

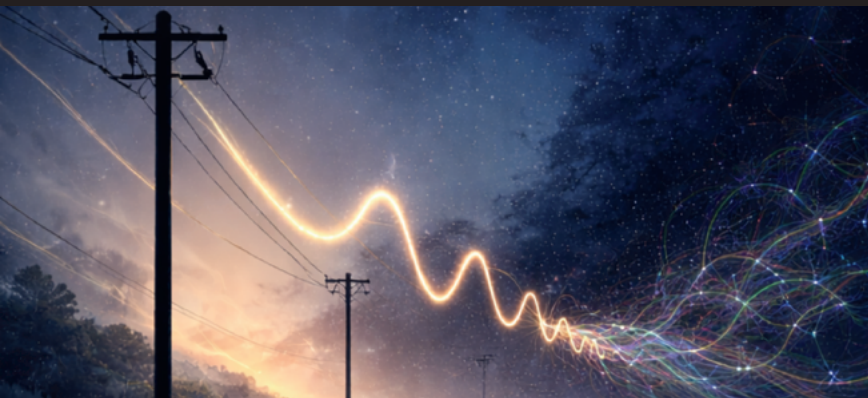
Boris CHENAUD

Licences de Physique
et de Physique-Chimie

Capes et agrégation
de Physique-Chimie

Physique des ondes

Une approche unifiée



COURS COMPLET

- Applications
- Synthèses
- Cartes mentales
- QCM & 90 exercices corrigés

+ EN LIGNE



Cartes mentales en couleurs

deboeck **B**
SUPÉRIEUR

Physique des ondes

Chez le même éditeur [extrait du catalogue]

- ASLANGUL C., *La théorie quantique. Initiation et premières applications*
ASLANGUL C., *Mécanique quantique. 1. Fondements et premières applications.* 2^e éd.
ASLANGUL C., *Mécanique quantique. 2. Développements et applications à basse énergie.* 3^e éd.
ASLANGUL C., *Mécanique quantique. 3. Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes.* 2^e éd.
BASDEVANT J.-L., *Introduction à la physique quantique.* 2^e éd.
BASDEVANT J.-L., *La physique quantique et ses applications*
BASDEVANT J.-L., *15 leçons de mécanique quantique*
BASDEVANT J.-L., *Les principes variationnels de la physique.* 4^e éd.
BECHERRAWY T., *Optique géométrique*
BIEMONT É., *Spectroscopie atomique. Instrumentation et structures atomiques*
BIEMONT É., *Spectroscopie moléculaire. Structures moléculaires et analyse spectrale*
BRAQUART D., DHONT G., PENNACINO É., *Physique-chimie Capes & agrégation. Plans d'exposés et de montages*
CHAMPEAU R.-J., CARPENTIER R., LORGÈRE I., *Ondes lumineuses. Propagation, optique de Fourier, cohérence*
DANIEL J.-Y., PETER P., *Cosmologie. La science de l'Univers*
FRUCHART M., LIDON P., THIBIERGE E., CHAMPION M., LE DIFFON A., *Physique expérimentale. Optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique*
GALTIER S., *Magnétohydrodynamique. Des plasmas de laboratoire à l'astrophysique*
HEWITT P., *Physique conceptuelle*
KRIVINE H., TREINER J., *Exercices et problèmes de physique statistique*
LANGLOIS D., *Relativité générale. Concepts élémentaires et applications astrophysiques*
MAYET F., *Physique nucléaire appliquée.* 2^e éd.
MAYET F., *Thermodynamique appliquée à l'énergétique*
RAX J.-M., *Électromagnétisme. Milieux, structures, énergie*
RIEUTORD M., *Une introduction à la dynamique des fluides*
SATOR S., PAVLOFF N., *Physique statistique.* 2^e éd.
TAILLET R., *Optique physique. Propagation de la lumière.* 2^e éd.

Pour toute information sur notre fonds et les nouveautés dans votre domaine de spécialisation, consultez notre site web :

www.deboecksuperieur.com

Boris CHENAUD

Physique des ondes

Une approche unifiée

En couverture : Une approche unifiée de la physique des ondes. © DR

Maquette de couverture : Primo&Primo

Maquette intérieure : Hervé Soulard / Nexeme

Mise en page de l'auteur

Couverture : SCM, Toulouse

Dépôt légal :

Bibliothèque royale de Belgique : 2026/13647/122

Bibliothèque nationale, Paris : août 2026

ISBN : 978-2-8073-7147-7

Tous droits réservés pour tous pays.

Il est interdit, sauf accord préalable et écrit de l'éditeur, de reproduire (notamment par photocopie) partiellement ou totalement le présent ouvrage, de le stocker dans une banque de données ou de le communiquer au public, sous quelque forme ou de quelque manière que ce soit.

Ce livre ne peut être reproduit ni utilisé à des fins d'entraînement de systèmes d'intelligence artificielle.

La fouille de textes et de données est interdite conformément à l'article 4(3) de la Directive (UE) 2019/790.

Dans le cas où le livre comporte des ressources numériques en ligne, ces dernières sont des compléments offerts à l'achat du livre. Par respect du droit d'auteurs, ces ressources sont incessibles, interdites de reproduction et réservées à un usage strictement personnel. Elles sont soumises aux conditions d'utilisation en vigueur (CGU) accessibles sur notre site et peuvent, pour des raisons commerciales, légales, d'évolution technique ou de contenu, être supprimées ou interrompues à tout moment, sans garantie de maintien ou de compensation. Dans le cas où les QR codes et liens hypertextes permettent d'accéder à des sites internet tiers, la responsabilité de DBS n'est pas engagée, notamment quant à leur éventuel dysfonctionnement ou à leur indisponibilité d'accès.

© De Boeck Supérieur SA, 2026 – Rue du Bosquet 7, B1348 Louvain-la-Neuve

De Boeck Supérieur – 5 allée de la 2^e DB, 75015 Paris

Sommaire

Avant-propos	1
1 Premier tour sur les ondes	3
1 Mise en place du décor	3
2 Caractéristiques des ondes	4
3 Petite zoologie des ondes	11
4 Phénomènes caractéristiques des ondes	15
Synthèse	26
QCM	30
Exercices	32
Réponses au QCM	34
Corrigés des exercices	35
2 Petit rappel sur les oscillateurs	39
1 Les oscillateurs harmoniques simples	39
2 Oscillation amortie par frottement visqueux	47
3 Analogie entre ressort, pendule simple et circuit RLC	53
4 Oscillateur forcé	57
5 Oscillateurs couplés	67
Synthèse	77
QCM	82
Exercices	84
Réponses au QCM	86
Corrigés des exercices	87
3 Propagation des ondes électriques dans un câble coaxial	91
1 Modélisation du câble coaxial	91
2 Équations électriques locales du câble coaxial	93
3 Équation d'onde dans le câble coaxial	95
4 Solutions progressives de l'équation de d'Alembert	98
5 Impédance caractéristique du câble coaxial	104
6 Aspects énergétiques	108
Synthèse	111
QCM	114
Exercices	116
Réponses au QCM	119
Corrigés des exercices	120
4 Approche unifiée de la physique des ondes	125
1 Description générale du milieu et des grandeurs de l'onde	125
2 Les équations de couplage	126

3	Équation des ondes et célérité	127
4	Solutions progressives à l'équation de d'Alembert	129
5	Impédance caractéristique du milieu	132
6	Applications du formalisme unifié	138
	Synthèse	148
	QCM	152
	Exercices	154
	Réponses au QCM	157
	Corrigés des exercices	158
5	Impédance et conséquences : réflexion et transmission des ondes	165
1	Impédance d'une onde dans le formalisme généralisé	165
2	Réflexion et transmission d'une onde sur une discontinuité	172
3	Aspect énergétique de la réflexion et de la transmission	176
4	Couche anti-reflet	178
	Synthèse	185
	QCM	190
	Exercices	193
	Réponses au QCM	197
	Corrigés des exercices	198
6	Ondes stationnaires	205
1	De l'onde réfléchie aux ondes stationnaires	205
2	Modes propres d'un milieu fini de longueur L	210
3	Aspect énergétique des ondes stationnaires	217
	Synthèse	226
	QCM	230
	Exercices	233
	Réponses au QCM	237
	Corrigés des exercices	238
7	Propagation versus diffusion	243
1	Introduction : deux dynamiques physiques de nature très différente	243
2	Une ligne RC : de la propagation à la diffusion	244
3	La diffusion : structure générale et grands exemples	251
4	Propagation versus diffusion	253
5	Diffusion stationnaire : gradients, flux et résistances	255
6	Électromagnétisme : du vide aux conducteurs	256
7	Le vide : un milieu purement propagatif	260
8	Conducteurs, ARQS et diffusion électromagnétique	263
	Synthèse	266
	QCM	270
	Exercices	272
	Réponses au QCM	276
	Corrigés des exercices	277

8 Ondes lumineuses : interférences, diffraction et cohérence	283
1 Approximation scalaire de l'optique ondulatoire	284
2 Interférences de deux ondes monochromatiques	286
3 Interférences à N ondes : des deux fentes aux réseaux	299
4 Diffraction de Fraunhofer : du réseau discret à la fente continue	308
5 Cohérence de la lumière	317
6 Applications de l'aspect ondulatoire de la lumière	322
Synthèse	325
QCM	328
Exercices	330
Réponses au QCM	334
Corrigés des exercices	335
9 Physique quantique et physique des ondes	341
1 Aux origines de la physique quantique	343
2 Fonction d'onde et équation de Schrödinger	350
3 États stationnaires, marches, barrières et confinement	357
4 Interférences quantiques, amplitudes de probabilité et chemins de Feynman	378
Synthèse	389
QCM	394
Exercices	396
Réponses au QCM	400
Corrigés des exercices	400
A Dimensions, unités et analyse dimensionnelle	407
1 Pourquoi parler de dimensions en physique?	407
2 Grandeur physique, unité, dimension	407
3 Quelques dimensions usuelles	408
4 Homogénéité des expressions physiques	409
5 Principe de l'analyse dimensionnelle	410
6 Exemple 1 : période d'un pendule simple	411
7 Exemple 2 : célérité d'une onde sur une corde	411
8 Exemple 3 : pulsation propre d'un circuit LC	412
9 Exemple 4 : loi d'échelle de Taylor	412
10 Portée et limites de l'analyse dimensionnelle	413
11 Quelques réflexes utiles	413
B Coordonnées, opérateurs vectoriels et théorèmes intégraux	415
1 Coordonnées cartésiennes, cylindriques et sphériques	415
2 Le vecteur nabla à partir de la différentielle totale	417
3 Circulation locale et théorème de Stokes	420
4 Flux local et théorème d'Ostrogradsky	421
5 Expressions utiles des opérateurs en coordonnées usuelles	423
C Quelques figures de l'histoire des ondes, des oscillations et des signaux	425

D Les câbles télégraphiques sous-marins : synthèse sur la physique des ondes I	429
Énoncé	429
1 Introduction	429
2 L'équation des télégraphistes : propagation et célérité des ondes électriques	431
3 Réflexions au bout du fil : impédance, réflexion et ordres de grandeur	433
4 Ondes stationnaires et modes résonants dans un câble coaxial	436
5 Atténuation du signal électrique : la nécessité des répéteurs	440
Correction	443
E L'échographie : synthèse sur la physique des ondes II	457
Énoncé	457
1 Quelques rappels sur les ondes sonores	457
2 Un modèle discret de propagation du son dans l'air	457
3 Réflexion des ultrasons et principe de l'échographie	462
4 Mesure de vitesse sanguine par effet Doppler	466
5 Diffraction, directivité et optimisation du transducteur	468
Correction	476
F Chacun cherche sa diapositive : bilan des ondes lumineuses	491
Planche 1 – Ensemble des diapositives	492
Planche 2 – Ensemble des figures de diffraction	493
Remerciements	495
Bibliographie	497

Avant-propos

Les ondes sont partout.

Elles se propagent le long d'une corde tendue, transportent les sons dans l'air, véhiculent les signaux dans les câbles électriques, guident les informations dans les fibres optiques et constituent la lumière qui nous permet d'observer le monde. Elles interviennent aussi au coeur de la physique moderne, puisque la mécanique quantique attribue elle-même des propriétés ondulatoires à la matière.

Pourtant, l'enseignement de ces phénomènes est souvent fragmenté. Les ondes mécaniques, acoustiques, électromagnétiques ou lumineuses sont généralement étudiées séparément, chacune avec son vocabulaire, ses notations et ses méthodes propres. Cette diversité est légitime : chaque domaine possède ses spécificités. Mais elle peut aussi masquer une réalité plus profonde : derrière ces manifestations apparemment très différentes se cachent des structures mathématiques et physiques remarquablement similaires.

C'est cette unité que ce livre cherche à mettre en évidence.

L'idée directrice de cet ouvrage est qu'une grande partie de la physique des ondes peut être comprise à partir d'un petit nombre de concepts fondamentaux : une grandeur d'inertie, une grandeur de rappel, une équation du mouvement, une loi de comportement, une célérité de propagation, une impédance caractéristique, et des mécanismes universels de réflexion, de transmission, d'interférences ou de diffraction.

La physique des ondes occupe également une place particulière dans la formation scientifique parce qu'elle constitue l'une des portes d'entrée les plus fécondes vers la physique quantique. Bien sûr, le monde quantique ne se réduit pas aux ondes classiques. Les notions de quantification, de mesure, d'intrication ou d'état quantique introduisent des concepts radicalement nouveaux. Mais pour commencer à s'y habituer, sinon à le comprendre immédiatement, la familiarité avec les phénomènes ondulatoires est précieuse. Les interférences, la diffraction, la superposition, la phase, les paquets d'ondes ou la décomposition spectrale fournissent autant de repères qui réapparaissent, transformés, dans la physique quantique.

En ce sens, la physique des ondes n'est pas seulement un domaine parmi d'autres de la physique classique. Elle est aussi un langage préparatoire, une manière d'acquérir des intuitions qui permettront ensuite d'aborder certains aspects parmi les plus déroutants de la physique moderne.

Cette approche unifiée ne vise pas à effacer les particularités de chaque système physique. Au contraire, elle permet de mieux les comprendre en distinguant ce qui relève des propriétés spécifiques du milieu de propagation et ce qui appartient au langage commun de la physique des ondes.

Cet ouvrage est issu des enseignements dispensés par l'auteur au département de physique de l'Université de Montpellier : le cours de physique des ondes, le cours d'optique appliquée

en troisième année de licence de physique-chimie, parcours physique appliquée, ainsi que le cours de mécanique quantique en troisième année de licence de physique fondamentale, tous donnés à la Faculté des sciences de l'Université de Montpellier.

Ce manuel doit beaucoup au cours de physique des ondes de **Francis Labetoulle**, physicien et enseignant en classes préparatoires P'– PC* au *lycée Claude-Fauriel de Saint-Étienne*. C'est dans son cours que j'ai découvert une approche unifiée des phénomènes ondulatoires, d'une remarquable clarté, que je n'ai jamais retrouvée dans la littérature existante et qui irrigue très largement le présent ouvrage.

Je n'ai malheureusement pas pu rédiger ce manuel de concert avec lui, malgré des échanges fructueux que nous avons eus il y a quelques années sur ce sujet. Je tiens donc à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance, pour avoir mis en lumière cette manière féconde de penser les ondes, à la fois rigoureuse, synthétique et profondément pédagogique. Et un immense merci pour m'avoir fait découvrir la beauté de la physique.

L'ouvrage s'adresse principalement aux étudiantes et étudiants des premières années de l'enseignement supérieur scientifique. Il peut également constituer un support utile pour celles et ceux qui préparent les concours de l'enseignement secondaire, CAPES ou agrégations, externes comme internes. Plus largement, il s'adresse à toute personne souhaitant disposer d'une vision cohérente, transversale et structurée de la physique ondulatoire.

Le parcours proposé commence par un premier tour d'horizon de la physique des ondes : il s'agit d'identifier d'emblée ce qui fait le commun de phénomènes très divers, et que l'on retrouvera ensuite sous différentes formes tout au long de l'ouvrage. L'étude des oscillateurs introduit ensuite les briques élémentaires de nombreux phénomènes vibratoires. Viennent alors l'équation des ondes, la propagation dans différents systèmes physiques, puis les phénomènes de réflexion, de transmission, d'ondes stationnaires, d'interférences et de diffraction. Le dernier chapitre ouvre enfin une perspective vers la physique quantique, en montrant comment certaines notions introduites au fil du livre y trouvent un prolongement naturel.

Chaque chapitre comporte de nombreux exemples, exercices corrigés, questions de synthèse et cartes mentales destinés à favoriser l'appropriation progressive des concepts. L'objectif n'est pas seulement de présenter des résultats, mais aussi de mettre en évidence les liens qui les unissent.

La physique progresse souvent par spécialisation. Mais elle progresse aussi lorsque l'on découvre qu'une même idée éclaire des phénomènes que tout semblait séparer. Les ondes constituent l'un des plus beaux exemples de cette unité profonde : elles montrent que la physique n'est pas une juxtaposition de domaines indépendants, mais un tout cohérent, traversé par des structures communes, des analogies fécondes et des principes partagés.

Si cet ouvrage permet au lecteur ou à la lectrice de percevoir un peu mieux cette cohérence cachée derrière la diversité des phénomènes, alors il aura atteint son objectif.

Boris Chenaud

Montpellier, juin 2026

Premier tour sur les ondes

1 Mise en place du décor

1.1. Perturbations locales et conséquences globales

Comme on l'observe dans de nombreux domaines scientifiques, les perturbations locales peuvent avoir des effets globaux. Comprendre les liens entre le local et le global constitue un domaine de recherche important en physique, mais aussi en écologie, en sciences humaines et dans bien d'autres champs.

La physique des ondes étudie précisément la manière dont une perturbation issue d'une source se propage dans l'espace au cours du temps.

Dans le domaine des ondes électromagnétiques, par exemple celui des ondes radio, elle cherche à expliquer par quels processus physiques un signal radio, c'est-à-dire un signal faisant intervenir un champ électrique et un champ magnétique, émis depuis une ville comme Montpellier, peut être capté à très grande distance.

L'idée générale de ce cours de physique des ondes est donc de s'intéresser à la propagation d'une information, c'est-à-dire d'une perturbation d'une grandeur physique quelconque par rapport à sa valeur d'équilibre, et d'étudier les conditions de sa propagation dans l'espace au cours du temps.

1.2. Définitions

On peut alors définir une onde de deux façons.

Une onde est une perturbation réversible d'un champ physique, ce champ pouvant être scalaire, vectoriel ou tensoriel, comme la pression, le champ électromagnétique ou encore la métrique de l'espace-temps, et couplant les grandeurs d'espace et de temps.

Une onde peut également être définie comme la propagation, à partir d'une source, d'une perturbation réversible — ou d'une superposition de perturbations, comme dans le cas des ondes stationnaires — affectant localement les propriétés physiques d'un milieu et se transmettant aux régions de l'espace qui lui sont accessibles.

On insiste ici sur le caractère réversible de cette propagation pour la quasi-totalité des phénomènes que l'on va étudier ici.

La physique des ondes fait ainsi intervenir trois éléments de base :

- la source, qui est l'émetteur de la perturbation de la grandeur physique dans le domaine étudié;
- le canal, ou milieu, qui est la voie de transmission de cette perturbation et qui est défini par différents paramètres physiques;

- le récepteur, qui est le capteur du signal émis, l'appareil de mesure de la perturbation physique.

Prenons une illustration simple. Dans un concert de musique classique, par exemple un concerto pour guitare, la **source** est la corde qui vibre. Cette vibration est transmise par l'intermédiaire de l'instrument à l'air, en perturbant la pression et la position microscopique du fluide qu'est l'air. L'air constitue le **canal**, c'est-à-dire le milieu de propagation de la perturbation. Les **récepteurs** sont alors les oreilles des auditeurs et auditrices, ou encore les microphones placés pour capter ce concert.

Le canal peut être un **milieu matériel**, comme l'eau ou l'air, ou un **milieu non matériel**, comme le vide pour les ondes électromagnétiques.

2 Caractéristiques des ondes

2.1. Propagation le long d'une corde

On va commencer par étudier la propagation d'une perturbation le long d'une corde, un système assez familier.

On considère une corde au repos, formant alors une ligne horizontale. On suppose que cette corde unidimensionnelle s'étend de 0 à $+\infty$.

En $x = 0$, on place un dispositif qui permet de mettre l'extrémité de la corde en mouvement de façon sinusoïdale.

a) Présentation de l'excitation

Le point situé en $x = 0$ subit, de la part du dispositif d'excitation, un déplacement selon l'axe y , que l'on note $S(t)$, avec

$$S(t) = A \cos(2\pi ft + \varphi). \quad (1.1)$$

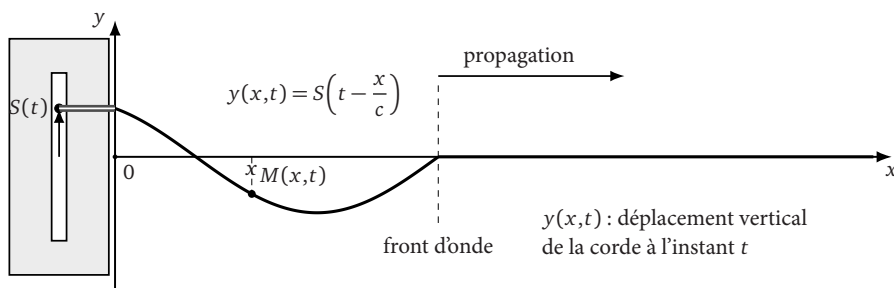


FIGURE 1.1 – Excitation d'une corde par une extrémité mobile : le point d'attache glisse dans un support et impose le mouvement $S(t)$ par l'intermédiaire d'une tige rigide. À l'instant considéré, seule une portion de la corde est perturbée; au-delà du front d'onde, la corde est encore au repos.

Cette source met donc en mouvement l'extrémité de notre corde tendue selon l'axe x , l'élongation de la corde s'effectuant selon l'axe y . La source est localisée en $x = 0$, et le bras d'excitation, c'est-à-dire l'extrémité de la corde placée en $x = 0$, impose à la corde une fonction du temps harmonique $S(t)$.

Regardons les grandeurs importantes dans cette expression.

La variable principale qui apparaît est le **temps** t , à travers le terme $2\pi f t$.

La grandeur A est l'**amplitude**. C'est elle qui fixe l'ordre de grandeur, et la dimension, de la perturbation physique considérée : une longueur pour l'élongation d'une corde, une pression pour une onde sonore, un champ électrique pour une onde électromagnétique, etc. Ici, dans le cas d'une corde, A mesure l'importance de l'élongation harmonique.

La grandeur f est la **fréquence** de la vibration, c'est-à-dire le nombre de cycles par seconde produits par la source. Son unité est le hertz.

La grandeur φ est la **phase** de la vibration. Cette grandeur n'a pas, en général, de signification physique absolue. Son rôle principal est d'ajuster l'argument de la fonction sinusoïdale, ici le cosinus, afin de satisfaire les conditions initiales.

Le mouvement de la source met en mouvement la corde en $x = 0$. La perturbation engendrée met ensuite en mouvement la partie de la corde située à sa droite, qui elle-même met en mouvement la partie encore plus à droite, et ainsi de suite.

On a donc une propagation de proche en proche.

La vague ainsi produite se propage de la source vers l'autre extrémité de la corde : on observe alors une onde.

L'onde est la propagation, de proche en proche dans le milieu, de la perturbation créée localement par une source.

b) Évolution de l'ordonnée $y(x, t)$

On suppose ici encore qu'il n'y a pas de frottement, donc pas de dissipation d'énergie. L'énergie se propage avec l'onde et se conserve.

Dans le cas unidimensionnel que l'on considère ici, il n'y a pas d'atténuation géométrique. L'amplitude de l'onde ne s'atténue donc pas avec la distance.

La situation serait différente en deux ou en trois dimensions : dans ce cas, l'onde se propage dans plusieurs directions, la surface d'attaque, c'est-à-dire le front d'onde, augmente au fur et à mesure de la propagation, et pour conserver l'énergie il faut que l'amplitude diminue. On verra plus loin que cette diminution se fait en $1/r$ pour des ondes sphériques et en $1/\sqrt{r}$ pour des ondes circulaires.

Lorsque l'onde se propage dans une seule direction, c'est-à-dire dans le cas unidimensionnel, et en l'absence de dissipation, l'amplitude reste constante.

Dans le cas de la corde, on note $y(x, t)$ l'ordonnée de la corde à l'abscisse x et à l'instant t : c'est la perturbation.

Comme la perturbation met un temps x/c pour se propager depuis la source jusqu'au point d'abscisse x , la perturbation en x à la date t correspond à la perturbation en $x = 0$ à la date $t - \frac{x}{c}$. Il y a un retard du fait de la propagation à vitesse finie de l'onde. On a donc :

$$y(x, t) = S\left(t - \frac{x}{c}\right). \quad (1.2)$$

Autrement dit, la déformation observée au point x à l'instant t est celle que la source a imposée à l'instant $t - \frac{x}{c}$.

Comme $S(t) = A\cos(2\pi f t + \varphi)$, on obtient finalement

$$y(x, t) = A\cos\left(2\pi f t - \frac{2\pi f}{c} x + \varphi\right). \quad (1.3)$$

Cette fonction d'onde décrit l'évolution de la propagation en une dimension. C'est une fonction à deux paramètres, l'espace et le temps. On voit donc ici très clairement qu'une onde couple l'**aspect spatial** et l'**aspect temporel**.

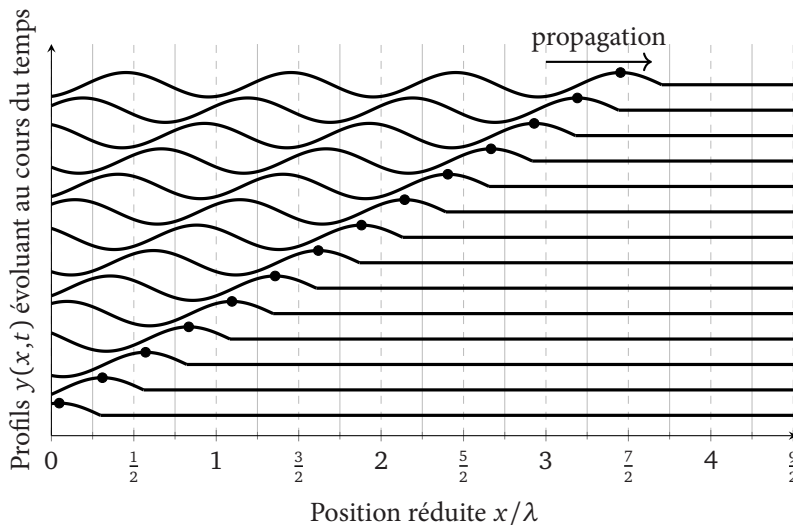


FIGURE 1.2 – Installation progressive d'une onde sur une corde excitée en $x = 0$. Les profils successifs sont décalés verticalement pour visualiser la propagation. Le point noir repère le premier extremum de l'onde, qui se déplace vers la droite au cours du temps.

2.2. Célérité et ondes progressives

a) Discussion sur la célérité

La propagation d'une onde dans un milieu matériel est rendue possible par les forces de cohésion du milieu. Ce sont ces forces qui relient les différentes parties du milieu entre elles et permettent la transmission de la perturbation.

Dans le cas de la corde, cette cohésion est liée à sa tension notée T . On peut interpréter cette tension comme une forme de raideur du milieu, analogue à la raideur d'un ressort : c'est une grandeur qui tend à ramener la corde vers sa position d'équilibre, c'est-à-dire dans notre cas la position horizontale.

De manière plus générale, on peut introduire la compressibilité β du milieu, et sa grandeur inverse la raideur $\frac{1}{\beta}$.

Dans le cas de la corde, cette raideur est précisément sa tension T . Plus cette raideur est grande, plus la perturbation est transmise efficacement d'une portion du milieu à la suivante, et plus la célérité de la propagation est rapide.

Une seconde grandeur de la corde joue un rôle inverse : l'inertie du milieu qui modère la célérité de l'onde. L'inertie caractérise la tendance du milieu à conserver son état de repos, et donc à s'opposer à sa mise en mouvement.

Dans le cas de la corde, cette inertie est quantifiée par sa masse linéique μ . Plus cette inertie est importante, plus il est difficile de mettre en mouvement les différentes parties du milieu, et plus la propagation est lente.

On peut donc dire qualitativement que :

- la cohésion favorise la propagation ;
- l'inertie la freine.

Ces deux effets se combinent pour donner la célérité de l'onde. Si l'on note α la grandeur caractérisant l'inertie de façon générale, on obtient la relation classique pour la célérité c :

$$c = \sqrt{\frac{\text{raideur}}{\text{inertie}}} = \sqrt{\frac{1/\text{compressibilité}}{\text{inertie}}} = \sqrt{\frac{1/\beta}{\alpha}} = \sqrt{\frac{1}{\alpha\beta}}. \quad (1.4)$$

Dans le cas particulier de la corde, on retrouve la formule classique :

$$c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \quad (1.5)$$

Cette expression traduit clairement le rôle opposé des deux paramètres : plus la raideur augmente, plus la célérité est grande ; plus l'inertie augmente, moins la célérité est importante.

Prenons un cas concret : le fil de contact d'une caténaire de TGV. Le pantographe, en frottant sur ce fil, crée une perturbation mécanique qui se propage le long du câble. Pour que le contact électrique reste stable, cette onde doit se déplacer bien plus vite que le train lui-même. Si le pantographe rattrapait l'onde qu'il crée, le contact deviendrait irrégulier : c'est ce que l'on appelle parfois le *mur de la caténaire*.

Or un fil de caténaire est lourd : son inertie linéique est donc importante, et l'on ne change évidemment pas le câble pour un essai de vitesse. Pour augmenter la célérité des ondes transversales, $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$, la seule solution pratique consiste à augmenter fortement la tension T du fil. Avec des tensions de l'ordre de quelques dizaines de kilonewtons et une masse linéique de l'ordre du kilogramme par mètre, on obtient des célérités de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde, soit plusieurs centaines de kilomètres par heure.

b) Solutions : ondes progressives et translation

On peut maintenant reformuler l'expression précédente en termes d'onde progressive.

Si l'on regarde une impulsion émise en $x = 0$ à $t = 0$, alors, au bout d'un temps t , cette impulsion se retrouve en $x = ct$. Le profil d'onde se déplace donc à la vitesse c , c'est-à-dire à la célérité de l'onde.

On peut ainsi écrire, plus généralement, une onde progressive se propageant vers les x positifs sous la forme

$$y(x, t) = f(x - ct). \quad (1.6)$$

Il s'agit d'une translation du profil, sans déformation, vers les x positifs à la vitesse c .

Dans le cas harmonique, cela conduit à l'expression que nous avons déjà rencontrée :

$$y(x, t) = A \cos \left(2\pi f t - \frac{2\pi f}{c} x + \varphi \right).$$

Si, au contraire, l'onde se propage vers les x négatifs, elle s'écrit sous la forme

$$y(x, t) = g(x + ct). \quad (1.7)$$

Il s'agit alors d'une translation du profil, sans déformation, vers les x négatifs à la vitesse c .

Dans le cas harmonique, on obtient cette fois

$$y(x, t) = A \cos \left(2\pi f t + \frac{2\pi f}{c} x + \varphi \right).$$

On voit ainsi que le signe devant ct , ou de façon équivalente devant le terme en x , détermine le sens de propagation de l'onde.

c) Deux points de vue : x fixé et t fixé

L'expression de l'onde peut être interprétée de deux façons complémentaires, selon que l'on fixe la position ou le temps.

- **Cas d'un point fixé** ($x = x_0$).

Si l'on se place à une position donnée x_0 , on observe l'évolution temporelle de la corde en ce point. On obtient alors

$$y(x_0, t) = A \cos \left(2\pi f t - \frac{2\pi f}{c} x_0 + \varphi \right). \quad (1.8)$$

Cette fonction décrit l'évolution de la hauteur de la corde en x_0 au cours du temps. Chaque point de la corde oscille donc comme la source, avec un décalage qui dépend de sa position.

- **Cas d'un instant fixé** ($t = t_0$).

Si l'on fixe maintenant l'instant, on obtient le **profil spatial de l'onde**. On a alors

$$y(x, t_0) = A \cos \left(2\pi f t_0 - \frac{2\pi f}{c} x + \varphi \right). \quad (1.9)$$

Cette expression décrit la forme de la corde à l'instant t_0 . On peut l'interpréter comme une photographie de l'onde à cet instant.

En bilan, avec ces deux cas particuliers, on voit que la fonction harmonique fait apparaître deux périodicités :

- lorsque l'on fixe x , on met en évidence une période temporelle

$$T = \frac{1}{f} \quad (1.10)$$

- lorsque l'on fixe t , on met en évidence une période spatiale, la longueur d'onde,

$$\lambda = \frac{c}{f} = cT \quad (1.11)$$

la longueur d'onde étant la distance au bout de laquelle le profil de l'onde, ou plus précisément la phase, se répète;

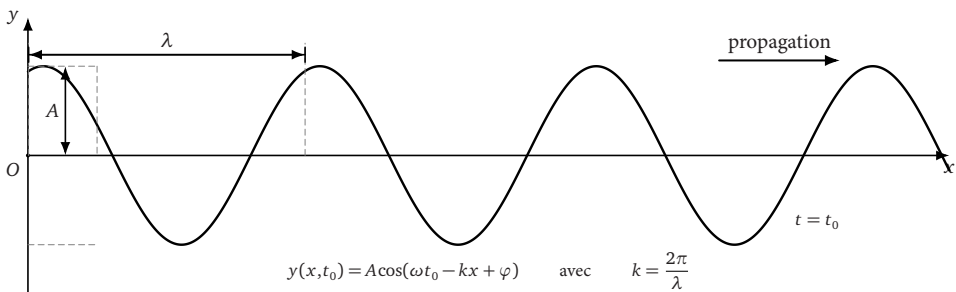


FIGURE 1.3 – Profil spatial d'une onde progressive sinusoïdale à l'instant t_0 . La longueur d'onde λ est la période spatiale : elle correspond à la distance séparant deux points consécutifs en phase, par exemple deux crêtes.

On introduit souvent pour des raisons pratiques les deux grandeurs suivantes reliées à ces deux périodes :

- La fréquence angulaire ou encore la pulsation temporelle ω

$$\omega = 2\pi f \quad (1.12)$$

- Le nombre d'onde ou encore la pulsation spatiale k

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} \quad (1.13)$$

d) Vitesse de phase, vitesse de groupe et paquet d'onde

L'onde sinusoïdale monochromatique que nous venons d'écrire joue un rôle fondamental, mais elle constitue une idéalisation. Elle est parfaitement périodique dans le temps et dans l'espace. Un signal réel est généralement limité dans le temps ou dans l'espace : il est alors mieux décrit comme une superposition d'ondes monochromatiques de pulsations et de nombres d'onde voisins.

Pour une onde monochromatique

$$y(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (1.14)$$

les points de même phase vérifient

$$\omega t - kx + \varphi = \text{constante}.$$

Si on regarde deux points de l'espace de coordonnées x et $x + \Delta x$ ayant cette même phase mais à des temps différents t et $t + \Delta t$, on aura donc la relation :

$$\omega \Delta t - k \Delta x = 0.$$

On en déduit la vitesse de déplacement des crêtes, appelée vitesse de phase :

$$v_\varphi = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\omega}{k}. \quad (1.15)$$

Lorsque plusieurs ondes monochromatiques voisines se superposent, elles peuvent former un paquet d'onde. Celui-ci présente une enveloppe qui se déplace en général à une autre vitesse, appelée vitesse de groupe :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (1.16)$$

La relation entre ω et k est appelée relation de dispersion. Dans un milieu non dispersif, elle est linéaire :

$$\omega = ck.$$

On obtient alors

$$v_\varphi = v_g = c. \quad (1.17)$$

Le paquet d'onde se propage *sans se déformer*.

Dans un milieu dispersif, au contraire, la relation entre ω et k n'est pas linéaire. Les différentes composantes monochromatiques du paquet ne se propagent pas toutes de la même façon.

On a alors, en général :

$$\boxed{v_{\varphi} \neq v_g,} \quad (1.18)$$

ainsi le paquet d'onde *peut se déformer au cours de la propagation*.

3 Petite zoologie des ondes

Après avoir introduit la notion d'onde et étudié un premier exemple simple, il est utile de prendre du recul et de dresser une vue d'ensemble des phénomènes ondulatoires. On rencontre en effet des ondes dans des contextes très variés, et sous des formes physiques très différentes.

Cette petite zoologie des ondes a pour but de donner des repères : dans quels domaines de la physique rencontre-t-on des ondes, quelle est leur nature physique, dans quel milieu se propagent-elles, et sous quelles formes géométriques et mathématiques apparaissent-elles.

3.1. Exemples et domaines physiques

Les phénomènes ondulatoires sont omniprésents en physique. Une même idée générale se retrouve dans des contextes très différents : une perturbation locale est créée, elle se propage, puis elle peut être détectée par un récepteur ou un capteur.

On peut distinguer trois grandes familles utiles pour la suite :

- les **ondes mécaniques**, qui nécessitent un milieu matériel : ondes sonores dans l'air, vagues à la surface de l'eau, ondes sur une corde ou dans un ressort, ondes sismiques dans la Terre;
- les **ondes électromagnétiques**, qui peuvent se propager dans le vide : lumière visible, ondes radio, micro-ondes, rayons X;
- les **ondes quantiques**, qui décrivent notamment le comportement ondulatoire de la matière à l'échelle microscopique.

Cette diversité explique que les ondes interviennent dans de nombreux domaines : mécanique, acoustique, optique, électromagnétisme, géophysique, physique du solide ou encore mécanique quantique. Les exemples sont très différents, mais les outils utilisés pour les décrire présentent de fortes analogies : amplitude, phase, fréquence, longueur d'onde, célérité, énergie transportée, réflexion, interférences ou diffraction.

Une distinction importante concerne le milieu de propagation. Dans un **milieu non dispersif**, toutes les composantes monochromatiques d'un signal se propagent de manière solidaire : la vitesse de phase et la vitesse de groupe coïncident. Un paquet d'onde conserve alors sa forme au cours de la propagation. Dans un **milieu dispersif**, au contraire, ces vitesses diffèrent en général : les différentes composantes du signal ne se propagent pas exactement de la même façon et le paquet d'onde peut se déformer comme nous l'avons évoqué précédemment.

3.2. Nature physique des ondes

Une onde correspond à la propagation d'une perturbation d'une grandeur physique définie en tout point de l'espace et du temps.

Cette grandeur peut être :

- **scalaire**, comme la pression $p(\vec{r}, t)$ pour une onde sonore;
- **vectorielle**, comme le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et le champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$ dans une onde électromagnétique;
- **tensorielle**, comme dans le cas des ondes gravitationnelles, décrites par une perturbation $h_{\mu\nu}(\vec{r}, t)$ du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ dans le cadre de la *relativité générale*.

3.3. Dimension et géométrie de propagation

Les ondes peuvent se propager dans des espaces de dimension différente :

- ondes unidimensionnelles : corde, ressort;
- ondes bidimensionnelles : surface de l'eau, onde de charge;
- ondes tridimensionnelles : son, lumière.

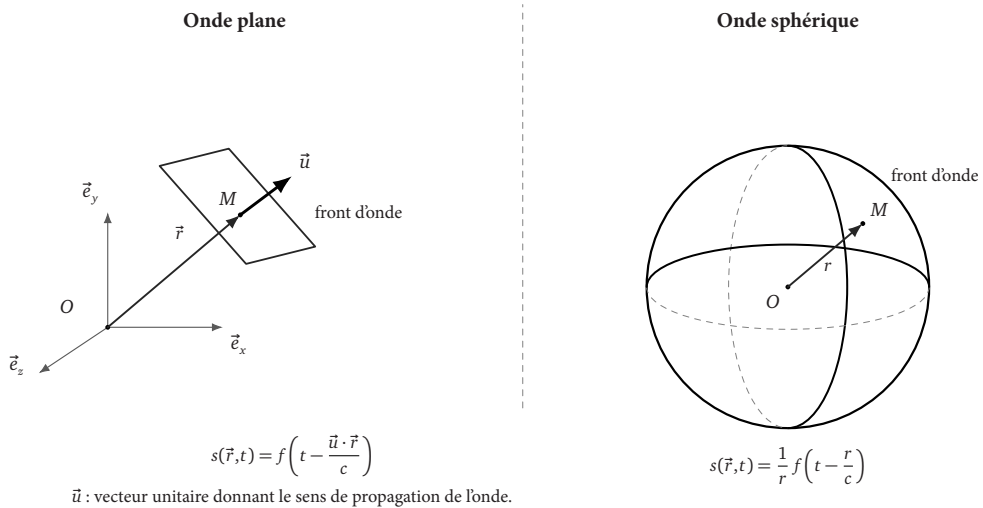


FIGURE 1.4 – À gauche : représentation d'une onde plane, les fronts d'onde étant des plans perpendiculaires à la direction de propagation. À droite : représentation d'une onde sphérique issue de la source O où le *front d'onde* est une sphère de rayon r .

Ondes planes et ondes monochromatiques Une onde plane correspond à une propagation dont les fronts d'onde sont des plans.

Une onde progressive s'écrit

$$y(x, t) = f(x - ct).$$

Dans le cas monochromatique :

$$y(x,t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad \omega = 2\pi f, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Ce modèle est fondamental : toute onde peut être vue comme une superposition d'ondes progressives monochromatiques.

Construction d'une onde sphérique Considérons une source ponctuelle émettant une onde ξ de façon isotrope.

Par symétrie :

$$\xi(\vec{r}, t) = \xi(r, t).$$

On pourrait écrire $\xi(r, t) = f(r - ct)$, mais cela ne respecte pas la conservation de l'énergie.

En effet, l'énergie se répartit sur une sphère :

$$S = 4\pi r^2.$$

Si l'amplitude restait constante, l'énergie totale traversant cette sphère croîtrait comme r^2 , ce qui est impossible.

Or, dans de nombreux cas, la densité d'énergie de l'onde, que l'on note ici u , est proportionnelle au carré de l'amplitude $u \propto A^2$.

La conservation de l'énergie impose alors :

$$u \times S = \text{constante}.$$

Donc :

$$A^2 r^2 = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad A \propto \frac{1}{r}.$$

Finalement on doit donc écrire l'amplitude d'une onde sphérique sous la forme :

$$\xi(r, t) = \frac{1}{r} f(r - ct),$$

et pour une onde monochromatique :

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

Le facteur $1/r$ traduit une dilution géométrique de l'énergie.

Remarque : onde circulaire En deux dimensions, l'énergie se répartit sur un cercle :

$$2\pi r,$$

ce qui conduit à

$$A \propto \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Les ondes à la surface de l'eau fournissent un exemple important d'ondes de surface, souvent décrites, localement, comme des ondes bidimensionnelles.

3.4. Ondes transversales et longitudinales

On introduit un vecteur d'onde $\vec{k}$, qui donne la direction de propagation, et un vecteur $\vec{\xi}_0$ associé à la direction de la perturbation.

- **Onde transverse :**

$$\vec{k} \cdot \vec{\xi}_0 = 0.$$

La perturbation est perpendiculaire à la direction de propagation. Exemples : onde sur une corde, onde électromagnétique.

- **Onde longitudinale :**

$$\vec{k} \times \vec{\xi}_0 = \vec{0}.$$

La perturbation est parallèle à la direction de propagation. Exemple : onde sonore dans l'air, onde le long d'un ressort.

Certaines ondes combinent les deux types, comme les ondes sismiques.

3.5. Transport d'énergie et flux

Une onde transporte de l'énergie, sans transporter de matière de façon macroscopique.

C'est un point important : les éléments du milieu oscillent localement autour de leur position d'équilibre, mais ils ne voyagent pas globalement avec l'onde. En revanche, l'énergie, elle, se transmet bien d'une région de l'espace à une autre.

On peut s'en faire une image simple en pensant à une situation concrète. Imaginons que l'on soit allongé sur un matelas pneumatique, un peu au large, dans une mer d'huile, donc sans agitation particulière autour de nous. Dans cette situation, localement, il ne se passe rien : on est tranquille sur le matelas, sans mouvement notable, et il n'y a donc pas d'énergie mécanique apportée par une vague à cet endroit.

Supposons maintenant qu'au loin une vague arrive depuis le large vers la plage. Lorsqu'elle nous atteint, elle nous soulève, nous fait monter, descendre, et éventuellement basculer légèrement. Il y a alors localement de l'énergie mécanique, puisque nous sommes mis en mouvement.

Cette énergie n'a pas été créée sur place : elle a été amenée jusqu'à nous par la vague. Puis, lorsque la vague continue sa propagation vers la plage, cette énergie locale s'annule de nouveau : le flux d'énergie repart plus loin.

On voit donc bien ici qu'une onde transporte de l'énergie : elle peut en apporter localement dans une région de l'espace, puis cette énergie peut quitter cette région lorsque l'onde poursuit sa propagation.

Pour formaliser cette idée, on introduit la **densité d'énergie** de l'onde, notée $u(\vec{r}, t)$, qui représente l'énergie de l'onde contenue localement par unité de volume.

Si cette densité d'énergie varie au cours du temps en un point donné, c'est qu'il existe nécessairement un transport d'énergie : de l'énergie arrive dans cette région de l'espace ou la quitte.

On introduit alors un vecteur

$$\vec{\Pi}(\vec{r}, t),$$

appelé **vecteur densité de flux d'énergie**, ou encore **vecteur radiant**. Ce vecteur indique à la fois la direction de propagation de l'énergie et la quantité d'énergie transportée par unité de surface et de temps.

Ainsi, une onde progressive est caractérisée par l'existence d'un flux d'énergie : l'énergie se propage dans le milieu avec l'onde.

3.6. Ondes progressives et ondes stationnaires

On distingue deux situations fondamentales.

Onde progressive Une onde progressive correspond à une propagation avec couplage espace-temps :

$$\xi(x, t) = f(x - ct).$$

Le profil se déplace et il existe un flux d'énergie. Les grandeurs du temps et de l'espace sont alors couplées par la célérité c de l'onde

Une impulsion ou un paquet d'onde est un cas particulier d'onde progressive. C'est une onde progressive localisée : elle correspond à une superposition continue d'ondes monochromatiques progressives et elle permet de décrire un signal de durée ou d'extension spatiale finie.

Onde stationnaire Une onde stationnaire résulte de la superposition de deux ondes progressives de même fréquence et de même amplitude se propageant en sens opposés.

Elle s'écrit typiquement :

$$\xi(x, t) = F(x) G(t).$$

Comme son expression le montre, on a dans ce cas un découplage des grandeurs de temps et d'espace. Le profil est fixe dans l'espace, avec des nœuds et des ventres.

Il n'y a pas de transport global d'énergie : l'énergie est stockée et oscille entre différentes formes, par analogie avec un échange entre énergie cinétique et énergie potentielle.

Dans une corde de longueur finie ou de façon générale dans toute cavité résonnante, l'énergie reste confinée tant que l'on néglige les pertes et la dissipation.

4

Phénomènes caractéristiques des ondes

Jusqu'à présent, nous avons décrit ce qu'est une onde, comment elle se propage et quelles sont ses différentes formes. Mais une question fondamentale se pose : comment reconnaître, expérimentalement, qu'un phénomène est réellement ondulatoire ?

Ce sont certains effets spécifiques, absents pour des objets classiques en translation, qui permettent de répondre à cette question. Parmi ces effets, quatre jouent un rôle central : la diffraction, les interférences, l'effet Doppler et les ondes de choc.

Dans cette partie, nous allons adopter une démarche essentielle en physique : partir d'une situation concrète, une expérience, l'interpréter à l'aide du modèle ondulatoire, puis revenir à l'expérience pour en comprendre les conséquences.

4.1. Une question historique : onde ou corpuscule ?

La nature de la lumière a longtemps été au cœur d'un débat fondamental.

Newton défendait une vision corpusculaire : la lumière était constituée de particules, ce qui permettait d'expliquer la propagation rectiligne et la réflexion.

Huygens, au contraire, proposait une description ondulatoire : la lumière devait être comprise comme une onde se propageant dans l'espace, chaque point atteint pouvant être vu comme une source secondaire.

Ce débat resta ouvert jusqu'au début du XIX^e siècle.

Les travaux d'Augustin Fresnel, notamment sur la diffraction et les interférences, apportèrent des arguments décisifs en faveur de la théorie ondulatoire. À l'Académie des sciences, les prédictions de la théorie furent confrontées à l'expérience et confirmées.

On peut retenir une idée forte : les phénomènes de diffraction et d'interférences sont des signatures du caractère ondulatoire.

Cependant, au début du XX^e siècle, l'étude de l'effet photoélectrique remit en cause une vision purement ondulatoire. Einstein montra que la lumière devait aussi être décrite comme constituée de quanta, les photons.

La physique quantique introduisit alors la notion de dualité onde-corpuscule.

Des expériences modernes, comme celles de Grangier, Roger et Aspect, ont montré qu'un photon est détecté comme un événement ponctuel, tout en produisant des interférences.

On peut résumer :

- interférences et diffraction $\Rightarrow$ comportement ondulatoire ;
- détection quantifiée $\Rightarrow$ comportement corpusculaire ;
- la physique quantique articule ces deux aspects (voir le chapitre 9).

4.2. Interférences : superposition, cohérence et déphasage

La diffraction montre qu'une onde peut s'étaler. Mais lorsqu'une onde s'est étalée, ou lorsque plusieurs ondes se propagent dans un même milieu, une nouvelle question apparaît : que se passe-t-il quand elles se rencontrent ?

Pour des ondes, la réponse est remarquable : elles se **superposent**, elles **interfèrent**.

Autrement dit, lorsqu'en un même point de l'espace plusieurs perturbations arrivent simultanément, dans le régime linéaire, la perturbation totale est obtenue par addition des contributions élémentaires. Dans le cas le plus simple, si deux ondes ξ_1 et ξ_2 se rencontrent, on a

$$\boxed{\xi = \xi_1 + \xi_2.} \quad (1.19)$$

Cette règle de superposition est au cœur du phénomène d'interférences.

Pour fixer les idées, on peut repartir d'une image très concrète, celle de vagues à la surface de l'eau. Si une bosse rencontre une autre bosse, la déformation totale est plus grande : on obtient une bosse d'une hauteur double. Si un creux rencontre un autre creux, on obtient là aussi un creux plus profond. Dans les deux cas, les perturbations se renforcent : on parle d'**interférence constructive**.

En revanche, si une bosse rencontre un creux, les deux déformations tendent à se compenser. Si elles ont même amplitude, la surface peut même redevenir localement plane. On parle alors d'**interférence destructive**.

Ces situations simples montrent déjà que les ondes ne se contentent pas de coexister : elles modifient localement la répartition de l'amplitude, et donc aussi celle de l'énergie.

Pour aller un peu plus loin, considérons deux ondes sinusoïdales de même fréquence et de même amplitude :

$$\xi_1 = A \cos(\omega t - kx), \quad \xi_2 = A \cos(\omega t - kx + \Delta\varphi).$$

La superposition dépend alors entièrement de la différence de phase $\Delta\varphi$. C'est cette grandeur physique qui quantifie le fait qu'une bosse de l'onde 1 arrive en phase avec une bosse, un creux, ou une situation intermédiaire de l'onde 2.

Très souvent, ce déphasage provient d'une différence de marche δ , c'est-à-dire d'une différence entre les distances parcourues par les deux ondes avant d'atteindre le point d'observation.

Cependant, il est souvent préférable d'introduire une **différence de marche effective**, notée δ_{eff} , afin de tenir compte non seulement de la différence de chemin géométrique, mais aussi d'éventuels déphasages supplémentaires dus à certains phénomènes physiques, par exemple une réflexion sur une discontinuité du milieu.

On écrit alors plus généralement

$$\boxed{\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_{\text{eff}.} \quad (1.20)$$

On distingue alors deux cas fondamentaux :

- **Interférence constructive :**
les deux ondes arrivent en phase, leurs amplitudes s'additionnent.
- **Interférence destructive :**
les deux ondes arrivent en opposition de phase, leurs amplitudes se compensent.

$\Delta\varphi = 2m\pi \iff \delta_{\text{eff}} = m\lambda$	(interférence constructive),	$m \in \mathbb{Z}.$
$\Delta\varphi = (2m+1)\pi \iff \delta_{\text{eff}} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$	(interférence destructive),	

(1.21)

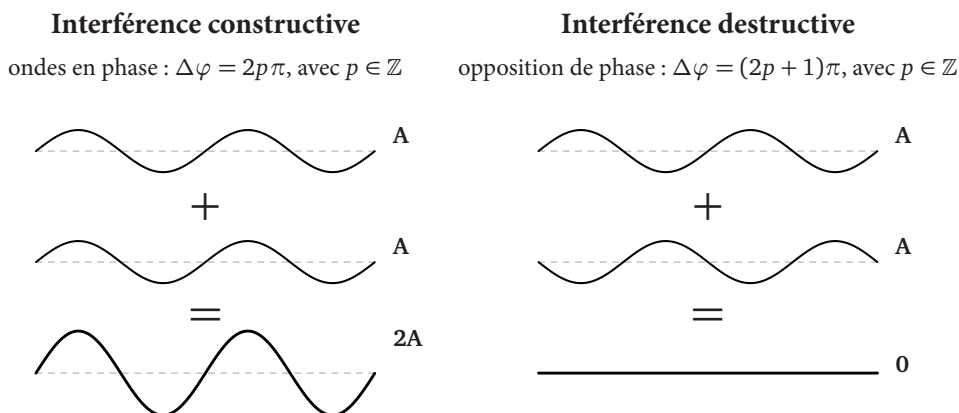


FIGURE 1.5 – Illustration de la superposition de deux ondes sinusoïdales de même période. À gauche, deux ondes en phase produisent une interférence constructive et une onde résultante d’amplitude doublée. À droite, deux ondes en opposition de phase produisent une interférence destructive et une résultante nulle.

Ces résultats montrent que les interférences ne dépendent pas seulement de la présence de plusieurs ondes, mais de leur relation de phase.

C’est pourquoi la notion de **cohérence** est importante : pour observer des interférences stables, il faut que la différence de phase entre les ondes reste bien définie au cours du temps. Nous reviendrons sur cette notion plus en détail dans le chapitre 8, consacré aux ondes lumineuses.

Les interférences constituent ainsi une signature ondulatoire majeure. Elles expliquent la formation des franges claires et sombres en optique, la formation d’irisations à la surface des bulles de savon, mais aussi de nombreux phénomènes en acoustique, en électronique, en radio, et plus généralement dans tous les systèmes où des ondes peuvent se recombiner.

4.3. Diffraction : étalement de l’énergie

Considérons une onde rencontrant une ouverture de taille caractéristique a , par exemple une fente ou un obstacle.

Si l’ouverture est très grande devant la longueur d’onde, $a \gg \lambda$, l’onde continue globalement dans sa direction initiale. Tout se passe comme si chaque portion du front d’onde poursuivait sa route sans être perturbée : la propagation reste quasi rectiligne.

En revanche, lorsque la taille de l'ouverture devient comparable à la longueur d'onde, $a \sim \lambda$, le comportement change profondément : l'onde s'étaie dans l'espace après l'ouverture. C'est ce phénomène que l'on appelle **diffraction**.

Pour en comprendre le sens physique, imaginons le front d'onde au niveau de l'ouverture. Chaque point de l'ouverture peut être vu comme une source secondaire qui réémet une onde dans toutes les directions. Le front d'onde se reconstruit alors par interférence, par la superposition de l'ensemble de ces contributions.

La longueur d'onde λ joue ici un rôle fondamental : elle fixe l'échelle caractéristique sur laquelle les phénomènes d'interférences sont pertinents. Autrement dit, c'est λ qui « règle » la manière dont les différentes sources secondaires peuvent se combiner en phase, ou pas, comme nous l'avons vu précédemment.

Lorsque l'ouverture est grande devant la longueur d'onde, $a \gg \lambda$, elle contient un très grand nombre de sources secondaires. Pour une direction donnée, les contributions issues de ces différentes sources arrivent en général avec des déphasages importants et se compensent.

Il existe cependant une direction particulière, celle de la propagation initiale, dans laquelle toutes les contributions arrivent pratiquement en phase : elles interfèrent alors constructivement. Dans les autres directions, les interférences sont majoritairement destructives.

Ainsi, l'onde reste essentiellement concentrée dans la direction initiale : il n'y a pratiquement pas de diffraction.

En revanche, lorsque l'ouverture devient comparable à la longueur d'onde, $a \sim \lambda$, le nombre de sources secondaires efficaces diminue fortement.

Les différences de phase entre les contributions issues de l'ouverture deviennent plus faibles, même pour des directions inclinées. Il devient alors possible pour ces contributions de rester suffisamment en phase sur un ensemble de directions plus large.

Autrement dit, les sources secondaires peuvent désormais « se mettre d'accord » non seulement dans la direction initiale, mais aussi pour des directions faisant un angle θ avec celle-ci.

L'onde ne se propage donc plus uniquement dans la direction $\theta = 0$, mais dans un éventail angulaire de plus en plus large lorsque a diminue.

Cet étalement est caractérisé par un angle typique θ vérifiant

$$\boxed{\theta \sim \frac{\lambda}{a}} \quad (1.22)$$

Cette relation traduit directement le rôle de la longueur d'onde : plus λ est grande (ou plus a est petit), plus les conditions d'interférence constructive peuvent être satisfaites sur un large domaine angulaire, plus la diffraction est importante et donc plus l'onde s'étaie avec un angle θ grand.

Du point de vue énergétique, la diffraction correspond à une redistribution de l'énergie. Avant l'ouverture, l'énergie est transportée dans une direction bien définie. Après l'ouverture, cette énergie se répartit dans différentes directions : le flux d'énergie n'est plus collimaté mais diverge.

On peut ainsi voir la diffraction comme une conséquence directe du fait qu'une onde ne peut pas être localisée spatialement à une échelle plus petite que sa longueur d'onde sans perdre sa directivité.

4.4. Effet Doppler : perception du mouvement à travers les ondes

Un phénomène très courant permet d'introduire l'effet Doppler : le changement de hauteur du son perçu lorsqu'une ambulance passe à proximité. Lorsque la sirène s'approche, le son paraît plus aigu ; lorsqu'elle s'éloigne, il devient plus grave.

Ce phénomène apparaît dès qu'il existe un mouvement entre la source, le milieu de propagation et le récepteur. Dans ce qui suit, nous nous limitons au cas classique d'une onde se propageant dans un milieu, avec une célérité c . La source émet à la fréquence f_s , tandis que le récepteur reçoit une fréquence f_r .

L'idée physique essentielle est simple : la fréquence reçue est le nombre de fronts d'onde rencontrés par unité de temps. On peut donc l'écrire sous la forme :

$$f_r = \frac{\text{vitesse de rencontre des fronts d'onde}}{\text{distance entre deux fronts successifs}} = \frac{c'}{\lambda'} \quad (1.23)$$

où c' et λ' sont respectivement la célérité relative des fronts d'onde et la longueur d'onde perçue par l'observateur.

Le mouvement de la source et celui du récepteur n'agissent pas de la même façon, ainsi que l'illustre la figure 1.6.

Lorsque la source S est immobile, si l'onde émise a pour période $T_s = \frac{1}{f_s}$, la longueur d'onde, la distance entre deux fronts d'onde successifs vaut $\lambda = cT_s$, puisque ces fronts d'onde se déplacent dans le référentiel du milieu, qui est le même ici que celui de la source, à la vitesse c .

La source est en mouvement, le récepteur immobile

Le mouvement de la **source** modifie la distance entre deux fronts d'onde dans le milieu, c'est-à-dire la longueur d'onde perçue λ' .

Si la source se rapproche du récepteur à la vitesse v_s , elle avance pendant l'émission de deux fronts successifs : les fronts sont plus serrés dans la direction du récepteur, comme on le voit sur la partie gauche de la figure 1.6. On a donc :

$$\lambda_r = (c - v_s)T_s.$$

Si, au contraire, la source s'éloigne, les fronts sont plus espacés et on a donc :

$$\lambda_R = (c + v_s)T_s.$$

Le récepteur est en mouvement, la source immobile

Dans le référentiel du milieu la célérité des ondes est c , c'est la vitesse de propagation des fronts d'onde dans ce référentiel.

Le mouvement du **récepteur** ne modifie pas la longueur d'onde dans le milieu. En revanche son mouvement modifie la vitesse à laquelle ce récepteur rencontre les fronts d'onde et donc la célérité relative c' de cette onde.

Si le récepteur se rapproche des fronts à la vitesse v_R , il les rencontre plus rapidement : la vitesse de rencontre vaut alors

$$c + v_R.$$

S'il s'en éloigne, il les rencontre moins rapidement : la vitesse de rencontre vaut alors

$$c - v_R.$$

Dans le cas colinéaire, en tenant compte à la fois du mouvement de la source et de celui du récepteur, on a donc :

- Si la source et le récepteur se **rapprochent**, la fréquence reçue est plus grande que la fréquence émise. On prend alors le signe $+$ au numérateur et le signe $-$ au dénominateur :

$$f_R = f_s \frac{c + v_R}{c - v_s}.$$

- Si la source et le récepteur s'**éloignent**, la fréquence reçue est plus petite que la fréquence émise. On prend alors le signe $-$ au numérateur et le signe $+$ au dénominateur :

$$f_R = f_s \frac{c - v_R}{c + v_s}.$$

$f_R = f_s \frac{c + v_R}{c - v_s} \quad (\text{rapprochement}) \quad f_R = f_s \frac{c - v_R}{c + v_s} \quad (\text{éloignement}). \quad (1.24)$

Les signes doivent être choisis en fonction du mouvement relatif de la source et du récepteur.

La figure 1.6 illustre ces deux mécanismes. À gauche, la source (S) est mobile : les fronts sont resserrés devant la source (S) et espacés derrière elle. À droite, l'émetteur est fixe : la longueur d'onde reste la même dans le milieu, mais les observateurs ne rencontrent pas les fronts à la même vitesse.

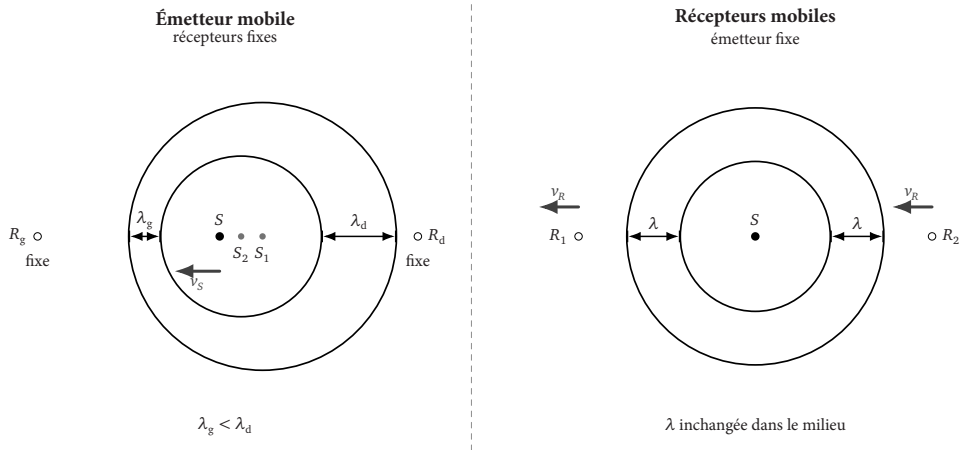


FIGURE 1.6 – Illustration qualitative de l'effet Doppler. À gauche, la source S se déplace vers la gauche : les fronts d'onde sont resserrés devant la source et espacés derrière elle, ce qui conduit à des longueurs d'onde différentes selon le récepteur. À droite, la source S est fixe : la longueur d'onde dans le milieu reste inchangée, mais la fréquence reçue dépend du mouvement du récepteur.

Applications

L'effet Doppler est utilisé dans de nombreux domaines :

- radar (mesure de vitesse);
- échographie Doppler (circulation sanguine);
- astronomie (vitesse des étoiles et des galaxies).

4.5. Ondes de choc et cône de Mach

La célérité c d'une onde correspond à la vitesse de propagation de l'information dans le milieu, c'est-à-dire à la vitesse à laquelle une perturbation peut s'y transmettre.

Autrement dit, si une perturbation est créée en un point, c'est à la vitesse c que le reste du milieu « est informé » de cette perturbation et peut réagir.

Pour se représenter concrètement cette idée, on peut utiliser une image simple (voir le livre de Jean-Pierre Petit [6]) : celle d'une foule dans laquelle se déplace un véhicule.

Les personnes représentent les éléments du milieu, et l'information circule de proche en proche par interactions.

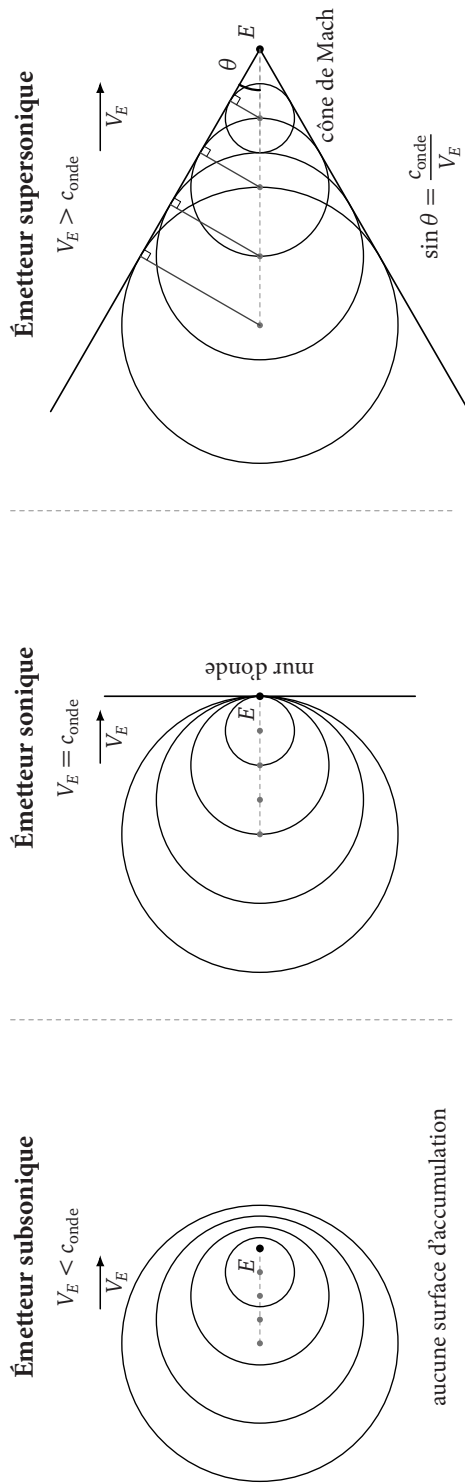


FIGURE 1.7 – Illustration qualitative de l'accumulation des fronts d'onde selon la vitesse de l'émetteur. À gauche, pour $V_E < c_{\text{onde}}$, les fronts ne s'accumulent sur aucune surface. Au milieu, pour $V_E = c_{\text{onde}}$, ils s'accumulent sur un mur d'onde. À droite, pour $V_E > c_{\text{onde}}$, ils s'accumulent sur un cône de Mach dont le demi-angle vérifie $\sin \theta = c_{\text{onde}}/V_E$.

Cas subsonique Si le véhicule se déplace à une vitesse $v_s < c$, l'information de son arrivée peut se propager vers l'avant.

Les personnes situées devant sont prévenues à temps : elles peuvent s'écarter progressivement.

Le milieu a donc le temps de se réorganiser.

Le passage du mur du son Lorsque la vitesse de la source devient proche de la célérité c , le milieu n'a presque plus le temps de se réorganiser.

Les perturbations s'accumulent devant la source : on observe une forte compression du milieu, associée à une augmentation brutale de la pression et de la densité.

Cette zone très comprimée constitue ce que l'on appelle le **mur du son**.

Pour un avion, franchir ce régime a longtemps constitué une difficulté technologique majeure : il fallait que la structure de l'appareil résiste à cette accumulation brutale d'énergie et de contraintes.

Propagation supersonique Si la source dépasse la célérité $v_s > c$ elle va plus vite que la propagation de l'information dans le milieu, c'est-à-dire plus vite que la célérité de l'onde dans ce milieu.

Le milieu situé devant la source ne peut plus être informé de son arrivée : il n'a pas le temps de se réorganiser progressivement.

Les perturbations émises au cours du temps s'accumulent alors sur une surface bien définie, le **cône de Mach**.

Construction du cône de Mach

Considérons les fronts d'onde émis successivement par la source.

Chaque onde se propage à la vitesse c , tandis que la source avance à la vitesse v_s .

Les fronts d'onde sont donc centrés sur les positions passées de la source.

L'enveloppe de ces fronts d'onde forme une surface conique : c'est le **cône de Mach**.

On introduit le nombre de Mach (M) et le demi-angle θ du cône vérifie

$$\begin{aligned} M &= \frac{v_s}{c}, \\ \sin \theta &= \frac{c}{v_s} = \frac{1}{M}. \end{aligned} \tag{1.25}$$

Lorsque $M > 1$, la source est dite supersonique.

Ce cône est aussi appelé **cône d'étrave**, par analogie avec le sillage formé par un bateau se déplaçant à la surface de l'eau.

Dans les deux cas, il s'agit d'une accumulation de perturbations le long d'une surface bien définie.

Interprétation physique

Le cône de Mach correspond à une zone où les perturbations émises au cours du temps s'accumulent.

L'énergie des ondes, qui se répartissait auparavant dans tout l'espace, se concentre sur cette surface : c'est une **onde de choc**.

On peut interpréter cette onde de choc comme un front brutal, associé à une variation rapide des grandeurs physiques du milieu (densité, pression, vitesse).

Exemple : le bang supersonique Lorsqu'un avion dépasse la vitesse du son, il se déplace plus vite que les ondes sonores qu'il émet.

Ces ondes se concentrent alors sur le cône de Mach. Lors du passage de ce cône au niveau des oreilles de l'observateur, celui-ci perçoit un bruit brutal : le **bang supersonique**.

Ce bruit correspond donc au passage de l'onde de choc associée au **cône de Mach**.

Un phénomène universel

Ce type de phénomène n'est pas propre aux ondes sonores.

En électromagnétisme, lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la célérité de la lumière dans ce milieu, elle produit un rayonnement appelé **effet Tcherenkov**. On observe alors un cône lumineux, analogue au cône de Mach.

Cela montre que l'apparition d'ondes de choc est un phénomène général des ondes : il survient dès qu'une source dépasse la vitesse de propagation de l'information dans le milieu, c'est-à-dire la célérité de l'onde dans ce milieu.

Définitions et concepts fondamentaux

- Savoir définir une onde comme la propagation d'une perturbation couplant l'espace et le temps.
- Connaître les deux définitions complémentaires d'une onde : perturbation d'un champ et propagation d'une perturbation.
- Identifier les trois éléments fondamentaux : source, canal (milieu), récepteur.
- Comprendre qu'une onde transporte de l'énergie sans transport global de matière.

Onde progressive et description mathématique

- Savoir décrire une excitation harmonique : $S(t) = A \cos(2\pi f t + \varphi)$.
- Connaître la signification de l'amplitude A , de la fréquence f et de la phase φ .
- Savoir écrire une onde progressive vers les $x > 0$ et les $x < 0$: $y(x, t) = f(x - ct)$ et $y(x, t) = g(x + ct)$.
- Savoir interpréter une onde comme une translation d'une perturbation à la célérité c .
- Savoir distinguer propagation vers les x positifs et négatifs.
- Savoir relier les grandeurs : $c = \lambda f$, $\lambda = cT$.
- Connaître les grandeurs $\omega = 2\pi f$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.
- Connaître la vitesse de phase $v_\varphi = \omega/k$.
- Comprendre la notion de paquet d'onde et de vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$.
- Savoir distinguer un milieu non dispersif, où $v_\varphi = v_g$, d'un milieu dispersif, où $v_\varphi \neq v_g$.

Interprétations physiques

- Savoir interpréter une onde à x fixé (évolution temporelle).
- Savoir interpréter une onde à t fixé (profil spatial).
- Comprendre la propagation de proche en proche dans un milieu.
- Comprendre le rôle de la cohésion (raideur) et de l'inertie du milieu dans la célérité.

Zoologie des ondes

- Connaître différents exemples d'ondes : sonores, mécaniques, électromagnétiques, sismiques, quantiques.
- Savoir distinguer ondes nécessitant un milieu matériel et ondes se propageant dans le vide.

- Connaître la nature des grandeurs physiques associées : scalaire, vectorielle, tensorielle.
- Savoir définir onde transverse ($\vec{k} \cdot \vec{\xi}_0 = 0$) et onde longitudinale ($\vec{k} \times \vec{\xi}_0 = \vec{0}$).

Géométrie et formes d'ondes

- Savoir distinguer ondes unidimensionnelles, bidimensionnelles et tridimensionnelles.
- Connaître la forme d'une onde plane monochromatique : $y(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi)$.
- Comprendre la construction d'une onde sphérique à partir d'une source ponctuelle.
- Connaître la décroissance de l'amplitude : $A \propto \frac{1}{r}$ en 3D et $A \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$ en 2D.
- Relier cette décroissance à la conservation de l'énergie.

Énergie et transport

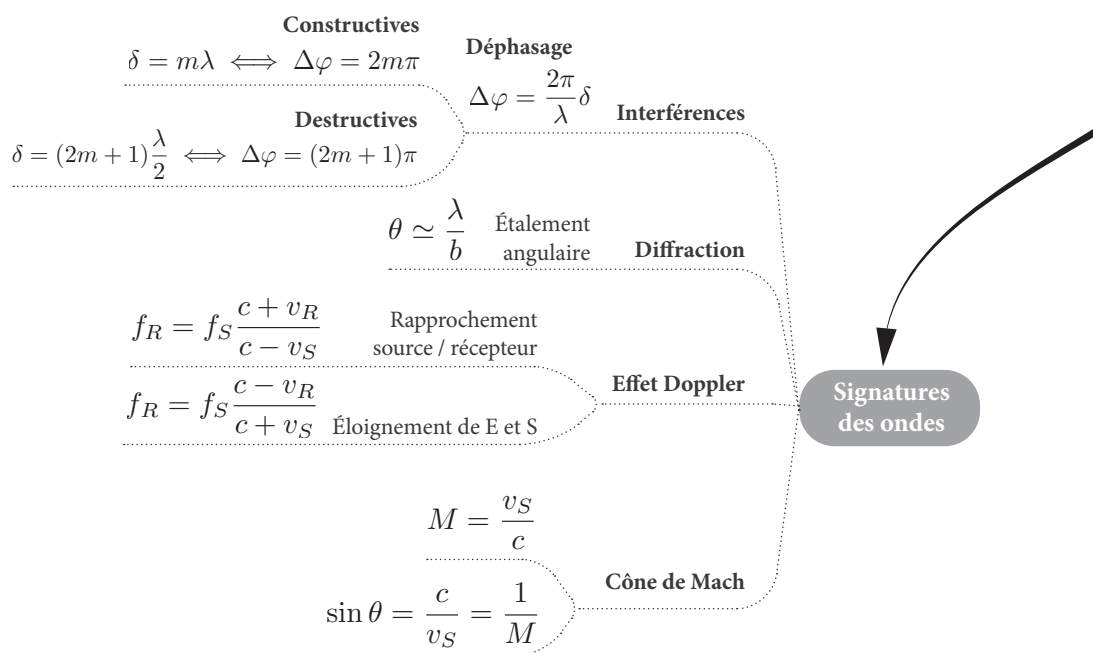
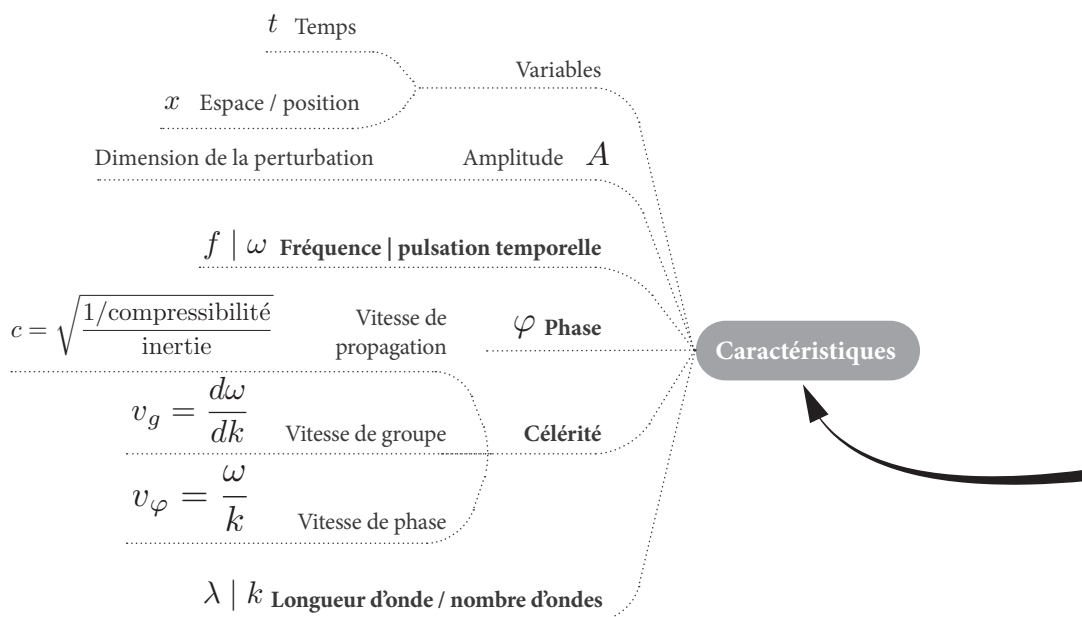
- Comprendre qu'une onde transporte de l'énergie dans le milieu.
- Connaître qualitativement la densité d'énergie $u(\vec{r}, t)$.
- Connaître qualitativement le vecteur densité de flux d'énergie $\vec{\Pi}(\vec{r}, t)$ (vecteur radiant).

Ondes progressives et stationnaires

- Savoir définir une onde progressive : couplage espace-temps.
- Savoir définir une onde stationnaire : découplage espace-temps.
- Comprendre l'absence de transport global d'énergie dans une onde stationnaire.

Phénomènes caractéristiques

- Connaître les signatures ondulatoires : diffraction, interférences, effet Doppler, ondes de choc.
- Comprendre qualitativement la diffraction : étalement de l'onde ($\theta \sim \frac{\lambda}{a}$).
- Connaître les conditions d'interférences : $\delta_{\text{eff}} = m\lambda$ (constructive), $\delta_{\text{eff}} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ (destructive).
- Connaître les conditions d'interférences : $\Delta\varphi = m2\pi$ (constructive), $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$ (destructive).
- Connaître l'effet Doppler et les ondes de choc.



L'UNIVERS DES ONDES

Les ondes

Perturbation locale / Propagation globale

Source / excitation

Canal / milieu

Réception / capteur

Écriture $s(x, t) = A \cos \left(2\pi f \left(t - \frac{x}{c} \right) + \varphi \right)$

Zoologie

Nature

Mécanique

Électromagnétique

Quantique

Géométrie

Plane

Sphérique

Surface

Perturbation

Scalaire / vectorielle /
tensorielle

Longitudinale /
transversale

Évolution

Progressive /
stationnaire

Impulsion /
paquets d'ondes

Milieu

Non dispersif
 $v_\varphi = v_g$

Dispersif
 $v_\varphi \neq v_g$

VERSION COULEUR



www.lienmini.fr/71477-cm1

QCM — Vérification des acquis

Cochez pour chaque question les réponses exactes.

- 1 Une onde correspond :
 - ☐ a. à un transport de matière,
 - ☐ b. à un transport d'énergie,
 - ☐ c. à la propagation d'une perturbation,
 - ☐ d. à un déplacement global du milieu.
- 2 On considère une onde harmonique de longueur d'onde λ , de fréquence f et de célérité c .
 - ☐ a. $c = \lambda f$,
 - ☐ b. $c = \frac{\lambda}{f}$,
 - ☐ c. $\lambda = \frac{c}{f}$,
 - ☐ d. $f = \frac{c}{\lambda}$.
- 3 Dans une onde harmonique, l'amplitude :
 - ☐ a. caractérise l'énergie de l'onde,
 - ☐ b. dépend du milieu,
 - ☐ c. correspond à la valeur maximale de la perturbation,
 - ☐ d. est toujours constante dans l'espace.
- 4 Dans une onde progressive :
 - ☐ a. la perturbation se déplace,
 - ☐ b. tous les points vibrent en phase,
 - ☐ c. il y a transport d'énergie,
 - ☐ d. les points du milieu se déplacent avec l'onde.
- 5 On considère deux ondes cohérentes arrivant en un point avec une différence de phase $\Delta\varphi$.
 - ☐ a. Si $\Delta\varphi = 2m\pi$, les deux ondes sont en phase, avec $m \in \mathbb{Z}$,
 - ☐ b. Si $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$, les deux ondes sont en opposition de phase, avec $m \in \mathbb{Z}$,
 - ☐ c. Si $\Delta\varphi = 2m\pi$, il y a interférence destructive, avec $m \in \mathbb{Z}$,
 - ☐ d. Si $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$, il y a interférence constructive, avec $m \in \mathbb{Z}$.
- 6 On considère une onde décrite par un vecteur d'onde $\vec{k}$, qui donne la direction de propagation, et un vecteur $\vec{\xi}_0$ caractérisant la direction de la perturbation.
 - ☐ a. Une onde est dite transverse si $\vec{k} \cdot \vec{\xi}_0 = 0$,
 - ☐ b. Une onde est dite longitudinale si $\vec{k} \times \vec{\xi}_0 = \vec{0}$,
 - ☐ c. Une onde transverse ne transporte pas d'énergie,
 - ☐ d. Les ondes électromagnétiques sont des ondes transversales.

7 Pour une onde sphérique issue d'une source ponctuelle :

- ☐ a. l'amplitude décroît comme $\frac{1}{r}$,
- ☐ b. l'énergie se conserve,
- ☐ c. l'intensité décroît comme $\frac{1}{r}$,
- ☐ d. l'énergie se répartit sur une surface croissante.

8 On considère une onde harmonique de la forme

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

On appelle phase l'argument du cosinus :

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

- ☐ a. la phase dépend de la position et du temps,
- ☐ b. tous les points ont la même phase à un instant donné,
- ☐ c. deux points ayant la même phase ont le même état vibratoire,
- ☐ d. la phase permet de prévoir les interférences.

9 Dans une onde stationnaire :

- ☐ a. il n'y a pas de transport global d'énergie,
- ☐ b. l'énergie est nulle,
- ☐ c. l'énergie peut osciller entre différentes formes,
- ☐ d. le profil se déplace à la célérité c .

10 Une différence de marche effective δ_{eff} :

- ☐ a. peut se réduire à une simple différence de chemin géométrique,
- ☐ b. peut inclure des déphasages supplémentaires dus à une réflexion,
- ☐ c. vérifie toujours $\delta_{\text{eff}} = \delta$,
- ☐ d. permet d'écrire $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_{\text{eff}}$.

➡ Réponses page 34

Exercices

Exercice 1

Une personne parle à une distance de 3,0 m d'un auditeur. On modélise la voix par une onde sonore de fréquence $f = 500 \text{ Hz}$ se propageant dans l'air à la célérité $c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. Calculer la longueur d'onde correspondante.
2. Calculer le temps de propagation du son entre la source et l'auditeur.
3. Comparer ce temps à un temps de réaction humain typique de l'ordre de 0,20 s.
4. Que peut-on en conclure quant à la perception de ce retard dans la vie courante?

Exercice 2

À la surface de l'eau, une vague se propage avec une célérité $c = 2,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et une période $T = 4,0 \text{ s}$.

1. Calculer la fréquence de cette onde.
2. Calculer sa longueur d'onde.
3. Quelle distance sépare deux crêtes successives?
4. Comparer cette distance à la taille d'un baigneur de hauteur 1,7 m.

Exercice 3

Une lumière verte dans le vide a une longueur d'onde $\lambda = 550 \text{ nm}$. On donne la célérité de la lumière dans le vide :

$$c = 3,0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

1. Calculer la fréquence de cette onde lumineuse.
2. Comparer cet ordre de grandeur à celui d'une onde sonore de fréquence 500 Hz.
3. Que montre cette comparaison sur les différents domaines de la physique des ondes?

Exercice 4

Une corde tendue possède une tension $T = 200 \text{ N}$ et une masse linéique $\mu = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$. La célérité d'une onde le long de cette corde est donnée par

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

1. Vérifier par analyse dimensionnelle que cette expression a bien la dimension d'une vitesse.
2. Calculer la célérité de l'onde sur cette corde.
3. Comparer cette valeur à la célérité du son dans l'air.
4. Discuter qualitativement l'influence de la tension T et de la masse linéique μ sur la célérité.

Exercice 5

Une station de radio FM émet à la fréquence $f = 100 \text{ MHz}$. On rappelle que les ondes électromagnétiques se propagent dans l'air à une célérité très proche de

$$c = 3,0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

1. Calculer la longueur d'onde correspondante.
2. Comparer cette longueur d'onde à la taille d'une antenne de voiture de longueur voisine de 75 cm.
3. Pourquoi l'ordre de grandeur de la taille d'une antenne est-il lié à celui de la longueur d'onde?

Exercice 6

Une onde sismique se propage dans la croûte terrestre avec une célérité $c = 5,0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. On considère une onde de fréquence $f = 1,0 \text{ Hz}$.

1. Calculer la longueur d'onde.
2. Comparer cette longueur d'onde à la taille d'une ville de dimension caractéristique 10 km.
3. Que suggère ce résultat sur la manière dont ce type d'onde peut affecter une région entière?

Exercice 7

Une onde sonore de fréquence $f = 500 \text{ Hz}$ arrive sur une porte ouverte de largeur $a = 1,0 \text{ m}$. On prendra pour célérité du son dans l'air $c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. Calculer la longueur d'onde du son.
2. Comparer la largeur de la porte à la longueur d'onde.
3. En utilisant la relation

$$\theta \sim \frac{\lambda}{a},$$

estimer l'angle caractéristique de diffraction.

4. Expliquer pourquoi on peut entendre quelqu'un parler derrière une porte.

Exercice 8

Deux sources cohérentes émettent des ondes sonores de fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$ dans l'air. On considère un point d'observation pour lequel la différence de marche est $\delta = 0,34 \text{ m}$. On prendra $c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. Calculer la longueur d'onde.
2. Calculer le déphasage

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

3. Déterminer la nature de l'interférence observée en ce point.
4. Même question pour un point où la différence de marche vaut $\delta = 0,17 \text{ m}$.

Exercice 9

Une ambulance émet une sirène de fréquence $f = 700 \text{ Hz}$. Elle se déplace à la vitesse $v_s = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On prendra pour célérité du son dans l'air $c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. Calculer la fréquence perçue par un observateur immobile lorsque l'ambulance s'approche.
2. Calculer la fréquence perçue lorsque l'ambulance s'éloigne.
3. Commenter qualitativement la différence entre les deux sons perçus.
4. On considère maintenant une source fixe de fréquence 700 Hz et un observateur se déplaçant à $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Calculer la fréquence perçue lorsqu'il s'approche puis lorsqu'il s'éloigne de la source.

Exercice 10

Un avion vole à la vitesse $v_s = 680 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans l'air. On prendra pour célérité du son $c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. Calculer le nombre de Mach

$$M = \frac{v_s}{c}.$$

2. L'avion est-il subsonique ou supersonique ?
3. Calculer l'angle θ du cône de Mach à l'aide de la relation

$$\sin \theta = \frac{1}{M}.$$

4. Comparer ce phénomène au cône d'étrave d'un bateau.
5. On considère maintenant une particule chargée se déplaçant dans un milieu diélectrique à une vitesse supérieure à la célérité de la lumière dans ce milieu. Quel phénomène ondulatoire analogue observe-t-on ?

Réponses au QCM

1 : b, c	2 : a, c, d	3 : a, c	4 : a, c	5 : a, b
6 : a, b, d	7 : a, b, d	8 : a, c, d	9 : a, c	10 : a, b, d

Exercice 1

1. La longueur d'onde vaut

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{500 \text{ s}^{-1}} = 0,68 \text{ m}.$$

2. Le temps de propagation entre la source et l'auditeur vaut

$$\tau = \frac{d}{c} = \frac{3,0 \text{ m}}{340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}} \simeq 8,8 \times 10^{-3} \text{ s} = 8,8 \text{ ms}.$$

3. Ce temps est très inférieur à un temps de réaction humain typique, de l'ordre de 0,20 s.
4. Dans la vie courante, à cette distance, le retard n'est donc pas perçu comme tel. En revanche, il devient sensible pour de grandes distances.

Exercice 2

1. La fréquence vaut

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{4,0 \text{ s}} = 0,25 \text{ Hz}.$$

2. La longueur d'onde vaut

$$\lambda = cT = 2,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \times 4,0 \text{ s} = 8,0 \text{ m}.$$

3. Deux crêtes successives sont donc séparées de 8,0 m.
4. Cette distance est très supérieure à la taille d'un baigneur de hauteur 1,7 m : la vague apparaît donc comme une structure spatiale de grande taille à l'échelle humaine.

Exercice 3

1. La fréquence vaut

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3,0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{550 \times 10^{-9} \text{ m}} \simeq 5,45 \times 10^{14} \text{ Hz}.$$

2. Cette fréquence est immensément plus grande que celle d'une onde sonore de 500 Hz. Le rapport des deux fréquences est de l'ordre de

$$\frac{5,45 \times 10^{14}}{500} \sim 10^{12}.$$

3. Cette comparaison montre que les phénomènes ondulatoires couvrent des domaines de fréquence extrêmement variés selon la nature physique de l'onde considérée.

Exercice 4

1. On raisonne ici en dimensions fondamentales : masse M , longueur L et temps T . La tension d'une corde est une force. On a donc

$$[T] = M L T^{-2}, \quad [\mu] = M L^{-1}.$$

Ainsi,

$$\left[\frac{T}{\mu} \right] = \frac{M L T^{-2}}{M L^{-1}} = L^2 T^{-2}.$$

On en déduit

$$\left[\sqrt{\frac{T}{\mu}} \right] = L T^{-1}.$$

L'expression proposée a donc bien la dimension d'une vitesse.

2. La célérité vaut

$$c = \sqrt{\frac{T}{\mu}} = \sqrt{\frac{200 \text{ N}}{1,0 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}}} = \sqrt{2,0 \times 10^4} \simeq 1,41 \times 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Donc

$$c \simeq 141 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

3. Cette valeur est inférieure à la célérité du son dans l'air, qui vaut environ $340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.
4. Une augmentation de la tension T augmente la célérité. Une augmentation de la masse linéique μ la diminue. La tension joue donc le rôle de la cohésion du milieu, tandis que la masse linéique traduit son inertie.

Exercice 5

1. La longueur d'onde vaut

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3,0 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{100 \times 10^6 \text{ s}^{-1}} = 3,0 \text{ m}.$$

2. Une antenne de voiture de longueur voisine de 75 cm correspond à

$$0,75 \text{ m} = \frac{\lambda}{4}.$$

3. Il est classique, pour des raisons de bon couplage entre l'onde et le dispositif récepteur, de choisir une antenne de dimension comparable à une fraction simple de la longueur d'onde, par exemple $\lambda/2$ ou $\lambda/4$.

Exercice 6

1. La longueur d'onde vaut

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{5,0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}}{1,0 \text{ s}^{-1}} = 5,0 \text{ km}.$$

2. Cette longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille d'une ville de dimension caractéristique 10 km.
3. Une telle onde ne concerne donc pas seulement un bâtiment ou une rue, mais une région entière. Cela explique qu'une onde sismique de basse fréquence puisse affecter de vastes zones.

Exercice 7

1. La longueur d'onde du son vaut

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{500 \text{ s}^{-1}} = 0,68 \text{ m}.$$

2. On compare

$$a = 1,0 \text{ m} \quad \text{et} \quad \lambda = 0,68 \text{ m}.$$

Les deux grandeurs sont du même ordre de grandeur.

3. L'angle caractéristique de diffraction vaut

$$\theta \sim \frac{\lambda}{a} = \frac{0,68}{1,0} = 0,68 \text{ rad.}$$

Cela correspond à environ

$$\theta \simeq 39^\circ.$$

4. La diffraction est donc importante : l'onde sonore peut se répartir dans plusieurs directions après l'ouverture. Cela explique que l'on puisse entendre quelqu'un parler derrière une porte.

Exercice 8

1. La longueur d'onde vaut

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{1000 \text{ s}^{-1}} = 0,34 \text{ m.}$$

2. Pour $\delta = 0,34 \text{ m}$, on a

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{0,34} \times 0,34 = 2\pi.$$

3. Comme $\Delta\varphi = 2\pi$, les deux ondes sont en phase, ce qui correspond à une différence de marche $\delta = \lambda = m\lambda$ avec $m = 1$, et l'interférence est constructive.

4. Pour $\delta = 0,17 \text{ m}$, on a

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{0,34} \times 0,17 = \pi.$$

Cette fois, l'interférence est destructive.

Exercice 9

1. Lorsque l'ambulance s'approche,

$$f_R = \frac{c}{c - v_s} f = \frac{340}{340 - 30} \times 700 = \frac{340}{310} \times 700 \simeq 768 \text{ Hz.}$$

2. Lorsqu'elle s'éloigne,

$$f_R = \frac{c}{c + v_s} f = \frac{340}{340 + 30} \times 700 = \frac{340}{370} \times 700 \simeq 643 \text{ Hz.}$$

3. Le son perçu est donc plus aigu à l'approche et plus grave à l'éloignement, conformément à l'expérience quotidienne.

4. Si la source est fixe et l'observateur mobile :

- en approche,

$$f_R = \frac{c + v_R}{c} f = \frac{340 + 30}{340} \times 700 = \frac{370}{340} \times 700 \simeq 762 \text{ Hz;}$$

- en éloignement,

$$f_R = \frac{c - v_R}{c} f = \frac{340 - 30}{340} \times 700 = \frac{310}{340} \times 700 \simeq 638 \text{ Hz.}$$

On retrouve dans les deux cas une augmentation de fréquence en approche et une diminution en éloignement.

Exercice 10

1. Le nombre de Mach vaut

$$M = \frac{v_s}{c} = \frac{680 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}} = 2.$$

2. Comme $M > 1$, l'avion est supersonique.

3. L'angle du cône vérifie

$$\sin \theta = \frac{1}{M} = \frac{1}{2}.$$

Donc

$$\theta = 30^\circ.$$

4. Ce phénomène est analogue au cône d'étrave d'un bateau : dans les deux cas, des perturbations s'accumulent sur une surface bien définie lorsque la source se déplace rapidement dans le milieu.
5. Le phénomène électromagnétique analogue est l'effet Tcherenkov : une particule chargée se déplaçant dans un milieu à une vitesse supérieure à la célérité de la lumière dans ce milieu produit un cône lumineux.

Petit rappel sur les oscillateurs

1 Les oscillateurs harmoniques simples

Les oscillateurs constituent une famille de systèmes physiques particulièrement importante. L'expérience courante montre en effet qu'un système physique, lorsqu'il est écarté de sa position d'équilibre stable puis abandonné à lui-même, tend souvent à revenir vers cette position. Si l'inertie du système intervient, ce retour ne se fait pas instantanément : le système dépasse généralement l'équilibre, puis y revient, ce qui donne naissance à un mouvement oscillant.

Cette situation se rencontre dans des domaines très variés de la physique : mécanique, électricité, acoustique, optique, physique atomique, et même physique quantique. Pour modéliser ces oscillateurs, on utilise très fréquemment le modèle de l'oscillateur harmonique. L'oscillateur harmonique représente ainsi, d'une certaine manière, le modèle « tout terrain » du physicien ou de la physicienne. Il permet de décrire les oscillations d'un système ayant un degré de liberté, un paramètre, qu'il s'agisse d'un angle, d'une distance, de l'allongement d'un ressort, ou encore de la charge d'un condensateur, autour d'une valeur d'équilibre.

L'intérêt de ce modèle ne vient pas seulement de sa simplicité mathématique. Il vient surtout du fait qu'il apparaît naturellement dès que l'on étudie un système au voisinage d'un équilibre stable. Pour le comprendre, il faut regarder l'énergie potentielle du système. Une position d'équilibre stable correspond à un minimum de cette énergie : le système se trouve alors au fond d'une sorte de « cuvette » de potentiel. Si on l'en écarte légèrement, l'énergie potentielle augmente, et une force de rappel tend à le ramener vers le fond de la cuvette.

Comme l'illustre la figure 2.1, une cuvette de potentiel quelconque peut être remplacée, au voisinage immédiat de son minimum, par une parabole. Autrement dit, sans entrer ici dans le détail mathématique de ce développement, toute cuvette de potentiel suffisamment régulière ressemble localement à une cuvette parabolique. On peut alors écrire, pour de petits écarts à l'équilibre,

$$E_p(\xi) \simeq \frac{1}{2} k_{\text{eff}} \xi^2,$$

où ξ désigne l'écart à l'équilibre et k_{eff} mesure la *raideur effective* de cette cuvette.

Cette modélisation parabolique conduit précisément au modèle de l'oscillateur harmonique. Elle explique pourquoi ce modèle est si général : il ne décrit pas seulement un ressort idéal, mais le comportement approché de très nombreux systèmes physiques

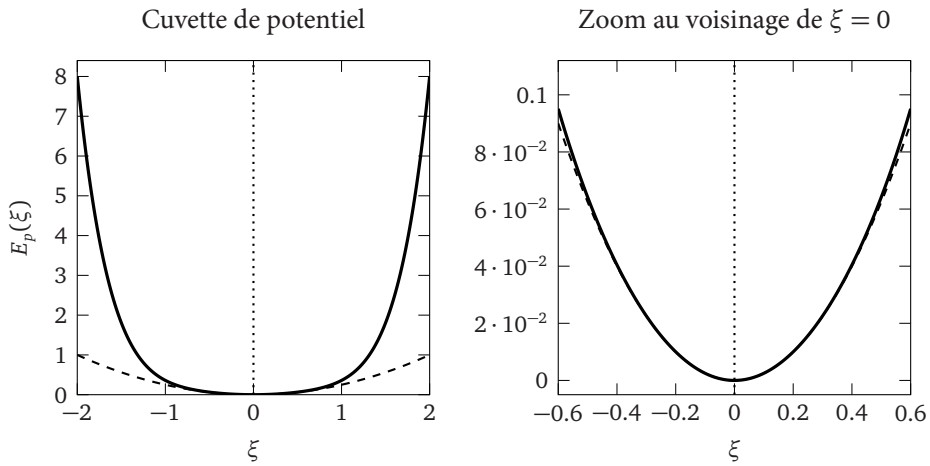


FIGURE 2.1 – Modélisation locale d’une cuvette de potentiel autour d’une position d’équilibre stable. À gauche : forme générale d’un potentiel présentant un minimum. À droite : zoom au voisinage du minimum, où la courbe réelle devient presque confondue avec son approximation parabolique. Cette approximation conduit à écrire, pour de petits écarts à l’équilibre, $E_p(\xi) \simeq \frac{1}{2}k_{\text{eff}}\xi^2$, ce qui fonde le modèle de l’oscillateur harmonique.

lorsqu’ils sont étudiés près d’une position d’équilibre stable. Dans la pratique, les oscillations peuvent ensuite être amorties par des phénomènes dissipatifs, mais l’oscillateur harmonique reste le point de départ naturel pour comprendre ces situations.

1.1. Oscillation harmonique libre

On appelle oscillateur harmonique, ou oscillateur sinusoïdal, ou encore oscillateur monochromatique, tout système stable à un degré de liberté qui, lorsqu’il est légèrement écarté de sa position d’équilibre, évolue selon une loi sinusoïdale de la forme

$$\xi(t) = \xi_m \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

ou, de manière équivalente,

$$\xi(t) = \xi_m \cos(2\pi f_0 t + \varphi).$$

Dans ces expressions, ξ_m est l’amplitude, ω_0 la pulsation propre, f_0 la fréquence propre et φ la phase à l’origine des temps.

Il est utile de rappeler ici le rôle fondamental joué par les fonctions sinusoïdales en physique. Fourier a montré que tout signal périodique peut se mettre sous la forme d’une somme discrète de fonctions sinusoïdales : ce sont les séries de Fourier. Plus généralement, tout signal dépendant du temps peut se mettre sous la forme d’une somme continue, c’est-à-dire d’une intégrale de fonctions sinusoïdales : ce sont les transformées de Fourier. Les fonctions sinusoïdales jouent donc un rôle de briques élémentaires dans la description des phénomènes physiques.

L'équation différentielle qui gouverne la dynamique d'un oscillateur harmonique libre est de la forme

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \omega_0^2\xi = 0,$$

ou, plus simplement,

$$\boxed{\ddot{\xi} + \omega_0^2\xi = 0} \quad (2.1)$$

Cette équation décrit l'évolution temporelle de la perturbation autour de la position d'équilibre, en négligeant la dissipation.

1.2. Interprétation énergétique

Pour passer de cette équation différentielle à une interprétation énergétique, on la multiplie par $\dot{\xi}$, c'est-à-dire par l'analogue de la vitesse du paramètre d'oscillation. On obtient

$$\dot{\xi} \ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi \dot{\xi} = 0.$$

On reconnaît alors une dérivée totale :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \dot{\xi}^2 + \frac{1}{2} \omega_0^2 \xi^2 \right) = 0.$$

Par conséquent, la grandeur

$$\boxed{\frac{1}{2} \dot{\xi}^2 + \frac{1}{2} \omega_0^2 \xi^2 = E_T} \quad (2.2)$$

est constante au cours du temps, que l'on note E_T par analogie avec l'énergie totale du système.

On peut relier cette relation à la conservation de l'énergie. Le premier terme,

$$\frac{1}{2} \dot{\xi}^2,$$

est analogue à une énergie cinétique E_c , tandis que le second,

$$\frac{1}{2} \omega_0^2 \xi^2,$$

est analogue à une énergie potentielle E_p . L'oscillateur libre conserve donc son énergie totale $E_T = E_c + E_p$ au cours du temps, tant que la dissipation reste négligeable bien sûr.

Mais cette conservation ne signifie pas que les deux contributions restent constantes séparément. Au cours du mouvement, l'énergie s'échange en permanence entre forme potentielle et forme cinétique. Lorsque l'oscillateur s'éloigne de sa position d'équilibre, l'énergie potentielle augmente tandis que l'énergie cinétique diminue. Inversement, lorsqu'il repasse vers l'équilibre, l'énergie potentielle décroît au profit de l'énergie cinétique.

Considérons par exemple le cas où l'on écarte initialement le système de sa position d'équilibre d'une quantité ξ_0 , puis où on le lâche sans vitesse initiale :

$$\xi(0) = \xi_0, \quad \dot{\xi}(0) = 0.$$

À l'instant initial, l'énergie est donc entièrement potentielle :

$$E_c(0) = \frac{1}{2} \dot{\xi}(0)^2 = 0, \quad E_p(0) = \frac{1}{2} \omega_0^2 \xi_0^2.$$

Physique des ondes

La physique des ondes est présente dans de nombreux domaines : vibrations mécaniques, acoustique, électromagnétisme, optique ou encore physique quantique. Derrière cette diversité se cache pourtant une remarquable unité. Cet ouvrage propose une approche unifiée qui montre comment ces phénomènes reposent sur un ensemble de concepts physiques et un formalisme communs.

La démarche conduit progressivement le lecteur de la propagation des ondes à la réflexion, la transmission, les ondes stationnaires, les interférences et la diffraction, jusqu'à la physique quantique, présentée comme le prolongement naturel de cette vision ondulatoire. Le cours est abondamment illustré afin de privilégier la compréhension physique des phénomènes avant leur mise en équations.

Destiné aux étudiants en licence de physique et de physique-chimie, cet ouvrage constitue un support complet de formation et de révision. Il sera très utile aux candidats aux concours du CAPLP, du Capes et de l'agrégation de physique-chimie.

SOMMAIRE

1. Premier tour sur les ondes
 2. Petit rappel sur les oscillateurs
 3. Propagation des ondes électriques dans un câble coaxial
 4. Approche unifiée de la physique des ondes
 5. Impédance et conséquences : réflexion et transmission des ondes
 6. Ondes stationnaires
 7. Propagation *versus* diffusion
 8. Ondes lumineuses : interférences, diffraction et cohérence
 9. Physique quantique et physique des ondes
- Annexes :
 - A. Dimensions, unités et analyse dimensionnelle
 - B. Coordonnées, opérateurs vectoriels et théorèmes intégraux
 - C. Quelques figures de l'histoire des ondes, des oscillations et des signaux
 - D. Des câbles télégraphiques sous-marins : synthèse sur le physique des ondes I
 - E. L'échographie : synthèse sur la physique des ondes II
 - F. Chacun cherche sa diapositive : bilan des ondes lumineuses
 - Bibliographie

LES PLUS

- Des ondes mécaniques aux ondes quantiques.
- De nombreuses figures et tableaux pour visualiser les phénomènes.
- Le sens physique avant le formalisme mathématique.

Ancien étudiant de l'ENS Lyon, **Boris Chenaud** est agrégé de physique et enseignant-chercheur en physique à l'université de Montpellier. Depuis plus de vingt ans, il enseigne la physique des ondes, l'optique et la physique quantique. Chercheur au Laboratoire Charles Coulomb, ses travaux portent sur la métrologie et le transport quantiques.

39,90 €

ISBN : 978-2-8073-7147-7



deboeck
SUPÉRIEUR

www.deboecksuperieur.com

De Boeck Supérieur s'engage
durablement
pour l'environnement

