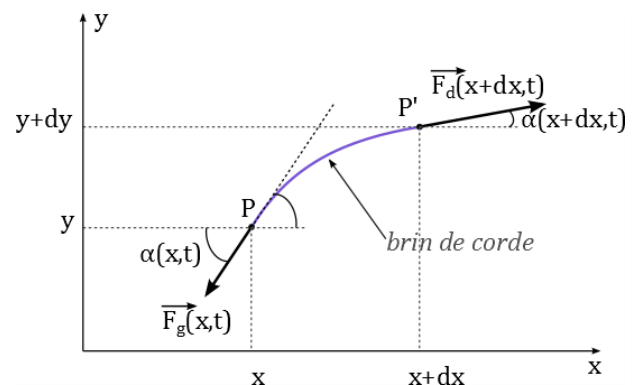


Rappels sur les ondes transversales sur une corde vibrante

■ Hypothèses du modèle

- On s'intéresse à la propagation d'une onde sur une corde « idéale », supposée :
 - **Inextensible** (aucune élasticité)
 - **sans raideur** (infiniment souple) ;
 - **homogène**, de masse linéique μ (masse par unité de longueur de la corde) ;
 - **tendue horizontalement** avec une force constante F_0 et **excitée verticalement** à son extrémité A.
- Le **pooids de la corde est négligé** devant la tension de la corde (hypothèse valable pour une corde bien tendue), de telle sorte qu'à l'équilibre elle est horizontale ;



Nous allons étudier les petits mouvements au voisinage de cet équilibre selon le modèle suivant :

- On **néglige tout amortissement** ;
- On ne considère que des **déplacements transversaux de faible amplitude**.

■ Equation d'onde de d'Alembert :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{\mu}{F_0} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$$

Célérité de l'onde : $c = \sqrt{\frac{F_0}{\mu}}$. en $m \cdot s^{-1}$.

Espace 2

A) Conditions aux limites et ondes stationnaires

1) Phénomène de réflexion à une extrémité fixe

simulation : <http://phet.colorado.edu/fr/simulation/wave-on-a-string>

La présence d'une discontinuité dans le milieu de propagation génère un phénomène de réflexion ; ainsi, une corde vibrante attachée à l'une de ses extrémités se réfléchira.

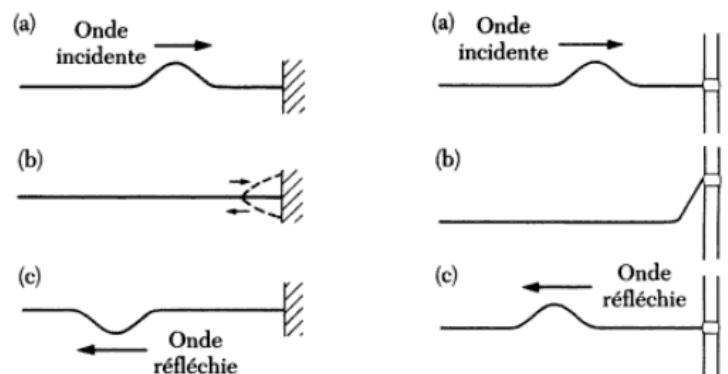
Considérons une corde attachée en $x = 0$; en ce point, le déplacement vertical est impossible.

Considérons une onde progressive sinusoïdale se propageant sur la corde avec une pulsation ω et une célérité c : la déformation en un point quelconque de la corde peut s'écrire : $y_i(x, t) = A_i \cos(\omega t - kx)$.

Une telle onde unique est incompatible avec le fait que l'extrémité soit fixe ; on aurait alors impérativement $A_i = 0$

(cf $\forall t$, en $x = 0, A_i \cos(\omega t) = 0$).

Si en revanche on considère l'existence d'une onde réfléchie, on peut, en superposant les 2 ondes, vérifier la contrainte imposée par l'extrémité attachée.



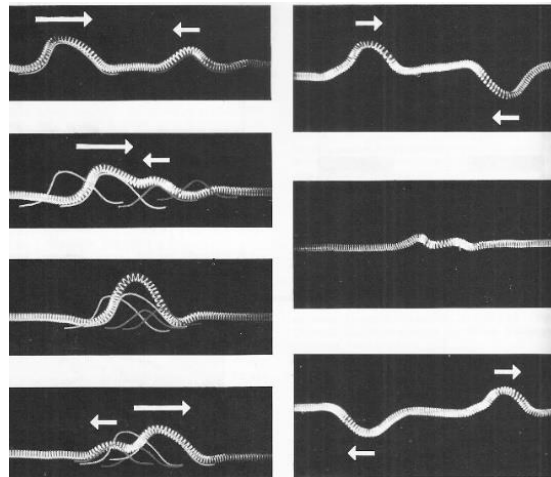
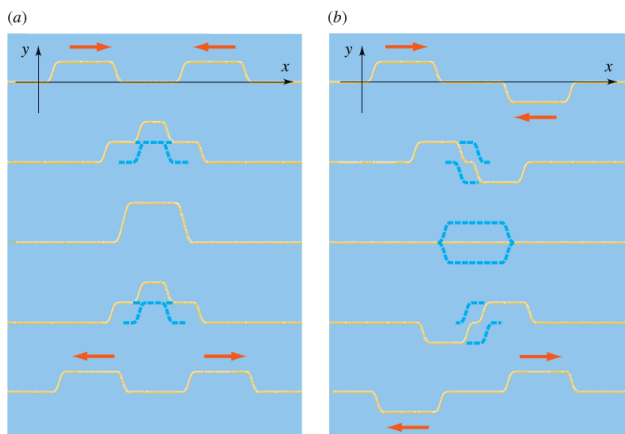
Caractéristiques de l'onde réfléchi : elle est de même pulsation et de même célérité que l'onde incidente, mais la réflexion introduit un déphasage qui dépend de l'obstacle :

$$y_r(x, t) = A_r \cos(\omega t + kx + \varphi).$$

<http://www.unamur.be/sciences/physique/udp/videos/cuve-onde.html>

2) Superposition d'ondes

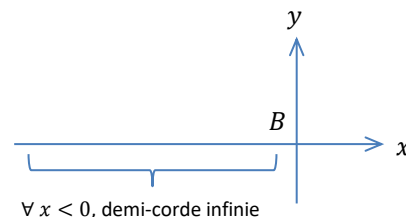
http://clemspcreims.free.fr/simul_ostroal/croisement_ondes.swf



3) Formulation mathématique de l'onde résultante

a) Cadre de l'étude

On considère un milieu unidimensionnel (une corde) délimitée par un point B à son extrémité droite correspondant à un obstacle (corde attachée en B, choisi comme origine des axes).



• Expression de la **condition aux limites** associée à l'obstacle en B : $\forall t, y(0, t) = 0$

• **Onde incidente** : $y_i(x, t) = A_i \cos(\omega t - kx)$

• **Onde réfléchi** : $y_r(x, t) = A_r \cos(\omega t + kx + \varphi)$ (elle se propage dans le sens indirect, avec un déphasage par rapport à l'onde incidente choisie comme origine des phases introduit par la réflexion)

• **Perturbation totale** en un point M d'abscisse x quelconque :

$$y(x, t) = y_i(x, t) + y_r(x, t) = A_i \cos(\omega t - kx) + A_r \cos(\omega t + kx + \varphi)$$

b) Exploitation de la condition aux limites

D'après la condition aux limites (point B fixe),

$$\forall t, y(0, t) = 0 = A_i \cos(\omega t) + A_r \cos(\omega t + \varphi)$$

Soit $\forall t, A_i \cos(\omega t) = -A_r \cos(\omega t + \varphi) = A_r \cos(\omega t + \varphi + \pi)$

Pour que cette égalité soit vraie à tout instant t , nécessairement $\begin{cases} A_r = A_i \\ \varphi + \pi = 0 [2\pi] \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} A_r = A_i \\ \varphi = -\pi [2\pi] \end{cases}$

D'où $y(x, t) = y_i(x, t) + y_r(x, t) = A_i [\cos(\omega t - kx) + \cos(\omega t + kx - \pi)]$

Soit avec $\cos(\alpha - \pi) = -\cos(\alpha)$: $y(x, t) = A_i [\cos(\omega t - kx) - \cos(\omega t + kx)]$

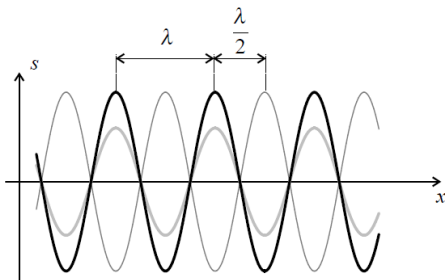
De plus, avec la formule d'addition des cosinus : $\cos p - \cos q = -2 \sin\left(\frac{p+q}{2}\right) \sin\left(\frac{p-q}{2}\right)$ et $\sin(-x) = -\sin x$:

$$y(x, t) = A_i [-2 \sin(\omega t) \cdot \sin(-kx)]$$

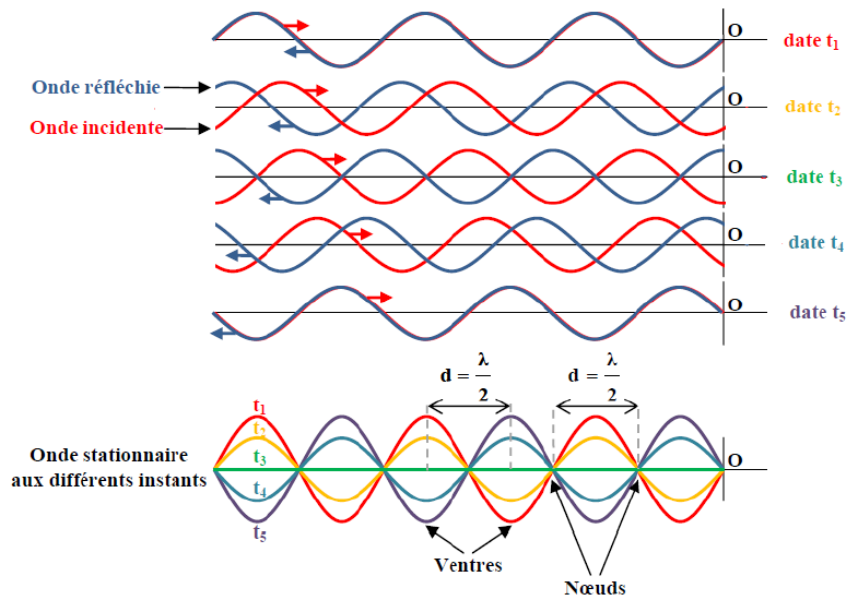
$$\boxed{y(x, t) = 2A_i \sin(\omega t) \cdot \sin(kx)}$$

Les variables x et t sont découplées, on ne retrouve plus le terme caractéristique des ondes progressives.

Une telle équation est caractéristique d'une onde dite stationnaire



– Onde stationnaire à trois instants différents : t_1 (en noir), t_2 (en gris clair) et $t_3 = t_1 + \frac{T}{2}$ (en gris foncé, trait fin).



4) Propriétés de l'onde stationnaire

a) Définition et caractéristiques générales des ondes stationnaires

- **Onde stationnaire unidimensionnelle** : toute onde de la forme $s(x, t) = f(x) \cdot g(t)$, dont les variables t et x sont séparées. Une telle onde ne se propage pas ; expérimentalement, les extrema par exemple varient de valeur dans le temps mais sont toujours au même endroit.
- La fonction $f(x)$ correspond à l'enveloppe spatiale de l'onde tandis que $g(t)$ caractérise sa dépendance temporelle.

■ Cas des ondes stationnaires sinusoïdales :

On montre que la forme la plus générale d'onde stationnaire solution de l'équation de d'Alembert est la suivante :

$$s(x, t) = [a_1 \cos(\omega t) + a_2 \sin(\omega t)] \cdot [b_1 \cos(kx) + b_2 \sin(kx)]$$

ou

$$s(x, t) = A \cos(kx + \psi) \cos(\omega t + \varphi)$$

Application de cours :

On souhaite étudier la propagation d'ondes de la forme : $y(x, t) = Y_0(x) \sin(\omega t)$ où ω est la pulsation de l'onde et $Y_0(x)$ est une fonction que l'on souhaite étudier.

- 1) Comment qualifie-t-on la solution $y(x, t)$ décrivant une onde pour laquelle les dépendances spatiale x et temporelle t interviennent séparément ?
- 2) Montrer que $Y_0(x)$ doit vérifier l'équation $\frac{d^2 Y_0(x)}{dx^2} + k^2 Y_0(x) = 0$ où $k = \frac{\omega}{v} > 0$.

$y(x, t) = Y_0(x) \sin(\omega t)$ doit être solution de l'équation de d'Alembert : $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (Y_0(x) \sin(\omega t)) = \frac{d^2 Y_0}{dx^2} \sin(\omega t) \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} (Y_0(x) \sin(\omega t)) = -\omega^2 Y_0(x) \sin(\omega t) \quad \text{d'où}$$

$$\frac{d^2 Y_0}{dx^2} \sin(\omega t) - \frac{1}{v^2} \times (-\omega^2) Y_0(x) \sin(\omega t) = 0$$

soit

$$\left(\frac{d^2 Y_0}{dx^2} + \frac{\omega^2}{v^2} Y_0(x) \right) \sin(\omega t) = 0$$

ceci devant être vrai à chaque instant, on en déduit que $Y_0(x)$ est solution de l'équation

$$\frac{d^2 Y_0(x)}{dx^2} + k^2 Y_0(x) = 0 \quad \text{avec} \quad k = \frac{\omega}{v}$$

Les solutions de l'équation précédente sont de la forme : $Y_0(x) = A \cos(kx + \varphi)$ avec A et φ deux constantes.

■ **Lien entre onde stationnaire et ondes progressives**

Il est également possible de mener la démarche inverse.
 Considérons l'onde stationnaire :

$$s(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(kx + \psi)$$

A l'aide d'un peu de trigonométrie...

$$\cos(a + b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b$$

$$\cos(a - b) = \cos a \cos b + \sin a \sin b$$

$$\Rightarrow \cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} (\cos(a + b) + \cos(a - b))$$

Application au produit précédent : $s(x, t) = \frac{1}{2} A \cos(\omega t + kx + \varphi + \psi) + \frac{1}{2} A \cos(\omega t - kx + \varphi - \psi)$

Une onde stationnaire peut donc se décomposer en une **somme de 2 ondes de même amplitude se propageant en sens inverses**.

http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Ondes/ondes_stationnaires/stationnaires.php

b) Allure des ondes stationnaires

On peut introduire l'**enveloppe spatiale** $\mathcal{A}(x) = |A \cos(kx + \psi)|$; on a alors :

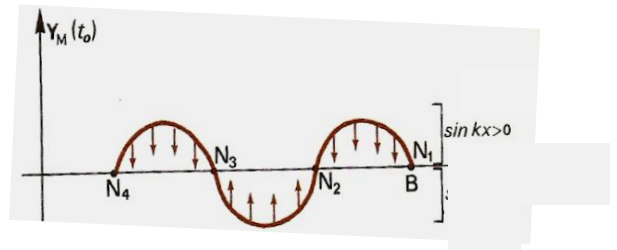
$$s(x, t) = \pm \mathcal{A}(x) \cos(\omega t + \varphi)$$

La perturbation en un point M d'abscisse x est une fonction sinusoïdale du temps, de même pulsation ω que l'onde qui la fait apparaître, d'amplitude $\mathcal{A}(x)$ qui dépend de x , donc de sa position dans le milieu.

Cas d'une corde : tout point M oscille « sur place » (perpendiculairement à la corde et la même abscisse x) avec l'amplitude $\mathcal{A}(x) = |A \cos(kx + \psi)|$.

Remarque : cette superposition implique que les flux d'énergie portés par les deux composantes progressives se compensent exactement : l'onde stationnaire ne véhicule donc pas d'énergie.

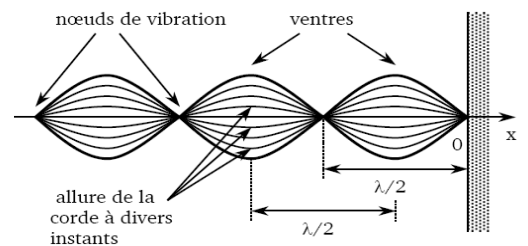
Dans une onde stationnaire, les dépendances spatiales et temporelles interviennent séparément : la dépendance spatiale intervient dans l'amplitude de l'oscillation temporelle et non plus dans la phase, de sorte que tous les points du milieu vibrent en phase ou en opposition de phase.



c) Nœuds et ventres

Image de la corde à différents instants :

■ **Nœuds de vibration** : points du milieu tels que la perturbation soit nulle à tout instant. Il s'agit de points de la corde ne bougeant jamais, caractérisés par une amplitude d'oscillations nulle $\forall t$.



■ **Position x_N des nœuds¹** :

Il y a nécessairement un **nœud en $x = 0$** de par la **condition aux limites** ; **distance entre 2 nœuds** : $\frac{\lambda}{2}$

Fuseau : zone comprise entre 2 nœuds consécutifs, de taille $\frac{\lambda}{2}$.

■ **Ventres** : points du milieu tels que la perturbation a une amplitude d'oscillations maximale.

¹ elle peut être retrouvée mathématiquement à partir de l'étude de l'amplitude spatiale ; elle est telle que $\mathcal{A}(x_N) = 0$, donc $kx_{N,p} + \psi = \frac{\pi}{2} + p\pi$ avec p entier. Deux nœuds successifs sont donc distants de $\frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2}$

■ **Position des ventres** : Deux ventres successifs sont distants de $\frac{\lambda}{2}$, tandis qu'un ventre et un nœud successifs sont distants de $\frac{\lambda}{4}$. Un ventre se trouve donc au milieu d'un fuseau.

Deux points situés dans un même fuseau (entre deux nœuds consécutifs) vibrent en phase alors que deux points situés de part et d'autre d'un même nœud vibrent en opposition de phase.

☞ : <http://clemspcreims.free.fr/Simulation/Ondes/melde/melde.htm>

B) Oscillations libres d'une corde fixée aux deux extrémités : modes propres

1) Présentation

On s'intéresse maintenant aux vibrations d'une corde **fixée entre 2 points** D et B fixes (par ex. corde de guitare ; plus généralement **instruments à corde** : pincée, frappée, grattée). Elle constitue un milieu de propagation fermé en ses 2 extrémités.

On la perturbe (on l'étire en son milieu par ex) et on la lâche (cas d'une harpe) ; la corde est mise en vibration. Elle effectue alors des oscillations que l'on dit **libres** (absence de vibreur) à des fréquences qui lui sont propres.

Les conditions aux limites sont incompatibles avec une onde progressive, mais particulièrement bien adaptées à une onde stationnaire, pour laquelle les extrémités seraient des nœuds.

Les **ondes stationnaires** qui peuvent exister en régime libre sont appelées **modes propres de la corde**.

2) Ondes stationnaires sur une corde de longueur L finie

a) Conditions aux limites

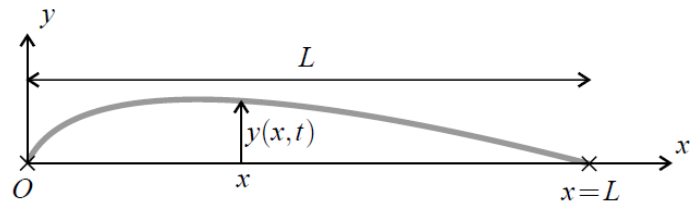
Cherchons la solution sous la forme générale :

$$y(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(kx + \psi)$$

Le vibreur est positionné en $x = 0$.

L'extrémité de la corde sur la poulie est fixe en $x = L$.

L'amplitude des oscillations du vibreur étant très faible devant l'amplitude de vibration maximale de la corde à la résonance, on peut considérer que l'extrémité de la corde reliée au vibreur est fixe également.



Corde vibrante fixée à ses deux extrémités.

On en déduit **deux conditions aux limites** : $\forall t, y(0, t) = 0$ et $\forall t, y(L, t) = 0$

Avec $y(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(kx + \psi)$, les conditions aux limites imposent :

$$\cos(\psi) = 0 \quad (1)$$

$$\cos(kL + \psi) = 0 \quad (2)$$

$$(1) \Rightarrow \psi = \pm \frac{\pi}{2}$$

$$(2) \Rightarrow \cos\left(kL \pm \frac{\pi}{2}\right) = 0 \Rightarrow \sin(kL) = 0 \Rightarrow kL = n\pi, \text{ avec } n \text{ entier} \Rightarrow k = n \frac{\pi}{L}, \text{ avec } n \text{ entier}$$

b) Modes propres

Les seules valeurs de k envisageables sont les valeurs $k_n = n \frac{\pi}{L}$, avec n entier. La norme du **vecteur d'onde** est donc **quantifiée**.

On en déduit que la **pulsation** et la **fréquence** sont également **quantifiées**, les valeurs admissibles étant :

$$\omega_n = n \frac{\pi c}{L} \text{ et } f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = n \frac{c}{2L}, \text{ avec } n \text{ entier}$$

Les modes propres (solutions stationnaires possibles) sont donc donnés par :

$$y_n(x, t) = A_n \cos\left(n \frac{\pi c}{L} t + \varphi_n\right) \sin\left(n \frac{\pi}{L} x\right); n \text{ étant un entier.}$$

■ Relation entre L et λ

$$k_n = n \frac{\pi}{L} = \frac{2\pi}{\lambda_n} \quad \text{On en déduit : } L = n \frac{\lambda_n}{2}$$

Le **mode fondamental** correspond à $n = 1$: $f_1 = \frac{c}{2L}$

Les modes suivants sont des **harmoniques** : $f_n = n f_1$

La longueur de la corde est un multiple entier de la demi-longueur d'onde : $L = n \frac{\lambda_n}{2}$.

Le premier mode propre envisageable, dit mode fondamental, correspond au cas de figure où la corde présente un unique fuseau, les 2 nœuds aux extrémités correspondant aux deux points fixes (conditions aux limites).

Il y a ensuite nécessairement un nombre entier de fuseaux pour que les deux extrémités coïncident avec des nœuds.

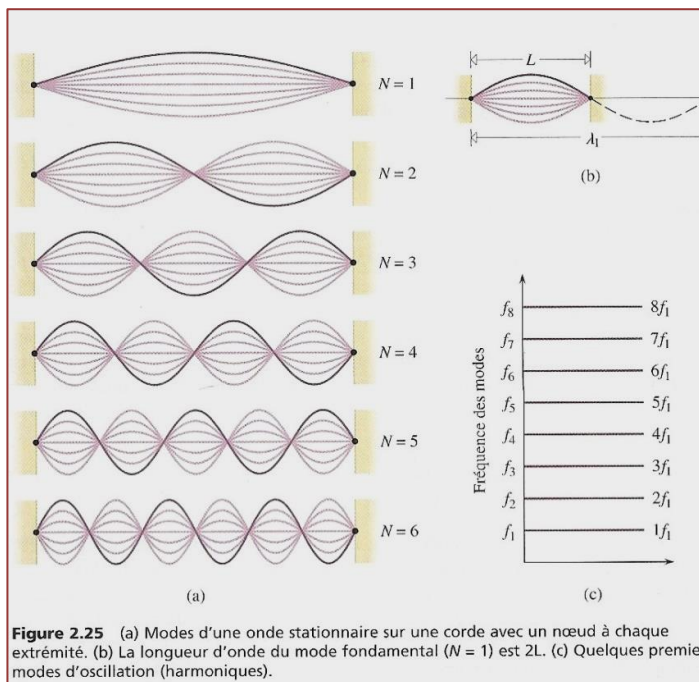
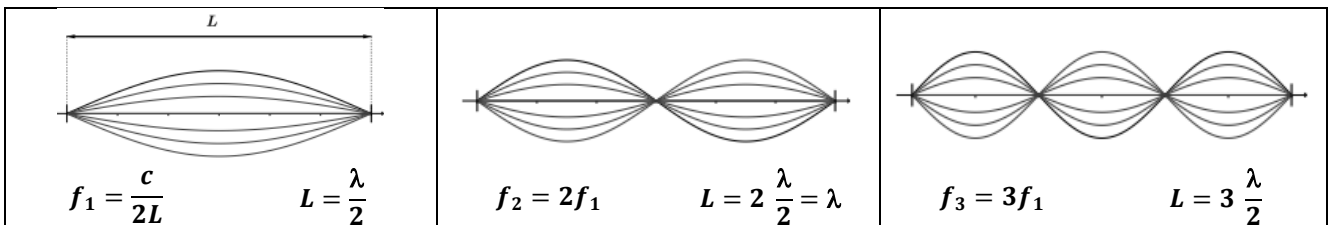
$$k_n = n \frac{\pi}{L} \quad \text{avec } n \text{ entier}$$

$$\omega_n = n \frac{\pi c}{L} \quad \text{avec } n \text{ entier}$$

$$f_n = n \frac{c}{2L} \quad \text{avec } n \text{ entier}$$

$$L = n \frac{\lambda_n}{2} \quad \text{avec } n \text{ entier}$$

■ Les premiers modes



3) Forme générale, superposition de modes propres

Si on impose une déformation initiale en pinçant une corde de guitare ou en frappant une corde de piano, quelle sera la forme de la corde ?

On admet que les modes propres correspondent à des mouvements particuliers de la corde (vibrations sinusoïdales à des fréquences propres caractéristiques), et qu'un mouvement quelconque de la corde peut se décomposer selon une combinaison des différents modes propres.

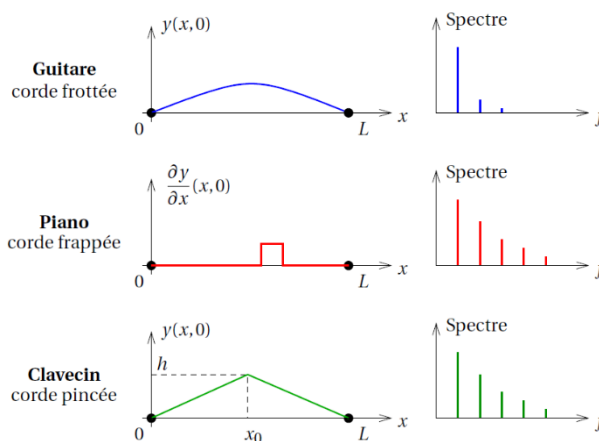
Le mouvement le plus général de la corde est obtenu par **superposition linéaire de tous ses modes propres**², soit :

$$y(x, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi c}{L}t + \varphi_n\right)$$

Où A_n et φ_n amplitude et phase à l'origine associées au mode propre n , sont définies en tout point de la corde par les conditions initiales : $y(x, 0)$ et $\frac{\partial y}{\partial t}(x, 0)$.³

Remarques :

- La vibration d'une corde d'instrument de musique est ainsi une superposition de vibrations sinusoïdales de toutes les fréquences propres de la corde ; le son émis contient alors également toutes ces fréquences.
- Le fondamental définit la fréquence fondamentale du son, et donc la note associée ; plus le fondamental correspond à une fréquence faible, plus le son est grave, plus son amplitude est élevée, et plus le son est intense. D'après l'expression ci-dessus, nous avons pour fréquence du fondamental $f_1 = \frac{c}{2L}$: plus la longueur de la corde est élevée, plus la note associée est grave (les cordes d'une contrebasse sont plus longues que celle d'un violon !).
- Les harmoniques présents et plus globalement les autres caractéristiques du spectre dépendent de la nature de l'instrument de musique et des C.I. (la corde a-t-elle été frappée ou pincée ? etc.). C'est ce qui définit le timbre d'un instrument pour une note donnée.



Excitation manuelle : <https://www.youtube.com/watch?v=cOCfUpnEA98>

C) Excitations forcées de la corde de Melde

1) Dispositif expérimental

a) Présentation du dispositif

La corde de Melde est une corde tendue fixée à ses deux extrémités (typiquement une corde de guitare). Elle peut fonctionner

- en mode libre : on pince la corde et on la laisse ensuite vibrer. Compte tenu des frottements avec l'air, la vibration s'atténue progressivement (exemple : corde de guitare, de piano...).
- en mode forcé : on entretient les oscillations en fournissant de l'énergie. Cela permet d'observer des oscillations entretenues, les pertes énergétiques liées au frottement avec l'air étant compensées par l'apport d'énergie due au vibreur (exemple : corde de violon, l'énergie étant fournie par le frottement de l'archet sur la corde).

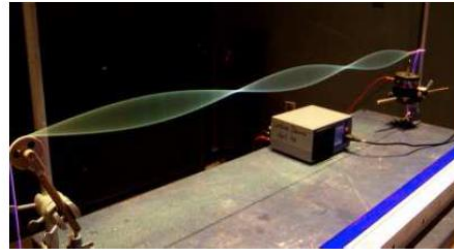
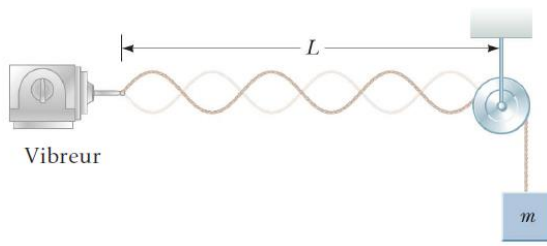
Le dispositif expérimental que l'on va utiliser est constitué d'une corde tendue :

- Un vibreur excite périodiquement D, l'extrémité gauche d'une corde horizontale, qui a donc un mouvement sinusoïdal d'amplitude a et de fréquence f . Le vibreur forçant la corde à vibrer, il s'agit d'**oscillations forcées**.
- L'extrémité droite B est considérée fixe (tendue à l'aide d'une masse accrochée à cette extrémité) : il y a réflexion.
- **Caractéristiques de la corde** : Longueur L , tension T (liée au poids appliqué au-delà de la poulie) et fréquence f du vibreur (toutes sont modifiables).

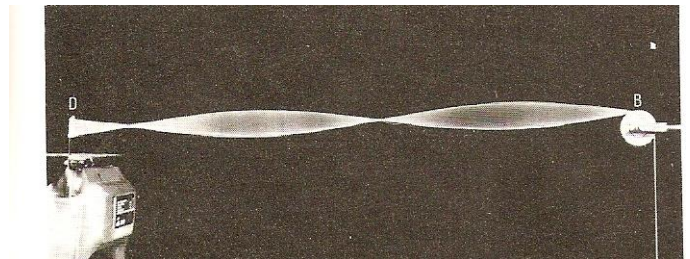
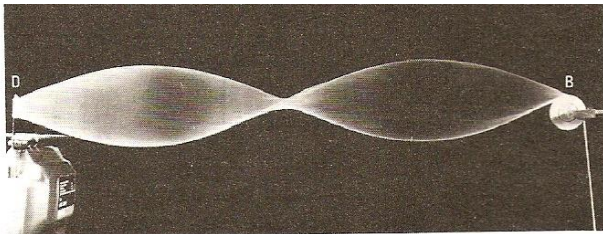
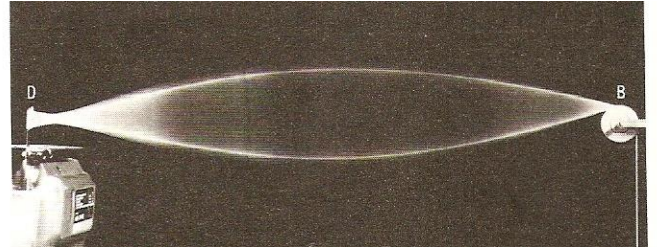
²Dans un milieu de propagation dont l'extension spatiale est limitée (cavité), une onde quelconque se décompose en une combinaison linéaire d'ondes sinusoïdales progressives, chacune correspondant à un mode propre. Les modes propres constituent alors une base de décomposition discrète, associée à un signal de spectre discret.

³On peut choisir les C.I. du mouvement de manière à modifier le poids des différents modes propres. Par exemple, en imposant un déplacement initial important en un point correspondant au nœud d'un mode propre, on défavorise ce mode propre dont l'amplitude sera alors faible.

- **Origine et but** : Franz Melde (physicien allemand ; 1832-1901) : visualisation et étude des ondes stationnaires.

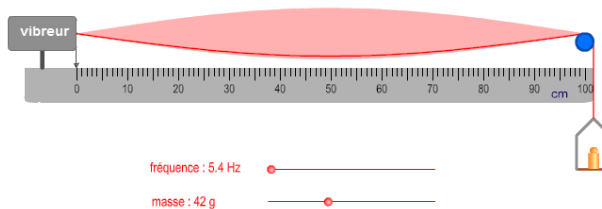


b) Observations expérimentales

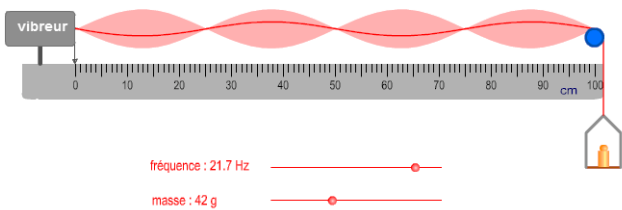
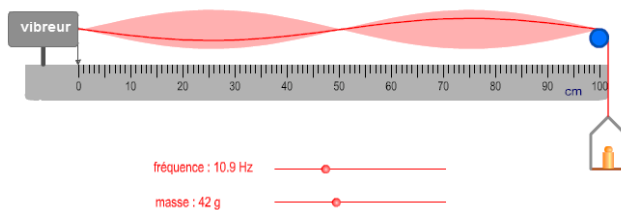


Pour certaines fréquences particulières, on observe un mouvement d'amplitude très supérieure à l'amplitude du vibreur (l'amplitude des fuseaux devient grande) : on dit qu'il y a **résonance**. (**Résonance** : phénomène général correspondant à un maximum de l'amplitude d'une grandeur en cas d'oscillations forcées).

La fréquence de résonance la plus basse, f_1 , conduit à un unique fuseau, d'amplitude importante.



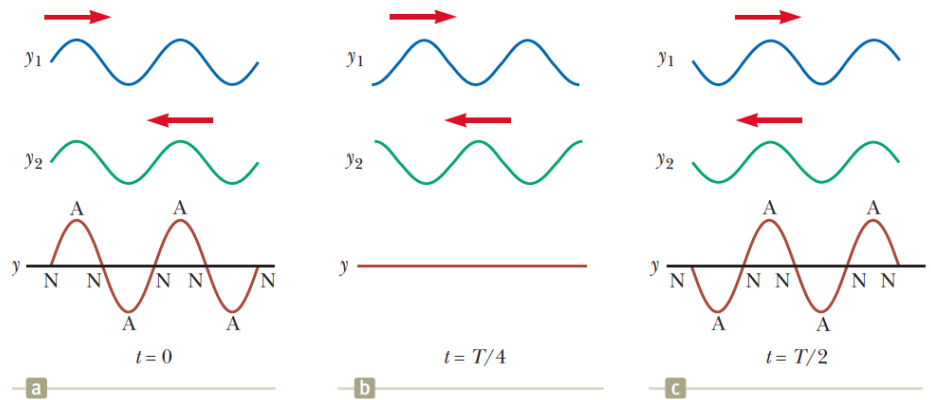
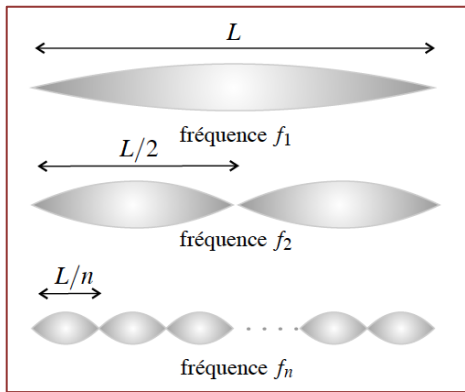
Pour des fréquences nf_1 avec n entier, n fuseaux apparaissent sur la corde : il y a **résonance pour les multiples de f_1** , qui correspondent aux **fréquences propres** étudiées sur la corde fixée aux deux extrémités.



http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Ondes/ondes_stationnaires/melde.php
<http://alain.lerille.free.fr/Medias/video/CordeMelde.mp4>

2) Fréquences de résonance

L'observation au stroboscope confirme qu'il s'agit d'une onde stationnaire.



https://www.youtube.com/watch?v=taRO_XRKL0g

B) Tuyaux sonores

Un tuyau sonore (en bois ou en métal) contient une colonne d'air et constitue un milieu de propagation limité pour les vibrations sonores. L'**extrémité** peut être **ouverte ou fermée** et à l'embouchure le joueur provoque l'excitation de la colonne d'air.

Il émet le son désiré lorsqu'il est le siège d'ondes sonores stationnaires qui résultent de la superposition d'ondes incidentes et d'ondes réfléchies sur ses extrémités ouvertes ou fermées.

Ces **ondes stationnaires** s'observent (s'entendent), pour un tuyau donné, pour certaines fréquences seulement, caractéristiques du tuyau et appelées « **fréquences de résonance** » ou « harmoniques » (même type de phénomène que sur une corde fixée aux deux extrémités).

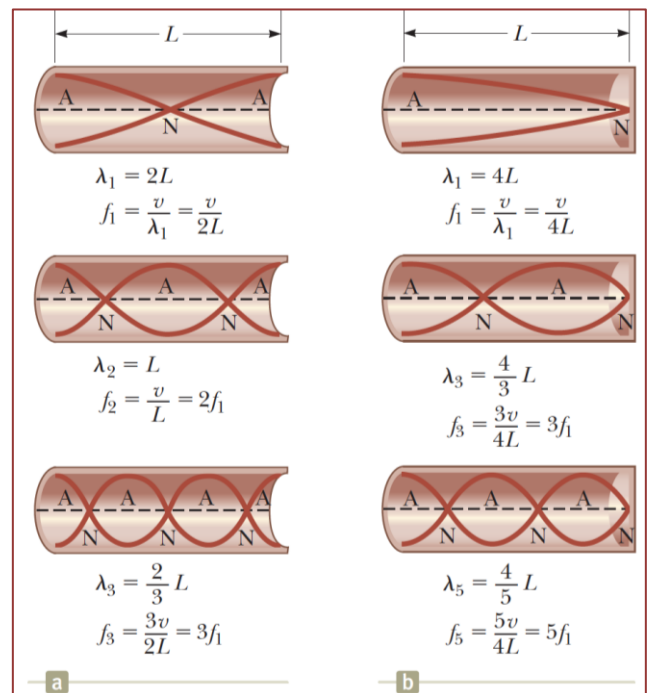
- La grandeur étudiée sera non pas l'altitude $y(M, t)$ de la corde, mais la surpression $\Delta P(M, t)$ de l'air, ou encore le déplacement latéral $\Delta x(M, t)$ des tranches d'air.
- Attention ! on montre que la surpression et le déplacement latéral sont en quadrature : lorsque l'un est extrême, l'autre s'annule !
- Dans le tuyau sonore d'un instrument à vent, l'existence d'une onde sonore stationnaire se traduit par l'existence de maxima de surpression appelés « ventres ».
- Une extrémité ouverte correspond à une surpression nulle appelée « **nœud** » (N sur les figures).
- Une extrémité fermée correspond à un déplacement latéral nul donc à une surpression d'amplitude maximale appelée « **ventre** »
- Comme pour la corde vibrante fixée aux deux extrémités, on montre que la distance séparant deux nœuds de vibration (ou deux ventres) est égale à une demi-longueur d'onde $\lambda/2$.

Schéma relatifs à la surpression :

Dans le cas des tuyaux sonores, on peut décrire les ondes stationnaires en utilisant la grandeur déplacement : un nœud de déplacement correspondant à un ventre de surpression.

Cas a) : tuyau fermé aux deux extrémités

Cas b) : tuyau fermé à une seule extrémité



A) Instruments à cordes

1) Caractéristiques générales

Principale application des cordes vibrantes : instruments de musique à cordes.

On distingue **différents types d'instruments à corde**, selon la manière dont les cordes sont excitées (instruments à cordes pincées, telle que la guitare, à cordes frappées, tel que le piano, à cordes grattées, tel que le violon), ou selon la nature même de l'instrument impliquant la manière de jouer une note (instruments à sons fixes et à sons variables).

Quel que soit l'instrument, suite à **l'excitation** exercée, la corde vibre et émet un son a priori complexe (spectre de Fourier comportant plusieurs harmoniques).

Selon l'instrument le son est plus ou moins riche en harmoniques, notamment en raison de l'excitation qui diffère ; c'est la composition spectrale du son qui confère son **timbre** à l'instrument (par exemple, le piano et l'orgue correspondent à des sons très complexes, la harpe et la flûte à des sons quasi purs).

Nous avons vu lors de l'étude d'une corde fixée aux deux extrémités que la **fréquence du fondamental** (donc la **hauteur du son**) dépend de la célérité c de l'onde (avec $c = \sqrt{\frac{F}{\mu}}$) et de la longueur L de la corde, soit de F , L et μ . Ces différents paramètres sont généralement exploités ; ainsi, sur une guitare, la position des doigts sur les frettes métalliques permet de faire varier la longueur L des cordes ; les vis de réglage permettant d'accorder la guitare servent à modifier F , et l'existence de cordes graves épaisses et métalliques et de cordes aiguës minces et en nylon provient de l'influence de μ .

Remarque : les cordes vibrantes ne peuvent pas ébranler une grande quantité d'air, car elles n'émettent pas elles-mêmes des sons de grande intensité. C'est pourquoi elles sont couplées à des caisses de résonance ou sont amplifiées électroniquement

2) Instruments à sons fixes

Instruments de même type que le piano, qui comporte un grand nombre de cordes. A chaque note correspond une corde ou, pour augmenter la sonorité, un groupe de cordes identiques.

Le piano comprend 85 notes, de la_{-1} à la_6 en gamme chromatique tempérée. Les touches en ivoire (notes naturelles) ou en ébène (notes altérées) mettent en jeu de petits marteaux en bois garnis de peau qui frappent sur les cordes ; chaque marteau frappe sur 2 ou 3 cordes donnant le même son. La tension des cordes d'un piano est sensiblement la même pour toutes et est de l'ordre de 400 N ; les cordes des notes graves sont longues et grosses (cordes filées), celles des notes aiguës sont plus courtes et plus fines (cf. forme du piano à queue). L'accordage se fait en agissant sur leur tension.

3) Instruments à sons variables

Instruments de même type que le violon ou le violoncelle dont les cordes sont tendues sur une caisse de résonance en bois de forme convenable. Les cordes sont choisies de façon que, vibrant sur toute la longueur, à vide, elles émettent les notes suivantes :

Violon	sol ₂ , ré ₃ , la ₃ , mi ₃ ;	Violoncelle	ut ₁ , sol ₁ , ré ₂ , la ₂
--------	--	-------------	--

Les autres notes s'obtiennent en diminuant la longueur de la partie vibrante de la corde à l'aide des doigts.

B) Ondes stationnaires dans un tuyau sonore

1) Ondes stationnaires dans une cavité

L'air peut être le siège d'ondes stationnaires dans une cavité de forme quelconque, allant de la cavité buccale à la salle de bain. En effet, nous parlons, nous écoutons et nous jouons de la musique en utilisant des cavités acoustiques résonantes de natures diverses pour amplifier le son initial. La plupart des instruments de musique excités par des courants d'air (orgues, bois, cuivres) utilisent ce même mécanisme d'ondes stationnaires pour augmenter l'intensité sonore.

Une colonne d'air peut être excitée de plusieurs façons pour se mettre à osciller (une anche vibrante, la vibration des lèvres, un jet d'air...) mais quel que soit le mode d'excitation, la cavité d'air oscille initialement avec une large bande de fréquences ; seules ensuite les **fréquences des ondes stationnaires de la cavité subsistent et s'amplifient**.

2) Applications des tuyaux sonores, instruments à vent

■ Les instruments à sons fixes

Comme l'orgue, qui comprennent un grand nombre de tuyaux, un ou plusieurs par note. Dans l'orgue, on utilise à la fois des tuyaux à embouchure de flûte et des tuyaux à anche. Le plus long tuyau est fermé et donne ut₋₁, il mesure 5,30 m ; les plus petits n'ont que quelques cm de longueur.

L'orgue est alimenté par une soufflerie dont le débit peut atteindre, pour les sons graves, 50 l d'air par seconde et par tuyau.

■ Les instruments à sons variables

Pour ces instruments, les modifications du son s'obtiennent soit en modifiant la longueur du tuyau comme dans le trombone à coulisse ou le cornet à pistons, soit en bouchant ou débouchant, à l'aide de petits leviers, des ouvertures percées sur la paroi, comme dans la flûte ou la clarinette. La présence d'une ouverture en un point fait apparaître un ventre de vibration en ce point (pression constante) et modifie le système d'ondes stationnaires intérieur.

Certains instruments possèdent des tuyaux coniques et non cylindriques ; parmi ceux-ci, citons le saxophone et le clairon.

