

Вълнов процес – определение, видове вълни. Основни характеристики – скорост на разпространение, дължина на вълната, вълново число. Уравнение на плоска хармонична вълна. Енергия на еластична вълна. Интензитет на вълна. Диференциално вълново уравнение. Интерференция на вълни. Стоящи вълни. Звукови вълни – основни характеристики. Скорост на звука. Ефект на Доплер

Вълнов процес – определение, видове вълни. Основни характеристики – скорост на разпространение, дължина на вълната, вълново число

Досега разглеждахме трептенията на дадено тяло (материална точка), без да се интересуваме дали то се намира в някаква среда. Ако трептящото тяло се намира в дадена точка на непрекъсната еластична среда, то привежда всички допиращи се до него частици от средата в трептливо движение, тъй като между частиците на средата съществуват сили на взаимодействие, които оказват съпротивление срещу всякакъв вид деформации. При трептенето тялото предизвиква отместване на най-близките до него частици от равновесните им положения, вследствие на което в съседните на тялото области се появяват периодични деформации (свиване и разтягане). Като резултат от това в средата възникват еластични сили, стремящи се да върнат деформираните области към първоначалното състояние на равновесие. Така **всички частици от средата започват да трептят около равновесните си положения, повтаряйки с известно закъснение хармоничните трептения на тялото, намиращо се в дадената точка на средата. Това тяло изпълнява ролята на източник или център на разпространяващия се вълнов процес, който се нарича още вълна.** Колкото по-далеч от източника се намира дадена частица, толкова по-късно тя ще започне да трепти. В такъв случай фазите на трептене на източника и на частиците от средата ще бъдат различни. При предположение, че в средата няма загуба на енергия, амплитудите на трептенията на източника и различните частици на средата ще се запазват постоянни с времето. Следователно, за да наблюдаваме вълни в дадена еластична среда, т.е. частиците ѝ да започнат да трептят, е необходимо да внесем източник (трептящо тяло) в нея. Енергията на източника се предава от частица на частица и се разпространява в средата, т.е. частиците от средата трептят около равновесните си положения, а при самия вълнов процес (разпространението на трептенето) се пренася енергия, а не маса, както изглежда на пръв поглед.

В зависимост от характера на възникващите еластични деформации вълните биват **надлъжни и напречни**. При **надлъжните вълни** частиците на средата трептят по **направлението**, в което се разпространяват вълните. При **напречните вълни** частиците на средата трептят в **направление**, което е **перпендикулярно на това**, в което се разпространяват вълните.

Надлъжни и напречни вълни ...

В зависимост от областта, която обхващат вълните при разпространението си, те могат да бъдат разделени и по друг признак – **обемни, когато обхващат целия обем на средата, и повърхнинни, ако обхващат само повърхностния ѝ слой**. Обикновено повърхнинните вълни възникват на повърхността на течностите (например морските вълни), а обемните – при разпространението на звука в течностите и твърдите тела.

Както казахме по-горе, вълната представлява **разпространение на трептенето в дадена среда. Този процес се извършва с определена скорост v , която наричаме скорост на разпространение на вълната.** Ако средата е еднородна, скоростта, с която се разпространява вълната е постоянна. Определено време t след възбуждане на трептенето, вълната се разпространява на някакво разстояние r от източника. Всички точки, които се намират на това разстояние r , започват да трептят едновременно и лежат върху една повърхност, обгръщаща източника на трептенията. Тази повърхност представлява геометричното място на точките, до които достигат трептенията на източника в даден момент, и се нарича **фронт на вълната**. С течение на времето фронтът се изменя непрекъснато и определя границата между две области от пространството – една, в която частиците вече са започнали да трептят, и друга, до която трептенията на източника още не са достигнали. Всички точки, до които вълната достига за едно и също време, трептят с еднакви фази и образуват повърхности, които се наричат **вълнови повърхности**. Вълновите повърхности представляват геометричното място на точки, трептящи с еднакви фази. Те са свързани с конкретни стойности на времето и са неподвижни. Вълновите повърхности могат да имат различна форма в зависимост от конфигурацията на източника на трептене и свойствата на средата. **Най-простите вълни в зависимост от формата на вълновите повърхности са плоските (вълновите повърхности представляват множество равнини, успоредни една на друга) и сферичните (вълновите**

повърхности са концентрични сфери). Друга величина, с която се характеризират вълновите процеси, е разстоянието между две най-близки частици, трептящи във фаза (с еднакви характеристики, фазите се различават с 2π). Тази величина се нарича дължина на вълната. Означава се с λ и като всяко разстояние се измерва в метри [m]. Дължината на вълната може да бъде дефинирана и по следния начин: разстоянието, на което се разпространява фронтът на дадена вълна (а следователно и самата вълна) за време, равно на един период T от трептенията на източника:

$$(1) \lambda = vT = \frac{v}{f}.$$

От зависимостта (1) лесно може да се определи скоростта v на разпространение на вълната: $v = \lambda f$. Тази скорост v , както и дължината на вълната λ , зависят от свойствата на средата. Честотата на вълната е същата, както и честотата f на трептения на източника и зависи само от свойствата на източника. Същото се отнася и за другите характеристики на вълната, свързани с честотата ѝ – период и кръгова честота. Амплитудата на плоската вълна (ако нямаме загуба на енергия в средата) е същата, както и на трептенето, което я е възбудило, но амплитудата на сферичната вълна намалява с отдалечаване от източника. Можем да въведем още една величина, характеризираща вълната – вълново число

$$(2) k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi f}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(когато вълната се разпространява в една посока, напр. плоска вълна), което определя колко дължини на вълната се нанасят на разстояние 2π m, а мерната му единица е $[m^{-1}]$, или вълнов вектор $\vec{k}$ (в общия случай), чиято големина се дава от (2), а посоката му е по положителната нормала към вълновата повърхност в дадената точка. Тази величина е свързана с импулса на вълната.

Уравнение на плоска хармонична вълна

Ще разгледаме по-подробно най-простият случай на разпространение на трептенето – плоска хармонична напречна вълна, разпространяваща се в дадена посока (напр. оста X на избраната отправна система с отправно тяло – източника на трептения). Всяка точка, до която е достигнала вълната в даден момент ще започне да трепти по оста Y , перпендикулярна на X . Уравнението на вълната (уравнението на движение на всички частици от средата, до които е достигнала вълната) трябва да е функция не само на времето t (както при трептенето), а и на разстоянието x , на което се намира дадена точка от източника на трептения (началото на координатната система) – $y = f(x, t)$. В този случай (плоска хармонична вълна), всички точки от средата, до които достига вълновият процес, повтарят трептенията на източника с известно закъснение, тъй като те се намират на различни разстояния от източника. Трептения им започват след различни интервали от време, които променят съответно фазите им (началната фаза на трептенето на всяка точка зависи от разстоянието x), т.е. ако знаем уравнението на трептене на източника и скоростта v на разпространение на вълната, можем да получим уравнението на трептене на всяка точка от средата в даден момент от време – това е и уравнението на вълната.

Нека уравнението на трептене на източника (за него координатата $x=0$) да бъде:

$$y(0, t) = A \sin(\omega t + \varphi).$$

Точка от средата, която се намира на разстояние x от източника, ще започне да трепти след време $\tau = \frac{x}{v}$, т.е. трептенето ще закъснява по фаза спрямо източника. Уравнението на трептене на тази точка ще бъде:

$$(3) y(x, t) = A \sin\left(\omega\left(t - \tau\right) + \varphi\right) = A \sin\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi\right) = A \sin\left(\omega t - \omega \frac{x}{v} + \varphi\right)$$

и като използваме (2) получаваме

$$(4) y(x, t) = A \sin(\omega t - kx + \varphi)$$

– уравнението на плоска хармонична вълна, разпространяваща се в положителната посока на избраната ос X . Ако вълната се разпространява в противоположната посока, скоростта на разпространение в (3) ще има противоположен знак и (4) ще придобие вида:

$$y(x, t) = A \sin(\omega t + kx + \varphi).$$

Така **общият вид на уравнението на плоска хармонична вълна** ще бъде:

$$y(x, t) = A \sin(\omega t \mp kx + \varphi),$$

където знакът „-“ се отнася за разпространение на вълната в положителна посока на избраната ос X , а знакът „+“ – за разпространение в противоположната посока.

За сферични вълни амплитудата на трептенията се изменя обратнопропорционално на разстоянието r , на което се намира дадената точка от източника (във всички посоки!), поради което уравнението (4) има вида:

$$y(r, t) = \frac{A}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi).$$

Сферична вълна ...

Както казахме по-горе, всички точки от една вълнова повърхност трептят с еднаква фаза, чиято стойност Φ_0 зависи от x и t :

$$(5) \quad \Phi_0 = \omega t - kx + \varphi = \text{const}.$$

След определено време такава стойност на фазата Φ_0 ще има друга вълнова повърхност с друга координата, т.е. конкретната стойност на фазата се премества по оста X . Скоростта на преместване на фазата можем да определим от (5) като първата производна на координатата x по времето t :

$$x = \frac{1}{k}(\omega t + \varphi - \Phi_0)$$

$$(6) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = v$$

Виждаме, че скоростта на промяна на фазата е същата, както и скоростта на разпространение на вълната v . Затова тази скорост се нарича още фазова скорост на вълната.

Енергия на еластична вълна. Интензитет на вълна

Източникът на трептения в една хомогенна еластична среда притежава определена енергия. В процеса на разпространение на вълната тази енергия се пренася от една частица в пространството до друга. При плоските еластичните вълни (тези, които се разпространяват в еластична среда) тя може да се определи просто. Ако в разглежданата среда няма загуба на енергия, амплитудите на трептящите частици са еднакви. Извършвайки хармонично трептене около равновесното си положение, всяка частица от средата притежава пълна механична енергия:

$$E_i = \frac{1}{2} m_i \omega^2 A^2$$

където m_i е масата на частицата, ω – кръговата ѝ честота, а A – амплитудата на трептенето ѝ (амплитудата и кръговата честота са характеристики на вълната и са едни и същи за всички частици). Ако в обем V от средата броят на трептящите частици е N , енергията на единица обем (плътността на енергията на вълната) ще бъде:

$$(7) \quad w = \frac{E}{V} = \frac{NE_i}{V} = \frac{1}{2} \frac{Nm_i}{V} \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2$$

където ρ е плътността на средата.

Интензитетът на вълната е величина, която определя средната енергия, пренасяна от вълната за единица време през единица площ, разположена перпендикулярно на посоката ѝ на разпространение:

$$(8) \quad I = \frac{E}{St}.$$

Мерната единица за интензитет на вълна е ват на квадратен метър [W/m^2]. Можем да изразим интензитета на дадена вълна и чрез амплитудата ѝ, като използваме получената зависимост на енергията в единица обем w от амплитудата A на вълната (7). Ако вълната се разпространява със скорост v в цилиндричен слой от средата със сечение S , за време t ще се разпространи на разстояние $h=vt$. Енергията, която се пренася през площта S за това време, ще бъде енергията на вълната в обема V на цилиндъра с основа S и височина h :

$$E = wV = wSh = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 Svt,$$

а интензитетът на вълната в този обем от средата съгласно (8) ще бъде:

$$I = \frac{1}{2} \frac{\rho v \omega^2 A^2 St}{St} = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2.$$

Виждаме, че интензитетът на еластичната вълна е пропорционален на квадрата на амплитудата на вълната. Такава зависимост е валидна за всички вълни (вкл. и за светлинните).

Диференциално вълново уравнение

Когато разглеждахме трептенията видяхме, че уравнението на трептенето е решение на някакво обикновено диференциално уравнение от втори ред за $x(t)$. Тук също можем да получим диференциално уравнение от втори ред за $y(x,t)$, чието решение е $y(x,t) = A \sin(\omega t - kx + \varphi)$, но тъй като имаме функция на две променливи x и t , то ще бъде частно диференциално уравнение. Нека да намерим вторите производни на $y(x,t) = A \sin(\omega t - kx + \varphi)$ по променливите x и t :

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \omega A \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi)$$

$$(9) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\omega^2 y$$

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -k A \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -k^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi)$$

$$(10) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -k^2 y.$$

От (9) и (10) следва:

$$-\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{k^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

$$(11) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2},$$

където сме заместили ω/k с фазовата скорост v . Уравнение (11) е частно диференциално уравнение от втори ред и се нарича диференциално вълново уравнение на плоска вълна, която се разпространява по оста X . Решенията на (11) са функции от вида $y(x,t) = A \sin(\omega t - kx + \varphi)$, т.е. уравнения на плоска хармонична вълна. Възможно е обаче да се направи и обратното заключение: ако една величина $y(x,t)$ зависи от времето и координатите така, че нейните частни производни удовлетворяват уравнение (5), тази величина съответства на разпространяваща се плоска хармонична вълна по оста X (такава вълна се нарича още бягаща вълна).

В общия случай, когато една плоска хармонична вълна $\xi(x,y,z,t)$ се разпространява в произволна посока в тримерното пространство, уравнение (11) се записва най-често по следния начин:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2},$$

където ξ е отклонението от равновесното положение, а

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

се нарича оператор на Лаплас.

Интерференция на вълни

Досега разглеждахме случаи, когато в дадена среда се разпространява само една вълна (от един източник). Ако в средата се намират два или повече източника, в някои точки от пространството около тях вълните се пресичат, т.е. тези точки ще участват едновременно в няколко трептения. Като имаме предвид векторното представяне на трептенията, можем да използваме принципа на суперпозицията за получаване на резултантните трептения на частиците в тези точки, т.е. за вълните също е валиден принципът на суперпозицията. След точките на наслагването всяка от вълните продължава разпространението си в своята посока независимо от другите. Опитът показва, че при пресичането на две или повече вълни те не взаимодействат помежду си и поведението на всяка от тях е такова, каквото би било и в отсъствие на другите (това се отнася само за среди, които не променят свойствата си от разпространяващите се в тях вълнови процеси).

Ще разгледаме най-простия случай – когато в дадена точка се наслагват трептения, породени от две плоски хармонични вълни

$$y_1 = A_1 \cos \Phi_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x_1 + \varphi_1)$$

$$y_2 = A_2 \cos \Phi_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 x_2 + \varphi_2)$$

разпространяващи се в еднородна среда, т.е. в тази точка трябва да съберем две хармонични трептения. Ако източниците, които пораждат вълните, са **достатъчно близо един до друг (т.е. те са пространствено кохерентни)** трептенията са (почти) в една посока, можем лесно да получим амплитудата на резултантното трептене:

$$(12) \quad A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta\Phi}.$$

Виждаме, че амплитудата **A** на резултантното трептене зависи от фазовата разлика на двете вълни в тази точка:

$$(13) \quad \Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t + (k_2 x_2 - k_1 x_1) + (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Ако фазовата разлика **ΔΦ** зависи от времето **t**, във всеки момент от време и във всяка точка от средата **cosΔΦ** ще се изменя непрекъснато от минималната си стойност **-1** до максималната **1** и средното му значение за всеки краен интервал от време ще бъде **0**. Тогава **A²** (а следователно и енергията на вълната в единица обем **w~A²**) ще има една и съща стойност във всички точки от средата – **A² = A₁² + A₂²** (съответно за интензитета **I** на вълната ще получим – **I = I₁ + I₂**). **Ако тази фазова разлика (13) не зависи от времето, вълните се наричат времево кохерентни. Виждаме от (13), че това е възможно само ако двете вълни имат еднакви честоти (ω₁=ω₂=ω, ω=2πf).** Тъй като средата е еднородна, скоростите на разпространение на двете вълни (фазовите скорости) също трябва да са равни – **v₁=v₂=v**. Но в такъв случай и вълновите числа на двете вълни трябва да са равни – **k₁=k₂=k**. Тогава (13) ще придобие вида:

$$(14) \quad \Delta\Phi = k(x_2 - x_1) + (\varphi_1 - \varphi_2),$$

т.е. фазовата разлика на двете кохерентни (пространствено и времево) вълни зависи само разликата в пътищата на вълните до дадената точка **Δ=x₂-x₁**. Двете константи **φ₁** и **φ₂** зависят само от началния момент на двете трептения, породили вълните **y₁** и **y₂** (това са началните фази на тези трептения), и са едни и същи за всички точки от средата. Ако можем да синхронизираме двата източника така, че да започнат трептенията си в един и същ момент, началните им фази **φ₁** и **φ₂** ще бъдат равни и (14) ще се опрости:

$$(15) \quad \Delta\Phi = k(x_2 - x_1) = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

Ако за дадена точка от средата **Δ** има такава стойност, че **ΔΦ=2mπ, cosΔΦ=1** и амплитудата **A** на резултантното трептене (12) и интензитетът **I** на вълната в тази точка във всеки момент от време ще бъдат:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2} = A_1 + A_2 > \sqrt{A_1^2 + A_2^2},$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} > I_1 + I_2$$

т.е. в тази точка се наблюдава усилване на трептенията (и следователно увеличаване на енергията в тази област) в сравнение с наслагването на некохерентни вълни. В точките, в които **Δ** има такава стойност, че **ΔΦ=(2m+1)π, cosΔΦ=-1**, амплитудата на резултантното трептене (12) и интензитетът **I** на вълната във всеки момент от време ще бъдат:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2} = |A_1 - A_2| < \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$$

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} < I_1 + I_2$$

и ще наблюдаваме отслабване на трептенията (намаляване на енергията в тези области) в сравнение с наслагването на некохерентни вълни.

Фигури на Хладни (видео) ... <https://youtu.be/umygqAZW3p0>

Явлението, при което се наблюдава преразпределение на енергията на вълните в средата, вследствие наслагването на две или повече кохерентни вълни се нарича интерференция. Точките, в които се наблюдава усилване на трептенията (увеличаване на енергията и интензитета на вълната), се наричат интерференчни максимуми, а тези, в които се наблюдава отслабване на трептенията (намаляване на енергията и интензитета на вълната) – интерференчни минимуми. Местоположението на тези точки се

определя само от разликата Δ в пътищата на двете (или повече) вълни от източника до съответната точка. Лесно можем да получим условията за минимум и максимум от (15). Интерференчен максимум се наблюдава в тези точки, за които $\Delta\Phi=2m\pi$:

$$\Delta\Phi = 2m\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

т.е. в тези точки, за които разликата в пътищата на вълните е четно число полувълни. В точките, за които $\Delta\Phi=(2m+1)\pi$, ще наблюдаваме интерференчен минимум:

$$\Delta\Phi = (2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

т.е. точките, за които разликата в пътищата на вълните е нечетно число полувълни.

Стоящи вълни

Ще разгледаме един интересен в практическо отношение случай на интерференция – когато се наслагват две плоски кохерентни бягащи вълни с еднакви амплитуди, които се разпространяват в противоположни посоки. Явлението се наблюдава при отражение на вълна от преграда, която е перпендикулярна на посоката на разпространение на вълната, и се нарича стояща вълна.

Стоящи вълни (видео) ... <https://youtu.be/-gr7KmTOrx0>

Нека да определим резултата от интерференцията на две такива вълни – y_1 и отразената вълна y_2 , разпространяващи се в двете противоположни посоки на оста X (допускаме, че в средата, в която се разпространяват вълните, няма загуба на енергия):

$$y_1 = A \sin(\omega t - kx)$$

$$y_2 = A \sin(\omega t + kx)$$

като в случая сме избрали за начален момент на трептенето моментът, в който източникът на трептенията (с координата $x=0$) преминава през равновесното си положение (при $t=0 \rightarrow y_1=0$). Резултантното трептене в произволна точка с координата x съгласно принципа на суперпозицията е:

$$(16) \quad y = y_1 + y_2 = 2A \cos kx \sin \omega t = \pm A^* \sin \omega t,$$

откъдето следва, че в резултат на интерференцията на двете вълни във всяка точка от средата с фиксирана координата x ще се извършва хармонично трептене със същата честота ω , но с друга амплитуда

$$A^* = |2A \cos kx| = \left| 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right|,$$

която зависи само от координатата x . В точките от средата, в които $\cos(2\pi x/\lambda)=0$, $y=0$, т.е. в тях няма трептения ($A^*=0$). В точките, където $\cos(2\pi x/\lambda)=\pm 1$, амплитудата на трептенията е максимална, т.е. $A^*=2A$. Точките от средата, за които е изпълнено условието:

$$(17) \quad \frac{2\pi x}{\lambda} = \pm (2m+1) \frac{\pi}{2}$$

се наричат възли на стоящата вълна ($A^*=0$), а тези, за които

$$(18) \quad \frac{2\pi x}{\lambda} = \pm 2m \frac{\pi}{2} = \pm m\pi$$

– върхове на стоящата вълна ($A^*=2A$). От (17) и (18) непосредствено следва, че за всеки връх е изпълнено $x=\pm m\lambda/2$, а за всеки възел $x=\pm(m+1/2)\lambda/2$. Лесно може да се покаже, че разстоянието между съседните възли или върхове е равно на $\lambda/2$, а между всеки възел и връх – $\lambda/4$.

Характерните особености на стоящата вълна в сравнение с бягащата са няколко:

- В стоящата вълна амплитудите на трептене са различни в различните точки ($A^*=f(x)$). Съществуват възли и върхове на трептенията. В бягащата вълна всички амплитуди са еднакви (A не зависи от x);
- В областта, заключена между два съседни възела, всички точки от средата трептят с еднаква фаза; при преход към съседната такава област фазите на трептенията се изменят с π (знакът пред $\sin \omega t$ се

променя съгласно (16) от „+” на „-” или обратно: от „-” на „+”, $-\sin\omega t = \sin(\omega t \pm \pi)$). Следователно точките от двете страни на даден възел трептят с противоположни фази. В бягащата вълна фазите на трептене зависят от координатата x на точката ($\Phi(t) = (\omega t - kx)$);

- При стоящата вълна не се пренася енергия, тъй като двете наслагващи се вълни пренасят еднаква енергия в две противоположни посоки (амплитудите на двете вълни са еднакви); при бягащата вълна се пренася енергия в посока на разпространението ѝ.

Звукови вълни – основни характеристики. Скорост на звука. Ефект на Доплер

Звуковите вълни представляват механични трептения, които се разпространяват в материална еластична среда с определена честота, варираща в граници от **20 Hz** до **20 kHz**. Те предизвикват в нашите слухови органи специфично възприятие, наречено звук.

Като физично явление звукът се характеризира освен с честотата си (определена по-горе) и с величините интензитет и скорост.

Интензитетът (силата) на звука се определя както интензитетът на всяка еластична вълна като средната енергия, пренасяна от звуковите вълни за единица време през единица площ, разположена перпендикулярно на посоката на разпространение на вълните:

$$I = \frac{E}{St}$$

$$I = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2$$

Мерната единица за интензитет на звука също е ват на квадратен метър [W/m^2].

Скоростта v на разпространение на звука зависи от свойствата на средата – основно от плътността ѝ ρ и способността ѝ да се деформира. В газовете звукът се разпространява като надлъжна вълна, а скоростта ѝ се определя от промяната на налягането P в даден обем при промяната на плътността ρ на средата,

вследствие деформацията – $v = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}}$. Като имаме предвид голямата скорост на разпространение (**~340 m/s**), можем да считаме процеса за адиабатен и от уравнения на Поасон и

Клапейрон–Менделеев можем да получим често използваната формула $v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$, където R е

универсалната газова константа, а $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, T и μ съответно са коефициентът на Поасон,

термодинамичната температура и моларната маса на газа. В течностите скоростта на звука зависи от модула на обемна деформация K – $v = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$, а в твърдите тела, където може да се разпространява като

надлъжна и напречна вълна, от модулите E на надлъжна и G на напречна деформация ($v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ за

надлъжните вълни и $v = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ за напречните).

При звуковите вълни също се наблюдава явлението интерференция, както и стоящи вълни.

Концертни зали, музикални инструменти ...

В разглеждания дотук предпологахме, че източникът на звук е неподвижен. Оказва се, че ако източникът на звука и приемникът, с който го регистрираме, се движат един спрямо друг, честотата на звука f' , която регистрира приемникът, се различава от честотата f на излъчените звукови вълни. Това явление се нарича ефект на Доплер, на името на австрийския физик К. Доплер, който пръв го е обяснил.

Линейка, влак ...

Ако изберем отправна система с положителна посока на оста X от източника към приемника, а проекциите на скоростите на източника и приемника по тази ос са съответно $\vec{v}_s$ и $\vec{v}_r$, честотата f' , която се регистрира от приемника ще бъде:

$$f' = f \frac{v - v_r}{v - v_s},$$

където с v сме означили скоростта на разпространение на звука в дадената среда, с f – честотата на излъчваните от източника вълни, а v_s и v_r са проекциите на скоростите със съответния знак върху така избраната ос X .

Честотната област на звука се разделя на три обхвата: инфразвуков, звуков и ултразвуков. Въздействието на инфразвуковите вълни върху живите организми все още не е добре изучено и е предмет на изследвания. За тях е характерно, че се поглъщат слабо от средата, поради което се разпространяват на големи разстояния.

Ултразвуковите вълни намират широко приложение в техниката и медицината.

Поради голямата си честота те имат силно диспергиращо действие, което се използва при различни технологични процеси: приготвяне на емулсии и суспензии, получаване на сплави с дребнозърнеста структура, обработка на твърди материали (рязане, шлайфане, пробиване на отвори и т.н.), почистване повърхностите на различни малки детайли и др. Ултразвукът се разпространява във водата без чувствителни загуби на енергия, поради което се използва за подводна сигнализация, откриване на най-различни обекти под водата, както и за изследване релефа на морското дъно. Уредите, които се прилагат за тези цели, се наричат ултразвукови локатори. Чрез тях се откриват и вътрешни дефекти в различните твърди материали.

В медицината ултразвуковите вълни се използват за най-различни цели. Напоследък ултразвуковите апарати за диагностика заменят успешно рентгеновите апарати. В неврохирургията ултразвукът се използва за третиране на много малки участъци от мозъка, върху които оказва разрушително действие, без да се нарушава нормалното функциониране на останалите части от мозъка.