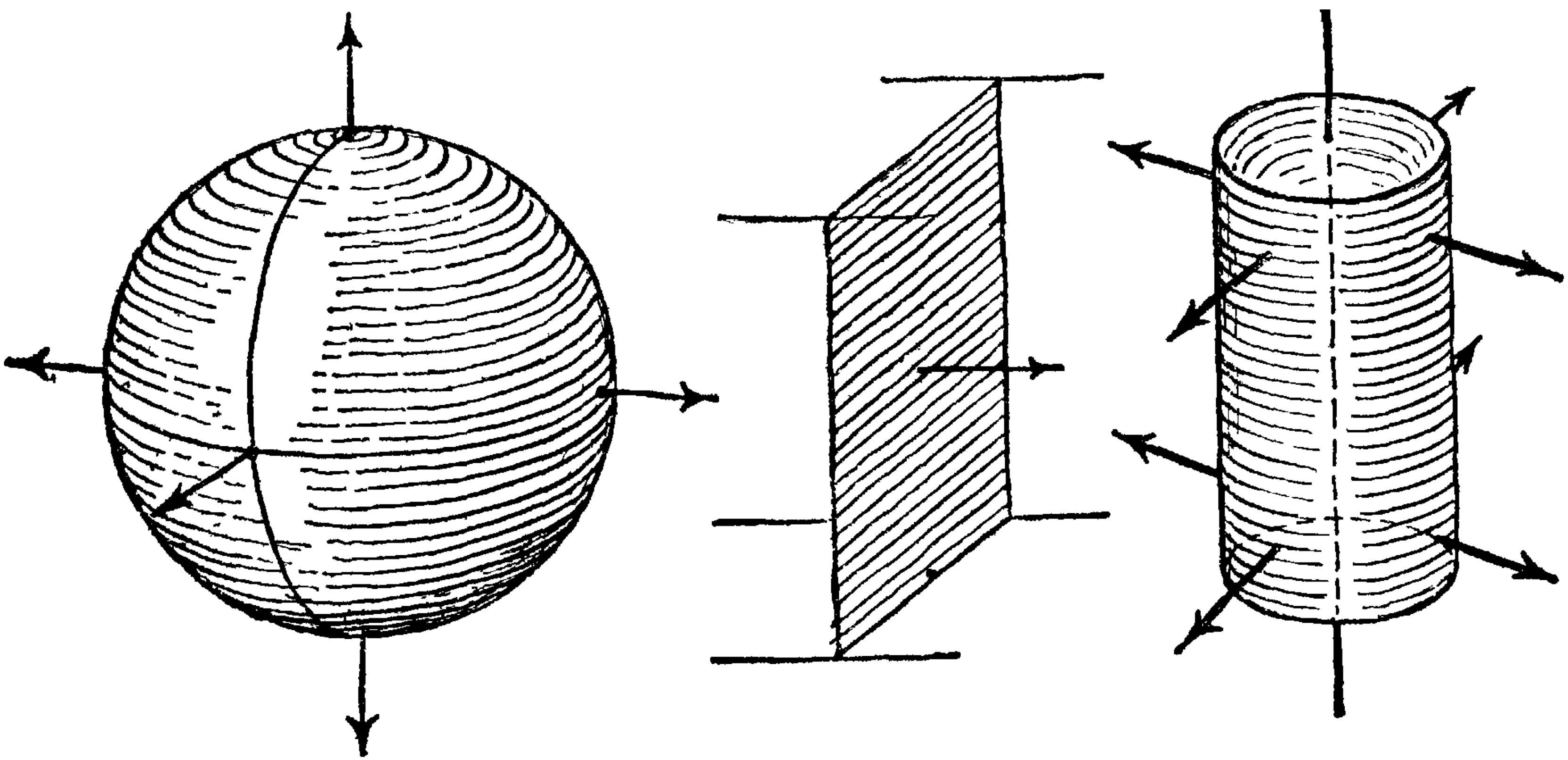
Поток энергии

Если среда вполне однородна и волна излучается в какой-либо точке среды, то фронт ее будет сферическим. Такая волна распространяется по радиусам от центра. На больших расстояниях от центра излучения уже значительные участки фронта волны будут с точностью опыта казаться плоскими. Так возникает представление о плоской волне, распространяющейся в направлении нормали к фронту. Если излучатель волны имеет вид линии, то возникнет цилиндрическая волна, распространяющаяся по радиусам цилиндра.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Типы волн по форме фронта



Сферическая Плоская Цилиндрическая

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Если оставить без внимания всякого рода потери энергии, происходящие при движении плоской волны, то можно утверждать необходимость равенства количества энергии, проходящей через последовательные положения поверхностей равной фазы. Поэтому интенсивность плоской волны не будет меняться в процессе ее рас-пространения. Однако иначе обстоит дело для сферических и цилиндрических волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Так как поверхности равной фазы увеличиваются по своей площади пропорционально квадрату расстояния и первой степени расстояния соответственно для сферических и цилиндрических волн, то интенсивности этих волн должны меняться обратно пропорционально квадрату расстояния для сферической волны и первой степени расстояния для цилиндрической волны. Только в этом случае будет соблюден закон сохранения энергии.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

Интенсивность волны пропорциональна плотности колебательной энергии, которая в свою очередь пропорциональна квадрату амплитуды колебания. Отсюда следует, что амплитуда сферической волны обратно пропорциональна первой степени расстояния от излучающего центра, а амплитуда цилиндрической волны обратно пропорциональна квадратному корню из расстояния от излучающей линии:

$y = \frac{A}{r}\cos\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)$ для сферической волны и

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Поток энергии

$y = \frac{A}{\sqrt{r}} \cos\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)$ для цилиндрической волны.

Здесь расстояние r, так же как и ранее x, откладывается вдоль направления распространения волны

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Реальные волны, распространяющиеся в среде (твердой, жидкой или газообразной), уменьшают свою интенсивность значительно быстрее, чем по закону обратных квадратов. Сказываются потери механической энергии, превращение ее в тепло.

Закон падения интенсивности какого-либо излучения при прохождении через среду почти всегда (для любой среды и любого излучения) может быть получен из следующего рассуждения.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Если волна прошла слой толщины dx, то потерянная интенсивность должна быть во всяком случае пропорциональна падающей интенсивности и толщине слоя, т.е. $dI = -\mu I dx$.

Это уравнение можно проинтегрировать. Полагая интенсивность равной I_0 в точке $x=0$ и равной I в точке x, получим закон, справедливый для конечных расстояний:

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx, \qquad \text{т. е.} \quad I = I_0 e^{-\mu x}$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Таким образом, интенсивность волны падает по экспоненциальному закону.

В акустике принято говорить о затухании амплитуды колебания. Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то затухание амплитуды колебания будет выражаться тем же законом, только коэффициент затухания (или поглощения) будет в два раза меньшим:

$$A = A_0 e^{-\frac{1}{2}\mu x}$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Укажем на физический смысл коэффициента поглощения μ (или $\frac{1}{2}\mu$). Измеренный в обратных сантиметрах (в показателе должна стоять безразмерная величина), он дает величину, обратную толщине, на протяжении которой интенсивность или амплитуда излучения ослабляются в e раз.

Формулировка закона экспоненциального затухания, разумеется, лишь частично решает проблему поглощения упругой волны средой.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Более важными являются поиски зависимости коэффициента поглощения от свойств среды и от частоты излучения.

Для многих веществ найдено, что затухание упругой волны (основные данные относятся к звуковым волнам в воздухе) возрастает с частотой колебания. А именно коэффициент поглощения

$$\mu = a\omega^2$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Для воздуха $a = 4 \cdot 10^{-13}$ с^2/см. Таким образом, на протяжении 1 км плоская волна частоты 100 Гц ослабляется в ≈1,015 раз, а очень высокий звук частоты 20 000 Гц — в 10^{274} раз! Ультразвуковые колебания затухают столь быстро, что их передача на расстояния, большие нескольких сотен метров, совершенно нереальна.

Однако монотонный ход поглощения с частотой может нарушаться. Некоторые вещества обладают избирательным поглощением звука в относительно узкой области частот.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Так, например, поглощение ультразвука углекислым газом имеет пик при частотах около 277 кГц. Если провести плавную параболу в соответствии с формулой $\mu = a\omega^2$ для коэффициента поглощения, то она будет хорошо совпадать с экспериментальными данными во всех областях, кроме указанной. При частотах же около 277 кГц, поглощение будет примерно в 20 раз больше, чем это следует из параболического закона.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Затухание упругих волн

Для продольных волн в газах и жидкостях коэффициент поглощения прямо пропорционален кинематической вязкости и обратно пропорционален кубу скорости упругой волны. Столь резкая зависимость от скорости распространения, а также значительная величина кинематической вязкости воздуха приводят к тому, что поглощение звуковых волн в жидкости примерно в 1000 раз меньше, чем в воздухе.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Если имеется не один, а несколько источников волн, то каждая точка среды примет одновременно участие в нескольких волновых движениях. Но при этом всегда возможно рассматривать колебание физической величины, происходящее благодаря действию нескольких волн, как сумму колебаний, каждое из которых имело бы место, если бы действовала одна волна.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Положим, что из двух точек, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, исходят шаровые волны. При помощи уравнения волны можно найти значение амплитуды колебания в любой момент времени для любой соседней точки. Если интересующее нас место находится на расстоянии r_1 от первого и r_2 от второго источника волн, то колебания в нем представятся формулой

$$y = A\cos 2\pi\left(\nu t - \frac{r_1}{\lambda}\right) + A\cos 2\pi\left(\nu t - \frac{r_2}{\lambda}\right)$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Результатом сложения двух колебаний, отличающихся только фазами, является, как нам известно, также гармоническое колебание, совершающееся с амплитудой $2A\cos(\delta/2)$, зависящей от разности фаз складывающихся колебаний. Разность фаз δ равна в этом случае $2\pi\left(\frac{r_1-r_2}{\lambda}\right)$. Таким образом, все точки рассматриваемого нами волнового поля будут участвовать в колебании. Но амплитуды этих колебаний в разных точках будут разными.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Обращают на себя внимание два крайних случая. Во-первых, найдутся такие точки, в которых складывающиеся колебания уничтожат друг друга. Эти точки будут удовлетворять условию $2\pi\left(\frac{r_1-r_2}{\lambda}\right)=(2k+1)\pi$, где k=0, 1, 2, 3, ..., — разность фаз равняется нечетному числу π. Напротив, если $2\pi\left(\frac{r_1-r_2}{\lambda}\right)=2k\pi$ - разность фаз равна четному числу π, то амплитуды колебания будут складываться арифметически, т. е. в максимальной степени усиливать друг друга.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Разность $r_1 - r_2$ называют ***разностью хода*** волн. Условия максимумов и минимумов амплитуды можно с помощью этого понятия сформулировать несколько иначе. Условие максимума $r_1 - r_2 = k\lambda$ говорит, что разность хода между волнами, пришедшими в данную точку, должна равняться целому числу длин волн. Условие минимума $r_1 - r_2 = \frac{1}{2}(2k+1)\lambda$ говорит, что разность хода должна равняться нечетному числу полуволн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн

Эти условия имеют весьма наглядный смысл: волны усиливают друг друга, если накладывается горб к горбу, и уничтожаются, если накладывается горб на впадину.

Такое наложение волн называется ***интерференцией***.

Как известно из аналитической геометрии, кривые линии, удовлетворяющие условию постоянства разности расстояний от точки кривой до двух фокусов, суть гиперболы.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

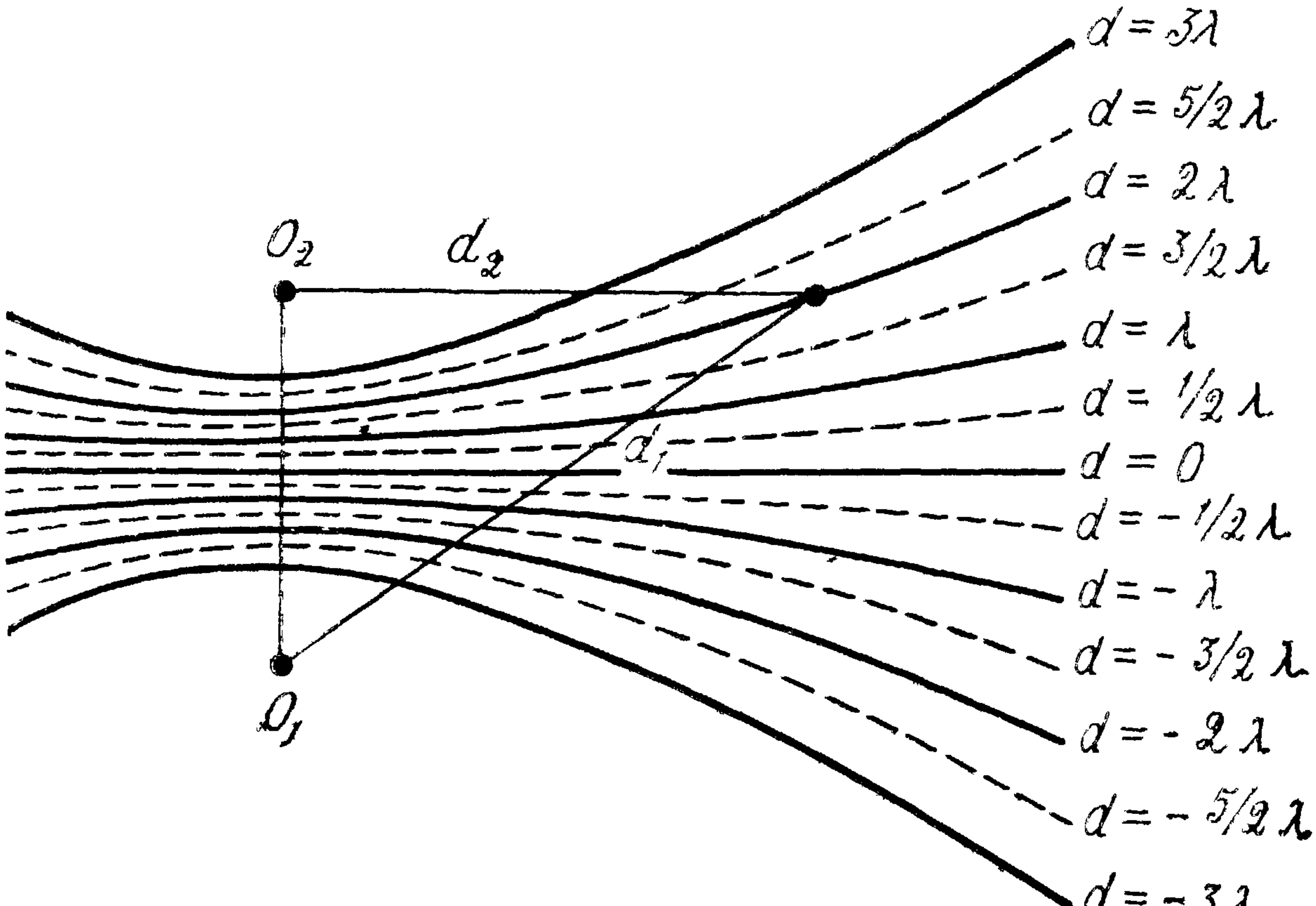
Интерференция волн

Если провести плоское сечение через точечные источники и отметить на рисунке места максимального усиления и места уничтожения волн, то они попадут на гиперболы. Соответствующие кривые показаны на следующем слайде. Можно без труда наблюдать такую картину на воде, если заставить интерферировать два источника, посылающих водяные круги из соседних точек.

Таким же точно способом может быть рассмотрена интерференция любого числа источников волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Интерференция волн



БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

Очевидно полное равноправие всех колеблющихся точек волнового поля. Они различаются только фазами колебания. Поэтому любую точку волнового поля можно рассматривать как самостоятельный источник сферических волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

В справедливости этой идеи, высказанной впервые в 1690 г. Христианом Гюйгенсом, можно убедиться, строя фронт волны по данным о волновом поле на некоторой граничной поверхности. При этом необходимо учитывать, что отдельные (так называемые элементарные) сферические волны будут друг с другом интерферировать. В указании возможности такой процедуры и состоит принцип Гюйгенса, дополненный Френелем.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

В чем же значимость этого принципа? Представим себе, что волна падает на непрозрачный экран с несколькими отверстиями. Из принципа Гюйгенса — Френеля следует возможность поисков волнового поля за экраном без всякого знания об источниках полей. Достаточно знать интенсивность поля в плоскости экрана, принять, что из каждой точки экрана распространяется сферическая волна.

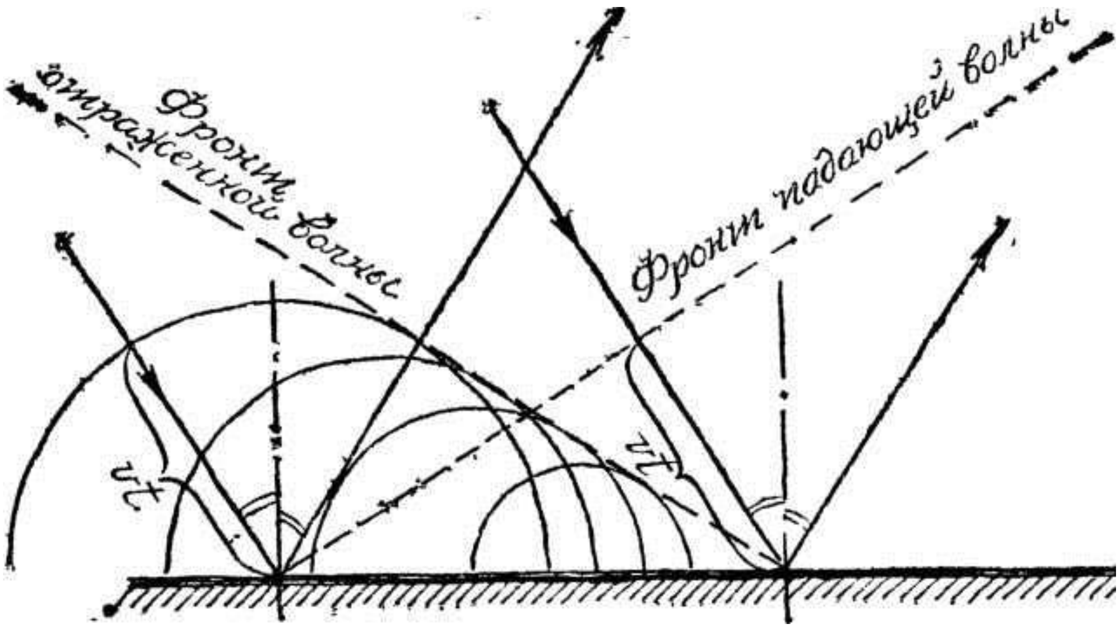
БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

Амплитуда волны в любом месте пространства найдется сложением (интерференцией) всех элементарных волн, выходящих из отверстий в экране. Откладывая рассмотрение вопросов, связанных с прохождением волн через экраны (эти проблемы представляют наибольший интерес для световых волн), мы остановимся на применении принципа Гюйгенса — Френеля для объяснения явлений отражения и преломления волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

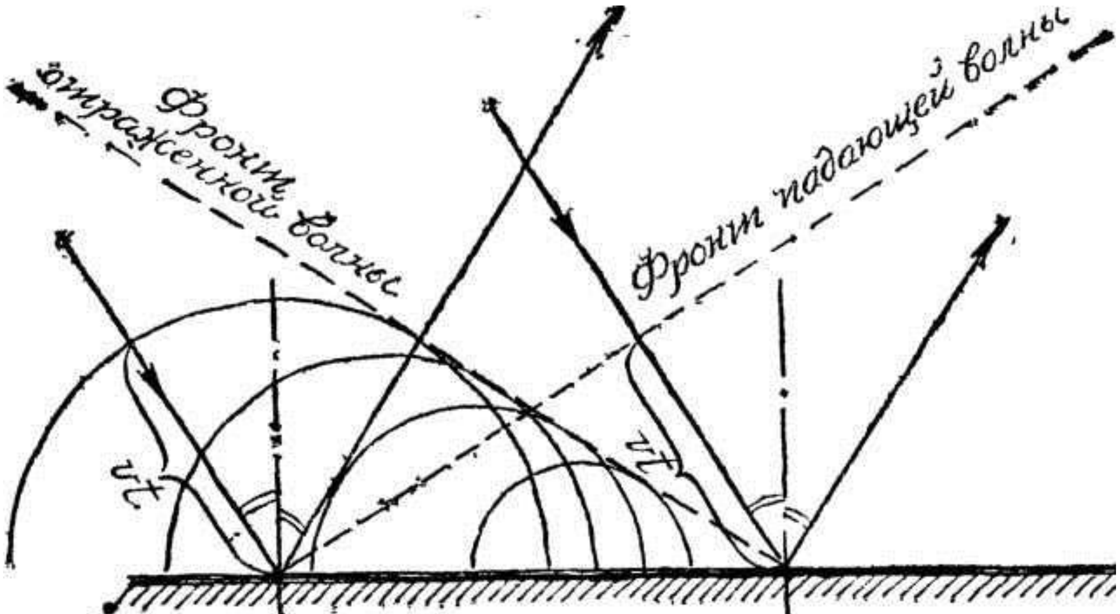
Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



Рассмотрим участок плоской волны, падающей на границу раздела двух сред. Как известно, волна любого происхождения отражается под углом, равным углу падения. Но почему должно так произойти? На это отвечает принцип Гюйгенса.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

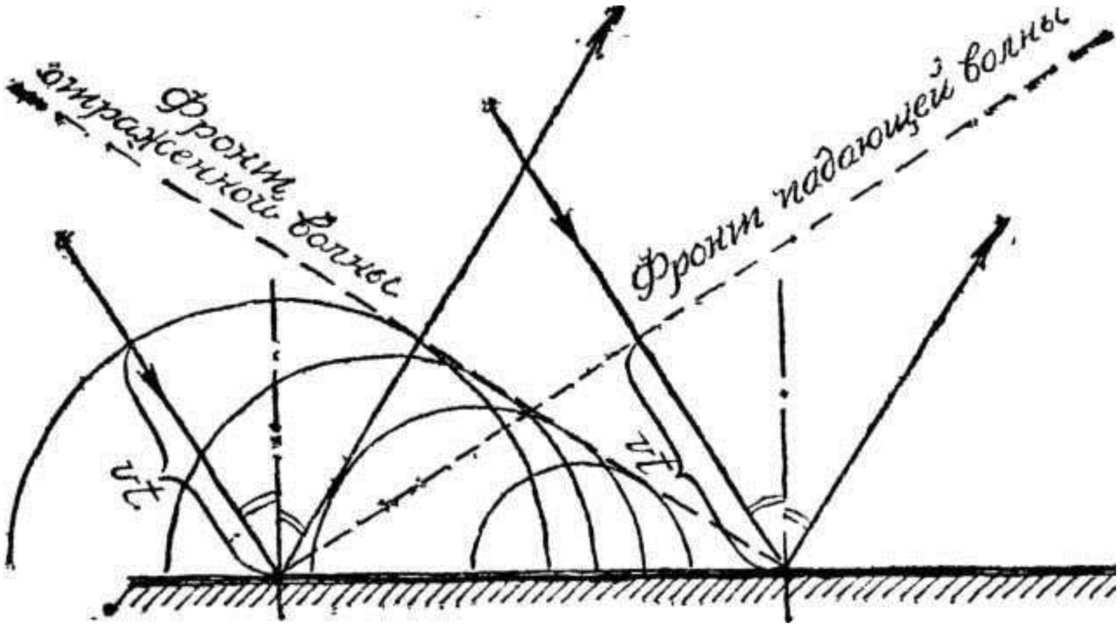
Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



Все точки границы сред можно рассматривать как источники элементарных волн. Первая элементарная волна отправится от той точки, куда раньше всего придет падающая волна. Далее поочередно будут возбуждаться другие точки границы раздела и, наконец,

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

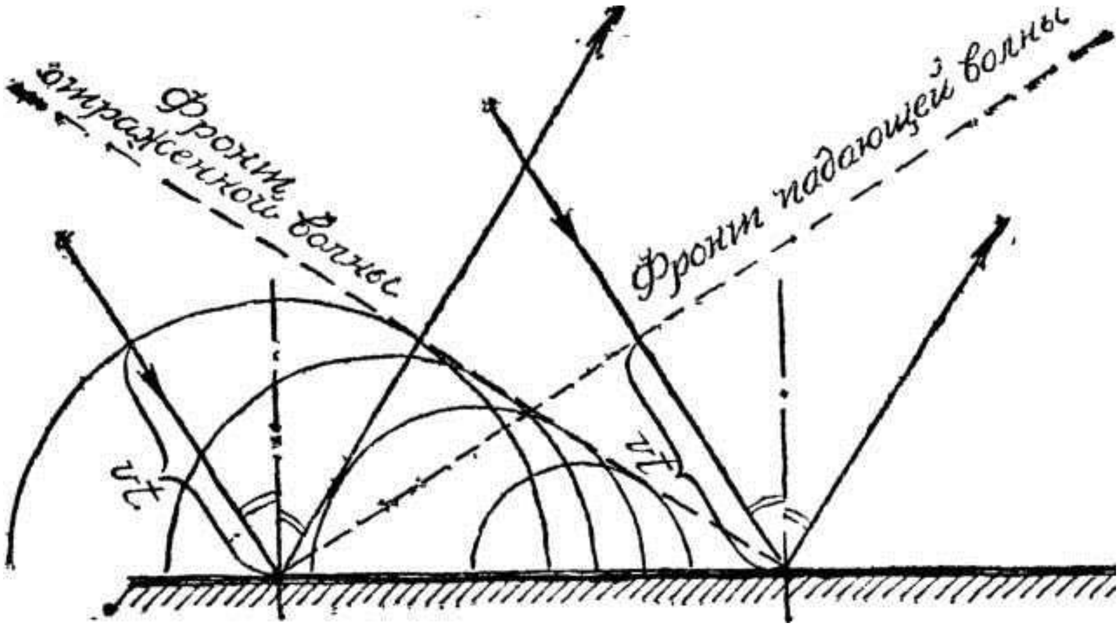


последней придет в колебание та- точка, которой падающая волна достигает позже всего.

На рисунке изображены положения элементарных волн для того момента времени, когда падающая волна достигла последней точки.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

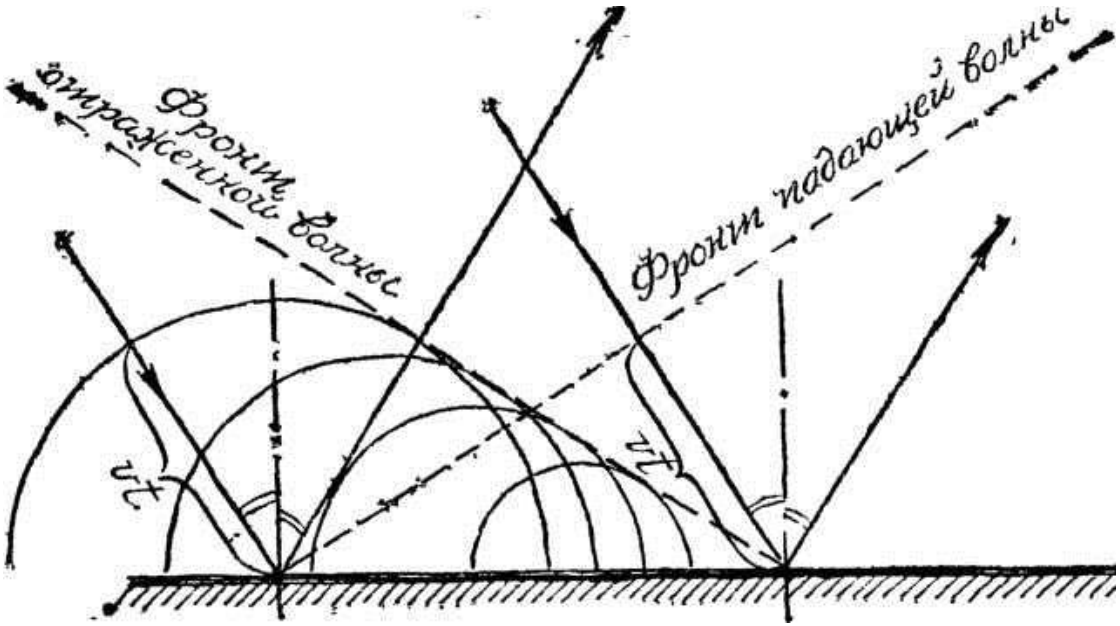
Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



Элементарные волны создали фронт, образующий с границей раздела тот же угол, что и падающая волна. Действительно, скорости распространения падающей волны и отраженных волн одинаковы, значит, радиус наибольшей сферы должен равняться пути, пройденному

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

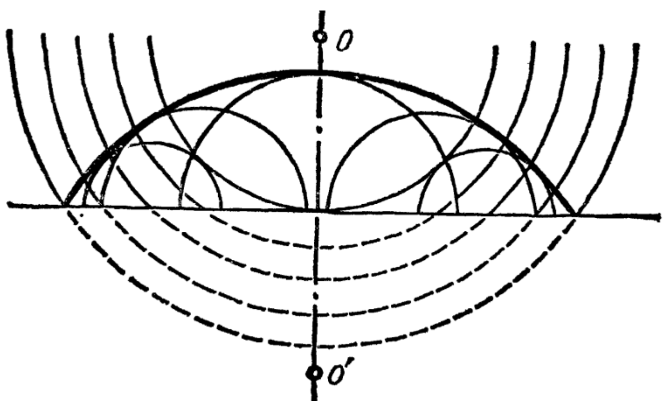


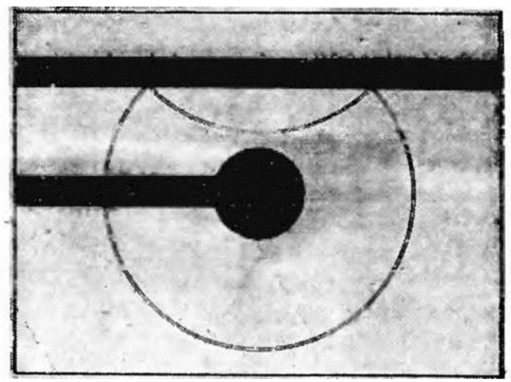
падающей волной за время от момента возбуждения первой до момента возбуждения последней точки.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

Таким же точно образом без труда строится фронт отраженной сферической волны. Это построение произведено на левом рисунке. На правом рисунке приведена фотография отражения стенкой звуковой волны.





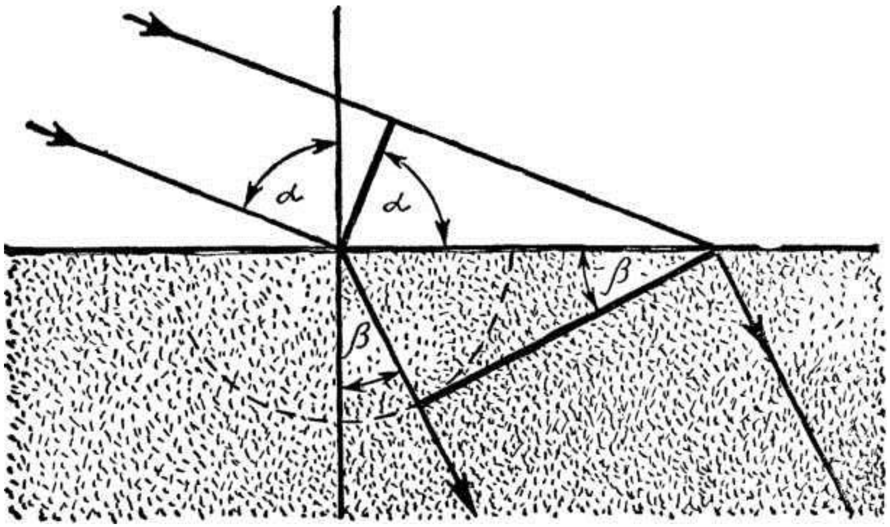
БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

Рассмотрим теперь элементарные волны, идущие от границы раздела во вторую среду и образующие фронт преломленной волны. Различные среды отличаются плотностями (и упругими свойствами), а значит, и скоростями распространения волн. В более плотной среде скорость волны меньше.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

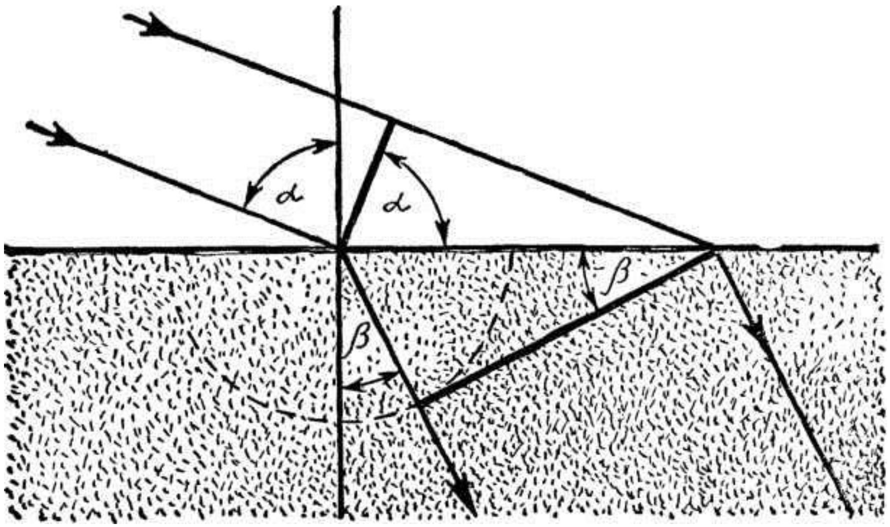
Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



Проделаем такое же построение, что и для отражения, т. е. изобразим на рисунке фронт элементарных волн для того момента времени, когда падающая волна достигла последней точки. Фронт повернулся из-за различия в скоростях распространения.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

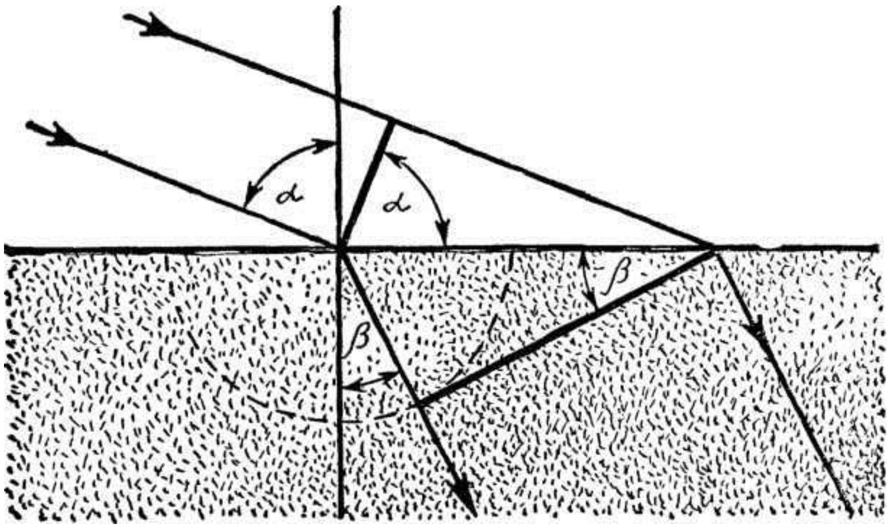
Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



Если волна попадает в более плотную среду, то радиус наибольшей элементарной волны должен быть меньше пути, пройденного падающей волной от момента возбуждения первой точки до момента возбуждения последней точки границы. При этом отношение этих длин должно как раз равняться отношению скоростей распространения волн.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн



С другой стороны, как видно из рисунка, отношение указанных расстояний равно отношению синусов углов падения и преломления. Таким образом мы и приходим к известному правилу преломления волн:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2}$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Принцип Гюйгенса — Френеля. Отражение и преломление волн

Направление распространения приближается к нормали к границе раздела, если волна переходит из менее плотной среды в более плотную, и обратно — при переходе в менее плотную среду волна отклоняется от нормали. Отношение $\frac{c_1}{c_2} = n$ носит название ***коэффициента преломления***.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Объяснение геометрии отражения и преломления может показаться малоинтересным приложением теории. Однако волновая теория позволяет сделать гораздо большее, а именно, выяснить вопрос о долях отраженных и преломленных волн в зависимости от свойств сред, границу между которыми мы рассматриваем. Мы ограничимся лишь простейшим случаем нормального падения продольной волны на границу двух сред. Этим мы облегчим вычисления. Характер же доказательства одинаков для всех мыслимых случаев.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Следующее положение является исходным для рассуждений этого типа. На границе двух сред ни скорость колебания частиц, ни избыточное давление p не могут меняться скачком. Интуитивно ясно, что иначе и быть не может. Строгим рассмотрением можно показать, что это положение следует из основных законов физики.

С одной стороны границы имеются волны с мгновенными значениями $u_{пад}$, $u_{отр}$, с другой стороны границы имеется волна с мгновенным значением скорости $u_{пр}$.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Непрерывность скоростей дает условие:

$u_{пад} + u_{отр} = u_{пр}$;

непрерывность давлений:

$u_{пад}\rho_1 c_1 + u_{отр}\,\rho_1 c_1 = u_{пр}\,\rho_2 c_2$.

Однако эти два уравнения несовместны, так как $\rho_1 c_1 \neq \rho_2 c_2$. В чем же дело? А дело в том, что мгновенные значения скоростей и давлений — векторные величины и даже в простейшем случае, когда векторы смещений лежат в одной плоскости, амплитуды могут различаться знаком.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Уравнения становятся совместными лишь в том случае, если принять противоположными знаки амплитуд отраженных волн скорости колебания и давления и записать уравнения непрерывности в виде

$$u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}} = u_{\text{пр}}, (u_{\text{пад}} - u_{\text{отр}})\,\rho_1 c_1 = u_{\text{пр}} \rho_2 c_2$$

или

$$u_{\text{пад}} - u_{\text{отр}} = u_{\text{пр}}, (u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}})\,\rho_1 c_1 = u_{\text{пр}} \rho_2 c_2$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Так как амплитуды — положительные величины, то сумма должна быть больше разности. Поэтому первая пара уравнений справедлива, если $\rho_1 c_1 > \rho_2 c_2$, а все амплитудные векторы скорости колебания направлены в одну сторону, фаза же отраженной волны давления отличается на 180°, т.е. отраженная волна имеет амплитудный вектор, направленный в противоположную сторону по отношению к падающей и преломленной волнам. Вторая пара соответствует обратному случаю.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

$\rho_1 c_1 > \rho_2 c_2$		$\rho_1 c_1 < \rho_2 c_2$	
Волна скоростей	Волна давлений	Волна скоростей	Волна давлений
Падающая $\rightarrow$ Отраженная $\rightarrow$ Преломленная $\rightarrow$	Падающая $\rightarrow$ Отраженная $\leftarrow$ Преломленная $\rightarrow$	Падающая $\rightarrow$ Отраженная $\leftarrow$ Преломленная $\rightarrow$	Падающая $\rightarrow$ Отраженная $\rightarrow$ Преломленная $\rightarrow$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Явление поворота амплитудного вектора при отражении носит название потери полуволны или опрокидывания фазы. Действительно, изменение знака в уравнении волны $y = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$

где y - любая физическая величина, может быть получено внесением в аргумент косинуса сдвига фаз на 180°. С другой стороны, сдвиг на 180° равносилен перемещению волнового распределения на полволны.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Итак, на границе двух сред падающая и отраженная волна либо максимально усиливают друг друга, либо максимально ослабляют.

Для волны скоростей колебания потеря полуволны при отражении происходит при падении в среду с бо́льшим сопротивлением (иногда неточно говорят: в среду с большей плотностью). Волна смещения неразрывно связана с волной скорости колебания и терпит вместе с ней потерю полуволны.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Прошедшая во вторую среду волна не терпит скачка фазы.

Из уравнений слайда 84 найдем значение коэффициента отражения r, т. е. $u_{отр}/u_{пад}$:

$$r = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}$$

(r всегда положителен);

также найдем коэффициент преломления g, т.е. $u_{пр}/u_{пад}$:

$$g = \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Коэффициент отражения

Волновые сопротивления воздуха и твердых тел отличаются очень сильно. Так, для воздуха

ρc = 41, а для стали (ρ = 7,9 г/см^3, c = 5000 м/с)

$\rho c = 40{\cdot}10^5$, откуда r=0,99999.

Это значит, что звук, падающий из воздуха на сталь, практически полностью отражается и почти не проникает в среду.

Легко подсчитать, что для границы воздух - вода

r = 0,9997.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

До сих пор молчаливо предполагалось, что как источник волны, так и ее приемник (т. е. наблюдатель) оба покоятся по отношению к среде, в которой распространяется волна. Своеобразные эффекты, на которые в 1842 г. впервые указал австрийский физик Кристиан Доплер, наблюдаются в том случае, когда источник или наблюдатель или, тем более, оба вместе движутся по отношению к среде.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Эти эффекты заключаются прежде всего в том, что при движении источника волн наблюдатель измерит частоту колебаний ν', при движении наблюдателя он измерит частоту колебаний ν''. Эти частоты отличны друг от друга и от той частоты ν, которая измеряется при неподвижных наблюдателе и источнике.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

При рассмотрении эффекта Доплера надо прежде всего обратить внимание на то обстоятельство, что волна, вышедшая от источника, распространяется совершенно независимо от движения источника и наблюдателя. Поэтому при движении относительно среды источник или наблюдатель могут надвигаться или, напротив, убегать от движущейся волны.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Почему же подобные движения могут привести к измерениям частоты, отличным от ее «истинного» значения?

Дело в том, что наблюдатель определяет частоту колебаний как число волн, которое приходит в его прибор за единицу времени, в то время как по формуле $\nu = c/\lambda$ это число есть число длин волн, укладывающееся на пути, пройденном в единицу времени.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Если наблюдатель движется к источнику со скоростью u, то за 1 с он зарегистрирует подход не ν волн, а бóльшего их числа, и притом во столько раз бóльшего, во сколько относительная скорость волны и наблюдателя $c+u$ больше u. Таким образом,

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{c+u}{c} \rightarrow \nu' = \nu\left(1 + \frac{u}{c}\right)$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Если источник движется к приемнику, то наблюдатель опять-таки зафиксирует бóльшее число волн, чем в случае, когда источник и приемник неподвижны. Однако причина увеличения здесь иная.

На первый взгляд это не очевидно. Но дело в том, что движение источника при неизменной частоте колебаний приводит к изменению расстояний между синфазными точками волны.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Если первый случай можно грубо интерпретировать как движение наблюдателя навстречу колонне спортсменов, бегущих с одинаковой скоростью и постоянными интервалами λ между собой, то ясно, что во втором случае схема рассуждения должна быть другой. Теперь можно говорить о медленном смещении линии старта (бегуны через равные промежутки времени прыгают с двигающегося вдоль трассы автомобиля), что приведет к изменению расстояний между ними.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Вместо λ' они станут λ''. Если линия старта (источник) смещается по направлению к наблюдателю и за 1 с выпускается ν спортсменов, то за 1 с они распределятся на участке $c - u$. Таким образом, интервал между спортсменами (длина волны) $\lambda''=(c-u)/\nu$. Частота, с которой спортсмены, движущиеся со скоростью c, пересекают линию финиша (частота колебаний, воспринимаемая наблюдателем),

$$\nu'' = \frac{c}{\lambda''} = \nu \frac{1}{1 - {}^{u}/_{c}}$$

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Обе полученные формулы одинаково годятся и тогда, когда источник и наблюдатель удаляются друг от друга; в этих случаях надо заменить знак скорости u на обратный.

Итак, при сближении источника и наблюдателя измеряемая частота колебаний, излучаемых источником, возрастает. При удалении частота падает.

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ

Явление Доплера

Хорошо известный пример эффекта Доплера для звуковых волн дает наблюдение звука гудка приближающегося и удаляющегося поезда.

При приближении поезда мы слышим звук с частотой выше истинной. Высота тона меняется скачком, когда поезд проносится мимо наблюдателя. Поезд удаляется, теперь слышимый звук имеет частоту ниже истинной. Если поезд идет со скоростью 70 км/ч, то величина скачка составит ~12% от истинной частоты.