

Fizyka

Fale

Ruch falowy- Fala jednowymiarowa

Falą nazywamy pewne zaburzenie w ośrodku sprężystym poruszające się kierunku np. x ze stałą prędkością.

Zaburzenie to może zachodzić w kierunku równoległym do kierunku rozchodzenia, mamy wtedy do czynienia z falą podłużną, lub w kierunku prostopadłym do kierunku rozchodzenia, mówimy wtedy o fali poprzecznej.

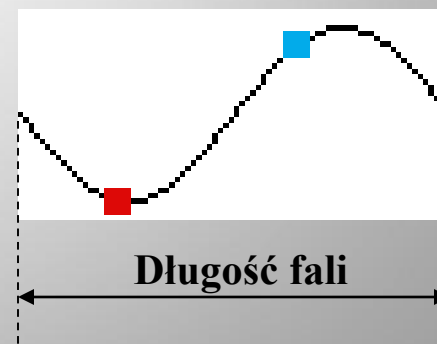
Prędkość rozchodzenia się fal zależy od gęstości i własności sprężystych ośrodka.

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

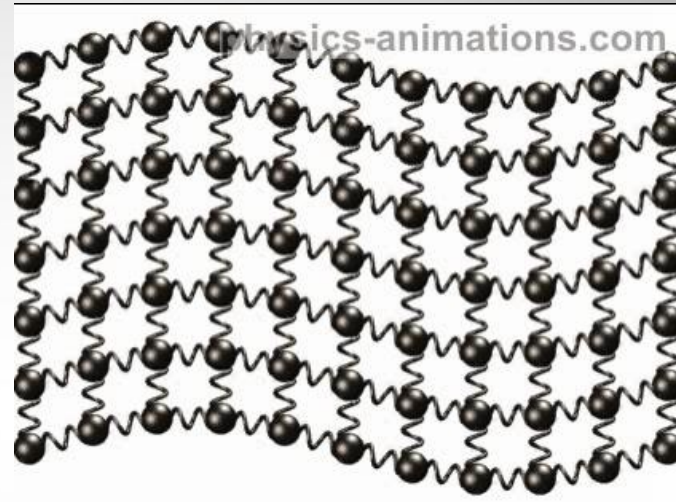
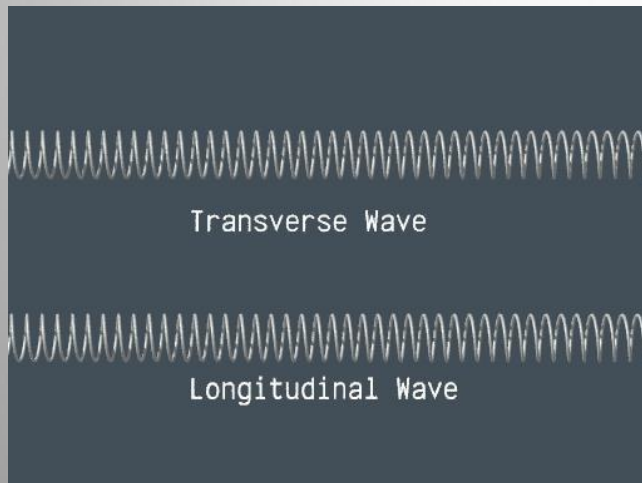
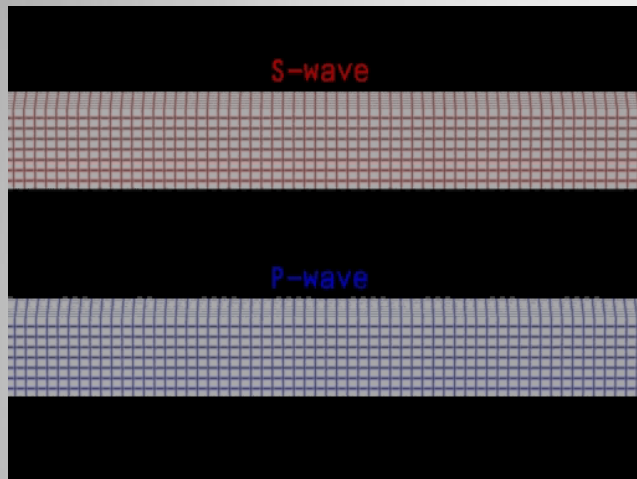
Dla fali podłużnej w pręcie, E jest modułem sprężystości.

$$v = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

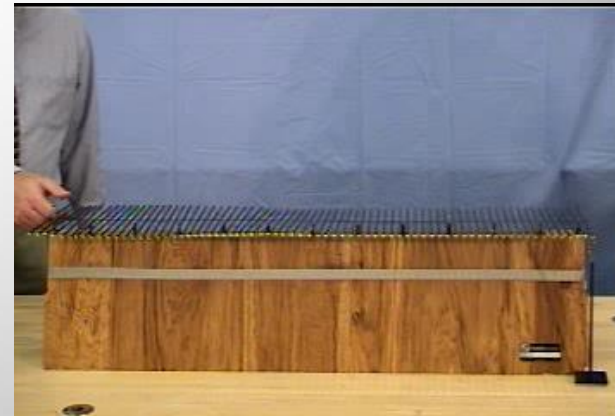
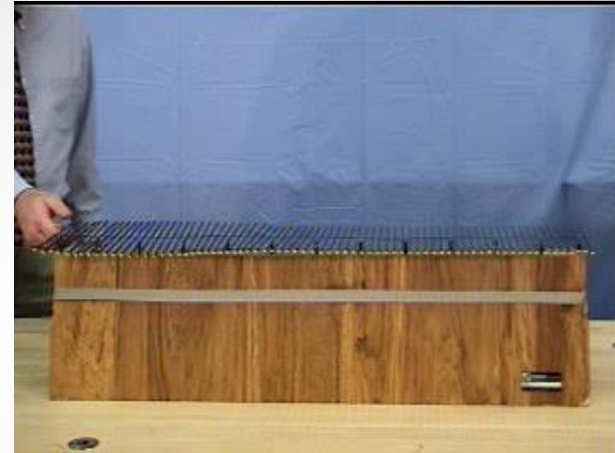
Dla fali poprzecznej w pręcie, τ jest modułem sztywności.



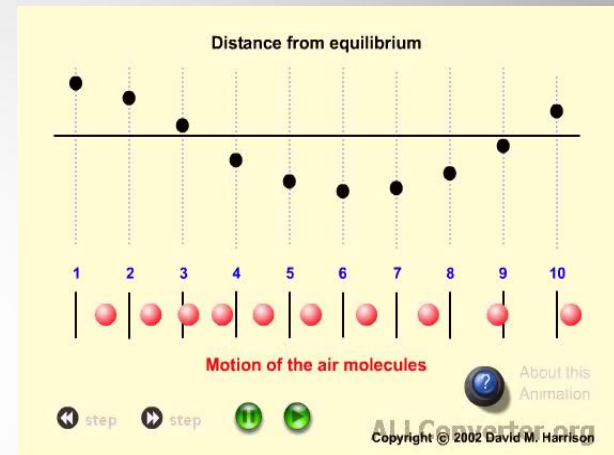
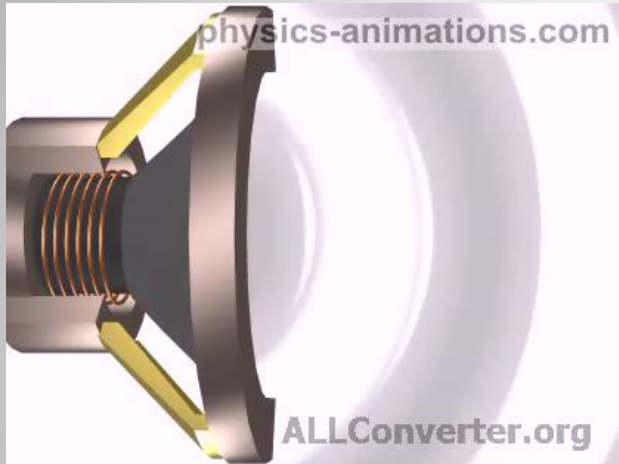
Przykłady ruchu falowego



Przykłady ruchu falowego



Przykłady ruchu falowego



Wielkości fizyczne opisujące falę

Najmniejszą odległość między drgającymi punktami znajdującymi się w tej samej fazie nazywamy **długością fali**.

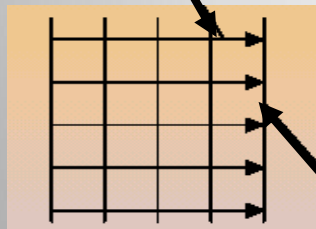
Miejsca geometryczne punktów do których doszło zaburzenie nazywamy **czołem fali**.

Promień fali określa nam kierunek wzdłuż którego rozchodzi się zaburzenie.

Geometryczny kształt **czoła fali** określa typy fal;

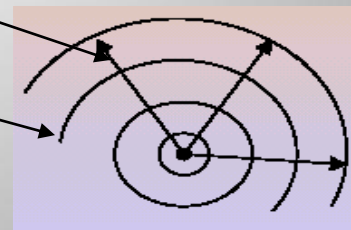
Promień fali

jeśli jest to płaszczyzna, mamy falę płaską,



Czoło fali

jeśli jest to sfera, mamy falę kulistą



Rodzaje fal

Ze względu na kierunek drgań w stosunku do kierunku rozchodzenia się fali możemy mieć fale poprzeczne i podłużne.

Ze względu na kształt czoła fali możemy mieć fale płaskie i kuliste.

Ze względu na charakter zaburzenia fale mogą być skalarne (np. fala dźwiękowa w powietrzu) lub wektorowe (np. fala świetlna).

Możemy mieć również fale spolaryzowane (drgania zachowują stały kierunek w stosunku do kierunku rozchodzenia się fali)

Fale harmoniczne

Najprostszym do opisanie a jednocześnie bardzo często spotykanym rodzajem fal są fale harmoniczne, które można opisać równaniem

$$\psi(x, t) = A \sin k(x - vt)$$

gdzie k jest stałą dodatnią.

Ustalenie położenia lub czasu prowadzi do sinusoidalnego zaburzenia ψ . Fala jest okresowa zarówno w przestrzeni jak i w czasie. Odległość po której powtarza się (okres) zaburzenie przestrzenne nazywamy jak już powiedzieliśmy długością fali i oznaczamy przez λ . Zmiana położenia o długość fali nie zmienia zaburzenia ψ .

$$\psi(x, t) = \psi(x \pm \lambda, t)$$

Fale harmoniczne

$$\psi(x, t) = \psi(x, t \pm T)$$

czyli, $\sin k(x - vt) = \sin k[x - v(t \pm T)] = \sin[k(x - vt) \pm 2\pi]$

Wynika stąd, że

$$|k v T| = 2\pi$$

Wiedząc, że wszystkie powyższe wielkości są dodatnie, otrzymujemy

$$T = \frac{\lambda}{v}$$

Odwrótnością okresu T jest jak wiadomo częstotliwość f ;

$$f = \frac{1}{T}$$

Dla fali definiujemy jeszcze częstość kątową ω i częstość przestrzenną χ .

Przy czym,

Faza i prędkość fazowa.

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad \chi = \frac{1}{\lambda}$$

Zdefiniowane wielkości charakteryzujące fale harmoniczne dotyczą również fal nieharmonicznych, jak długo przedstawiają one pewne periodyczne zaburzenia.

Rozpatrzmy dowolną funkcję harmoniczną:

$$\psi(x, t) = A \sin(kx - \omega t)$$

Cały argument funkcji sinus nazywamy **fazą** (kątem fazowym) φ , tak, że

$$\varphi = kx - \omega t \quad .$$

Faza i prędkość fazowa

W tym zapisie dla kąta fazowego $\varphi = 0$ (czyli dla $t=0$, $x=0$) wartość zaburzenia jest też równa zero. Tak nie zawsze musi być, dlatego wprowadza się fazę początkową ε tak, że ogólna postać równania przyjmuje postać:

$$\psi(x, t) = A \sin(kx - \omega t + \varepsilon) .$$

Faza (kąt fazowy) powyższego zaburzenia można podać w następującej postaci:

$$\varphi(x, t) = (kx - \omega t + \varepsilon) .$$

Faza ta jest funkcją położenia i czasu. Zmianę fazy w czasie przy stałym położeniu definiuje prędkość kątową ω .

$$\left| \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_x \right| = \omega .$$

Faza i prędkość fazowa

Z kolei zmiana fazy w funkcji położenia dla ustalonego czasu prowadzi do równania;

$$\left| \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_t \right| = k$$

W oparciu o własności pochodnych cząstkowych możemy napisać;

$$\left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_\varphi = \frac{-(\partial \varphi / \partial t)_x}{-(\partial \varphi / \partial x)_t}$$

Lewa strona tego równania przedstawia prędkość rozprzestrzeniania się zaburzenia dla stałej fazy. Uwzględniając poprzednie równania otrzymujemy;

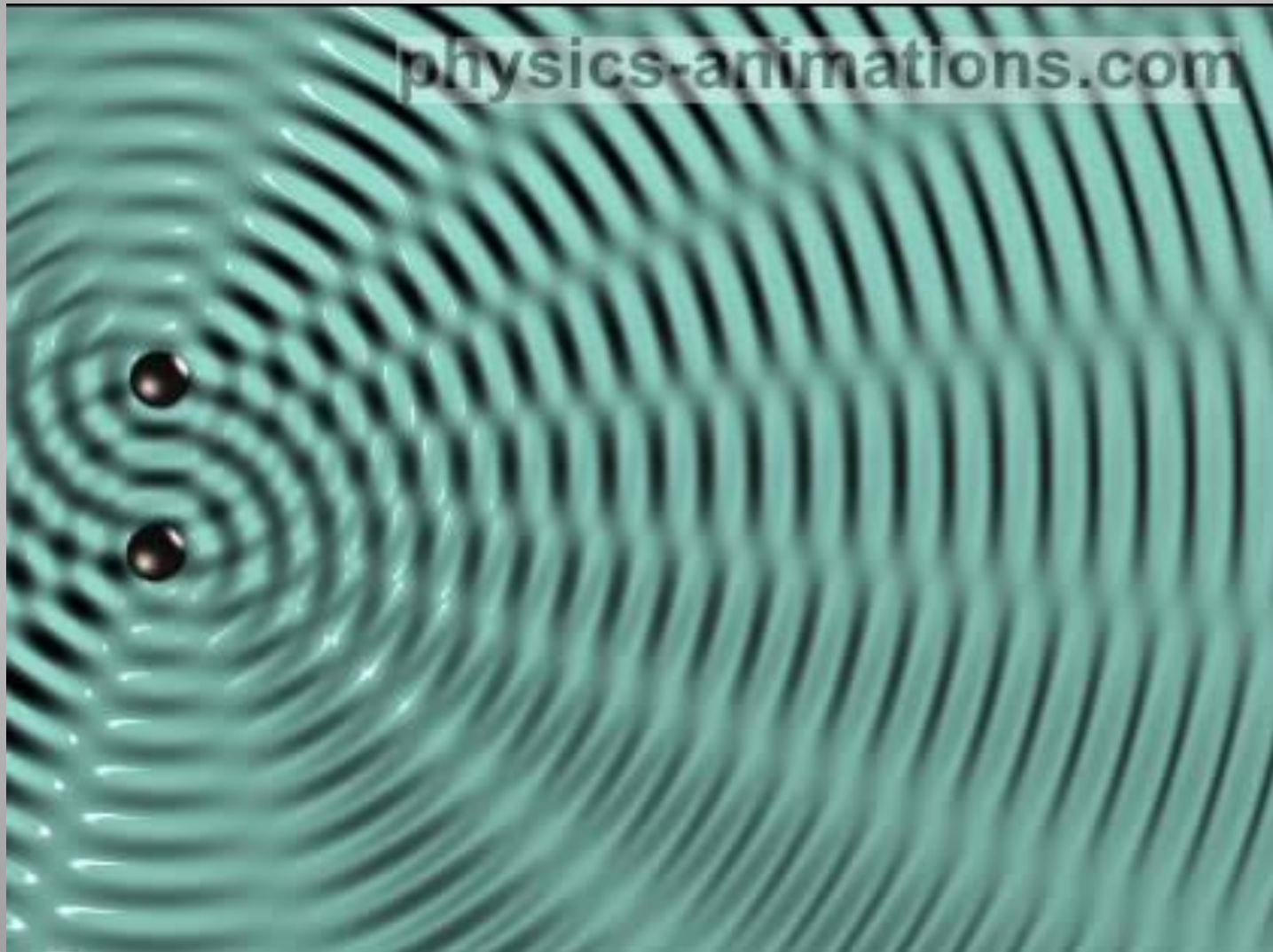
$$\left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) = \pm \frac{\omega}{k} = \pm v$$

Powyższy wzór definiuje prędkość z którą porusza się zaburzenie. Jest to tzw. **prędkość fazowa**.

Zależności występujące pomiędzy wielkościami charakteryzującym falę można zsumować w następującej tabelce

Nazwa	Długość fali	Liczba falowa	okres	Częstotliwość	Częstość kołowa	prędkość
symbol	λ	k	T	f	ω	v
definicja	$2\pi/ \lambda = k$		$1/T = f \quad 2\pi f = \omega$			
Zależności kinematyczne	$\lambda = v T \qquad f \lambda = v \qquad \omega/k = v$					
Równoważne Zapisy Równania fali	$\psi(x,t) = A\sin[2\pi / \lambda(x - v t)]$ $\psi(x,t) = A\sin[2\pi(x / \lambda - t / T)]$ $\psi(x,t) = A\sin(kx - \omega t)$					

Interferencja fal



Interferencja fal

W ośrodku mogą równocześnie rozchodzić się drgania wychodzące z różnych centrów drgań. Fale te tworzą nową falę.

Rozważmy dwie fale o tej samej częstotliwości, amplitudzie rozchodzące się w tym samym kierunku.

$$\psi_1(x, t) = A \sin(\omega t - kx - \varphi)$$

$$\psi_2(x, t) = A \sin(\omega t - kx)$$

Dodając te fale do siebie otrzymujemy;

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= \psi_1(x, t) + \psi_2(x, t) \\ &= A[\sin(\omega t - kx - \varphi) + \sin(\omega t - kx)] \end{aligned}$$

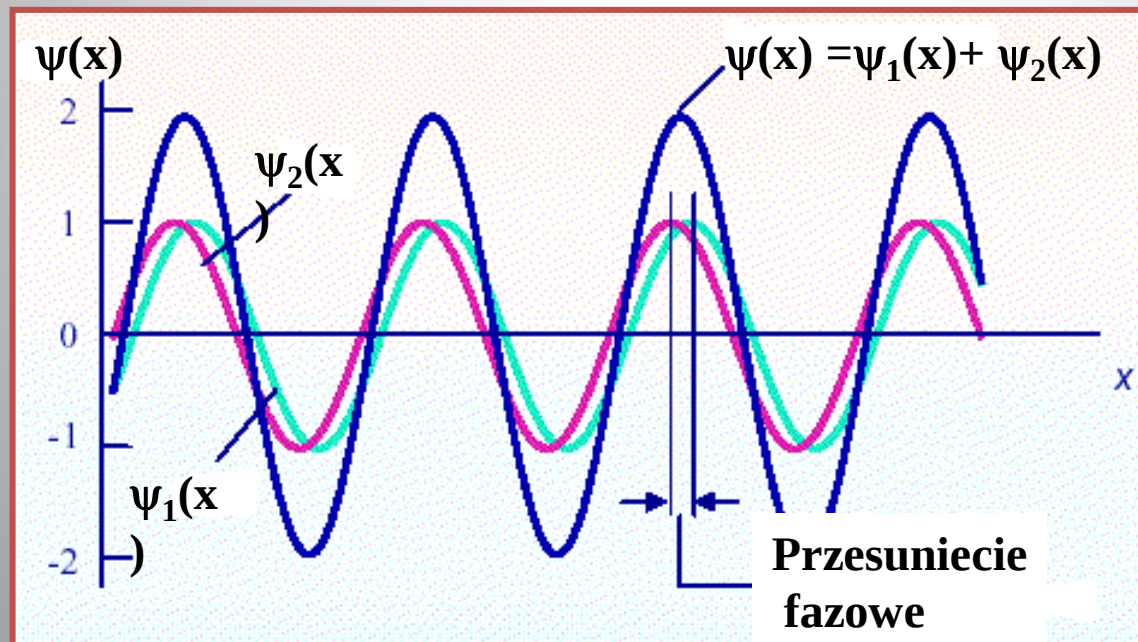
$$\psi(x, t) = 2A \cos \frac{\varphi}{2} \sin(\omega t - kx - \frac{\varphi}{2}) .$$

Amplituda



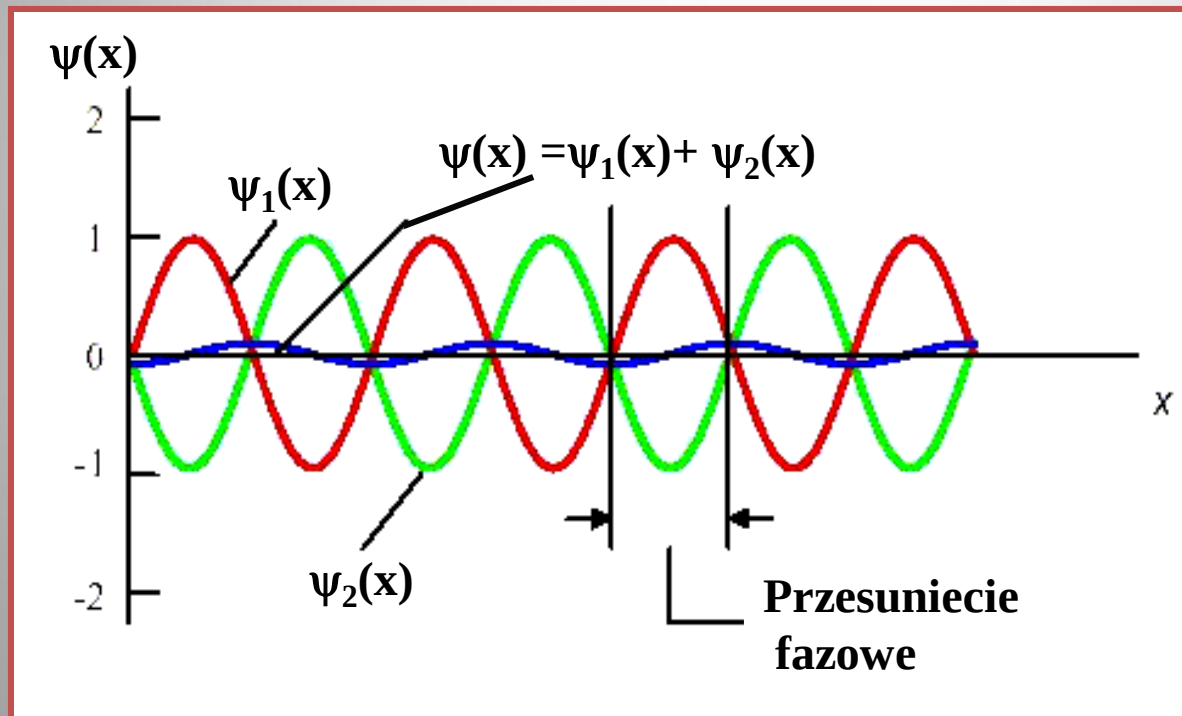
**Zależność od czasu i
położenia**

W zależności od różnicy fazy mamy do czynienia ze wzmocnieniem lub osłabieniem fali pierwotnej.



**Interferencja
konstruktywna**

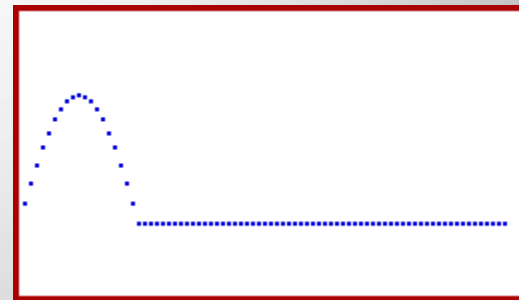
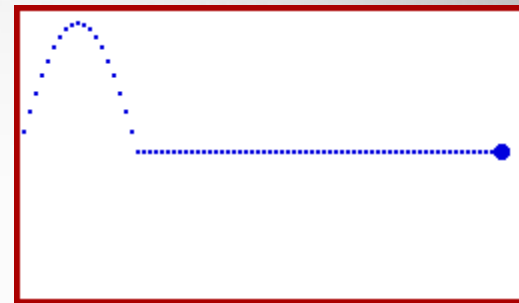
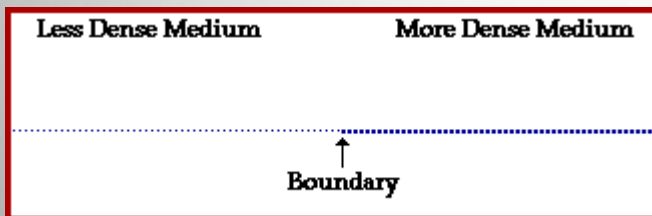
Interferencja fal



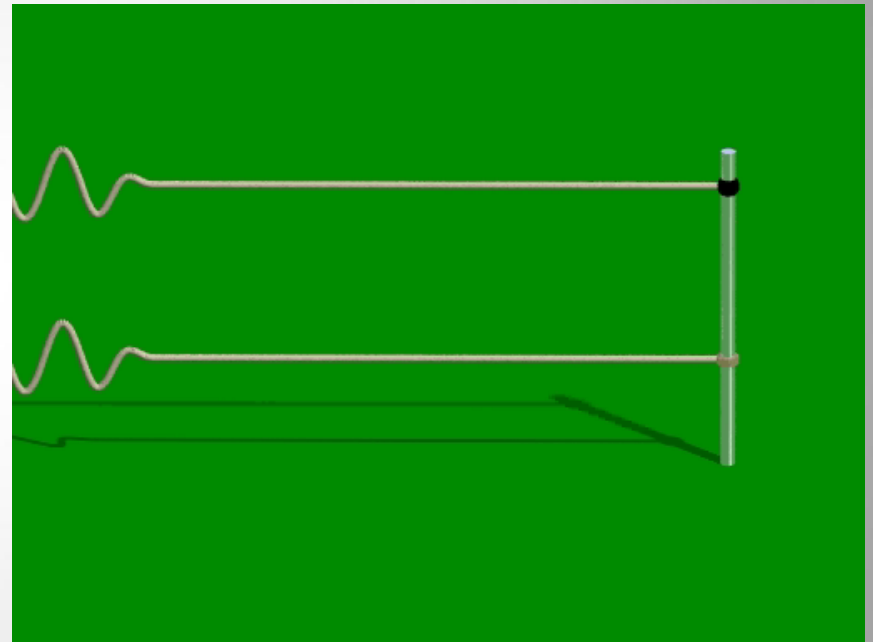
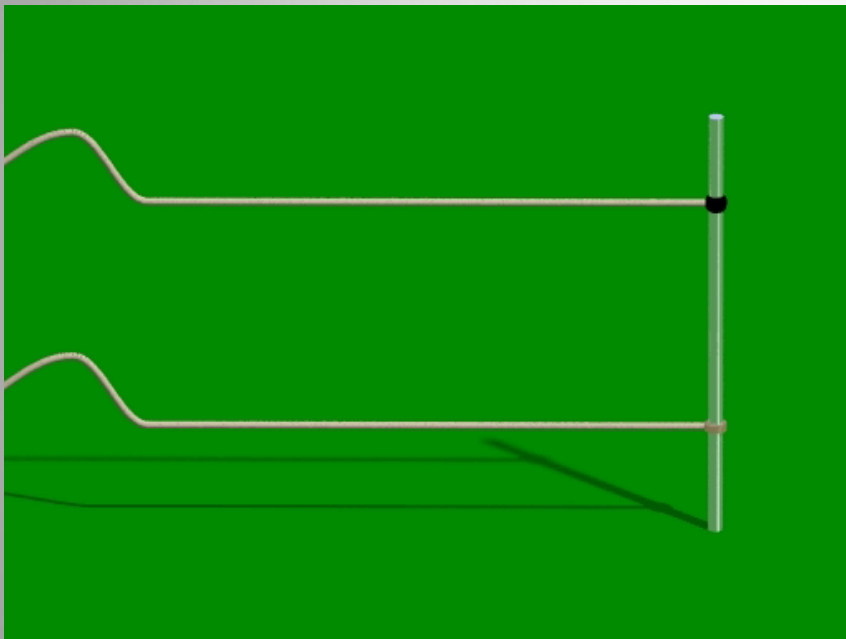
**Interferencja
destruktywna**

Odbicie fali

Na granicy ośrodków następuje odbicie fali. **Fala odbita może być przesunięta w fazie lub nie w stosunku do fali padającej w zależności od własności obu ośrodków.**



Odbicie fali



Fala stojąca

Powstanie fali stojącej jest szczególnym przypadkiem interferencji. Fala stojąca powstaje przez interferencję dwóch fal o przeciwnych kierunkach rozchodzenia się. Może to być np. interferencja fali padającej z falą odbitą. Rozważmy taki przypadek.

$$\begin{aligned}\psi_1(x, t) &= A \sin(\omega t - kx) \\ \psi_2(x, t) &= A \sin(\omega t + kx + \varphi)\end{aligned} \quad \cdot$$

W wyniku interferencji otrzymujemy falę o postaci;

$$\begin{aligned}\psi(x, t) &= \psi_1(x, t) + \psi_2(x, t) \\ &= A[\sin(\omega t + kx + \varphi) + \sin(\omega t - kx)]\end{aligned} \quad \cdot$$

Fala stojąca

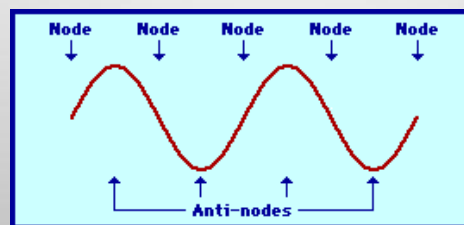
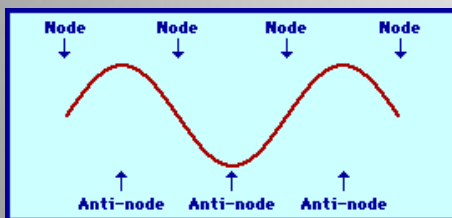
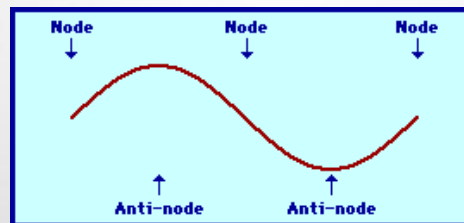
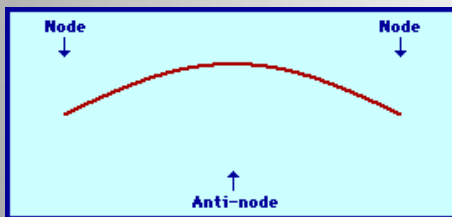
W wyniku otrzymujemy falę;

$$\psi(x, t) = 2A \sin(\omega t + \frac{\varphi}{2}) \cos(kx + \frac{\varphi}{2}) \quad .$$

Zależność od czasu

Zależność od położenia

Dla struny napiętej pomiędzy dwoma punktami otrzymujemy następujący obraz;

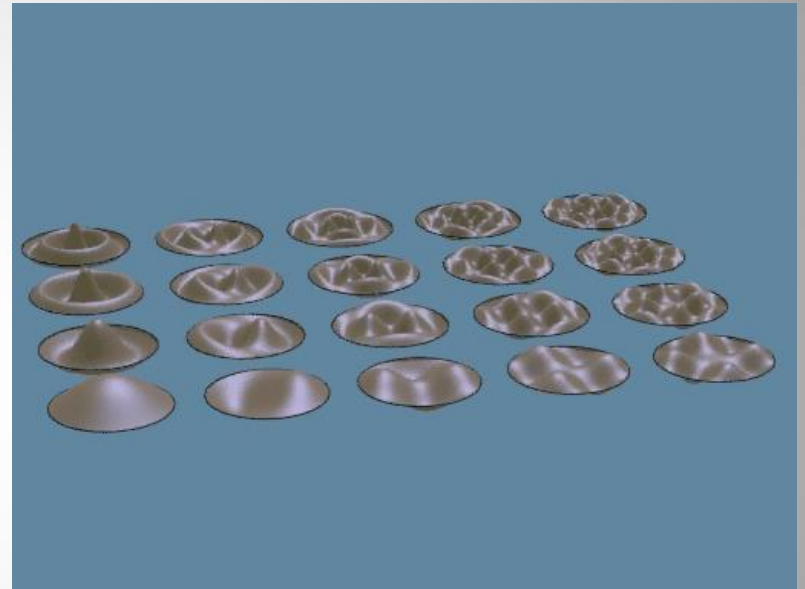
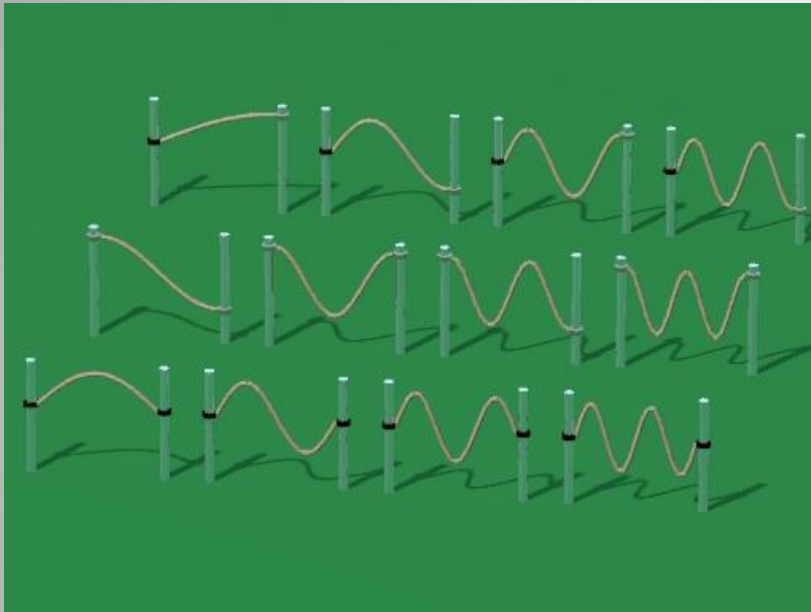


1. $L = \lambda/2$
2. $L = \lambda$
3. $L = 3\lambda/2$

Tabela pokazuje podstawowe drgania własne układu (struny).

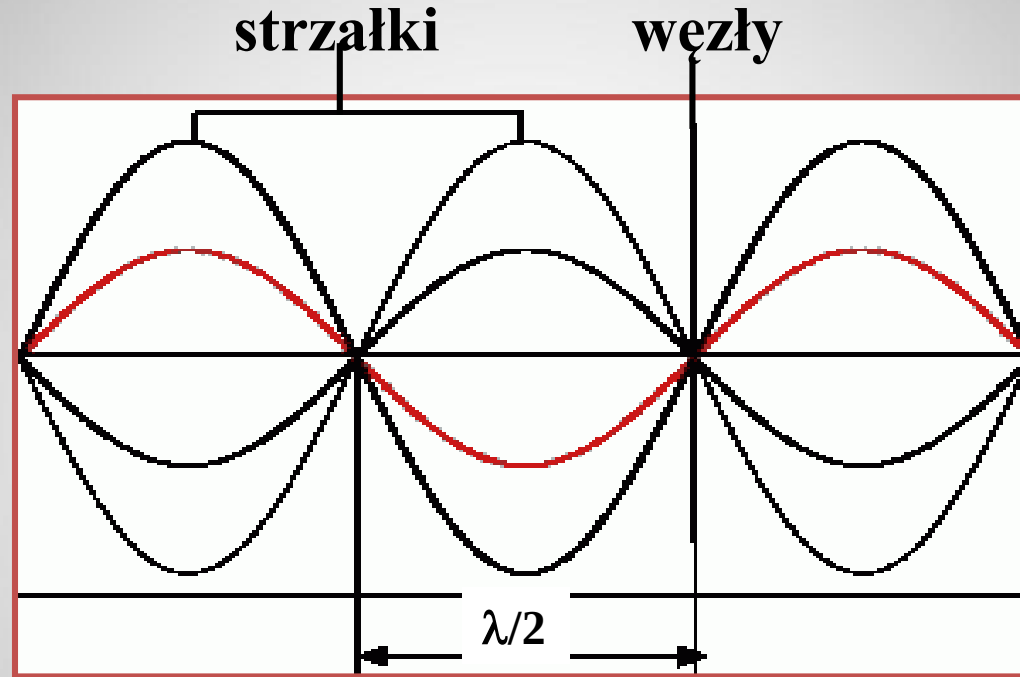
Fala stojąca

Poniższy rysunek przedstawia powstawanie fali stojącej.



Wróćmy do równania fali stojącej. Możemy z tego równania znaleźć warunek na występowanie **minimalnych amplitud – węzłów**, oraz **maksymalnych amplitud – strzałek**.

Fala stojąca



Położenie węzłów wyznaczmy z równania:

$$\cos(kx + \frac{\varphi}{2}) = 0 \rightarrow kx + \frac{\varphi}{2} = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Fala stojąca



Fala stojąca



Fala stojąca

Położenie węzłów otrzymamy więc dla następującego warunku

$$x = \frac{(2n+1)\pi - \varphi}{2k} \quad . \quad (11.21)$$

W podobny sposób możemy wyliczyć warunek na występowanie strzałek. Otrzymamy wtedy;

$$x = \frac{2n\pi - \varphi}{2k} \quad . \quad (11.22)$$

W oparciu o powyższe wzory możemy wyliczyć odległości pomiędzy kolejnymi węzłami lub strzałkami.

Fale stojące mogą również posłużyć do uwidocznienia drgań własnych w ciałach stałych. Do uwidocznienia tych drgań możemy użyć drobinek korka lub piasku.

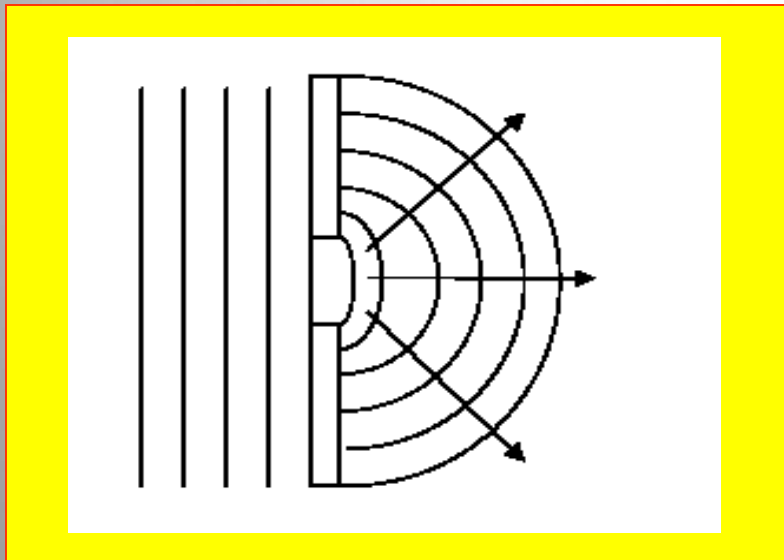
Fala stojąca

Przykład takich drgań, -**figury Chladniego**- wzbudzonych na tarczy metalowej np. przy pomocy smyczka przedstawia poniższy rysunek.



Ugięcie fal

Bardzo często stwierdzamy, że jeśli fala trafia na swojej drodze na jakąś przeszkodę, to zauważamy zmianę kierunku ruchu fali za tą przeszkodą. Przykładem mogą być fale rozchodzące się w kierunku falochronu z przerwą w pewnym miejscu. Przy końcach falochronu widzimy wyraźną zmianę kierunku ruchu fali. Zjawisko to nazywamy ugięciem fali.

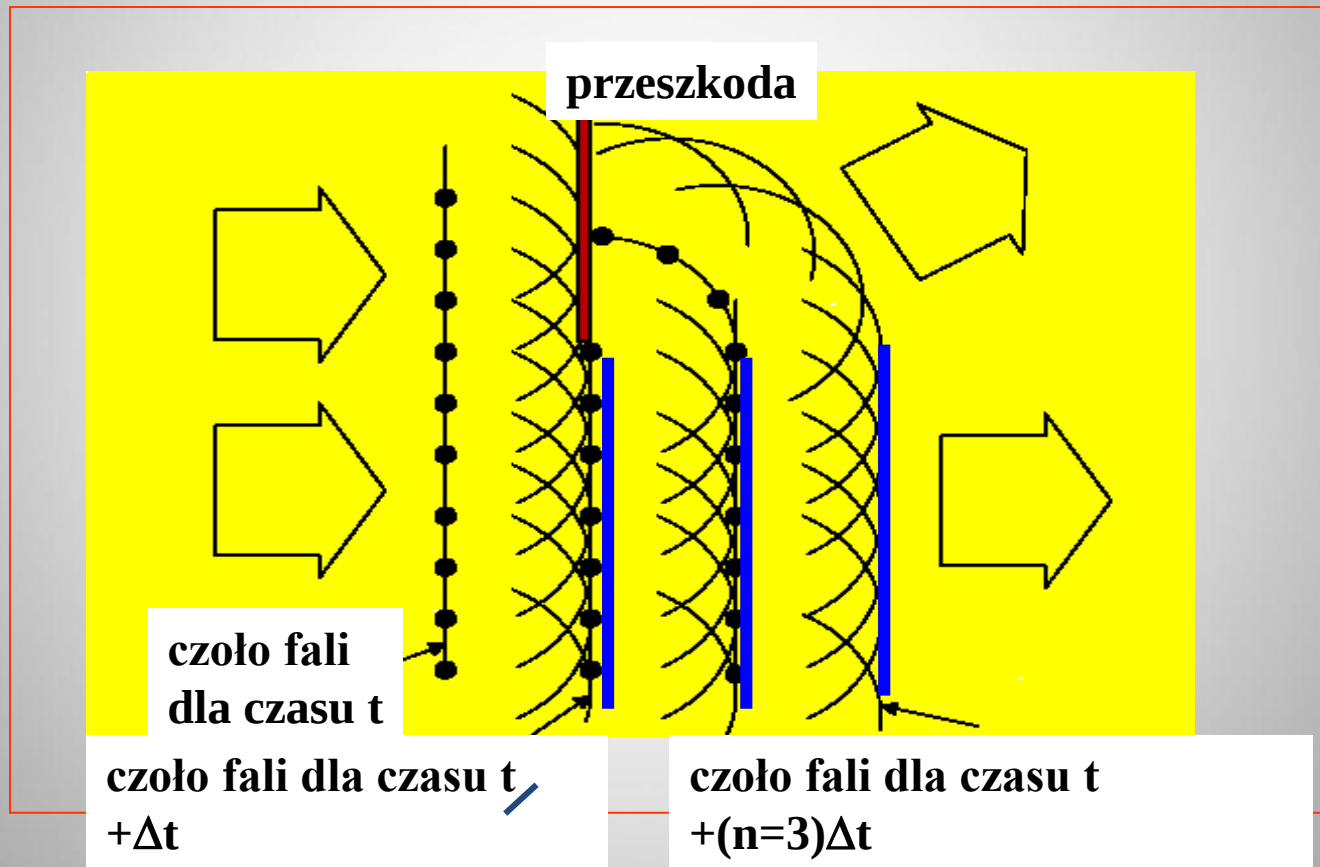


Ugięcie fali możemy
wyjaśnić zasadą Huygensa.
Mówi ona, że

Każdy punkt do którego dotarła
fala staje się źródłem
nowej elementarnej fali kulistej.

Ugięcie fal

Obwiednia tych fal elementarnych definiuje nam falę w czasie późniejszym. Poniższy rysunek pokazuje rozprzestrzenianie się fali płaskiej.



Dyspersja

Przy rozchodzeniu się fal istotne są zjawiska zachodzące na granicy dwóch ośrodków. Należą do nich;

1. **Załamanie fali,**
2. **Odbicie fal**

Procesy te zależą od własności graniczących ośrodków, a w szczególności od prędkości rozchodzenia się fal w tych ośrodkach.

**W przypadku, gdy prędkość rozchodzenia się fal zależy od częstości fali, mamy do czynienia ze zjawiskiem dyspersji.
Dyspersja w istotny sposób zmienia obraz interferencji.**

Prędkość grupowa

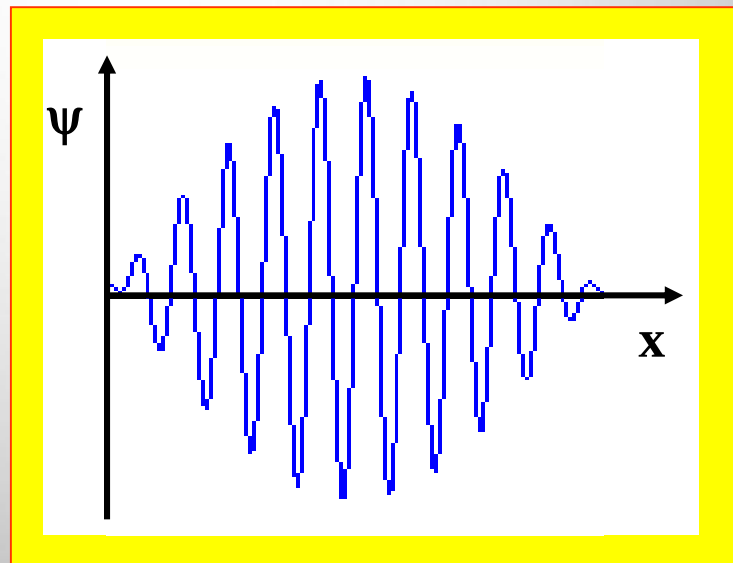
Fala płaska o postaci matematycznej

$$\psi(x, t) = A \cos(\omega t - kx) ,$$

rozprzestrzenia się do nieskończoności zarówno w czasie jak i przestrzeni. Rzeczywiste fale fizyczne z którymi spotykamy się na co dzień są ograniczone czasowo i przestrzennie. Dotyczy to np. fal przenoszących informacje.

Fale te rozchodzą się w tzw. **paczkach falowych**.

Rysunek obok przedstawia taką paczkę.



Prędkość grupowa

Pokazana paczka falowa nie da się opisać przez podane równanie. Jest ona bowiem sumą fal o różnych długościach.

Podstawowe własności paczki falowej możemy prześledzić w oparciu o zjawisko dudnień, które powstaje, gdy nakładają się dwie fale o lekko różniących się częstościach i długościach fal.

$$\begin{aligned}\psi_1(x, t) &= A \cos(\omega_1 t - k_1 x) \\ \psi_2(x, t) &= A \cos(\omega_2 t - k_2 x)\end{aligned} \quad \cdot$$

Po dodaniu tych dwóch fal otrzymujemy;

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 = 2A \cos(\omega t - kx) \cos(\Delta\omega t - \Delta kx) \quad . \quad (11.23)$$

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$$

oznacza średnią **częstość kołową**.

Prędkość grupowa

$$k = \frac{k_1 + k_2}{2}$$

oznacza **średnią liczbę falową**.

Pozostałe wielkości oznaczają;

$$\Delta\omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$$

oraz

$$\Delta k = \frac{k_1 - k_2}{2}$$

.

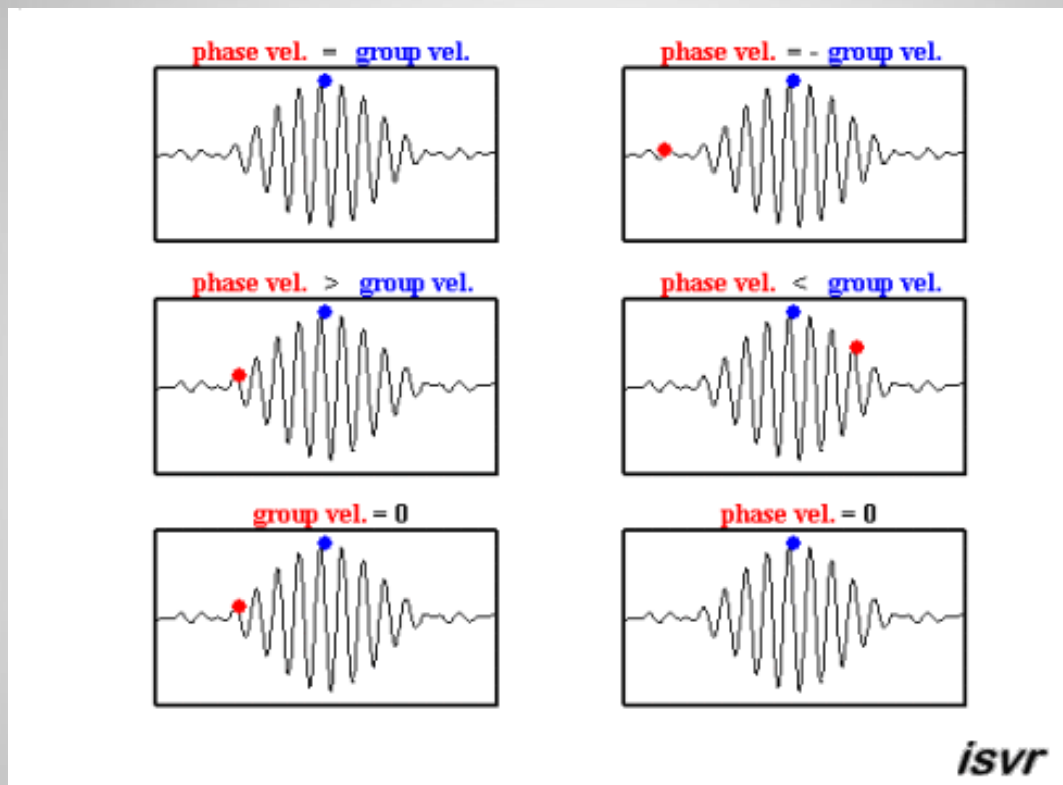
Pierwszy czynnik w równaniu w równaniu (11.23) przedstawia biegnącą falę o częstości i liczbie falowej bardzo bliskim fali wyjściowej. Prędkość fazowa tej fali wynosi;

$$v_{faz} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2}$$

.

Drugi czynnik odpowiada za modulację amplitudy i utworzenie paczek falowych, co pokazane jest na następnym rysunku dla dwóch następujących po sobie chwil.

Prędkość grupowa



Maksimum paczki falowej pokazuje niebieska kropka, a czerwona kropka pokazuje stan o stałej fazie.

Prędkość grupowa

$$\psi(x, t) = 2A \cos(\Delta\omega t - \Delta k x)$$

Stan o stałej fazie spełnia następujące równanie;

$$\Delta\omega t - \Delta k x = \text{const}$$

Dla miejsc o stałej fazie otrzymujemy więc;

$$x = \frac{\Delta\omega t - \text{const}}{\Delta k}$$

Możemy więc już obliczyć prędkość paczki falowej, czyli prędkość grupową.

$$v_{\text{grup}} = \frac{dx}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} = \frac{d\omega}{dk} \quad (11.24)$$

Pamiętamy, że związek pomiędzy prędkością fazową a częstością jest następująca; $\omega = k v_{\text{faz}}$.

Prędkość grupowa

Wstawmy to wyrażenie do równania (11.24). **Otrzymamy wtedy**

$$v_{grup} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(kv_{faz})}{dk} = v_{faz} + k \frac{dv_{faz}}{dk}$$

Ze względu na związek $k = 2\pi/\lambda$, mamy

$$dk = 2\pi d\left(\frac{1}{\lambda}\right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} d\lambda \quad .$$

Otrzymujemy wtedy związek pomiędzy prędkością grupową i prędkością fazową.

$$v_{gr} = v_{faz} - \lambda \frac{dv_{faz}}{d\lambda} \quad . \quad (11.25)$$

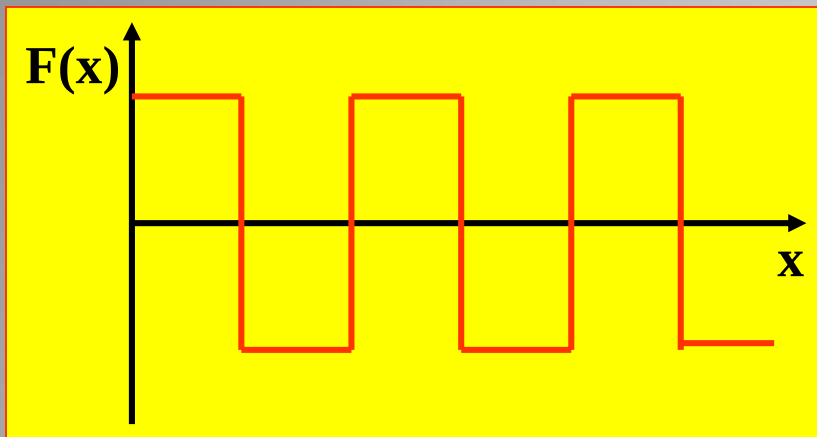
Analiza Fouriera

Można pokazać, że każdą funkcję periodyczną czasowo lub przestrzennie można przedstawić jako sumę funkcji czysto sinusoidalnych.

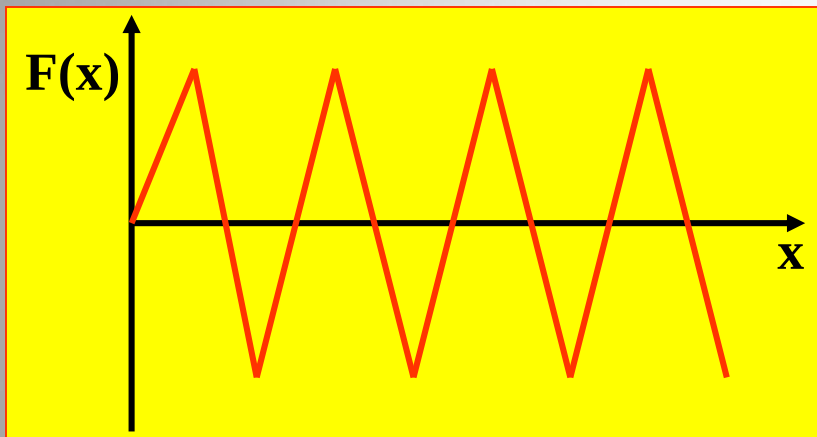
$$\begin{aligned} F(x) &= a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(n k_0 x + \varphi_n) \\ F(t) &= b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(n \omega t + \psi_n) \end{aligned} \quad (11.26)$$

Istnieją odpowiednie przepisy matematyczne w jaki sposób znaleźć współczynniki a_n i b_n

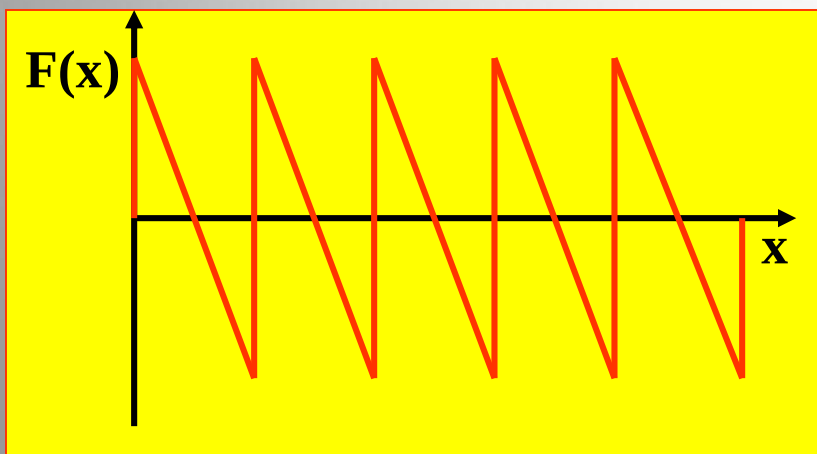
Rozpatrzmy kilka przebiegów periodycznych. Przebiegi te można przedstawić przez pokazane obok funkcje.



$$F(x) = \sin k_0 x + \frac{1}{3} \sin 3k_0 x + \frac{1}{5} \sin 5k_0 x +$$

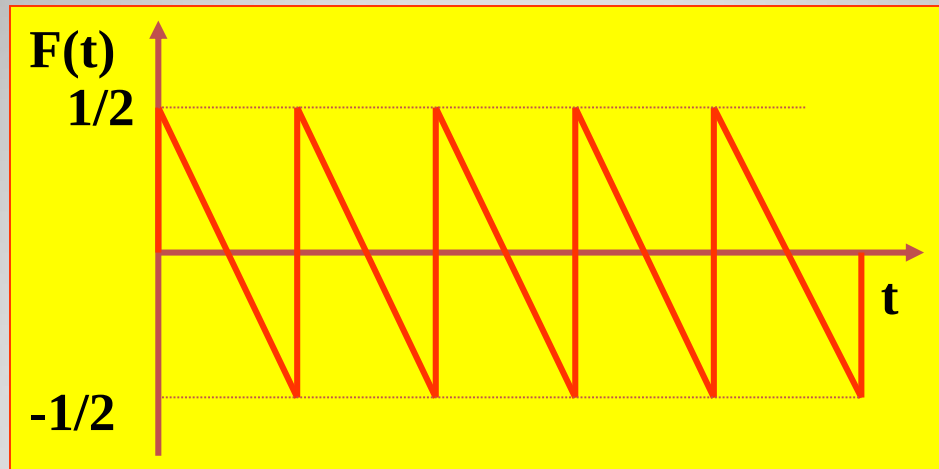


$$F(x) = \sin k_0 x - \frac{1}{3^2} \sin 3k_0 x + \frac{1}{5^2} \sin 5k_0 x -$$

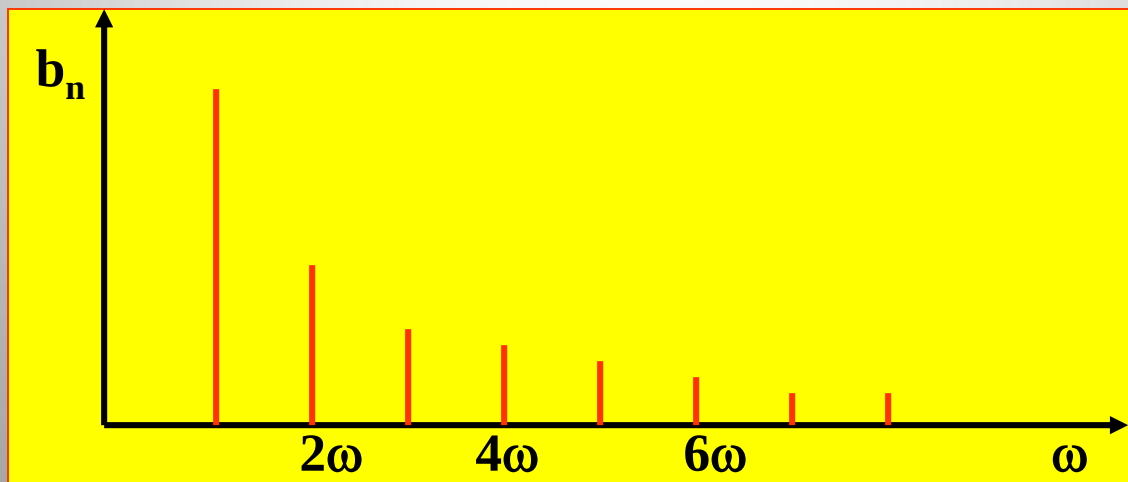


$$F(x) = \sin k_0 x + \frac{1}{2} \sin 2k_0 x + \frac{1}{3} \sin 3k_0 x +$$

Rozważmy jeszcze raz ostatni rozkład periodyczny z poprzedniej strony, będący tym razem rozkładem czasowym.



$$F(t) = \frac{1}{\pi} \sin(\omega_0 t) + \frac{1}{2\pi} \sin(2\omega_0 t) + \frac{1}{3\pi} \sin(3\omega_0 t) +$$

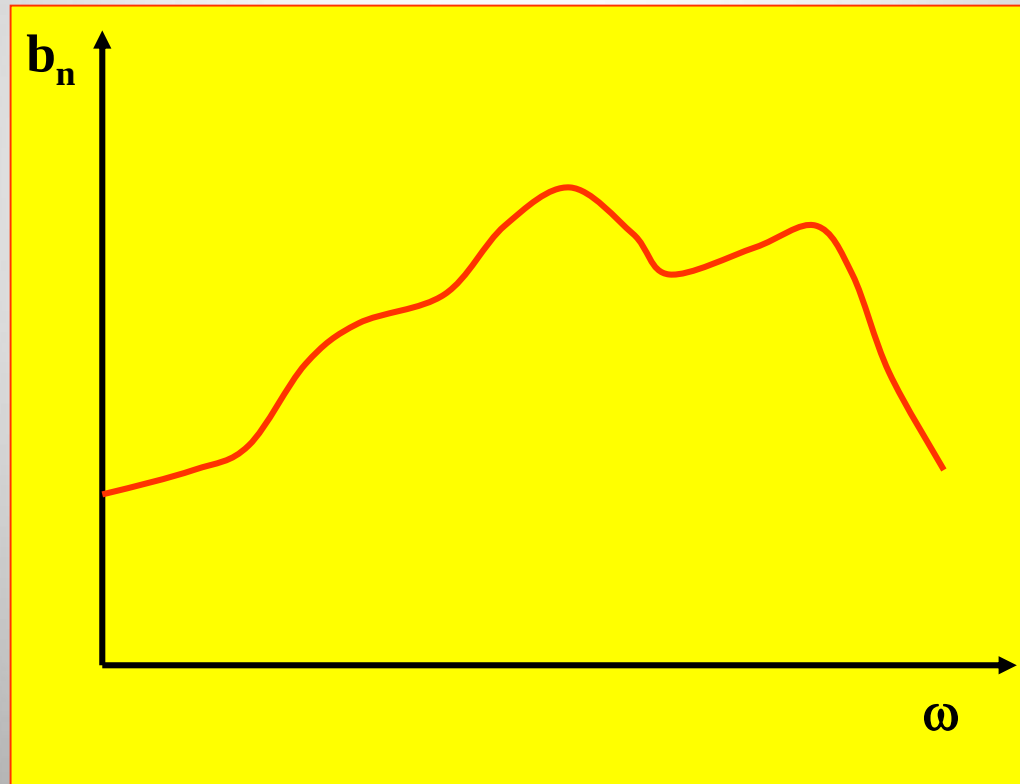


Rysunek ten przedstawia udział poszczególnych częstości w funkcji **F(t)**.

Dla fizyki szczególnie ważne jest zastosowanie analizy Fourierowskiej do analizy zdarzeń **nieperiodycznych**.

Rozkład częstości dla takich zdarzeń jest ciągły.

Przykład widma częstości dla wystrzału jest pokazane na poniższym rysunku.



Obliczanie prędkości fali

1. Prędkość dźwięku w gazie

$$v = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{RT}{\mu}} \quad (11.31)$$

2. Prędkość dźwięku w pręcie

Prędkość dźwięku w materiałach sprężystych możemy podać w oparciu o wyprowadzone już w tym rozdziale wyrażenia .

Należy pamiętać, że własności sprężyste ciał stałych opisywane są przez wielkości tensorowe.

W cienkim pręcie prędkość dźwięku wynosi;

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (11.32)$$

W ciele stałym dźwięk może propagować również przez fale poprzeczne.

Prędkość dźwięku w niektórych materiałach

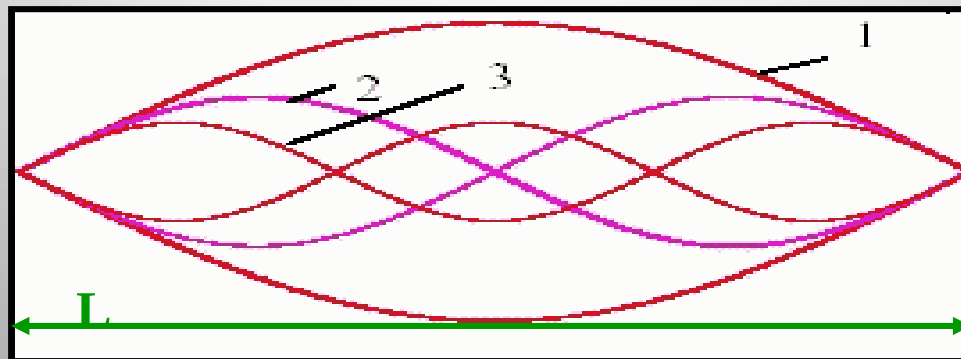
Materiał	Gęstość [kg/m ³]	Prędkość [m/s]
Powietrze suche –20 ⁰ C	1,396	319
Powietrze suche 0 ⁰ C	1,293	331
Powietrze suche 20 ⁰ C	1,21	344
Powietrze suche 100 ⁰ C	0,947	387
Wodór 0 ⁰ C	0,090	1260
Para wod. 130 ⁰ C	0,54	450
Woda 20 ⁰ C	998	1480
Lód	920	3200
Drzewo	600	4500
Szkło	2500	5300
Beton	2100	4000
Stal	7700	5050

Źródła dźwięku

Geometrycznie źródła dźwięku mogą mieć różną postać; płaszczyzny, prostej, lub punktu. Bardzo często źródłami dźwięku są wszelkiego rodzaju **przetworniki elektroakustyczne** wykorzystujące zmienne pole elektromagnetyczne do wzbudzania drgań membran będących źródłem dźwięku.

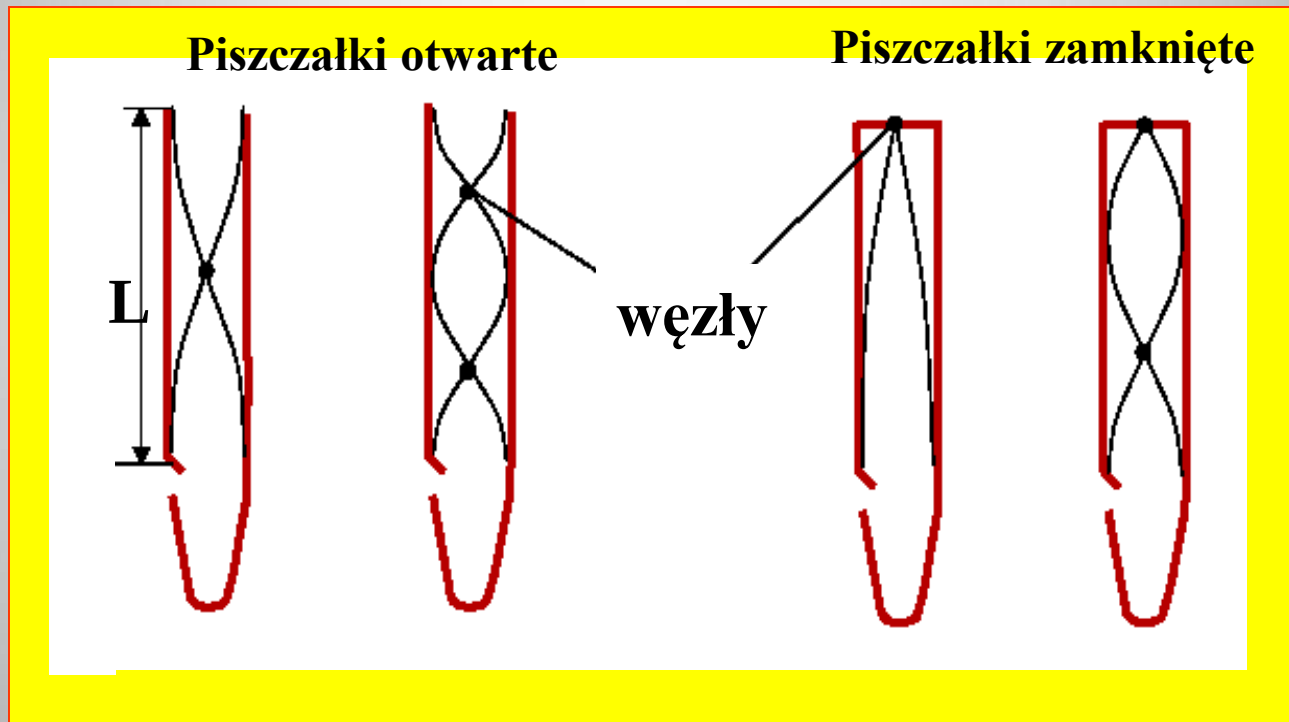
Najbardziej znanymi źródłami dźwięku są struny głosowe, oraz instrumenty muzyczne.

Drgania napiętej struny, na której powstają fale stojące. Mogą być źródłami dźwięku.



Źródła dźwięku

Przyrządami, w których powstają fale stojące w drgającym słupie powietrza są wszelkiego rodzaju piszczałki



Zastanówmy się jakie dźwięki możemy uzyskać w piszczałkach.

Piszczałki otwarte

Drganie podstawowe;

$$1 \text{ węzeł i } L = \lambda/2$$

Pierwsze drganie
harmoniczne

$$2 \text{ węzły i } L = \lambda$$

**N-te drganie
harmoniczne**

$$L = (n+1) \lambda/2 = (n+1) \pi v / (2\pi v)$$

$$\omega_n = (n+1) \pi v / L \quad n=1,2,3,$$

Piszczałki zamknięte

Drganie podstawowe;

$$1 \text{ węzeł i } L = \lambda/4$$

Pierwsze drganie
harmoniczne

$$2 \text{ węzły i } L = 3\lambda/2$$

**N-te drganie
harmoniczne**

$$L = (n+1) \lambda/4 = (n+1) 2\pi v / (4 \cdot 2\pi v)$$

$$\omega_n = (2n+1) \pi v / L \quad n=0,1,2,$$

Percepcja dźwięku

Dźwięki, które słyszymy możemy scharakteryzować przez trzy następujące parametry;

1. **Wysokość dźwięku**, za którą odpowiedzialna jest częstość drgań,
2. **Głośność dźwięku**, za którą jest odpowiedzialna jest amplituda drgań,
3. **Barwa dźwięku**, za którą jest odpowiedzialna kompozycja różnych częstości

Wysokość dźwięku możemy ocenić przez porównanie go z tonem wzorcowym.

Głośność dźwięku zależy od natężenia dźwięku, czyli od kwadratu amplitudy drgań.

Barwa dźwięku



Percepcja dźwięku

Ucho ludzkie ze względu na swoje fizjologiczne własności nie odbiera jednakowo dźwięków o tym samym natężeniu lecz o różnej częstotliwości. Dźwięków o częstotliwościach niższych od 16Hz i wyższych od 20 kHz nie słyszymy w ogóle.

Za wzorcową przyjmujemy głośność dźwięku o częstotliwości **1 kHz i natężeniu $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$** co odpowiada progowi słyszalności dla tej częstotliwości.

Głośność dźwięku o tej samej częstotliwości i innym natężeniu I wyznaczamy w oparciu o **prawo Webera-Fechnera**.

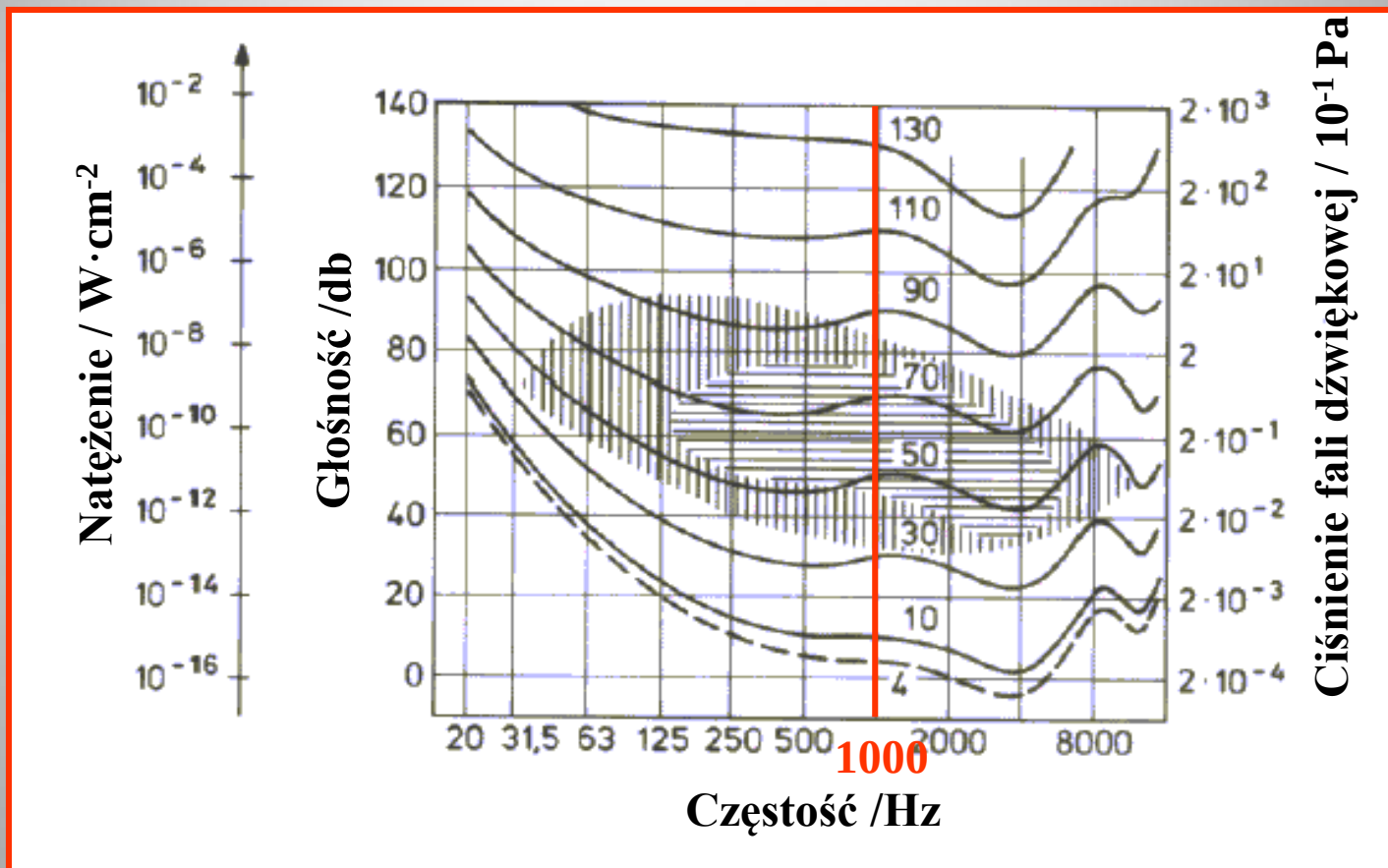
$$\beta = 10 \log \frac{I}{I_0} . \quad (11.33)$$

β wyraża się w decybelach [db].

Głośność dźwięku o innej częstotliwości porównujemy z głośnością dźwięku o częstotliwości 1kHz a wynik podajemy w **fonach**.

Percepcja dźwięku

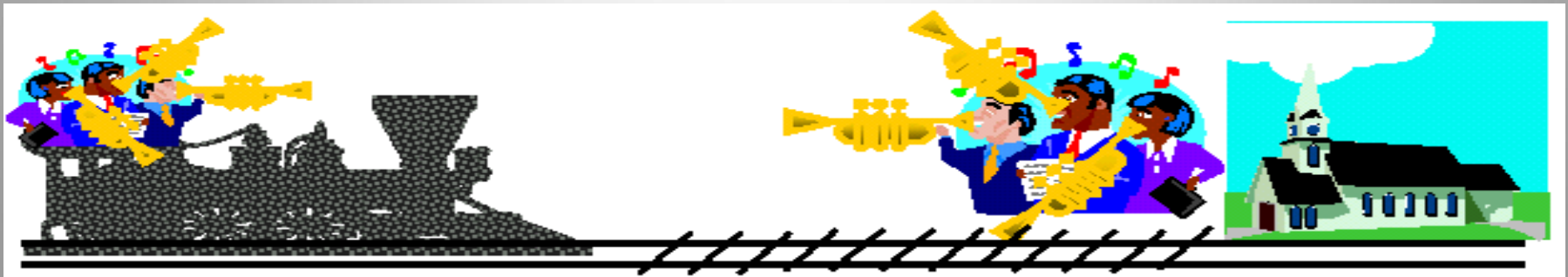
Poniższy rysunek przedstawia orientacyjny przebieg głośności w zakresie najlepszej słyszalności.



Efekt Dopplera

Jeżeli źródło emitujące falę oraz obserwator znajdują się względem siebie w ruchu, obserwator zaobserwuje falę o częstości zmienionej v_{zm} w stosunku do częstości emitowanej przez źródło v_z . Taką zmianę częstości możemy często zauważyć w ruchu ulicznym np. w czasie przejeżdżania obok nas karetki na sygnale. Dla fal dźwiękowych efekt ten został po raz pierwszy zauważony przez Christiana Dopplera 1842 r.

Doppler wynajął na dwa dni pociąg towarowy i grupę trębaczy z wiedeńskiej orkiestry. Połowę muzyków umieścił w pociągu, a drugą na stacji. Obydwie grupy trąbiły w tej samej tonacji. Muzycy byli oczywiście w stanie określić wysokość słyszanego dźwięku.



Efekt Dopplera



Efekt Dopplera

University of Wisconsin-Stout
Department of Physics

Doppler Effect



Produced by
Alan J. Scott

Project funded by a Nakagami Instructional Technologies
Grant, UW-Stout

COPYRIGHT © 1998 BY ALAN J. SCOTT, UW-STOUT

Efekt Dopplera

- Wartość zmiany częstotliwości zależy od ruchu obserwatora i źródła dźwięku względem ośrodka, a nie tylko od wzajemnego ruchu źródła i obserwatora. Dlatego prędkości źródła i obserwatora nie możemy traktować zamiennie

$$f_{ob} = \frac{u \pm v_{ob}}{u \mp v_{zr}} f_0$$

Efekt Dopplera

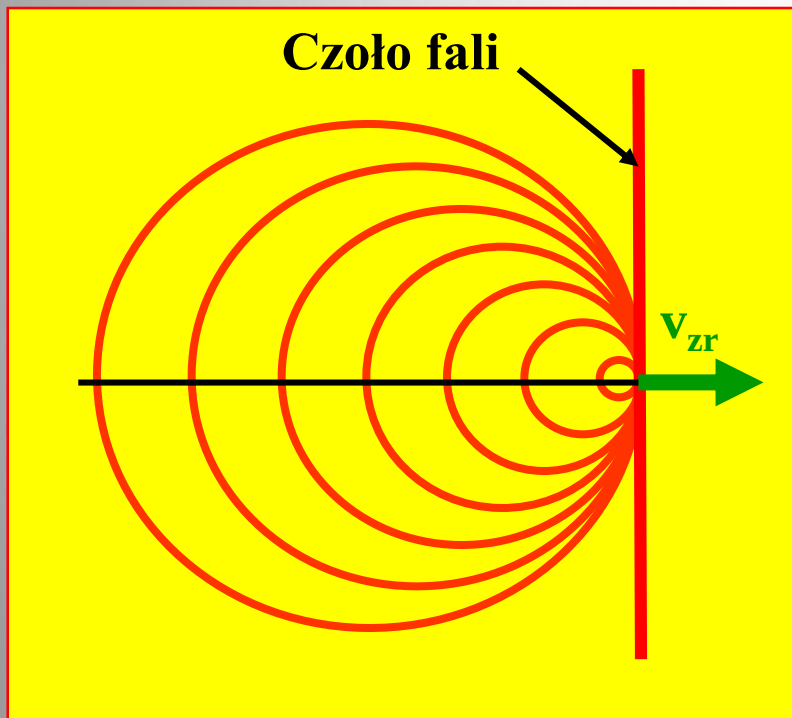
$$f_{ob} = \frac{u \pm v_{ob}}{u \mp v_{zr}} f_0$$

Poniższa tabela pokazuje wszystkie cztery możliwości.

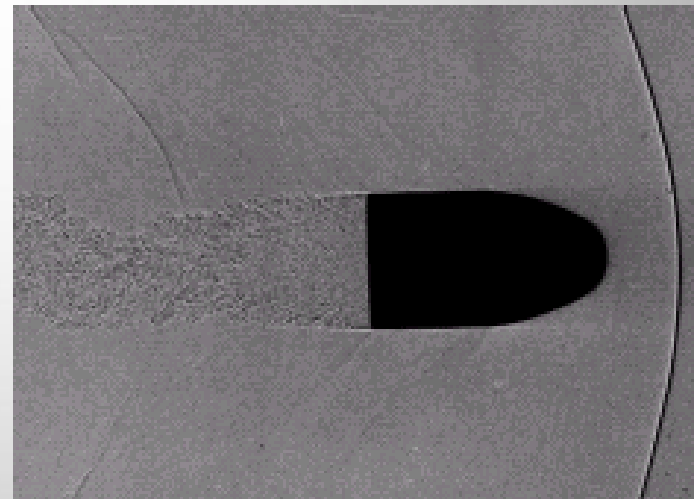
źródło	obserwator	
		$f_{ob} = \frac{u - v_{ob}}{u - v_{zr}} f_0$
		$f_{ob} = \frac{u + v_{ob}}{u - v_{zr}} f_0$
		$f_{ob} = \frac{u - v_{ob}}{u + v_{zr}} f_0$
		$f_{ob} = \frac{u - v_{ob}}{u - v_{zr}} f_0$

Prędkości naddźwiękowe

Co dzieje się gdy prędkość źródła dźwięku v_{zr} jest równa prędkości dźwięku u . Powstaje wtedy fala uderzeniowa. Następuje kumulacja energii na czole fali. **Natężenie rośnie do ∞ .**



Przykład ---- lecący pocisk o prędkości $v_{zr} = 1.01 u$.



Prędkości naddźwiękowe

physics-animations.com

physics-animations.com

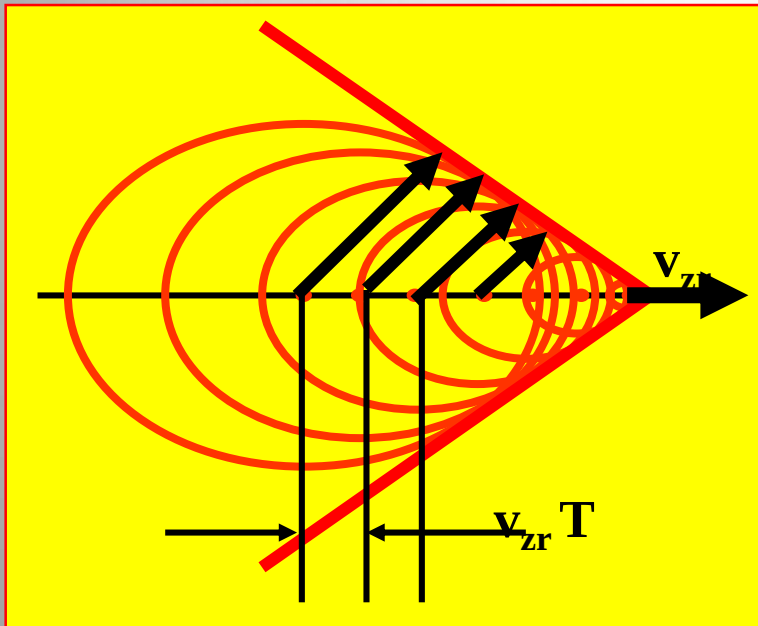
physics-animations.com

**F/A Hornet przekraczający
Barierę dźwięku**



Prędkości naddźwiękowe

Kiedy obiekt emitujący dźwięk ma prędkość większą od prędkości rozchodzenia się dźwięku, płaskie czoło fali uderzeniowej zmienia się w stożek. Również energia koncentruje się na powierzchni Stożka.



M jest nazwane liczbą Macha.

Połowa kąta rozwarcia stożka jest dana przez;

$$\sin \theta = \frac{u}{v_{zr}} = \frac{1}{M} .$$

Światłne fale uderzeniowe również istnieją w ośrodkach o współczynniku załamania **n > 1** co zmniejsza prędkość światła w stosunku do tej

w próżni. **Powstające światłne fale uderzeniowe nazywamy promieniowaniem Cerenkova.**