



HAL
open science

Mathématiques pour la Physique

Bahram Houchmandzadeh

► **To cite this version:**

Bahram Houchmandzadeh. Mathématiques pour la Physique. Licence. Mathématiques pour la Physique., France. 2010, pp.270. cel-01148916v7

HAL Id: cel-01148916

<https://hal.science/cel-01148916v7>

Submitted on 16 Dec 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

BAHRAM HOUCHEMANDZADEH

MATHÉMATIQUES
POUR LA PHYSIQUE.

Université Grenoble-Alpes
Département de Physique

Aucun droit réservé. Chaque partie de ce manuscrit peut être reproduite, modifiée ou transmise sans l'autorisation de l'auteur. Tout commentaire, critique ou correction sera grandement apprécié.

Remerciements.

Je remercie sincèrement Youssef Ben Miled et Mathias Legrand pour leur lecture attentive du manuscrit et leur très (très) nombreuses corrections et suggestions. Grace à leurs efforts, ce manuscrit a un aspect beaucoup plus présentable.

web : www-liphy.ujf-grenoble.fr/pagesperso/bahram/Math/math.htm
✉ : [bahram.houchmandzadeh \(à\) univ-grenoble-alpes.fr](mailto:bahram.houchmandzadeh@univ-grenoble-alpes.fr)
Première version : Septembre 2008
Version présente : December 16, 2020

Table des matières

1	<i>Introduction</i>	9
2	<i>Éléments d'analyse fonctionnelle.</i>	13
	2.1 <i>Les espaces vectoriels.</i>	13
	2.2 <i>L'espace vectoriel des fonctions.</i>	17
3	<i>Les séries de Fourier.</i>	23
	3.1 <i>Introduction.</i>	23
	3.2 <i>Les séries de Fourier.</i>	24
	3.3 <i>Pourquoi les séries de Fourier sont intéressantes ?</i>	27
	3.4 <i>Un peu de généralisation.</i>	29
	3.5 <i>Les séries de sinus et de cosinus.</i>	29
	3.6 <i>Dérivation terme à terme des séries de Fourier.</i>	31
	3.7 <i>Vibration d'une corde.</i>	32
	3.8 <i>Équation de la chaleur.</i>	34
	3.9 <i>Les séries de Fourier discrètes.</i>	36
	3.10 <i>Problèmes avancés.</i>	39
4	<i>Les transformations de Fourier.</i>	47
	4.1 <i>Entrée en matière.</i>	47
	4.2 <i>Les opérations sur les TF.</i>	49
	4.3 <i>Transformée de Fourier Rapide.</i>	50
	4.4 <i>Manipulation et utilisation des TF.</i>	50
	4.5 <i>Relation entre les séries et les transformés de Fourier.</i>	54
	4.6 <i>Approfondissement : TF à plusieurs dimensions.</i>	55

5	<i>Les distributions.</i>	57
5.1	<i>Ce qu'il faut savoir.</i>	57
5.2	<i>Un peu de décence.</i>	60
5.3	<i>Manipulation et utilisation des distributions.</i>	62
5.4	<i>Les distributions et les conditions initiales des équations différentielles.</i>	65
5.5	<i>Exercices .</i>	67
5.6	<i>Problèmes.</i>	68
6	<i>Convolution et corrélation.</i>	71
6.1	<i>Les convolutions.</i>	71
6.2	<i>Auto-corrélation.</i>	74
6.3	<i>Relation entre l'équation de diffusion et les convolutions.</i>	75
6.4	<i>La méthode de Langevin et les équations différentielles stochastiques.</i>	76
6.5	<i>Problèmes avancés.</i>	77
6.6	<i>Exercices.</i>	79
6.7	<i>Problèmes.</i>	80
7	<i>Les transformées de Laplace.</i>	83
7.1	<i>Entrée en matière.</i>	83
7.2	<i>Opérations sur les TL.</i>	84
7.3	<i>Décomposition en fraction simple.</i>	86
7.4	<i>Comportement asymptotique.</i>	88
7.5	<i>Produit de Convolution.</i>	90
7.6	<i>Aperçu des équations intégrales.</i>	91
7.7	<i>Aperçu des systèmes de contrôle asservis (feedback systems).</i>	91
7.8	<i>La physique statistique.</i>	93
7.9	<i>TL inverse.</i>	94
8	<i>Les fonctions de Green.</i>	101
8.1	<i>Entrée en matière</i>	101
8.2	<i>Généralisation.</i>	103
8.3	<i>Le potentiel électrostatique.</i>	104
8.4	<i>La propagation des ondes</i>	106
8.5	<i>Disposer d'une base propre.</i>	107
8.6	<i>Propagateur pour l'équation de Schrödinger.</i>	108

9	<i>Calcul des perturbations.</i>	109
9.1	<i>Les perturbations régulières.</i>	109
9.2	<i>Les perturbations singulières.</i>	113
10	<i>Les opérateurs linéaires.</i>	121
10.1	<i>Introduction</i>	121
10.2	<i>L'algèbre des opérateurs.</i>	123
10.3	<i>Représentation matricielle des opérateurs.</i>	127
10.4	<i>Valeurs et vecteurs propres.</i>	130
10.5	<i>Disposer d'une base propre orthogonale.</i>	131
10.6	<i>Opérateurs hermitiens.</i>	133
10.7	<i>Méthodes opératorielle, algèbre de Lie.</i>	134
11	<i>Le calcul variationnel</i>	141
11.1	<i>Introduction.</i>	141
11.2	<i>Calcul des variations.</i>	142
11.3	<i>Plusieurs degrés de libertés.</i>	146
11.4	<i>Formulation lagrangienne et équation du mouvement d'un champ.</i>	149
11.5	<i>Optimisation sous contraintes.</i>	151
11.6	<i>Les conditions aux bords "naturelles" 1.</i>	156
11.7	<i>Les conditions aux bords naturelles 2.</i>	158
11.8	<i>Détour : éléments de géométries non-euclidiennes.</i>	159
12	<i>Les systèmes de Sturm-Liouville.</i>	165
12.1	<i>Introduction.</i>	165
12.2	<i>Reformulation opératorielle.</i>	168
12.3	<i>Détour : la mécanique quantique ou pourquoi les valeurs propres ont pris tant d'importance.</i>	172
12.4	<i>Les systèmes de Sturm-Liouville.</i>	173
12.5	<i>Les solutions polynomiales de Sturm-Liouville.</i>	175
12.6	<i>Valeurs et fonctions propres.</i>	177
12.7	<i>La seconde solution : Le Wronskien.</i>	178
12.8	<i>Les solutions non-polynomiales.</i>	179
12.9	<i>Exercices.</i>	179

13	<i>Les opérateurs différentiels.</i>	181
	13.1 <i>Métrique et Système de coordonnées.</i>	181
	13.2 <i>Nabla, div et les autres.</i>	182
	13.3 <i>Le gradient.</i>	183
	13.4 <i>Champ de vecteurs.</i>	184
	13.5 <i>Le rotationnel.</i>	185
	13.6 <i>La divergence.</i>	187
	13.7 <i>Le Laplacien.</i>	188
	13.8 <i>Résumons.</i>	190
	13.9 <i>Notes.</i>	191
14	<i>Les Transformées de Legendre.</i>	193
	14.1 <i>Définitions.</i>	193
	14.2 <i>Application à travers la physique.</i>	199
15	<i>Aperçu d'algèbre linéaire.</i>	209
	15.1 <i>Les vecteurs et les formes.</i>	209
	15.2 <i>Les applications linéaires.</i>	211
	15.3 <i>Algèbre des applications.</i>	214
	15.4 <i>Changement de base.</i>	215
	15.5 <i>Les invariants : trace et déterminant.</i>	219
	15.6 <i>Vecteurs et valeurs propre.</i>	223
	15.7 <i>Le produit scalaire.</i>	224
	15.8 <i>Résolution de système linéaire.</i>	227
	15.9 <i>Détour : Étude des équations différentielles linéaires.</i>	233
16	<i>Les tenseurs en physique.</i>	237
	16.1 <i>Les tenseurs (mixte) de rang 2.</i>	237
	16.2 <i>Convention de sommation.</i>	239
	16.3 <i>Définition des tenseurs.</i>	240
	16.4 <i>Exemples de tenseurs.</i>	241
	16.5 <i>Monter et descendre les indices.</i>	243
	16.6 <i>Exercices.</i>	243
	16.7 <i>Les tenseurs et la géométrie de l'espace.</i>	245

17	<i>Équation à dérivée partielle du premier ordre.</i>	259
	17.1 <i>La méthode des caractéristiques.</i>	259
	17.2 <i>Interprétation géométrique.</i>	262
	17.3 <i>Généralisation.</i>	264
18	<i>Les formes différentielles et la dérivation extérieure.</i>	267
	18.1 <i>Introduction.</i>	267
	18.2 <i>Les 1-formes.</i>	268
	18.3 <i>Intégration des 1-formes.</i>	269
	18.4 <i>les n-formes et les n-vecteurs.</i>	270
	18.5 <i>L'intégration des k-formes.</i>	270
	18.6 <i>La dérivation extérieure.</i>	272
	18.7 <i>théorème de Stokes.</i>	277
	18.8 <i>Intégration par partie.</i>	278
	18.9 <i>Un peu de géométrie : vecteurs, 1-formes et leurs associations.</i>	278
	18.10 <i>L'opérateur de Hodge.</i>	285
	18.11 <i>Quelques applications.</i>	287
19	<i>Théorie des fonctions analytiques.</i>	291
	19.1 <i>Introduction.</i>	291
	19.2 <i>Les fonctions complexes.</i>	292
	19.3 <i>Les fonctions analytiques.</i>	292
	19.4 <i>Intégration dans le plan complexe.</i>	293
	19.5 <i>Conséquences du Cauchy-Goursat.</i>	296
	19.6 <i>Les résidus et leur application à l'intégration.</i>	299
20	<i>Évaluation Asymptotique des intégrales.</i>	307
	20.1 <i>Introduction.</i>	307
	20.2 <i>La méthode de Laplace.</i>	307
	20.3 <i>Les intégrales de type Fourier : la méthode de la phase stationnaire.</i>	309
	20.4 <i>La méthode du point col ("steepest descent").</i>	310
	20.5 <i>Exercices.</i>	312

21	<i>Intégrale de Lebesgue.</i>	313
	21.1 <i>Introduction.</i>	313
	21.2 <i>Théorie de la mesure.</i>	315
	21.3 <i>L'intégrale de Lebesgue.</i>	316
22	<i>Les intégrales de chemin.</i>	319
	22.1 <i>Introduction.</i>	319
	22.2 <i>Exemples fondamentaux.</i>	320
	22.3 <i>Calcul des intégrales de chemin (I).</i>	321
	22.4 <i>Digression sur le mouvement Brownien.</i>	323
	22.5 <i>Calcul des intégrales de chemin (II) et les fonctions de Green.</i>	324
	22.6 <i>Théorème de Feynmann-Kac.</i>	326
	22.7 <i>Problèmes.</i>	326
23	<i>Les équations de la physique.</i>	327
	23.1 <i>Qu'est ce qu'une équation différentielle?</i>	327
	23.2 <i>Équation de Laplace.</i>	328
	23.3 <i>Équation d'onde et de chaleur.</i>	330
24	<i>Qu'est ce qu'un nombre?</i>	333
	24.1 <i>Les entiers naturels \mathbb{N}.</i>	333
	24.2 <i>Les ensembles \mathbb{Z} et \mathbb{Q}.</i>	335
	24.3 <i>Un peu de topologie.</i>	335
	24.4 <i>L'ensemble des nombres réels.</i>	336
	24.5 <i>Les nombres p-adiques.</i>	339
25	<i>Bibliographie.</i>	341
26	<i>Index</i>	343

1

Introduction

Durant les deux premières années à l'université, on apprend les bases essentielles des mathématiques : calcul différentiel et intégral, algèbre linéaire, équations différentielles linéaires, etc. L'objet de ce cours est d'utiliser ce corpus pour introduire les méthodes mathématiques dites supérieures utilisées pour résoudre les problèmes classiques de la physique.

Les mathématiques ne sont pas une collection de méthodes juxtaposées et sans relation : il existe des concepts extrêmement généraux qui nous permettent de porter le même regard sur des notions a priori disparates. Le concept qui reviendra tout au long de ce cours est celui de l'espace vectoriel. Ainsi, tourner un vecteur du plan d'un angle quelconque ou appliquer un opérateur intégral-différentiel à une fonction sont fondamentalement la même chose ; de même que trouver les valeurs propres d'une matrice ou résoudre une équation à dérivée partielle linéaire. C'est bien pour cela que l'étudiant apprend un tel volume d'algèbre linéaire dans les cours de mathématiques élémentaires.

Le plan du cours est le suivant : Après une introduction (un rappel) des espaces vectoriels, nous verrons que les fonctions elles-mêmes peuvent être considérées comme des points (des vecteurs) dans un grand espace des fonctions, et que nous pouvons définir des bases orthogonales dans cet espace presque comme on le fait dans l'espace tridimensionnel.

Le chapitre suivant est consacré aux séries de Fourier, le premier exemple pratique que nous verrons de bases dénombrables dans l'espace des fonctions sur un intervalle *fini*. Nous verrons entre autre comment cette base nous permet de résoudre les équations classiques de la physique comme celle de diffusion de la chaleur ou des cordes vibrantes.

Nous avons souvent affaire à des fonctions définies sur des intervalles *infinis*. Les transformées de Fourier nous permettent de disposer de bases pour l'espace de ces fonctions. Comme souvent cependant, les infinis posent des problèmes particuliers et nous aurons alors à définir les *distributions*, une généralisation des fonctions qui introduit en mathématique le concept de charge (ou force) ponctuelle si cher aux physiciens. Nous verrons alors le nombre incroyable de problèmes que ces nouvelles méthodes nous per-

mettent d'aborder : de la résolution des équations différentielles à celle d'équations stochastiques (comme le mouvement brownien) en passant par la diffraction par les cristaux etc.

Le cousin germain des transformées de Fourier est la transformée de Laplace : nous verrons comment l'utiliser pour tous les problèmes où les conditions initiales sont importantes. Ces transformations (TF, TL) sont de types intégrale. Nous verrons dans un chapitre avancé une autre transformation, celle de Legendre, très utilisés en mécanique (classique et quantique) et thermodynamique.

Finalement, un complément utile à tous ces outils est la méthode de Green (ou fonctions de Green) qui à nouveau a à voir avec la généralisation des charges ponctuelles : si on connaît l'effet d'une charge (ou d'une force ou ...) ponctuelle, on peut alors facilement calculer l'effet d'une distribution de charge (de force ...).

Nous revenons sur le concept général d'opérateur intégral-différentiel. Une rotation ou une homothétie transforment de façon *linéaire* un vecteur dans un autre. Un opérateur différentiel linéaire comme $(\partial_t - D\partial_x^2)$ fait la même chose pour les fonctions, considérées comme des vecteurs d'un grand espace. Nous savons qu'étudier une application linéaire est toujours beaucoup plus simple dans sa base propre. La même chose est vraie pour les vecteurs et valeur propres des opérateurs. Les transformées de Fourier nous fournissent une base très particulière bien adaptée à certains problèmes de physique, nous verrons d'autres bases comme celle des polynômes orthogonaux et nous généraliserons le calcul des opérateurs.

Quelques chapitres sont consacrés aux notions plus avancées qui devront néanmoins être connues des étudiants à la fin de leur Master. Nous abordons le calcul des perturbations, outil indispensable dès que nous tentons la résolution de "vrai" problèmes, c'est à dire ceux qui s'écartent un peu des exemples classiques que nous savons résoudre. Par exemple, nous savons résoudre une équation différentielle d'une certaine forme, le calcul de perturbation nous permettra d'obtenir une solution approchée quand la forme change légèrement.

Un chapitre est consacré aux calculs des variations qui est une généralisation des problèmes d'extremum à l'espace des fonctions et des fonctionnelles qui y agissent. La plupart des problèmes de physique sont formulés dans ce langage ou gagne à être formulé dans ce langage.

Nous aborderons également la théorie des formes différentielles. Souvent ces objets sont enseignés dans le cadre de la théorie des tenseurs et vue comme des tenseurs alternés. Il est cependant beaucoup plus simple de les aborder directement et en donner une image géométrique, surtout que ce sont des objets très simple à manipuler et qui donnent de la cohérence aux divers opérateurs différentiels comme le gradient, rotationnel et divergence. Nous verrons comment certaines lois de la physique comme les équations de Maxwell acquiert une signification géométrique intuitive.

La théorie des tenseurs sera également dans un chapitre. Nous nous contenterons essentiellement des tenseurs dans un espace euclidien où il n'y a pas à faire de différence entre les vecteurs et les covecteurs.

La théorie des fonctions analytique complexe est également abordée, ainsi que de façon très sommaire, l'intégration de Lebesgue et les intégrales de chemin.

Enfin un petit chapitre est consacré aux nombres. Nous les manipulons depuis si longtemps que nous avons oublié comment on les a construits. Ce chapitre tente de remédier à cet oubli.

Bon, suffisamment digressé, voyons du concret.

2

Éléments d'analyse fonctionnelle.

Les espaces vectoriels jouent un rôle unificateur fondamental en mathématiques. Peut-être cela rappelle au lecteur des souvenirs de matrices, de bases et de ses changements, ... Nous allons revoir tout cela de façon assez légère mais surtout appliquée à l'ensemble extrêmement vaste des *fonctions*. Nous allons voir que nous pouvons décrire les fonctions comme des *vecteurs* dans des espaces de dimensions infinies, en utilisant pratiquement les mêmes outils que pour des vecteurs à trois dimensions. Cela s'appelle *analyse fonctionnelle* et a été formalisé par Hilbert au début des années 1900. Le reste de ce cours s'appuie constamment sur les résultats de ce chapitre dont la lecture est indispensable.

2.1 Les espaces vectoriels.

Qu'est ce qu'un espace vectoriel ?

Nous connaissons déjà certains ensemble célèbre comme celui des nombres réels \mathbb{R} ou complexes \mathbb{C} . On les appellera dans la suite indifféremment l'ensemble des scalaires \mathbb{S} . Un espace vectoriel est un ensemble \mathcal{E} où l'opération $+$ a un sens. Pas n'importe quel sens d'ailleurs, mais ce qu'on associe instinctivement¹ à cette opération :

- (i) si a et b appartiennent à notre ensemble, alors $a + b$ aussi ;
- (ii) $a + b = b + a$.

En plus, multiplier un vecteur par un scalaire a un sens, qui plus est, lui aussi "très naturel". Si $s, s_1, s_2 \in \mathbb{S}$ et $a, b \in \mathcal{E}$, alors :

- (iii) $sa \in \mathcal{E}$;
- (iv) $(s_1 + s_2)a = s_1a + s_2a$;
- (v) $s(a + b) = sa + sb$;
- (vi) \mathcal{E} possède un élément *zéro*, qu'on notera $\mathbf{0}$ tel que $a + \mathbf{0} = a$, $a, \mathbf{0} \in \mathcal{E}$.

N'oublions pas que quand on parle de sa , on parle bien d'un *vecteur* et non d'un *scalaire*. L'ensemble des maisons d'une ville par exemple n'a pas vraiment une structure d'espace vectoriel. Par contre, l'ensemble des vecteurs dans un plan, l'ensemble des polynômes, ou l'ensemble des fonctions définies sur $[0, 1]$ ont une

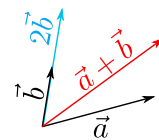


FIGURE 2.1 – Exemple de vecteurs géométriques dans le plan.

1. un instinct forgé par une douzaine d'année d'étude.

2. En caractère gras pour ne pas le confondre avec le 0 des scalaires.

structure d'espace vectoriel. L'intérêt majeur est que tout³ ce que l'on peut affirmer pour l'un de ces ensembles (en rapport avec son caractère vectoriel) pourra être généralisé aux autres.

Bases d'espace vectoriel.

Une base est l'ensemble de certains éléments de notre espace \mathcal{E} qui nous permet de décrire tout les autres. Pour être plus rigoureux, supposons que $e_1, e_2, e_3, \dots, e_i \in \mathcal{E}$, soit une base. Dans ce cas, pour n'importe quel élément a de \mathcal{E} , on peut trouver des scalaires (des chiffres donc) s_i tel que $a = \sum_i s_i e_i$. On dit que a est une combinaison linéaire des vecteurs e_i . Bien sûr, il faut prendre le minimum de e_i qui rende cette description faisable. Pour cela, il suffit d'exiger qu'aucun des e_i ne puisse être une combinaison linéaire des autres (on dit alors que ces vecteurs sont linéairement indépendant). Les scalaire s_i qu'on aura trouvé pour la description de a sont alors unique. On les appelle les *composantes* du vecteur a dans la base $\{e\}$.

Le grand intérêt des bases est qu'elles nous permettent de manipuler les vecteurs comme des collections de chiffres. Pour les vecteurs dans le plan, nous ne sommes pas obligé de faire des dessins, nous pouvons les représenter par des doublets (x_1, x_2) si nous nous sommes fixés à l'avance deux vecteurs de références. A partir du moment où on peut représenter les objets par des chiffres, on peut pratiquement tout faire (ehem).⁴

Pour l'espace vectoriel des polynômes, les polynômes $1, X, X^2, \dots$ constituent une base. Une autre serait $\{1, (1 - X), (1 - X)^2, \dots\}$. Bien sûr, le choix de la base n'est pas unique. On peut cependant remarquer que l'ensemble des vecteurs du plan est de dimension 2 (il suffit de deux vecteurs pour définir une base), tandis que l'ensemble des polynômes est de dimension infinie. Ce n'est pas une très grande infinie, le nombre d'éléments dans la base qui couvre les polynômes est le même que celui des nombres dans \mathbb{N} . On dit alors que c'est une infinie dénombrable⁵.

Qu'en est il de l'espace des fonctions? A priori, c'est un espace d'une très grande dimension. On verra par la suite que si on se donne quelques restrictions, on peut également définir une base *dénombrable* pour cet espace. C'est un des théorèmes les plus fascinants d'analyse.

Le produit scalaire.

On peut enrichir la structure d'espace vectoriel en rajoutant d'autres opération que le $+$ et le produit par un scalaire. L'opération la plus utile à définir pour l'Analyse est le *produit scalaire* (qu'on appelle également le produit intérieur). Le produit scalaire est une opération qui, à deux *vecteurs*, associe un *scalaire*⁶. Nous noterons le produit scalaire de deux vecteurs (a, b) . En physique, on a plus l'habitude de le noter par $\vec{a} \cdot \vec{b}$, en mécanique quantique par $\langle a | b \rangle$.

3. Bon, il faut, de temps en temps, prendre des précautions.

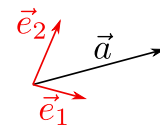


FIGURE 2.2 – Ici, $\vec{a} = 2\vec{e}_1 + \vec{e}_2$, donc dans la base (\vec{e}_1, \vec{e}_2) , le vecteur \vec{a} est représenté par le couple $(2, 1)$.

4. Comme $8 - 19x + 29x^2 - 21x^3 + 6x^4 = 6(1 - x)^4 - 3(1 - x)^3 + 2(1 - x)^2 + 3$, nous voyons que le vecteur $(8, -19, 29, -21, 6, 0, 0, \dots)$ dans la base des X^n est représenté par $(3, 0, 2, -3, 6, 0, 0, \dots)$ dans la base des $(1 - X)^n$.

5. C'est le plus petit des infinis. Sans rentrer dans les détails, l'infini qui ensuite est vraiment plus grande que \mathbb{N} est celui de \mathbb{R} . L'ensemble de toutes les fonctions est une infinie encore plus grande.

6. $(.,.) : \mathcal{E} \times \mathcal{E} \rightarrow \mathbb{S}$. Si l'espace vectoriel est associé aux réels (complexes), le scalaire est un réel (complexe).

Nous sommes assez habitués depuis les années du lycée avec ce concept. Un “bon” produit scalaire doit avoir ces quelques propriétés :

- (i) $(sa, b) = s(a, b)$ où $s \in \mathbb{S}$, et $a, b \in \mathcal{E}$.
- (ii) $(a + b, c) = (a, c) + (b, c)$. où $a, b, c \in \mathcal{E}$.
- (iii) $(a, a) \in \mathbb{R}$ et $(a, a) > 0$ si $a \neq \mathbf{0}$ et $(a, a) = 0$ si $a = \mathbf{0}$.

Par exemple, dans l’ensemble des vecteurs du plan, on peut définir un produit scalaire par $(a, b) = \sum x_i y_i$ où x_i et y_i sont les composantes des deux vecteurs a et b .

La propriété (iii) est très intéressante. Elle nous permet de définir la *longueur* d’un vecteur, qu’on appelle sa *norme* et que l’on note $\|a\|^2 = (a, a)$. L’intérêt de pouvoir disposer d’une norme est immense. On peut par exemple savoir si deux vecteurs a, b sont “proches” l’un de l’autre en regardant la norme de leur différence $\|a - b\|$, ce qui nous permet à son tour de définir la notion de limite (souvenez vous, les \forall blabla, \exists blabla tel que blablabla ...). Cela paraît évident si l’on parle des vecteurs d’un plan, ça l’est beaucoup moins quand on discute des espaces vectoriels plus riches comme celui des fonctions. Est ce que par exemple, on peut dire que la fonction $\sin(\cdot)$ et $\log(\cdot)$ sont proches ?

Nous avons besoin aussi de préciser la commutativité. Nous exigeons du produit scalaire :

- (iv) $(a, b) = (b, a)$ si \mathcal{E} est associé aux réels ;
- (iv') $(a, b) = (b, a)^*$ si \mathcal{E} est associé aux complexes.

Par exemple, pour les vecteurs de \mathbb{C}^2 , on peut définir le produit scalaire de a, b par $\sum_i x_i y_i^*$ où x_i, y_i sont les composantes de a et b . Notez bien que l’on doit multiplier la composante de l’un par le complexe conjugué de l’autre si on veut respecter la propriété (iii) et disposer d’une norme⁷. La propriété (iv) ou (iv)', combinée à la propriété (i) nous donne :

- (i') $(a, sb) = s(a, b)$ si \mathcal{E} est associé aux réels ;
- (i'') $(a, sb) = s^*(a, b)$ si \mathcal{E} est associé aux réels.

L’orthogonalité.

Nous nous souvenons que pour les vecteurs dans \mathbb{R}^n , deux vecteurs ($\neq \mathbf{0}$) sont perpendiculaires (qu’on note $a \perp b$) ssi leur produit scalaire est nul. Nous acceptons cette définitions pour tout espace vectoriel. On appelle une base orthogonale une base telle que tout ses éléments soit perpendiculaire l’un à l’autre. Nous avons un avantage fantastique à utiliser des bases orthogonales. D’abord, si les vecteurs e_1, e_2, \dots sont orthogonales les uns aux autres, ils sont linéairement indépendants. Si notre espace vectoriel est de dimension n , il nous suffit donc de trouver n vecteurs tous \perp les uns aux autres et le tour est joué : nous disposons d’une base !

On peut exiger encore plus d’une base : qu’elle soit orthonormée, c’est à dire que la norme de tous ses éléments soit l’unité. Si nous

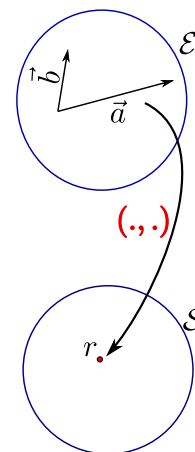


FIGURE 2.3 – Le produit scalaire (\cdot, \cdot) associe, de façon linéaire, à deux *vecteurs* de l’espace \mathcal{E} un *scalaire* de l’ensemble \mathcal{S} .

7. Un exemple intéressant de “produit scalaire” qui ne respecte pas (iii) est donné par la relativité restreinte. On repère un événement par ses quatre coordonnées spatio-temporelles (x, y, z, t) et le produit scalaire de deux événement est défini par $x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2 - t_1 t_2$. Deux événements *distincts* peuvent donc être à distance nulle l’un de l’autre.

disposons d'une base orthonormée, on peut trouver les composantes d'un vecteur quelconque de façon extrêmement simple : si a est un vecteur et (e_1, \dots, e_n) une base orthonormée, alors $a = \sum (a, e_i) e_i$, c'est à dire que la composante de a selon e_i est (a, e_i) . Comme exemple, prenez le cas des vecteurs dans \mathbb{R}^n .

Exercices.

§ 2.1 Démontrer que les deux vecteurs $(1, 0)$ $(0, 1)$ forment une base pour l'espace vectoriel \mathbb{C}^2 associé à \mathbb{C} . Même chose pour les deux vecteurs $(i, 0)$ et $(0, i)$.

§ 2.2 Démontrer que si $\|a - b\| = 0$, alors $a = b$.

§ 2.3 Démontrer que pour l'espace des matrices $n \times n$, $\sum a_{i,j} b_{i,j}$ est un produit scalaire. Ce produit scalaire est souvent utilisé en analyse matricielle numérique pour l'évaluation de la stabilité des méthode itératives.

§ 2.4 Démontrer que si n vecteurs sont mutuellement orthogonaux, alors ils sont linéairement indépendants.

§ 2.5 Démontrer que si $\{e_1, \dots, e_n\}$ est une base orthonormée, alors n'importe quel vecteur a peut s'écrire sous la forme

$$a = \sum_{i=1}^n (a, e_i) e_i$$

Comment doit on modifier cette formule si la base est simplement orthogonal, mais pas orthonormée ?

§ 2.6 Inégalité triangulaire. En réalité, une norme pour pouvoir légalement porter ce nom, doit respecter l'inégalité triangulaire :

$$\|a + b\| \leq \|a\| + \|b\|$$

Démontrez que la norme définie par le produit scalaire vérifie cette inégalité. Pour cela il faut d'abord démontrer l'inégalité de Cauchy-Schwarz :

$$|(a, b)|^2 \leq \|a\| \cdot \|b\|$$

qu'on peut assez facilement démontrer en considérant le produit $(a + \lambda b, a + \lambda b) \geq 0$.

§ 2.7 Pouvez vous généraliser le produit scalaire dans \mathbb{R}^n à l'espace des polynômes ? Et surtout démontrer qu'il respecte toutes les propriétés d'un produit scalaire ?

§ 2.8 Un opérateur linéaire est une fonction linéaire de l'espace vectoriel dans lui même : il prend un vecteur en entrée et produit un vecteur en sortie. La linéarité veut dire que si L est un opérateur linéaire, a, b deux membres quelconques de l'espace vectoriel et λ, μ deux scalaires, alors

$$L(\lambda a + \mu b) = \lambda L(a) + \mu L(b)$$

(N'oublions pas que $L(a)$ et $L(b)$ sont des vecteurs au même titre que a et b). Si on se donne une base $\{e_i\}$, l'opérateur peut être caractérisé par son action sur *chaque* vecteur de la base :

$$L(e_j) = \sum_i L_{ij} e_i$$

Les nombres L_{ij} sont les composantes de l'application L dans la base des $\{e_i\}$. En général, pour les représenter, on les dispose dans un tableau (appelé matrice) où la i -ème ligne et la j -ème colonne contient le nombre L_{ij} .

Démontrez que les composantes de deux vecteurs quelconque a et b tel que $b = L(a)$ sont relié par la relation (noter l'ordre des sommations)

$$b_i = \sum_j L_{ij} a_j$$

§ 2.9 Démontrer alors que si la base est orthonormale,

$$L_{ij} = (e_i, L(e_j))$$

En langage clair, pour connaître la composante L_{ij} d'une matrice, il faut trouver d'abord le vecteur qui résulte de l'application de l'opérateur au j -ème vecteur de la base $p = L(e_j)$, et former le produit scalaire de ce vecteur avec le i -ème vecteur de la base.

§ 2.10 Soit deux bases $\{e_i\}$ et $\{f_i\}$ et P une application linéaire tel que

$$\begin{aligned} P(e_i) &= f_i \quad i = 1, 2, \dots, n \\ P^{-1}(f_i) &= e_i \end{aligned}$$

P est couramment appelé l'application de *passage*. Soit A une application linéaire quelconque dont les éléments dans la base des $\{f_i\}$ sont données par la matrice a_{ij} . Soit maintenant l'application linéaire $P^{-1}AP$. Calculer ses éléments de matrice dans la base des $\{e_i\}$.

2.2 L'espace vectoriel des fonctions.

Manipuler des vecteurs dans l'espace \mathbb{R}^n c'est bien, mais nous nous intéressons à un espace beaucoup plus vaste, celui des fonctions. Soit \mathcal{F} l'ensemble des fonctions $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ définies sur un intervalle donnée I . Les fonctions sont en fait des boîtes noires qui prennent des chiffres en entrée et produisent des chiffres en sortie. La fonction $\sin(\cdot)$ par exemple, à une valeur $x \in I$ associe le nombre $\sin x$. On peut voir les fonctions comme des points dans un espace immensément grand où en se baladant, on rencontrera de temps en temps des fonctions connues comme $\log(\cdot)$, $\exp(\cdot)$, $\exp(2\cdot)$ et la plupart de temps des fonctions qui n'ont pas de nom⁸.

8. En fait, si on se baladait dans cet espace de façon aléatoire, on ne rencontrerait jamais des fonctions connues.

Le produit scalaire.

Il est évident que \mathcal{F} possède une structure d'espace vectoriel. On ne sait pas encore si nous pouvons étendre la notion de base à cet espace, mais on peut parfaitement définir des produits scalaires. Le produit scalaire que l'on utilisera abondamment est le suivant :

$$(f, g) = \int_I f(x)g(x)dx$$

On démontrera dans un exercice que ce produit scalaire a toutes les bonnes propriétés. Mais on peut noter que cette définition généralise la somme $\sum x_i y_i$ du produit scalaire dans \mathbb{R}^n , quand $n \rightarrow \infty$ (souvenez vous de la définition de l'intégral).

Bien, nous disposons d'un produit scalaire, on peut donc définir la norme d'une fonction.

$$\|f\|^2 = \int_I [f(x)]^2 dx$$

Cette norme, appelée \mathcal{L}_2 , est très populaire. voyons quelques exemples, pour l'intervalle $[0, 2\pi]$,

- $\|\exp(\cdot)\|^2 = \int_0^{2\pi} \exp^2(x)dx = (\exp 4\pi - 1)/2.$

2. $\|\sin(\cdot)\| = \sqrt{\pi}$
3. $\|\log(\cdot)\| = ???$ à faire en exercice.
4. $\|1/(\cdot)^n\| = \infty$ si $n > 1$.

On voit ici les premières bizarreries des ces grands espaces (de dimension infini) apparaître : un élément à priori sympathique peut avoir une norme infinie.

Le lecteur a remarqué que jusque là, nous avons utilisé une notation particulière pour distinguer une fonction (un point dans l'espace vectoriel des fonctions) de la valeur que prend cette fonction pour une entrée particulière : la première est notée $f(\cdot)$ est la deuxième $f(x)$. Comme cette notation est quelque peu lourde et que nous espérons que le lecteur est maintenant habitué à cette distinction, nous emploierons à partir de maintenant indifféremment la notation $f(x)$ pour les deux notions. Le contexte détermine si on parle de la fonction ou de sa valeur.

Nous avons mentionné plus haut que disposer d'une norme nous permet de savoir si deux fonctions sont proches ou même identique si $\|f - g\| = 0$. Considérons alors les deux fonctions, définies sur $[0,1]$: $f(x) = 1$ et $g(x) = 1$ si $x \neq 0$ et $g(x) = 0$ si $x = 0$. Au sens de notre norme \mathcal{L}_2 , ces deux fonctions sont identiques⁹ ! Grossièrement parlant, notre norme est une lunette pas trop précise et ne distingue pas les différences subtiles entre deux fonctions. Elle ne va retenir que les traits les plus importants¹⁰. Ainsi, quand $n \rightarrow \infty$, la suite des fonctions $f_n(x) = x^n$ converge vers $f(x) = 0$ sur l'intervalle $[0,1]$ au sens \mathcal{L}_2 , mais ne converge pas au sens des convergences uniformes.

Notons enfin que si nous manipulons l'ensemble des fonctions qui associent à une valeur réelle un nombre *complexe*, i.e. $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$, nous devons légèrement modifier la définition du produit scalaire :

$$(f, g) = \int_1 f(x)g(x)^* dx$$

où le symbole $*$ désigne le complexe conjugué.

L'orthogonalité.

La notion d'orthogonalité se généralise immédiatement aux fonctions : f et $g (\neq 0)$ sont orthogonales si $(f, g) = 0$. Ainsi, sur l'intervalle $[-1, 1]$, les fonctions 1 et x sont orthogonales. De même pour les fonction $\exp(-x/2)$ et $\exp(-x/2)(1 - x)$ sur l'intervalle $[0, \infty]$.

Nous avons vu plus haut que la notion d'orthogonalité nous donne un sérieux coup de main pour trouver une base. En particulier, dans un espace de dimension n , il nous suffit de trouver n vecteurs orthogonaux pour avoir une base. Peut on généraliser ce résultat à des espaces de dimension infinie ? la réponse est oui si on prend des précautions. Les fonctions de normes infinies nous posent de sérieux problèmes. Nous allons donc restreindre notre

9. C'est même pire : Si la fonction g est définie par $g(x) = 0$ si $x \in \mathbb{Q}$ et $g(x) = 1$ sinon, au sens de notre norme, elle est identique à la fonction f . Bien sûr, on aurait besoin de redéfinir ce que l'on entend par une intégrale.
10. Il existe bien sûr des normes aux pouvoirs de résolutions beaucoup plus grande, comme celle utilisée pour la convergence uniforme des suites de fonctions.

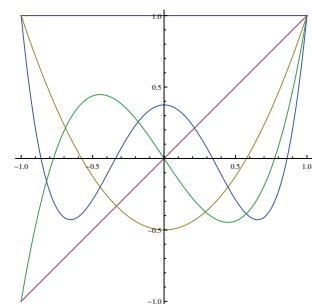


FIGURE 2.4 – Les polynômes de Legendre $P_n(x)$ sur l'intervalle $[-1, 1]$ et $n = 0, 1, 2, 3, 4$. $P_n(\cdot)$ est un polynôme de degré n . Les $P_n(\cdot)$ sont orthogonales les uns aux autres et forment une base de l'espace des fonctions (de carré sommable) sur l'intervalle $[-1, 1]$. (voir chapitre 12)

espace de fonctions en nous contentant des fonctions de carré sommable, c'est à dire des fonction f tel que $\int_I |f(x)|^2 dx < \infty$. Nous avons alors le théorème fondamental suivant :

Dans l'espace des fonctions de carré sommable, on peut trouver des ensembles *infini dénombrable* de fonctions orthogonaux qui chacun constitue une base.

Le lecteur peut méditer sur ce théorème : pour l'énoncer (sans le démontrer) nous avons pris de nombreux raccourcies sans même avoir précisé certains termes, encore moins leur donner un peu de rigueur et de décence. Nous allons dans la suite clarifier un peu mieux les choses, sans les démontrer. Mais avant cela, voyons le côté étrange de ce théorème.

Comme nous l'avons indiqué, l'infini dénombrable, celui des nombres entiers, est le plus petit des infinis. Il a cette particularité que pour un nombre donné, on peut indiquer celui qui est juste avant et celui qui est juste après. L'infini des nombres rationnels n'est pas vraiment plus grand, ni celui des nombres algébriques. Par contre, l'infini des nombre réels est vraiment plus grand. On peut dire grossièrement¹¹ que $\mathbb{R} = 2^{\mathbb{N}}$ (bien sûr, on parle en faite du cardinal, de la taille, de ces ensembles) : pour représenter *un* nombre réel, nous avons absolument besoin de \mathbb{N} nombre entier. L'ensemble des fonctions est beaucoup, beaucoup plus vaste. Imaginez que pour représenter *une seule* fonction, nous avons besoin de \mathbb{R} nombre réel. Le théorème ci-dessus nous dit que si la fonction est de carré sommable, nous n'avons alors besoin pour la représenter que de \mathbb{N} nombre réel ! Une exigence a priori anodine, que les fonctions soient de carré sommable, réduit sérieusement la taille de l'ensemble des fonctions.

Après ces digressions philosophiques, un peu de concret. D'abord, qu'est ce que ça veut dire une base dans ces espaces infinis ? intuitivement, ça doit être la même chose que les espaces de dimensions fini : un ensemble d'objet élémentaire qui nous permet de décrire tous les autres. Supposons que, dans l'espace des fonctions, $E = \{e_1, e_2, \dots\}$ constitue une base orthonormée. Dans ce cas, une fonction quelconque f doit pouvoir s'écrire, de façon unique,

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} f_n e_n(x)$$

où les f_n sont des *scalaires* qu'on appelle les composantes de f sur la base $\{e_n\}$. Elle sont données, comme pour des espaces de dimensions finis, par la *projection* de f sur les vecteurs de base en utilisant le produit scalaire :

$$f_n = \int_I f(x) e_n(x) dx$$

Remarquez que f_n est bien un nombre, un scalaire. On peut définir une suite de fonctions $\phi_N(x) = \sum_{i=1}^N f_i e_i(x)$. Si l'ensemble E est bien une base, alors $\|f - \phi_N\| \rightarrow 0$ quand $N \rightarrow \infty$. Cela veut dire qu'on peut approximer une fonction par une somme finie de fonctions de base, et on peut rendre cette approximation aussi bonne

11. le cardinal de \mathbb{N} est noté \aleph_0 (aleph zéro), celui de \mathbb{R} \aleph_1 si on accepte l'axiome de choix. En pensant aux nombres réels entre 0 et 1 comme une succession (infinie) de bits 0 et 1 (comme en informatique), la relation $\aleph_1 = 2^{\aleph_0}$ paraît assez raisonnable. Nous devons tous ces résultats sur les infinis aux travaux de Georg Kantor, à la fin du dix-neuvième siècle.

qu'on le souhaite en prenant suffisamment de composante. Le lecteur est déjà partiellement habitué à cette idée : le développement de Taylor approxime une fonction par la combinaison des fonctions x^n . L'espace des fonctions qui peuvent être couvert par un développement de Taylor est cependant beaucoup plus petit que \mathcal{L}_2 . Les mathématiciens ont été amenés à trouver donc d'autres bases. Chaque base est bien adaptée aux traitements d'un certain nombre de problèmes, essentiellement la résolution d'une certaine classe d'équations différentielles. La base la plus populaire, est de loin, est celle proposée par monsieur Fourier, préfet de l'Isère en son temps, au tout début du XIX^{ème} siècle. Ce sera l'objet du prochain chapitre.

Exercices.

§ 2.11 Donner une définition précise de la convergence d'une suite au sens de la norme \mathcal{L}_2 dans l'espace des fonctions de carré sommable.

§ 2.12 montrer que la fonction $f(x) = x^n$ définie sur $[0, 1]$ converge vers la fonction $g(x) = 0$ au sens \mathcal{L}_2 .

§ 2.13 Démontrer que la convergence uniforme implique la convergence au sens \mathcal{L}_2 . L'exemple précédent montre bien sûr que le contraire n'est pas vrai.

§ 2.14 En algèbre linéaire, les formes bilinéaires généralisent le concept du produit scalaire. On peut suivre le même chemin et définir le produit scalaire entre deux fonctions par

$$(f, g) = \int_I w(x) f(x) g(x) dx$$

où la fonction $w(x)$ est appelé le poids. Démontrer que cette définition possède les propriétés d'un produit scalaire. Que doit on imposer à la fonction poids ?

§ 2.15 On appelle polynômes orthogonaux des polynômes $P_n(x)$ de degrés n , orthogonaux les uns aux autres au sens du produit scalaire défini plus haut. Trouver les trois premiers polynômes associés au poids $w(x) = 1$ et à l'intervalle $[-1, 1]$. On appelle ces polynômes les polynômes de Legendre.

§ 2.16 Démontrer que les polynômes de Legendre que vous avez trouvés obéissent à l'équation différentielle

$$(1 - x^2)y'' - 2xy' + n(n + 1)y = 0$$

En réalité, c'est souvent pour cela que l'on cherche les polynômes orthogonaux : ils sont solution d'équations différentielles intéressantes pour la physique.

§ 2.17 Même question que 5 pour le poids $w(x) = e^{-x}$ et l'intervalle $[0, \infty[$. Ces polynômes (de Laguerre) sont associés à la solution de l'équation de Schrödinger pour l'atome d'hydrogène.

§ 2.18 L'opération $D = d/dx$ est une opération linéaire dans l'espace des fonctions infiniment dérivable (\mathcal{C}^∞) : (i) elle prend une fonction en entrée et donne une fonction en sortie ; (ii) elle fait cela de façon linéaire, i.e. $D(\lambda f + \mu g) = \lambda Df + \mu Dg$, où λ, μ sont des scalaires et f, g des fonctions. Supposons que des fonctions orthonormées $f_n(x)$ constituant une base obéissent à la relation $df_n(x)/dx = f_n(x) + a_n f_{n+1}(x)$. Pouvez-vous donner la représentation matricielle de D dans la base des f_n ?

Quelques digressions historiques.

Le concept d'espace vectoriel des fonctions a été proposé par Hilbert à la fin du dix-neuvième et début du vingtième siècle et a unifié de nombreux champs de recherches en mathématique. La résolution des équations intégrales pouvait par exemple être ramenée à la recherche des valeurs propres de certaines matrices. La résolution d'un système d'équations différentielles de premier ordre pouvait être donné directement comme l'exponentiel d'une matrice, ... Nous n'épuiserons pas par quelques exemples l'approche profondément novatrices d'Hilbert. Ce champ de recherche était cependant méconnu des physiciens. Au début des années 1920, Heisenberg et ses collègues ont inventé une mécanique matricielle (qu' Einstein qualifia de cabalistique dans une lettre à Planck) pour expliquer les phénomènes observés à la petite échelle des atomes et des électrons. Quelques années plus tard, Schrödinger a proposé sa célèbre équation d'onde, qui elle aussi expliquait assez bien les phénomènes observés. C'est Von Neumann qui a démontré à la fin des années 1920 que ces deux approches étaient fondamentalement les mêmes (voir exercice 8 plus haut) : l'équation de Schrödinger utilise un opérateur dans l'espace des fonctions de carré sommable (qui transforme une fonction en une autre fonction, comme une matrice qui transforme un vecteur dans un autre vecteur), donc associé à une matrice infinie. Depuis, les grands succès de la mécanique quantique ont encouragé les physiciens à assimiler ces concepts dès leur plus tendre âge, ce qui les aide à traiter de nombreux champs de recherches autres que la mécanique quantique par les même techniques.

3

Les séries de Fourier.

Nous allons dans ce chapitre étudier les Séries de Fourier. On ne peut pas sérieusement toucher un sujet de physique sans utiliser d'une manière ou d'une autre ces séries (ou leur généralisation, les transformées de Fourier). Nous en verrons de nombreux exemples à travers ce cours. Les séries de Fourier ont également joué un grand rôle dans le développement des mathématiques. Quand Joseph Fourier présenta la première fois le résultat de son analyse de l'équation de la chaleur à l'Académie des Sciences, l'accueil était loin d'être enthousiaste et beaucoup, parmi les plus grands (Laplace et Lagrange) s'y sont violemment opposé : Comment la somme d'une suite de fonctions toutes continues peut être "égale" à une fonction discontinue ? Le pragmatisme a fait avancer l'usage des ces suites bizarres jusqu'à ce que d'autres mathématiciens comme Lebesgue (pour justifier ces pratiques un peu sales) redéfinissent la théorie de la mesure et fassent faire un bond à l'analyse mathématique. De tout cela, on ne parlera pas ici. Notre approche sera beaucoup plus pratique : Qu'est ce qu'une série de Fourier, à quoi elle sert, comment on fait pour l'obtenir.

3.1 Introduction.

Les premiers travaux sur la décomposition en série de Fourier viennent en fait du grand Lagrange lui même dans les années 1780 et son étude de l'équation des cordes vibrantes.

Supposons une corde tendu entre 0 et L qu'on déforme à l'instant initial et que l'on relâche. Soit $y(x, t)$ l'écart à l'équilibre à la position x et à l'instant t . On démontre alors que

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0 \quad (3.1)$$

où v est un coefficient qui dépend de la densité et de la tension de la ligne. Cherchons la solution de cette équation sous la forme $y = A_{k,\omega} \cos \omega t. \sin kx$. En injectant cette forme dans l'équation (3.1), on trouve que cette forme ne peut être une solution que s'il existe une relation entre ω et k : $\omega = vk$. Ensuite, la fonction y doit satisfaire les conditions aux bords $y(0, t) = y(L, t) = 0$. La première condition est automatiquement satisfaite. La deuxième condition impose

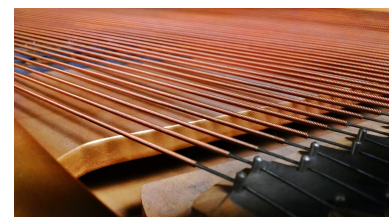


FIGURE 3.1 – Exemple de cordes vibrantes : le piano

(source : pixabay)

$\sin kL = 0$, c'est à dire $k = n\pi/L$, où $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. On déduit de tout cela que les fonctions $f_n(x, t) = A_n \cos(n\pi vt/L) \sin(n\pi x/L)$ sont solution de notre équation d'onde avec ses conditions aux bords. On les appelle les modes propres de vibration. Le principe de superposition nous dit (le démontrer) que si f et g sont solution, alors $f + g$ l'est aussi. La solution générale de l'équation d'onde (3.1) est donc de la forme

$$y = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\pi vt/L) \sin(n\pi x/L)$$

Jusque là, nous n'avons rien dit des coefficients A_k , puisqu'ils ne peuvent pas être obtenus de l'équation d'onde directement. Ils doivent sortir de la condition $y(x, 0) = y_0(x)$, c'est à dire de la déformation originale que nous avons imprimé à notre corde à l'instant $t = 0$. Nous devons donc avoir :

$$y_0(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\pi x/L)$$

Est-il possible de trouver des coefficient A_n pour satisfaire cette équation? Nous verrons la réponse plus bas. A priori, trouver la réponse paraît assez compliquée. Notons que si y_0 a une forme simple, on peut trouver une solution. Par exemple, si $y_0(x) = 4 \sin(11\pi x/L)$, alors $A_{11} = 4$ et tous les autres A_n sont nul.

3.2 Les séries de Fourier.

Nous allons étudier maintenant de façon approfondie les fonctions \sin et \cos , puisqu'elles peuvent constituer une base. Plus précisément,

Théorème.

Dans l'espace vectoriel $\mathcal{L}_2[0, L]$, c'est à dire celui des fonctions de carré sommable définies sur l'intervalle $[0, L]$, les fonctions

$$1, \sin(2\pi x/L), \cos(2\pi x/L), \dots, \sin(2\pi nx/L), \cos(2\pi nx/L), \dots$$

constituent une base orthogonale.

Nous accepterons ce théorème sans démonstration¹, et allons plutôt contempler quelques uns de ses aspects. D'abord, l'orthogonalité. Puisque

$$(1, \sin n(\cdot)) = \int_0^L \sin(2\pi nx/L) dx = -\frac{L}{2\pi n} [\cos(2\pi nx/L)]_0^L = 0$$

la fonction 1 est orthogonale à tous les sinus et tous les cosinus. Ensuite, comme

$$2 \sin(2\pi nx/L) \sin(2\pi mx/L) = \cos(2\pi(n-m)x/L) - \cos(2\pi(n+m)x/L)$$

les fonctions $\sin n(\cdot)$ et $\sin m(\cdot)$ sont orthogonales, sauf si $n = m$, auquel cas, $\|\sin n(\cdot)\| = \|\cos n(\cdot)\| = L/2$.

1. La démonstration est due à Weierstrass dans les années 1880. Elle ne pose pas de difficulté majeure. Disons que pour qu'une suite f_n de vecteurs orthogonaux constitue une base, il faut que si un élément g est orthogonal à tous les f_n , alors $g = 0$. C'est pour cela par exemple que la suite des $\sin(\cdot)$ seul ne peut constituer une base : on peut trouver toujours des $\cos(\cdot)$ qui soit orthogonaux à tous les $\sin(\cdot)$.

Ensuite, une fonction f quelconque de $\mathcal{L}_2[0, L]$ peut s'écrire sous la forme

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi nx/L) + b_n \sin(2\pi nx/L)$$

et comme notre base est orthogonale, les coefficients a_n et b_n sont donnés par le produit scalaire de f par les éléments de la base :

$$a_0 = (1/L) \int_0^L f(x) dx \quad (3.2)$$

$$a_n = (2/L) \int_0^L f(x) \cos(2\pi nx/L) dx \quad (3.3)$$

$$b_n = (2/L) \int_0^L f(x) \sin(2\pi nx/L) dx \quad (3.4)$$

Notons que le coefficient a_0 est la moyenne de la fonction f sur l'intervalle donnée.

Exemple 3.1 Prenons la fonction $f(x) = x$, $x \in [0, 1]$.

Le coefficient a_0 s'obtient facilement en utilisant l'éq.(3.2) : $a_0 = 1/2$. Pour les autres coefficients, nous avons besoin d'une intégration par partie :

$$b_n = 2 \int_0^1 x \sin(2\pi nx) dx = \frac{-1}{\pi n} [x \cos(2\pi nx)]_{x=0}^{x=1} + \frac{1}{\pi n} \int_0^1 \cos(2\pi nx) dx = -\frac{1}{\pi n}$$

$$a_n = 2 \int_0^1 x \cos(2\pi nx) dx = \frac{1}{\pi n} [x \sin(2\pi nx)]_{x=0}^{x=1} + \frac{1}{\pi n} \int_0^1 \sin(2\pi nx) dx = 0$$

Nous pouvons donc écrire

$$x = \frac{1}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\pi n} \sin(2\pi nx) \quad x \in [0, 1] \quad (3.5)$$

La figure 3.2 montre la fonction x , ainsi que ses approximations successives en prenant de plus en plus de termes de la série de Fourier. Nous pouvons constater plusieurs choses : (i) évidemment,

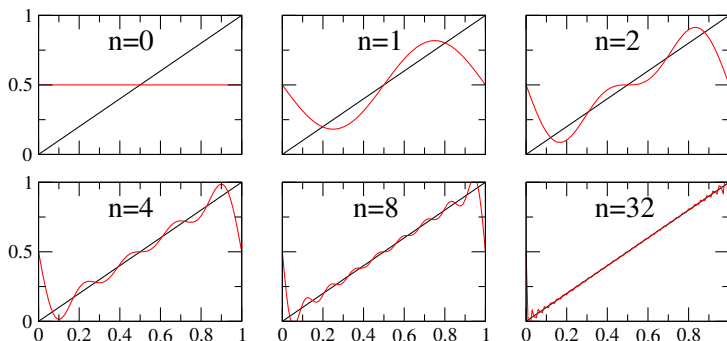


FIGURE 3.2 – Approximations successive de la fonction x par les séries de Fourier. En noir, la fonction originale, en rouge l'approximation par la série géométrique.

plus on prend de terme, plus l'approximation est bonne, mais nous avons des oscillations de plus en plus violentes sur les bords, dont l'amplitude décroît ; (ii) l'approximation prend les mêmes valeurs aux deux bords, ce qui n'est pas le cas de la fonction originale ; (iii)

cette valeur est $1/2$ dans le cas présent, ce qui est la moyenne des valeurs que prend la fonction originale aux deux bords.

Le point (ii) est dû à la périodicité de nos fonctions sin et cos : chaque fonction dans la somme, étant de période au moins 1, prend obligatoirement la même valeur sur les deux bords, donc la somme doit également prendre la même valeur sur les deux bords. Le point (iii) est plus troublant : la fonction originale $f(x) = x$ prend la valeur 0 en $x = 0$ et 1 en $x = 1$. La somme par contre, prend la valeur $1/2$ sur les deux bords : la somme ne converge donc pas en tout point vers la fonction originale (adieu la convergence uniforme ou point par point), mais seulement pour la *majorité* des points sur l'intervalle. Ils se trouvent que cette majorité est largement suffisante : si on prend une infinité de terme dans la somme, alors la somme et la fonction originale ne diffèrent qu'en deux points. Deux comparé à la taille de \mathbb{R} donne tous son sens à la notion de majorité. On dit que la différence entre la fonction originale et la série est de mesure nulle.

Tout ce que nous avons dit ci-dessus se généralise immédiatement aux intervalles quelconques $[a, b]$. Il suffit simplement dans les formules, poser $L = b - a$ qui représente comme avant la longueur de l'intervalle.

Exemple 3.2 Prenons cette fois la même fonction $f(x) = x$, mais sur l'intervalle $[-1/2, 1/2]$.

Le même calcul que précédemment nous mène à

$$x = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\pi n} \sin(2\pi n x) \quad x \in \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right] \quad (3.6)$$

Nous voyons que les coefficients dépendent également de l'intervalle sur lequel la fonction est définie.

Notons enfin qu'en prenant des valeurs de x particulières, nous disposons d'un moyen intéressant de trouver la limite de certaines sommes. Dans l'équation (3.5) par exemple, si on pose $x = 1/4$, nous trouvons que

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} = 1 - \frac{1}{3} + \frac{1}{5} - \dots = \frac{\pi}{4}$$

Égalité de Parseval.

En utilisant la notion d'orthogonalité et de produit scalaire, il est facile de démontrer que

$$\frac{1}{L} \int_0^L f(x)^2 dx = a_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2) \quad (3.7)$$

Cela veut dire qu'au lieu de calculer explicitement l'intégrale du carré de la fonction, nous pouvons simplement sommer le carré de ses coefficients de Fourier. A priori, la démarche paraît absurde, puisque pour calculer les coefficients, on a du déjà effectuer des intégrales. Mais nous allons voir dans la suite que dans de nombreuses

applications, notamment celles liées à la solution d'équation à dérivée partielle, nous calculons directement les coefficients de Fourier de la fonction recherchée. Le coté gauche de l'équation (3.7) désigne souvent l'énergie stocké dans un volume, par exemple si f désigne la hauteur d'une corde tendu ou le champs électrique. L'égalité de Parseval nous permet alors d'accéder à cette quantité.

Exercices.

§ 3.1 Décomposez les fonction $f(x) = x^2$ et $f(x) = \exp(x)$ sur l'intervalle $[0, 1]$. Pour ce dernier, si le produit scalaire vous pose problème, noter que $\cos(x) = (e^{ix} + e^{-ix})/2$. Profiter de la décomposition de x^2 pour trouver la limite de $\sum 1/n^2$. C'était une des fierté d'Euler, dans les années 1730, que d'avoir pu déterminer cette somme.

§ 3.2 Soit la fonction "palier" f sur $[0, 1]$ tel que $f(x) = -1/2$ si $x < 1/2$ et $f(x) = 1/2$ si $x \geq 1/2$. Trouver sa décomposition en série de Fourier.

§ 3.3 Même question que précédemment, mais la fonction f est définie par $f(x) = 0$ si $x < 1/2$ et $f(x) = 1$ si $x \geq 1/2$. En comparant ce résultat au résultat précédent, pouvez en tirer des conclusions générales ?

§ 3.4 Décomposer la fonction triangle, $f(x) = 1 - 2|x|$ sur l'intervalle $[-1/2, 1/2]$.

§ 3.5 Trouver la série de Fourier de $\sin(x/2)$ sur l'intervalle $[0, 2\pi]$.

§ 3.6 Démontrer qu'à part le coefficient a_0 , les deux fonctions $f(x)$ et $g(x) = f(x) + C$ ont les mêmes coefficients de Fourier. Que vaut le coefficient a_0 pour ces deux fonctions ?

§ 3.7 Démontrer que si $f(x)$ est une fonction L -périodique, sa décomposition en série de Fourier sur l'intervalle $[h, L + h]$ ne dépend pas de h . **Help** : vous pouvez utiliser la propriété des intégrales $\int_h^{L+h} = \int_h^0 + \int_0^L + \int_L^{L+h}$.

§ 3.8 Une fonction paire est tel que $f(-x) = f(x)$, c'est à dire que l'axe y constitue un axe de symétrie. Démontrer alors que sur un intervalle $[-L, L]$, les coefficients b_n de la série de Fourier sont nuls. On peut généraliser cette affirmation : si la fonction f , sur l'intervalle $[0, L]$, est symétrique par rapport à son milieu, c'est à dire telle que $f(L - x) = f(x)$, alors ses coefficient de Fourier b_n sont nuls (à démontrer bien sûr).

§ 3.9 Que peut on dire des coefficient de Fourier d'une fonction impaire ? En vous inspirant des deux précédents problèmes, que pouvez vous dire des coefficients de Fourier, sur $[0, L]$, d'une fonction telle que $f(L - x) = C - f(x)$?

§ 3.10 Quelle est la condition pour que la fonction x^α appartiennent à $\mathcal{L}_2[0, 1]$. Démontrer alors que si elle n'appartient pas à $\mathcal{L}_2[0, 1]$, elle ne peut pas se décomposer en série de Fourier. Pouvez vous généraliser ce résultat ?

§ 3.11 Démontrer l'égalité de Parseval.

§ 3.12 Qu'elle est la représentation matricielle de l'opérateur $D = d/dx$ dans la base de Fourier ? Et celle de $D^2 = d^2/dx^2$?

3.3 Pourquoi les séries de Fourier sont intéressantes ?

La base de Fourier est en fait très bien adapté pour étudier les phénomènes oscillatoires, et ces derniers sont abondants dans la vie de tous les jours : le mouvement d'un camion sur un pont génère

des vibrations dans toute la structure de ce dernier ; le mouvement des pistons dans le moteur met la voiture en vibration ; une onde électromagnétique provoque l'oscillation des électrons à la surface du métal,...Nous ne pourrions pas traiter ces problèmes si nous ne disposions pas de la base de Fourier. Voyons cela ce plus près.

Soit une fonction f périodique, de période L . Cela veut dire que $f(x + L) = f(x)$. Pour connaître cette fonction, il suffit donc de connaître sa valeur seulement sur un intervalle de longueur L . Or, les fonctions $\sin(2\pi nx/L)$ et $\cos(2\pi nx/L)$ sont également périodiques, et de la même période L . Donc, si une somme de ces fonctions égale la fonction f sur une intervalle de longueur L , elle égale la fonction f partout !

Comme nous le savons, si ces fonctions sont de carré sommable sur une période, elle peuvent se décomposer en série de Fourier. Représenter leurs coefficients de Fourier a_n et b_n en fonction de n est aussi bien que de les représenter en fonction de x . Cette représentation est appelé le spectre d'une fonction, et ses composantes de Fourier les *harmoniques*. C'est un vocabulaire issue de la musique. La figure 3.3 représente le spectre de la fonction $f(x) = x$ sur $[-1/2, 1/2]$. En réalité, pour des raisons que nous verrons plus tard,

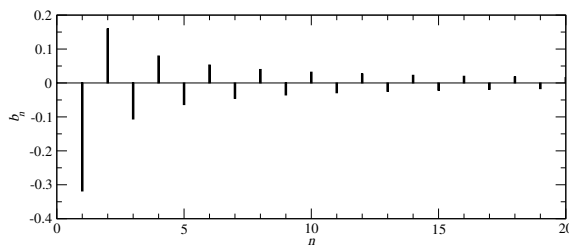


FIGURE 3.3 – Le spectre de la fonction x sur $[-1/2, 1/2]$

on n'est même intéressé qu'aux coefficients $s_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ et c'est ce dernier qu'on appelle couramment le spectre. Ce qui distingue le Do 240 Hz du piano de la même note d'une flûte n'est pas leurs fréquence de base, mais l'amplitude de leurs harmoniques (la forme de leur spectre). On appelle cela le timbre d'un instrument. L'oreille à une capacité fantastique à distinguer les timbres, et les meilleurs synthétiseur doivent sommer plus d'une vingtaine d'harmonique pour pouvoir imiter une note d'un vrai instrument.

L'oreille humain d'ailleurs ne fait que décomposer les sons en leurs harmoniques : la forme intérieure de l'oreille fait qu'une vibration pure (sinusoïdale) de fréquence donnée met une région particulière de l'oreille en oscillation, ce qui stimule les neurones à cet endroit. Chaque harmonique d'un son excite donc une région différente de l'oreille, et la carte de ces régions permet au cerveau de déterminer très précisément la nature du son et distinguer ainsi le piano du violon.

La compression JPEG des photos numériques utilise le principe des transformées de Fourier : une image est divisée en plusieurs régions et les composantes de Fourier de chaque sous régions sont calculées, mais seulement l'amplitude des premières harmoniques sont conservées, puisque l'œil humain n'est pas sensible aux petits

détails.

Exercices.

Représenter le spectre des fonctions décomposées plus hauts.

3.4 Un peu de généralisation.

Nous avons manipulé des sinus et des cosinus séparément. Mais ces deux fonctions ne sont que des combinaisons d'exponentiel d'arguments imaginaires. Il serait donc tout aussi logique de choisir comme base les fonctions $\exp(2i\pi nx/L)$. Cela en plus nous élargit un peu les horizons, puisqu'on peut alors étudier les fonctions $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ (pourvu qu'elles soient de carré sommable). N'oublions pas cependant que le produit scalaire s'obtient dans ce cas un intégrant une fonction qui multiplie le complexe conjugué de l'autre. Nous avons donc,

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp(2i\pi nx/L)$$

Tous ce que nous avons dit plus haut se généralise aisément.

Exercices.

§ 3.13 En vous inspirant du calcul des coefficient a_n et b_n , expliquer comment on calcule les coefficients c_n .

§ 3.14 Démontrer que si $f(x) \in \mathbb{R}$, alors $c_{-n} = c_n^*$.

§ 3.15 Trouver la relation entre a_n, b_n et c_n .

§ 3.16 Énoncer la relation de Parseval avec les coefficients c_n .

3.5 Les séries de sinus et de cosinus.

Nous avons vu que sur l'intervalle $[0, L]$, les fonctions $1, \sin(n2\pi x/L), \cos(n2\pi x/L)$ ($n \in \mathbb{N}$) constituent une base orthogonale qu'on appelle la base de Fourier : ces fonctions sont orthogonales les unes aux autres, et la suite est *complète*. Cette dernière assertion est équivalente à "il n'existe pas de fonction, à part celle uniformément nulle, qui soit orthogonale à toutes les fonctions de la base de Fourier". Est-il possible de trouver une autre base sur l'intervalle $[0, L]$ seulement composée de fonctions sinus ou seulement composée de fonction cosinus ? La réponse est oui : la suite des fonctions $\sin(n\pi x/L)$ (remarquer la disparition du coefficient 2 dans l'argument) également constitue une base, de même que la suite $\cos(n\pi x/L)$. Le choix d'une base plutôt que d'une autre est seulement dicté par le problème que nous avons à résoudre, nous en verrons un exemple plus bas.

Les séries de sinus.

Prenons d'abord une fonction $f(x)$ définie sur $[-L, L]$ (un intervalle de longueur $2L$ donc). Sa série de Fourier est donnée par

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1} a_n \cos \frac{n\pi x}{L} + b_n \sin \frac{n\pi x}{L}$$

et ses coefficients de Fourier sont

$$a_n = (1/L) \int_{-L}^{+L} f(x) \cos(n\pi x/L) dx$$

$$b_n = (1/L) \int_{-L}^{+L} f(x) \sin(n\pi x/L) dx$$

Supposons maintenant que la fonction f est impaire, c'est à dire $f(-x) = -f(x)$. En écrivant les intégrales ci-dessus comme la somme de deux intégrales (de $-L$ à 0 et de 0 à L) il est alors évident que tous les coefficients a_n sont nuls, et les coefficients b_n sont données par

$$b_n = (2/L) \int_0^L f(x) \sin(n\pi x/L) dx \tag{3.8}$$

Considérons maintenant une fonction $f(x)$ définie sur $[0, L]$. On peut toujours trouver une extension g de f telle que sur l'intervalle $[0, L]$ les deux fonctions coïncident ($g(x) = f(x)$) et que sur l'intervalle $[-L, L]$, la fonction g est impaire. Il est donc évident que sur l'intervalle $[0, L]$, nous pouvons développer f en série de sinus seulement

$$f(x) = \sum_{n=1} b_n \sin \frac{n\pi x}{L}$$

où les coefficients b_n sont donnés par la relation (3.8). La figure (3.4) montre les trois premiers vecteurs de la base de Fourier et de la base des sinus.

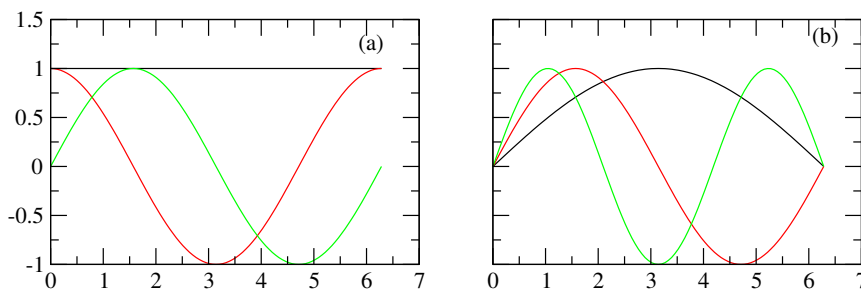


FIGURE 3.4 – Comparaison des trois premières fonction de la base de fourier (a) et celle des sinus.

Exercice.

§ 3.17 Développer de façon analogue le développement en série de cosinus pur d'une fonction sur l'intervalle $[0, L]$ en considérant les fonction *paires* sur l'intervalle $[-L, L]$.

§ 3.18 Démontrer que les fonction $\sin(n\pi x/L)$ sont orthogonales les unes aux autres sur l'intervalle $[0, L]$, et que l'on ne peut pas trouver une fonction $\cos(kx)$ qui soit orthogonale à toutes ces fonctions. Cela pourrait un peu plus nous convaincre de la complétude de cette suite.

3.6 Dérivation terme à terme des séries de Fourier.

3.6.1 Dérivation par rapport à la variable principale.

Soit la fonction continue et dérivable par morceau $f(x)$ dont la décomposition de Fourier est

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi nx/L) + b_n \sin(2\pi nx/L)$$

Dans quelles conditions nous pouvons la dériver terme à terme ?
Décomposons la fonction $f'(x)$ en série de Fourier :

$$f'(x) = \alpha_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \cos(2\pi nx/L) + \beta_n \sin(2\pi nx/L)$$

Nous avons alors pour le premier terme

$$\alpha_0 = \frac{1}{L} \int_0^L f'(x) dx = \frac{1}{L} (f(L) - f(0))$$

et pour les termes en cosinus

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \frac{2}{L} \int_0^L f'(x) \cos(2\pi nx/L) dx \\ &= \frac{2}{L} (f(L) - f(0)) + \frac{2\pi n}{L} \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin(2\pi nx/L) dx \\ &= \frac{2}{L} (f(L) - f(0)) + \frac{2\pi n}{L} b_n \end{aligned} \quad (3.9)$$

Finalement, pour les termes en sinus, on trouve, en suivant le même chemin,

$$\beta_n = -\frac{2\pi n}{L} a_n$$

Nous voyons donc que si $f(L) = f(0)$, nous pouvons dériver la série de Fourier terme à terme. Sinon, des termes additionnels apparaissent quand on dérive les termes en sinus dont il faut en tenir compte.

On peut généraliser ce résultat aux séries de sinus et de cosinus pures :

1. Si $f(x)$ est continue et dérivable par morceau, sa série de cosinus est dérivable terme à terme sans restriction.
2. Si $f(x)$ est continue et dérivable par morceau, sa série de sinus est dérivable terme à terme si $f(L) = f(0) = 0$! Sinon, des termes additionnelles apparaissent dans la série de sinus de la dérivée, qui sont de la forme $2((-1)^n f(L) - f(0))/L$.

Nous voyons maintenant dans quelles conditions nous avons pu dériver terme à terme la série de la corde vibrante. Comme nous avons la condition $u(0, t) = u(L, t) = 0$, nous pouvons dériver la série de sinus pour obtenir une série de cosinus. Nous avons pu ensuite dériver cette dernière encore une fois sans restriction particulière.

Une hérésie saute aux yeux dans l'équation (3.9) : la suite α_n comporte un terme qui ne dépend pas de n et ne tend pas vers 0.

Cela n'est pas du plus bel effet pour la convergence de la série ! La réponse est dans le coefficient b_n , qui doit forcément avoir un terme en $-\Delta/\pi n$ pour annuler exactement le terme constant. C'est ce que l'on va voir plus bas dans un cas particulier.

En pratique, au lieu de dériver terme à terme et prendre en compte les termes additionnels dus aux conditions au bords, il est préférable de régulariser les conditions aux bords pour ne pas avoir de termes additionnels du tout. Supposons par exemple que les conditions aux bords soit $u(0, t) = a$, $u(L, t) = b$. Il est alors préférable d'utiliser la fonction

$$w(x, t) = u(x, t) - \frac{b-a}{L}x - a \quad (3.10)$$

Les dérivées temporelles et les dérivées secondes spatiales de u et w coïncident évidemment. $w(x, t)$ est satisfait donc à la même équation que u s'il s'agit d'une équation de chaleur ou de corde vibrante. Par ailleurs, de par sa construction, $w(0, t) = w(L, t) = 0$. Nous pouvons donc d'abord rechercher $w(x, t)$ et ensuite retrouver u à l'aide de la relation (3.10). Nous verrons un exemple plus bas.

3.6.2 Dérivation par rapport à une autre variable.

Qu'en est il pour la dérivation par rapport à une autre variable ? En écrivant

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n(t) \sin(n\pi x/L)$$

nous avons concentré toute la dépendance temporelle dans l'amplitude des harmoniques $b_n(t)$. Pour avoir le droit de dériver par rapport à t sous la somme, nous devons pouvoir écrire (le démontrer)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^L u(x, t) dx = \int_0^L \frac{\partial u}{\partial t} dx$$

L'échange de l'intégrale (sur x) et de la dérivation (par rapport au temps) est permis si $\partial u/\partial t$ existe sur l'intervalle $[0, L]$, est continue et si elle est bornée. Nous supposons dans la suite que pour les fonctions que nous considérons (qui représentent des hauteurs de cordes, des pressions ou des températures) ces conditions sont toujours vérifiées.

3.7 Vibration d'une corde.

Les problèmes de vibration sont une des raisons du succès de l'analyse de Fourier. Nous traitons le cas de la corde vibrante, mais beaucoup d'autres problèmes ondulatoires comme le champs électromagnétique ou les ondes élastiques se traitent par exactement les mêmes méthodes. Revenons à l'équation d'une corde vibrante que nous avons mentionné au début de ce chapitre, et traitons le à l'aide de l'artillerie que nous avons développé. Comme nous l'avons dit plus haut, nous considérons une corde élastique dont (i) les deux extrémités sont fixées aux points $x = 0$ et $x = L$; (ii) est soumise

à une tension T ; (iii) a une densité linéaire ρ . Si nous repérons la hauteur de la courbe par $y(x)$, l'équation d'évolution de y s'écrit

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (3.11)$$

Nous ne justifions pas cette équation. Notons simplement que le membre de droite est l'accélération d'un élément infinitésimal de la corde (dans le sens vertical) au point x , et que le membre de droite est proportionnel à la force exercée sur cet élément par ses voisins. L'équation ci-dessus est simplement la relation de la dynamique $a = f/m$ pour un matériau continu. Le paramètre v a les dimensions d'une vitesse. Les seuls paramètres intrinsèques du problème étant la tension et la densité, il n'existe qu'une seule façon (dimensionnellement parlant) de former une vitesse et v^2 doit être proportionnelle à T/ρ . Nous supposons enfin qu'initialement, la corde est maintenue dans une certaine forme (pincée par exemple) $y_0(x)$ et qu'on la relâche à l'instant $t = 0$.

Nous pouvons à chaque instant, représenter la fonction $y(x; t)$ à l'aide de sa série de Fourier ou de sinus. Pour la représenter à tous les instants, il suffit donc que les *coefficients* de la série soient fonction du temps :

$$y(x; t) = \sum_{n=1} b_n(t) \sin \frac{n\pi x}{L} \quad (3.12)$$

Notons que nous faisons ici le choix de rechercher la solution sous la forme de fonction de sinus, puisque chaque terme de la série respecte les conditions aux bords $y(0, t) = y(L, t) = 0$. En injectant (3.12) dans (3.11) est en identifiant terme à terme (puisque les fonctions sont orthogonales), nous trouvons une équation différentielle pour l'amplitude de chaque mode :

$$b_n''(t) + n^2 \omega^2 b_n(t) = 0$$

où $\omega = \pi v/L$. Comme la corde est relâché avec une vitesse nulle, nous avons simplement

$$b_n(t) = B_n \cos(n\omega t)$$

où les coefficient B_n sont les coefficient de la série des sinus de la fonction $y_0(x)$.

L'image est donc la suivante : la déformation initiale est la superposition d'un certain nombre de mode, chacun avec une amplitude b_n . Une fois qu'on relâche la corde, l'amplitude de chaque mode oscillera dans le temps. Remarquez cependant qu'il n'y a pas de transfert entre les modes : si un mode n'était pas présent dans la déformation initiale, il ne sera pas excité par la suite. Chaque mode se comporte comme un oscillateur indépendant, non couplé aux autres. En langage plus chic, on dira que la base de Fourier est une base propre pour l'opérateur Laplacien : dans cette base, la représentation matricielle de cet opérateur est diagonale.

Nous avons, lors de cette résolution, inversé l'ordre des opérations de dérivation et de sommation. Nous savons qu'il existe des conditions très contraignantes pour pouvoir effectuer cette inversion, et elles sont loin d'être réunies à priori (voir ci-dessous). Notons enfin que la différence entre un clavecin et un piano, qui excitent pratiquement les mêmes cordes tendues, est dans la façon de former la déformation initiale, donc de produire des coefficients B_n différents.

3.8 Équation de la chaleur.

La physique mathématique possède quelques équations "star". Ce sont les équations d'onde (rencontrées plus haut), l'équation de Laplace et l'équation de la chaleur. Cette dernière décrit les phénomènes de diffusion (de la chaleur, de la concentration, ...) et est de la forme²

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.13)$$

où u représente la température, la concentration, etc... Si x désigne l'espace et t le temps, nous voyons que D doit avoir la dimension d'une longueur au carré par unité de temps $[L^2/T]$.

Remarquez la différence avec l'équation d'onde (3.11), où la dérivée par rapport au temps est de deuxième ordre. Nous voulons traiter le cas d'une barre (comme d'habitude, de longueur L) dont les extrémités sont maintenues à deux températures différentes, disons 0 et T . Nous avons donc les deux conditions aux limites

$$u(0, t) = 0 \quad (3.14)$$

$$u(L, t) = T \quad (3.15)$$

et nous supposons la condition initiale

$$u(x, 0) = f(x) \quad (3.16)$$

Voilà, le problème est maintenant bien posé. Avant de commencer son traitement total, voyons voir si il existe une solution stationnaire, c'est à dire une solution tel que $\partial_t u = 0$. Dans les processus diffusifs, c'est la solution qui est atteinte au bout d'un temps plus ou moins long et correspond à l'équilibre. Il est évident ici que $u_s(x) = T(x/L)$ satisfait parfaitement aux équations (3.13-3.15) et est la solution stationnaire recherchée. Après quelques lignes de calculs, nous trouvons que sa série de sinus est donnée par

$$u_s(x) = \frac{2T}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$$

Bon, revenons maintenant à la solution générale. Nous décomposons la fonction u en série de sinus avec des coefficients dépendant du temps :

$$u(x, t) = \sum b_n(t) \sin(n\pi x/L) \quad (3.17)$$

2. Voir le chapitre "les équations de la physique" pour la signification de cette équation.

Nous dérivons une première fois par rapport à x . Mais attention, la fonction u prend des valeurs différentes sur les deux bords, il faut donc ajouter des termes

$$\frac{2}{L} ((-1)^n u(L, t) - u(0, t)) = \frac{2T}{L} (-1)^n$$

à la série dérivée :

$$\partial_x u(x, t) = \frac{T}{L} + \sum \left[b_n(t) \left(\frac{n\pi}{L} \right) + \frac{2T}{L} (-1)^n \right] \cos(n\pi x/L)$$

Nous sommes maintenant en présence d'une série de cosinus, que nous dérivons encore une fois par rapport à x

$$\partial_x^2 u(x, t) = - \sum \left[b_n(t) \left(\frac{n\pi}{L} \right) + \frac{2T}{L} (-1)^n \right] \left(\frac{n\pi}{L} \right) \sin(n\pi x/L)$$

La dérivation par rapport au temps nous donne une série de sinus dont les coefficients sont $b'_n(t)$. En égalant terme à terme, nous obtenons une équation de premier ordre pour les coefficients

$$b'_n(t) = -D \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 b_n(t) - D \frac{2T}{L} \frac{n\pi}{L} (-1)^n$$

dont la solution est

$$b_n(t) = B_n \exp \left[-n^2 (\pi^2 D / L^2) t \right] + \frac{2T}{\pi} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \quad (3.18)$$

Notons d'abord que quand $t \rightarrow +\infty$, les coefficients b_n tendent vers les coefficients de sinus de la solution stationnaire : au bout d'un temps assez long, la distribution de température dans le barreau devient linéaire. Ensuite, les amplitudes des harmoniques sont de la forme $\exp(-n^2 t / \tau)$, où $\tau \sim L^2 / D$. L'harmonique d'ordre n "disparaît" donc sur une échelle de temps $\sim L^2 / (n^2 D)$. (i) Plus L est grand, plus le temps de "thermalisation" est grand. Si on multiplie par 2 la longueur du barreau, on doit multiplier par 4 le temps nécessaire à la thermalisation³; (ii) Plus le coefficient de diffusion D est grand, plus la thermalisation est rapide : le cuivre est plus rapide à thermaliser que le verre; (iii) plus l'ordre d'une harmonique est important, plus il disparaît rapidement, et ceci est proportionnel au carré de l'ordre. Très rapidement, il ne restera pratiquement que l'harmonique d'ordre 1, qui sera le plus lent à "mourir" (voir figure 3.5).

3. Sachant qu'un gigot de 1 kg cuit en une heure au four, quel est le temps de cuisson d'un gigot de 2 kg ?

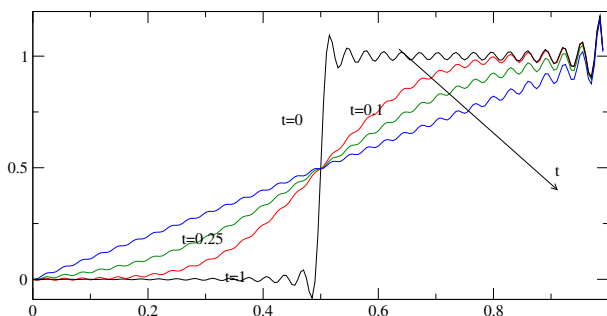


FIGURE 3.5 – Solution de l'équation de la chaleur par les séries de sinus avec $L = 1$, $u(0, t) = 0$; $u(1, t) = 1$, et condition initiale une fonction pallier. La solution est tracée pour 4 temps différents. Nous avons représenté la série par simplement ses 64 premières harmoniques. Notez les oscillations artificielles : les séries de sinus ont du mal à reproduire les discontinuités.

Nous avons réussi à nous en sortir même quand la dérivation sous la somme posait problème. Mais était-il vraiment nécessaire de faire appel à une telle artillerie lourde, qui numériquement n'est pas entièrement satisfaisant? Et si au lieu de chercher la fonction $u(x, t)$ qui satisfait aux équations (3.13-3.16), nous cherchions la fonction

$$\phi(x, t) = u(x, t) - u_s(x) \quad (3.19)$$

Cette fonction obéit bien sûr à l'équation (3.13). Ces conditions aux limites sont

$$\phi(0, t) = u(0, t) - u_s(0) = 0 \quad (3.20)$$

$$\phi(L, t) = u(L, t) - u_s(L) = T - T = 0 \quad (3.21)$$

La fonction ϕ obéit donc (contrairement à u) à des conditions aux limites *continues*, et ne pose donc aucun problème lors de ses dérivations par rapport à x . Sa condition initiale est donnée par

$$\phi(x, 0) = f(x) - u_s(x)$$

Les équations pour ϕ sont donc maintenant bien posées, et nous pouvons les résoudre par la technique habituelle des séries de sinus sans la complications des termes additionnels. Une fois ϕ trouvée, nous avons évidemment trouvé u . La figure (3.6) montre l'avantage (entre autre numérique) de cette dernière méthode.

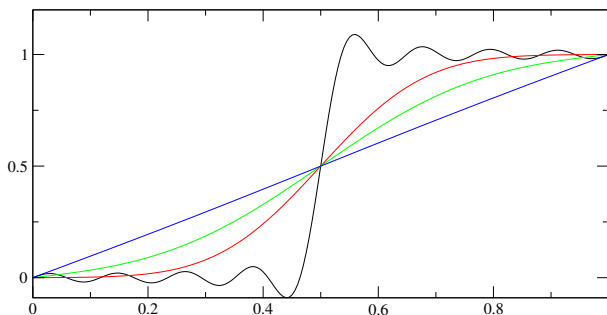


FIGURE 3.6 – La solution de la même équation de la chaleur mais où on a cherché d'abord la fonction ϕ . Nous n'avons pris ici que 16 termes harmoniques. Nous voyons qu'au temps $t = 0$, des oscillations artificielles sont toujours présentes à cause de la discontinuité de la condition initiale. Mais les oscillations artificielles pour des temps ultérieurs de la figure 3.5 ont disparu, puisqu'on a résolu le problème de la discontinuité des conditions aux limites.

3.9 Les séries de Fourier discrètes.

Considérons un signal $u(t)$ que nous avons enregistré pour $t \in [0, T]$. Nous savons que nous pouvons le voir comme une superposition d'harmoniques :

$$u(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \exp(in\omega_0 t) \quad (3.22)$$

où $\omega_0 = 2\pi/T$ est la fréquence de base, ou autrement dit, la fréquence la plus basse. Pour reconstituer le signal fidèlement, nous avons besoin d'une infinité d'amplitude c_n , que nous pouvons calculer théoriquement.

En pratique cependant, dans la vie de tous les jours et face à nos appareils, nous nous restreignons à un nombre fini de modes

qui nous donne une bonne approximation de notre signal de départ. Regardons notre signal $u(t)$ de plus près. Nos appareils ne sont pas capables d'enregistrer un vrai signal continu, mais seulement un signal discret et échantillonné⁴. Cela veut dire que nous nous donnons un pas de temps h , et nous enregistrons le signal aux instants $t_k = kh$, et le résultat de notre mesure est le signal $\{u_0, u_1, u_2, \dots, u_{N-1}\}$ où

$$u_k = u(t_k).$$

Notre but maintenant n'est pas de reconstituer, par des harmoniques, le signal $u(t)$ que l'on ne connaît pas de toute façon, mais seulement le signal enregistré discret $\{u_k\}$ tel que⁵

$$u_k = \sum_{n=0}^{M-1} \tilde{u}_n \exp(i\mu_0 nk) \quad k = 0, 1, \dots, N-1. \quad (3.23)$$

Noter qu'ici, nous utilisons le symbole k pour énumérer les temps et n pour énumérer les harmoniques.

Nous devons choisir le nombre d'harmoniques M et la fréquence de base μ_0 . Pour le nombre d'harmonique, c'est simple : nous avons N points ($\{u_k\} \in \mathbb{C}^N$), nous avons donc besoin de N vecteurs pour notre base : nous devons choisir $M = N$. Par ailleurs, pour que notre base d'exponentielle soit orthogonale, nous devons choisir

$$\mu_0 = \frac{2\pi}{N}$$

L'orthogonalité de nos harmoniques implique :

$$\sum_{k=0}^{N-1} \exp(i\mu_0 nk) \exp(-i\mu_0 mk) = N\delta_m^n \quad (3.24)$$

où δ_m^n est le symbole de Kronecker ($\delta_m^n = 1$ si $n = m$, 0 sinon).

Pour vérifier cela, étudions la somme géométrique

$$S = \sum_{k=0}^{N-1} e^{i\lambda k} = \frac{1 - e^{iN\lambda}}{1 - e^{i\lambda}}$$

où $\lambda = p(2\pi/N)$ ($p \in \mathbb{Z}, 0 < |p| < N$). Comme $N\lambda = 2\pi p$, nous avons $S = 0$. Cela nous démontre la relation (3.24).

L'orthogonalité nous donne également les amplitudes \tilde{u}_n des harmoniques. Dans la relation (3.23), nous multiplions u_k par $\exp(-i\mu_0 mk)$ et nous sommes sur les k :

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{-i\mu_0 mk} &= \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{u}_n \exp(i\mu_0(n-m)k) \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{u}_n \exp(i\mu_0(n-m)k) \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} N\tilde{u}_n \delta_m^n = N\tilde{u}_m \end{aligned}$$

et donc

$$\tilde{u}_m = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{-i\mu_0 mk} \quad (3.25)$$

4. Ceci est vrai pour les appareils digitaux, mais aussi pour les appareils analogiques. Pour ces derniers, l'appareil ne mesure pas $u(t)$ à chaque instant t , mais une sorte de moyenne du signal $u(t)$ entre l'instant $t - h$ et $t + h$. On dit que le signal est "convolué" avec la fonction de l'appareil. Voir le chapitre 6 sur les convolutions.

5. Comme nous sommes en discret, il est plus simple d'énumérer de 0 à $N - 1$ que de $-N/2$ à $+N/2$. Cela nous évite de plus de distinguer les cas où M est pair est impair. Nous reviendrons plus loin sur la relation entre cette transformée discrète et la transformée classique des signaux continus.

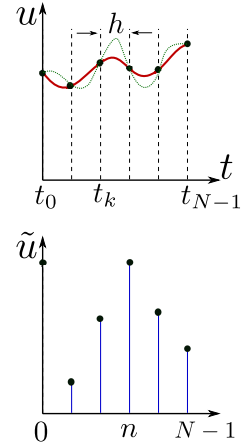


FIGURE 3.7 – La fonction $u(t)$ (en rouge) échantillonnée par pas de h et sa transformée de Fourier discrète \tilde{u}_n reliés par les relation (3.23,3.25). Toute autre fonction passant par les mêmes points (t_k, u_k) aura la même TFD.

Nous avons énuméré les modes de 0 à $N - 1$. Mais nous pouvons toujours regarder les modes en dehors de cette intervalle en mettant à profit la relation $\exp(i\mu_0 Nk) = 1$. Par exemple,

$$\begin{aligned}\tilde{u}_{-m} &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{i\mu_0 m k} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{-i\mu_0 (N-m)k} \\ &= \tilde{u}_{N-m}\end{aligned}$$

De la même façon, nous pouvons démontrer que si le signal u_k est réelle, nous avons

$$\tilde{u}_m^* = \tilde{u}_{m-k}$$

La relation entre les amplitudes \tilde{u}_n de la transformée discrète (relation 3.25) et les amplitudes de la transformée continue

$$c_n = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) e^{-in\omega_0 t} dt \quad (3.26)$$

est évidente si nous nous souvenons de la définition de l'intégrale comme la limite d'une somme (figure 3.8). Discrétisons l'intervalle $[0, T]$ par pas de $h = T/N$ en prenant $N + 1$ points $t_k = kh$ et en notant $u_k = u(t_k)$. Nous avons alors

$$\begin{aligned}c_n &= \frac{1}{T} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{-in\frac{2\pi}{T} hk} h + O(h) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_k e^{-i\frac{2\pi}{N} nk} + O(h) \\ &= \tilde{u}_n + O(h)\end{aligned}$$

Nous voyons que les \tilde{u}_n approximent les c_n au pas de discrétisation h près (voir aussi le problème 6.5 page 81).

3.9.1 Transformée de Fourier rapide (FFT).

Calculer numériquement une transformée de Fourier sur N points est une opération numériquement coûteuse. Pour calculer un coefficient, nous devons faire une somme sur N points. Comme nous avons besoin de N coefficients, nous devons effectuer $O(N^2)$ opérations. L'algorithme de FFT⁶ permet de n'effectuer que $O(N \log N)$ opérations. Pour 10000 points, cela est la différence entre 10^8 et 4×10^4 , ou une accélération de l'ordre de 1000 fois.

Le principe de l'algorithme est une dichotomie. Considérons $2N$ points u_0, \dots, u_{2N-1} . Pour calculer coefficient quelconque, nous séparons la somme en deux sommes sur les points d'indice pair et

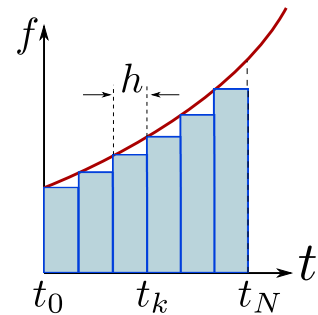


FIGURE 3.8 – L'intégrale $I = \int_0^T f(t) dt$ peut être approximée par la somme $S_N = \sum_{k=0}^{N-1} f(t_k)h$ où $h = T/N$ et $t_k = kh$. Par définition, $I = \lim_{N \rightarrow \infty} S_N$

6. Fast Fourier Transform

impair :

$$\begin{aligned}
 \tilde{u}_n &= \sum_{k=0}^{2N-1} u_k e^{i\mu_0 nk} \\
 &= \sum_{m=0}^{N-1} u_{2m} e^{i\mu_0 n 2m} + \sum_{m=0}^{N-1} u_{2m+1} e^{i\mu_0 n (2m+1)} \\
 &= \sum_{m=0}^{N-1} u_m e^{i\mu_0 n 2m} + e^{i\mu_0 n} \sum_{m=0}^{N-1} u_{2m+1} e^{i\mu_0 n 2m} \\
 &= \tilde{v}_n + e^{i\mu_0 n} \tilde{w}_n
 \end{aligned}$$

où \tilde{v}_n et \tilde{w}_n sont les sommations sur les points pairs et impairs respectivement et $\mu_0 = 2\pi / (2N)$.

En réalité, nous n'avons que besoin de calculer la moitié des coefficients \tilde{u}_n si nous avons déjà calculé les \tilde{v}_n et \tilde{w}_n :

$$\begin{aligned}
 \tilde{u}_{n+N} &= \sum_{m=0}^{N-1} u_{2m} e^{i\mu_0 (n+N) 2m} + \sum_{m=0}^{N-1} u_{2m+1} e^{i\mu_0 (n+N) (2m+1)} \\
 &= \tilde{v}_n - e^{i\mu_0 n} \tilde{w}_n
 \end{aligned}$$

où nous avons utilisé le fait que $\exp(i\mu_0 N 2m) = 1$ et $\exp(i\mu_0 N (2m+1)) = -1$.

Résumons : si on voulait calculer directement la série de Fourier, nous aurions dû dépenser $4N^2$ opérations. Calculer \tilde{v}_n et \tilde{w}_n nous coûte $N + N = 2N$ opérations, et nous devons en calculer N , donc en tout, cela nous coûte $2N^2$ opérations. En sommant sur les pairs et impair séparément, nous avons divisé le coût de l'opération par 2 ! Mais nous ne sommes pas obligés de nous arrêter là : si le nombre de points est une puissance de 2, on peut appliquer la même procédure au calcul \tilde{v}_n et \tilde{w}_n et ainsi de suite, et ramener le coût total à $N \log N$.

3.10 Problèmes avancés.

Problème 3.1 Vibration d'une corde tendu.

L'exemple de la corde vibrante que nous avons considéré plus haut peut être complété de bien des façons. Si la corde est soumise à un frottement visqueux, il faut ajouter un terme en $-\lambda \partial y / \partial t$ (proportionnel à la vitesse locale) à droite de l'équation (3.11). Si la corde est en plus soumise à une force par unité de longueur $f(x, t)$, il faut également l'ajouter à droite. Résoudre l'équation de la corde vibrante (i) en présence d'un frottement (ii) en présence de la force de gravité $f = -\rho g$ (iii) en présence d'une force de rappel harmonique $f = -ky$. Les conditions aux bords sont toujours les mêmes : corde fixée à ses deux extrémités et avec une déformation initiale $y_0(x)$.

Problème 3.2 Vibration d'une barre élastique.

L'équation de vibration d'une barre élastique est donnée par

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \alpha \frac{\partial^4 y}{\partial x^4}$$

Discuter les solutions de cette équation. Que pensez vous des conditions initiales ?

Problème 3.3 Équation de Schrödinger dans un puits rectangulaire.

Dans un puits de potentiel rectangulaire est très profond, à une dimension, l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

avec les conditions aux limites $\psi(-L, t) = \psi(L, t) = 0$ et $\psi(x, 0) = f(x)$. Discuter de la solution de cette équation en suivant l'exemple de la corde vibrante.

Problème 3.4 Équation de la Chaleur I.

Soit une barre thermiquement isolée, c'est à dire $\partial_x u(0, t) = \partial_x u(L, t) = 0$. En effet, le flux de chaleur à travers une section est proportionnel à la pente de u en cet endroit, et que "isolée" (pas de flux de chaleur de/vers l'extérieur), impose les conditions ci-dessus. En partant d'une distribution de température initiale parabolique $u(x, 0) = Tx(L-x)/L^2$, résolvez l'équation de la chaleur. A t'on plutôt intérêt à prendre des séries de cosinus ou des séries de sinus ?

Problème 3.5 Équation de la chaleur II.

Si une source de chaleur est présente dans le milieu (sous forme de résistance électrique ou de particule radioactive ...), l'équation de la chaleur prend la forme

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + Q(x)$$

où Q est la quantité de chaleur produite en x . Prenez une source constante localisée autour de $L/2$, et résolvez alors l'équation de la chaleur.

Problème 3.6 Équation de la chaleur III.

Nous nous intéressons à la distribution de température dans une barre dont l'un des cotés est maintenu à température constante et l'autre extrémité à une température qui varie dans le temps selon une loi connue. Résolvez

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

avec les conditions aux limites $u(0, t) = 0$; $u(L, t) = g(t)$. Nous supposons une condition initiale homogène $u(x, 0) = 0$ et bien sûr $g(0)=0$. Notez que vous avez intérêt à chercher plutôt la fonction $\phi(x, t) = u(x, t) - g(t)x/L$ pour régulariser les conditions aux limites. Si vous n'aimez pas cette façon de faire, il faut faire attention aux dérivations terme à terme (qui donneront, bien sûr, la même réponse).

Problème 3.7 Taille de l'habitat.

Soit un organisme vivant dans un habitat unidimensionnel de taille L et se reproduisant avec un taux r . A l'extérieur de l'habitat, les conditions sont défavorables et tuent les organismes. A l'intérieur de l'habitat, le mouvement de l'organisme est purement diffusif. L'équation de l'évolution de la densité $u(x)$ de l'organisme est donnée par

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + ru \\ u(0, t) = u(L, t) &= 0 \end{aligned}$$

Une partie des organismes sortent par diffusion des bords de l'habitat et sont perdus. Si cette perte n'est pas compensée par suffisamment de reproduction, les organismes disparaissent.

En résolvant l'équation ci-dessus, démontrer que la taille minimum de l'habitat qui permet la survie de l'organisme est donnée par⁷

7. Kierstead, H. and Slobodkin, L.B. (1953) "The Size of Water Masses Containing Plankton Bloom". Journal of Marine Research, **12**, 141-147.

$$L_c = \pi \sqrt{\frac{D}{r}}$$

Help : Au moins un mode de Fourier de $u(x, t)$ doit avoir une croissance positive.

Problème 3.8 flambage d'une poutre

Posez une règle à la verticale et appuyez avec un doigt dessus : au bout d'une certaine pression, la règle fléchit soudain. On appelle cette transition brusque le "flambage". Le flambage est par exemple la raison principale qui limite la hauteur des immeubles : au delà d'une certaine taille, l'immeuble flambe sous son propre poids. Nous allons étudier ce phénomène à l'aide des séries de Sinus.

0. Minimum. Pour une fonction $f(z_1, \dots, z_n) = a_1 z_1^2 + \dots + a_n z_n^2$, le point $z_1 = z_2 = \dots = z_n = 0$ est un minimum si $a_i > 0 \forall i$. En mécanique, Un point constitue un équilibre stable si c'est un minimum de l'énergie potentielle.

0'. Définitions. Nous considérons une barre de longueur \mathcal{L} qui sous l'effet d'une force F "flambe". La flèche de la barre est repéré par la fonction $u(x)$. La barre est contraintes de garder ses extrémités à $u = 0$. La différence entre la longueur de la barre et sa longueur projeté L est notée $y = \mathcal{L} - L$ (Fig. 3.9).

Soit la fonction $u(x)$ sur l'intervalle $[0, L]$ telle que $u(0) = u(L) = 0$. Nous notons sa décomposition en série de sinus par

$$u(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(n\pi x/L)$$

1. Parseval. En utilisant l'orthogonalité des sinus, démontrer l'égalité de Parseval :

$$\int_0^L u(x)^2 dx = (L/2) \sum_{n=1}^{\infty} b_n^2$$

Obtenez alors

$$\int_0^L (u'(x))^2 dx \text{ et } \int_0^L (u''(x))^2 dx$$

en fonction des harmoniques b_n .

2. Énergie Potentielle. L'énergie potentielle de la barre s'écrit

$$\mathcal{E} = \int_0^L (1/2)B (u''(x))^2 dx - Fy$$

où B est le module de rigidité de courbure et F la force appliquée sur la barre à son extrémité. Nous considérons le début de l'instabilité où la flèche est faible ($u'(x) \ll 1$). Dans ce cas

$$\begin{aligned} y = \mathcal{L} - L &= \int_0^L \left(\sqrt{1 + u'(x)^2} - 1 \right) dx \\ &= (1/2) \int_0^L u'(x)^2 dx \end{aligned}$$

Obtenez alors l'énergie potentielle en fonction de l'amplitude des harmoniques b_n .

3. Instabilité. La position de la barre droite (non flambée) correspond à $b_n = 0 \forall n$. A partir de quelle valeur F_c de la force cette équilibre devient instable ? Quelle est le mode qui devient instable en premier ? Comment cela correspond à votre expérience de poussée sur une règle ?

4. Hauteur. Discutez comment vous pourriez utiliser ce résultat pour calculer la hauteur limite d'un bâtiment.

Problème 3.9 Énergie d'un corps noir.

Reprenons le cas de la corde vibrante fixée à ses deux extrémités. Quelle est son énergie libre F quand elle est maintenue à une température T ? Ce problème a joué un rôle majeur dans l'évolution de la physique au tournant du XIX^{ème} siècle et a donné lieu à la première formulation de la mécanique quantique.

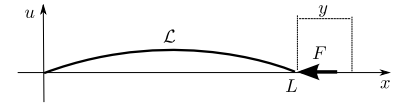


FIGURE 3.9 – Flambage sous l'effet d'une force.

8. Nous mesurons la température en échelle d'énergie : $T = K_B \theta$, où θ est la température habituelle. Cela nous évite de traîner la constante de Boltzmann.

Avant d'attaquer de front ce problème, quelques rappels sur un cas simple. Prenons un oscillateur harmonique (une boule au bout d'un ressort) dont l'amplitude à un instant est $x(t)$. L'énergie élastique emmagasinée dans l'oscillateur est $E(x) = (k/2)x^2$. L'énergie libre est une sorte de moyenne pondérée par la température de toutes les énergies disponibles :

$$Z = e^{-F/T} = \sum_{\{x\}} e^{-E(x)/T} \quad (3.27)$$

où la somme s'entend au sens de toutes les configurations possibles. Comme l'amplitude x est une variable continue, la somme peut être transformée en intégrale et⁹

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-kx^2/2T} dx = C \cdot \sqrt{T/k}$$

L'énergie élastique moyenne de l'oscillateur est

$$\langle E \rangle = \sum_{\{x\}} E(x) e^{-E(x)/T} / Z = T/2$$

Si à la place d'un oscillateur, nous avons deux oscillateurs indépendants (non couplés), x_1 et x_2 de raideur k_1 et k_2 , l'énergie serait

$$E = (1/2)(k_1 x_1^2 + k_2 x_2^2) \quad (3.28)$$

et la somme (3.27) pour obtenir l'énergie serait cette fois une double intégrale qui se calcule tout aussi facilement. Un calcul élémentaire nous montre alors que l'énergie élastique moyenne est

$$\langle E \rangle = \langle E_1 \rangle + \langle E_2 \rangle = T$$

Pour N oscillateurs, nous aurions $\langle E \rangle = NT/2$, ce qu'on appelle en physique statistique, l'équipartition.

Revenons à notre corde vibrante, dont la hauteur à l'abscisse x est repérée par $u(x)$. L'énergie élastique emmagasiné dans la corde, pour une configuration donnée $u(x)$ vaut¹⁰

$$E[u(x)] = \int_0^L k \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx \quad (3.29)$$

Au lieu de représenter la corde par $u(x)$, nous pouvons le représenter sur la base de Fourier :

$$u(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp[(2i\pi n/L)x]$$

et une application simple du théorème de Parseval nous montre que

$$E = \int_0^L k \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 dx = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k \left(\frac{2\pi n}{L} \right)^2 |c_n|^2$$

Remarquez l'expression de droite et comparez le à (3.28). C'est comme si nous étions en présence de N ($N \rightarrow \infty$) oscillateurs harmonique indépendants, l'oscillateur n , d'amplitude c_n ayant une constante de ressort $k(2\pi n/L)^2$. L'énergie moyenne emmagasinée dans la corde est

$$\langle E \rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T/2$$

Aïe .. Une simple corde à température non nulle emmagasine une énergie infinie. La raison principale pour cette divergence est la forme (3.29) de l'énergie de la corde : elle n'est valable que pour des petites déformations de la corde. Les modes à grand n (les hautes fréquences) imposent cependant de très fortes déformations. Il est évident que vous ne pouvez pas plier en 10000 une corde de 1m. Il doit donc exister une sorte de longueur minimum qui limiterait les hautes fréquences, et on parle alors de longueur de *cut-off*.

Par contre, la forme (3.29) décrit parfaitement l'énergie du champ électrique (poser $E = \nabla u$) dans une cavité. Bien sûr, il faut prendre un champs électrique

9. Le résultat s'obtient facilement en effectuant le changement de variable $x \rightarrow x\sqrt{T/k}$; la constante C est juste une intégrale définie qui vaut $\sqrt{2\pi}$

10. Pour la signification de cette expression, voir les deux chapitres sur le calcul variationnel et le sens des équations de la physique.

tridimensionnel et prendre en compte les diverses polarisations ; cela est légèrement plus long à calculer mais c'est exactement le même genre de calcul. Ce problème que l'on appelle divergence ultra-violet (pour les hautes fréquence spatiale) a été résolu par Planck et Einstein en supposant que l'énergie d'un mode n ne pouvait pas prendre des valeurs continues mais varie par palier discret. Ceci a été la naissance de la mécanique quantique.

Problème 3.10 Le mouvement Brownien.

Considérons (figure 3.10) une particule sur un réseau discret unidimensionnel de pas a , c'est à dire une particule qui peut sauter de site en site. Appelons α la probabilité de saut par unité de temps autant vers la gauche que vers la droite. Cela veut dire que la probabilité pour que la particule saute à gauche ou à droite pendant un temps infinitésimal dt est αdt (et donc, la probabilité de rester sur place est $1 - 2\alpha dt$). On cherche à déterminer $P(n, t)$, la probabilité pour qu'au temps t , la particule se trouve sur le site n , sachant qu'à $t = 0$, la particule se trouvait à $n = 0$ ¹¹. Pour que la particule soit en n au temps $t + dt$, il faut qu'il ait été en $n \pm 1$ au temps t , et qu'il ait effectué un saut vers n pendant l'intervalle dt . Ce phénomène enrichit la probabilité d'être en n . Par ailleurs, si la particule se trouvait en n au temps t , il a une probabilité de sauter à gauche ou à droite pendant l'intervalle dt , ce qui appauvrit la probabilité d'être en n . En prenant en compte ces deux phénomènes, on obtient une équation qu'on appelle maîtresse :

$$\frac{1}{a} \frac{dP(n)}{dt} = P(n-1) + P(n+1) - 2P(n) \tag{3.30}$$

Ceci est en fait une infinité d'équations différentielles de premier ordre, avec la condition initiale $P(n=0, t=0) = 1, P(n \neq 0, t=0) = 0$. La série de Fourier est devenue une célébrité en résolvant en particulier ce genre d'équation. La méthode que l'on va suivre est une méthode extrêmement générale. Supposons que les $P(n)$ sont les coefficients de Fourier d'une fonction $\phi(s, t)$

$$\phi(s, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P(n, t) \exp(ins) \tag{3.31}$$

et essayons de voir à qu'elle équation doit obéir ϕ . Notons tout d'abord que ϕ est 2π -périodique en s . La fonction ϕ est appelée la fonction génératrice des probabilités et caractérise entièrement le processus stochastique. Par exemple, on obtient la moyenne très facilement :

$$\langle n \rangle = \sum n P(n) = -i \left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{s=0}$$

Question : comment on obtiendrai la variance ?

En multipliant l'eq(3.30) par $\exp(ins)$ et en sommant sur les n , on obtient pour ϕ :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -2\alpha(1 - \cos s)\phi$$

Ce qui nous donne, en intégrant l'équation différentielle par rapport à t :

$$\phi = A(s) \exp[-2\alpha(1 - \cos s)t]$$

Et la condition initiale $\phi(s, t=0) = 1$ (pourquoi ?) nous impose $A(s) = 1$. On connaît donc ϕ et on peut par exemple calculer que la variance $\sim 2\alpha t$, qui est un des résultats importants du mouvement brownien. Mais on peut pousser l'analyse plus loin, et calculer explicitement les probabilité. Il existe une classe de fonctions qu'on appelle des fonctions de Bessel d'ordre n que l'on étudiera plus tard dans de ce cours. Ces fonctions (voir Fig.3.11) sont définies par des intégrales

$$I_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{z \cos \theta} \cos(n\theta) d\theta$$

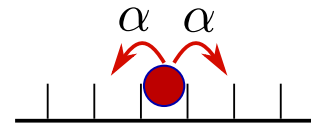


FIGURE 3.10 – Mouvement Brownien uni-dimensionnel sur réseau discret.

11. Le mouvement de petites graines de poussière dans l'eau, étudié par Brown à la fin du dix-neuvième siècle, est une version continue de ce mouvement. En 1905, Einstein a donné l'explication de ce mouvement ératique en supposant la nature moléculaire de l'eau. Cet article est celui le plus cité dans le monde scientifique.

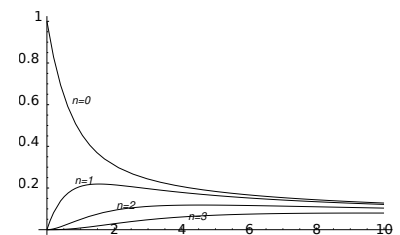


FIGURE 3.11 – Les fonctions $e^{-x} I_n(x)$ pour $n = 0, \dots, 3$. Pour $z \ll 1, I_n(2z) \approx z^n/n!$, et pour $z \rightarrow \infty, I_n(z) \approx e^z/\sqrt{2\pi z}$.

Cela nous donne directement les $P(n, t)$:

$$P(n, t) = \exp(-2\alpha t) I_n(2\alpha t)$$

On peut à partir de là effectuer une analyse beaucoup plus fine du mouvement Brownien.

Problème 3.11 fluctuation de mort et naissance.

Soit un système (comme par exemple un ensemble de bactéries) dont la taille varie par palier discret de façon aléatoire. Supposons que la probabilité par unité de temps pour qu'il passe de la taille n à $n \pm 1$ soit proportionnelle à n (notez la différence avec le cas brownien). montrez alors que la probabilité $P(n, t)$ pour que le système ait la taille n à l'instant t obéit à l'équation :

$$dP(n)/dt = (n - 1)P(n - 1) + (n + 1)P(n + 1) - 2nP(n) \quad (3.32)$$

Nous supposons qu'à l'instant initial $t = 0$, le système a une taille 1 : $P(1, 0) = 1$, $P(n \neq 1, 0) = 0$. Ceci constituera notre condition initiale. Résoudre cette équation n'est pas à priori facile. Posons $u(x, t) = \sum P(n, t) \exp(inx)$, et cherchons si on peut trouver une équation pour cette fonction. Notons tout de suite que de par sa définition, u est 2π périodique. On appelle $u(x, t)$ la *fonction génératrice*. Si on réussit à trouver u , on voit alors que les $P(n, t)$ sont simplement les coefficients de la transformée de Fourier de cette fonction. Quelle est la condition initiale pour u , c'est à dire $u(x, 0) = ?$ En multipliant les deux côtés de l'équation (3.32) par $\exp(inx)$ et en sommant sur n , démontrez que

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 2(\cos x - 1) \frac{\partial u}{\partial x}$$

Démontrez que la solution de cette dernière (nous verrons plus tard ¹² comment résoudre ces équations) est donnée par :

$$u(x, t) = \frac{1 - i(1 + 2t) \tan x/2}{1 + i(1 - 2t) \tan x/2}$$

Calculez la moyenne et la variance en fonction du temps. Avec un peu de vigueur en plus, démontrez que

$$\begin{aligned} P(0, t) &= t/(1 + t) \\ P(n, t) &= t^{n-1}/(1 + t)^{n+1} \end{aligned}$$

Discutez ce résultat.

Problème 3.12 Propagation du son dans un cristal (les phonons).

Mise en place du problème. Nous allons considérer un cristal uni-dimensionnel de maille élémentaire a . La position d'équilibre de l'atome n est $x_n = na$. Chaque atome n'interagit qu'avec ses deux plus proches voisins. Nous voulons savoir comment une perturbation des atomes par rapport à leur positions d'équilibre se propage dans le cristal. Soit u_n l'écart de l'atome n par rapport à sa position d'équilibre (Fig. 3.12). La force $f_{n+1 \rightarrow n}$ exercée par l'atome $n + 1$ sur son voisin n est une fonction de la distance entre les deux : $f_{n+1 \rightarrow n} = C(u_{n+1} - u_n)$ où C est un coefficient qui dépend de la nature de la liaison chimique (grand pour les cristaux ioniques ou covalents plus petit pour les cristaux moléculaires). Soit m la masse d'un atome ; son équation de mouvement ($\gamma = F/m$) s'écrit, en considérant les forces exercées par ses deux voisins,

$$\frac{d^2 u_n}{dt^2} = (C/m)(u_{n+1} - u_n) + (C/m)(u_n - u_{n-1}) \quad (3.33)$$

$$(C/m) (-2u_n + u_{n+1} + u_{n-1}) \quad (3.34)$$

12. Voir le chapitre sur les équations à dérivées partielles de premier ordre.

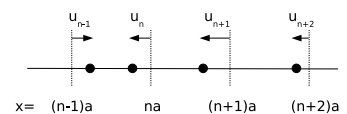


FIGURE 3.12 – Une portion du cristal montrant 4 atomes

Dorénavant, nous poserons $\omega_0^2 = C/m$.

Résolution. Nous considérerons les quantités $u_n(t)$ comme les coefficients de Fourier d'une fonction caractéristique $\phi(q, t)$ où la variable q appartient à l'intervalle $[-\pi/a, \pi/a]$ (la longueur de l'intervalle est donc $L = 2\pi/a$). Le paramètre q est souvent appelé "nombre d'onde". ϕ s'écrit donc

$$\phi(q, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} u_n(t) \exp(iaqn) \quad (3.35)$$

1. En multipliant l'équation (3.33) pour l'atome n par $\exp(iaqn)$ et en sommant sur toutes les équations, démontrer que la fonction ϕ obéit à l'équation

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + 2\omega_0^2(1 - \cos(aq)) \phi = 0 \quad (3.36)$$

[Help : Utilisez et justifiez $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} u_{n\pm 1} \exp(iaqn) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} u_n \exp(iaq(n \mp 1))$].

2. Vérifiez que la solution de cette équation différentielle linéaire homogène de seconde ordre en t est donnée par

$$\phi(q, t) = A(q) \exp(i\omega_q t) + B(q) \exp(-i\omega_q t)$$

où $\omega_q = 2\omega_0 \sin(aq/2)$. [Help : arrangez d'abord l'équation (3.36) en exprimant $\cos(2\theta)$ en fonction de $\sin \theta$]. $A(q)$ et $B(q)$ sont des fonctions du paramètre q , mais pas du paramètre t qui peuvent être déterminées à l'aide des conditions initiales, mais nous n'avons pas besoin de les expliciter ici.

3. (i) Donnez enfin la forme des $u_n(t)$. Comme vous pouvez le constater, les u_n peuvent être considérés comme des superpositions d'ondes planes $\exp[i(\omega_q t \pm qna)]$.

(ii) La vitesse de propagation d'onde est définie par $v_q = d\omega_q/dq$. Donnez l'expression de v_q et tracez-la en fonction de q . Que vaut cette vitesse pour $q \rightarrow 0$ (grande longueur d'onde) et $q \approx \pm\pi/a$?

4. **Généralisation.** Pouvez-vous indiquer, en suivant rapidement le même chemin que pour les questions précédentes, ce qui changerait si un atome interagissait avec ses 4 plus proches voisins ?

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_n}{dt^2} &= \omega_0^2 (-2u_n + u_{n+1} + u_{n-1}) \\ &+ \alpha\omega_0^2 (-2u_n + u_{n+2} + u_{n-2}) \end{aligned}$$

4

Les transformations de Fourier.

4.1 Entrée en matière.

Nous avons vu plus haut que si une fonction était définie sur un intervalle *fini* de taille L , elle pouvait être approximée aussi précisément qu'on le veuille par les séries de Fourier $\exp(2i\pi nx/L)$. On peut, pour clarifier la notation, poser $q = 2\pi n/L$ et écrire pour notre fonction :

$$f(x) = \sum_q \tilde{f}_q \exp(iqx) \quad (4.1)$$

où q varierait par pallier discret de $1/L$. Notez également que les coefficients sont donnés de façon fort symétrique

$$\tilde{f}_q = (1/L) \int_0^L f(x) \exp(-iqx) dx \quad (4.2)$$

C'est en quelque sorte une formule d'inversion que nous devons à l'orthogonalité. Cela est fort sympathique, mais si on voulait approcher notre fonction sur toute l'intervalle $]-\infty, \infty[$? La réponse simple (simpliste) serait que q deviendrait alors une variable continue, la somme se transforme en une intégrale, et nous avons :

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(q) \exp(iqx) dq \quad (4.3)$$

et par analogie avec (4.2), on doit avoir

$$\tilde{f}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-iqx) dx \quad (4.4)$$

On appelle les équations (4.3,4.4) des transformations de Fourier : prenez votre fonction, multipliez par $\exp(-iqx)$, intégrez sur $]-\infty, +\infty[$, et hop, c'est prêt. Notez la beauté de la symétrie : si $\tilde{f}(q) = \text{TF}[f(x)]$ alors $f(-x) = (1/2\pi)\text{TF}[\tilde{f}(q)]$. Par convention, on met un petit chapeau sur la TF pour distinguer la fonction originale de la fonction transformée. La variable q est la variable réciproque de x . Pourquoi ce facteur 2π doit apparaître dans la TF inverse? En faite, si nous définissions la TF par [multiplier par $\exp(2i\pi qx)$ et intégrer] la TF et son inverse seraient parfaitement symétrique, et certaines personnes préfèrent cette dernière définition. Cela nous obligerait cependant à traîner des 2π lors des dérivations et des changements de variables et nous préférons donc la définition (4.4).

La signification de la TF est la suivante : une fonction $f(x)$ peut être considérée comme la superposition d'oscillations pures $\exp(iqx)$, chaque oscillation ayant un poids $\tilde{f}(q)$. Cette signification, comme nous l'avons dit, est juste une généralisation des séries de Fourier. La TF est un exemple d'opérateur linéaire, c'est à dire une boîte noire qui prend une fonction en entrée et produit une nouvelle fonction en sortie, et fait cela de façon linéaire, c'est à dire :

$$\text{TF}[\lambda f(x) + \mu g(x)] = \lambda \text{TF}[f(x)] + \mu \text{TF}[g(x)]$$

Voyons pour l'instant quelques exemples (figure 4.1).

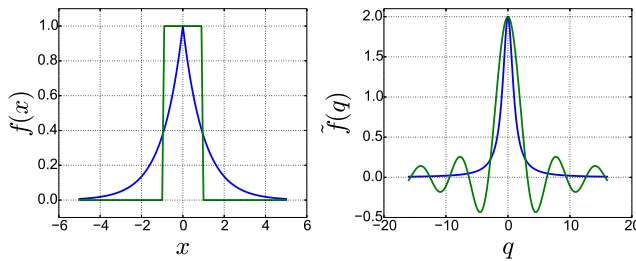


FIGURE 4.1 – Quelques exemples de fonctions et de leurs transformées de Fourier. En bleu, la fonction $\exp(|x|)$; en vert, la fonction $\Pi(x)$.

Exemple 4.1 $f(x) = e^{-k|x|}$

Il est facile de démontrer que $\tilde{f}(q) = 2k/(k^2 + q^2)$. La formule d'inversion est un peu plus compliqué à démontrer, et nécessite quelques éléments de la théorie des variables complexes.

Exemple 4.2 $f(x) = \Pi(x)$

La fonction $\Pi(x)$, appelée *porte*, est définie par $\Pi(x) = 0$ si $|x| > 1$ et $\Pi(x) = 1$ si $|x| \leq 1$. Sa TF est donnée par $\tilde{f}(q) = 2 \sin(q)/q$. Cette fonction joue un rôle important dans la théorie de la diffraction.

Nous n'avons pas énoncé dans quelle condition les TF existent. Une condition suffisante évidente serait que f doit être sommable. Nous ne rentrons pas plus dans le détail, disons simplement qu'en général, les résultats obtenus sont radicalement aberrants si on a violé les limites permises.

Exercices.

§ 4.1 Démontrer la formule donnée pour la TF de $k \exp(-k|x|)$. Que devient cette transformée si $k \rightarrow +\infty$?

§ 4.2 Calculer la TF de la fonction $f(t) = H(t) \exp(-vt)$. $H(t)$ est appelé la fonction d'Heaviside (Physicien anglais de la fin du XIXème). Elle est nulle pour $t < 0$ et vaut 1 pour $t \geq 0$.

§ 4.3 Calculer la transformée de Fourier de la fonction $a^{-1} \Pi(x/a)$. Que devient cette transformée quand $a \rightarrow 0$?

§ 4.4 Sachant que $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-x^2) dx = \sqrt{\pi}$, calculez la TF de $\exp(-x^2/2)$. Pour cela, notez que $x^2 + 2iqx = (x + iq)^2 + q^2$. Le résultat d'intégration reste valable si on parcourt un axe parallèle à l'axe réel.

§ 4.5 Calculez la TF de $a^{-1} \exp[-x^2/2a^2]$. Que devient cette transformée quand $a \rightarrow 0$?

§ 4.6 Calculer la TF d'un "train d'onde", $f(x) = \Pi(x/a) \exp(ik_0x)$. k_0^{-1} est la période de l'onde et a son extension spatiale. Discutez les divers limites.

§ 4.7 La fonction d'Airy que l'on rencontre souvent dans les problèmes du calcul des bandes de certain semi conducteur est définie par une intégrale :

$$Ai(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i(xt + t^3/3)) dt$$

Démontrez que sa Transformée de Fourier est donnée par

$$\tilde{Ai}(k) = e^{ik^3/3}$$

[Help : Vous devez connaître les *distributions*, traités au prochain chapitre. Pour cet exercice, il peut être judicieux d'échanger l'ordre d'intégration pour le calcul de la TF].

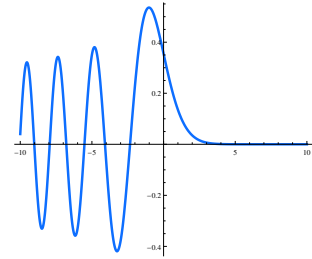


FIGURE 4.2 – La fonction $Ai(x)$ pour $x \in [-10, 10]$.

4.2 Les opérations sur les TF.

Si les TF sont si intéressante, c'est en partie parce qu'elles nous permettent de manipuler les équations différentielles comme des équations algébriques. Ceci est un peu l'analogie de l'invention des logarithme par monsieur Néper au début des années 1600. Il est difficile de multiplier deux grands nombres. On prend alors le log de chacun (en consultant une table), on *additionne* (au lieu de multiplier) les deux nombres obtenus, et on prend l'antilog du résultat. C'est presque la même chose pour les équations différentielles et les TF : on prend la TF des équations (parfois en consultant une table), on résout l'équation *algébrique* correspondante, on prend la TF inverse du résultat. Pour cela, nous devons connaître quelques règles de manipulation des TF, l'équivalent des règles comme $\log(ab) = \log(a) + \log(b)$ pour les logarithme. Voyons cela de plus près.

Translation.

Si $TF[f(x)] = \tilde{f}(q)$ alors $TF[f(x-a)] = \exp(-iqa)\tilde{f}(q)$

Traduire dans l'espace direct revient à multiplier par un facteur de phase dans l'espace réciproque. Le changement de variable $x \rightarrow x+a$ (si on remplace x par $x+a$) nous donne la démonstration :

$$\int f(x-a)e^{-iqx} dx = e^{-iqa} \int f(x)e^{-iqx} dx$$

Inversion.

Si $TF[f(x)] = \tilde{f}(q)$, alors $TF[f(-x)] = \tilde{f}(-q)$

Changement d'échelle.

Si $TF[f(x)] = \tilde{f}(q)$, alors $TF[f(x/a)] = a\tilde{f}(qa)$

La dilatation d'échelle dans l'espace direct conduit à la contraction d'échelle dans l'espace réciproque. Cela se démontre par le changement de variable $x \rightarrow ax$, comme ce que vous avez fait dans les exercices 1 et 3 ci-dessus. Nous avons en réalité supposé que $a > 0$. Dans le cas général, on doit écrire $TF[f(x/a)] = |a|\tilde{f}(qa)$.

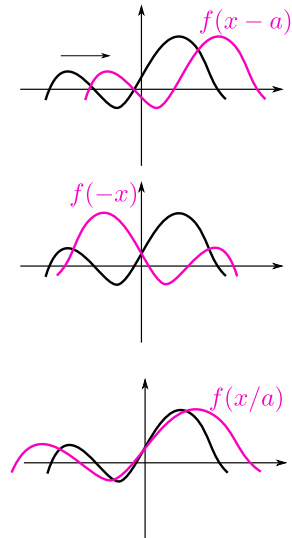


FIGURE 4.3 – Les opérations de translation (avec $a > 0$), inversion et homothétie (avec $a > 1$) sur une fonction $f(x)$.

Dérivation.

Si $\text{TF}[f(x)] = \tilde{f}(q)$, alors $\text{TF}[df(x)/dx] = iq\tilde{f}(q)$.

Dériver dans l'espace direct revient à multiplier par iq dans l'espace réciproque. C'est là le grand avantage qui permet de transformer les équations en équation algébrique dans l'espace réciproque. Pour démontrer cela, il faut simplement effectuer une intégration par parties, et noter que puisque f est sommable, $f(x) \rightarrow 0$ quand $x \rightarrow \pm\infty$.

4.3 Transformée de Fourier Rapide.

Une des raisons qui a grandement popularisé les TF est la disponibilité, depuis le début des années 1960, des algorithmes qui permettent de les calculer efficacement. La première étape pour traiter numériquement un signal est de l'échantillonner, c'est à dire de le mesurer et de l'enregistrer tous les pas de temps Δt . Le son sur un CD est par exemple échantillonné à 48 KHz, c'est à dire 48000 enregistrement de l'amplitude par seconde. Nous sommes alors en possession de N nombres (qui sont les $f_n = f(n\Delta t)$). Normalement, si on voulait calculer la TF, on devrait effectuer N^2 opérations (de multiplications et d'addition). Les transformées de Fourier Rapide (ou FFT, pour *Fast Fourier Transform* en anglais) n'effectuent pour ce calcul que $N \log N$ opérations. La différence est énorme en temps de calcul. Par exemple, en supposant que notre ordinateur effectue un milliard d'opérations par seconde, la TF d'une seconde d'un CD prendrait environ 2 secondes, tandis que sa TFR ne prendrait que 0.5 ms. C'est cette différence qui permet d'analyser le signal en "temps réel".

*4.4 Manipulation et utilisation des TF.**Filtrage.*

Un filtre ne laisse passer que certaines fréquences. Par exemple, pour la réception radio de France Info, on règle un circuit électrique pour ne laisser passer que le 105.5 MHz. En optique, on fait souvent un filtrage spatial pour "nettoyer" un faisceau laser et enlever les *speckles*. Le principe est toujours le même : nous avons un signal $x(t)$ en entrée et un signal $y(t)$ en sortie. Dans le cas d'un circuit RLC, ils sont reliés par une équation différentielle

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \alpha \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = x(t)$$

Une habitude veut que la variable réciproque soit notée q (ou k) quand la variable directe est x , et ω (ou ν) quand la variable directe est t . En prenant la TF des deux côtés de l'équation, on obtient

$$\tilde{y}(\omega) = \frac{\tilde{x}(\omega)}{(-\omega^2 + i\alpha\omega + \omega_0^2)} \quad (4.5)$$

Le signal en entrée $x(t)$ est la superposition d'oscillations pures $\exp(i\omega t)$, chaque oscillation ayant un poids $\tilde{x}(\omega)$. L'équation (4.5) montre comment le poids de chacune de ces oscillations est modifié en sortie. Le signal (temporel) en sortie est la superposition de ces oscillations avec le poids $\tilde{y}(\omega)$. L'amplitude du poids de la fréquence ω en entrée est donc divisée par $[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \alpha^2 \omega^2]^{1/2}$. Chaque composante de sortie subit également un déphasage $\phi = \arctan[(\omega_0^2 - \omega^2)/\alpha\omega]$.

Il existe bien sûr autant de filtre que de problème à traiter. Les images issues de la microscopie électronique sont souvent brouillées par des pixels aléatoires. Pour nettoyer ces images, on filtre les hautes fréquences : on prend la TF de l'image (c'est une TF à deux dimensions) et on "coupe" les hautes fréquences, en multipliant la TF par une fonction d'Heaviside $H(q_0 - q)$ où q_0 est la fréquence (spatiale) de coupure. On prend alors la TF inverse et l'image résultante a été nettoyé du bruit aléatoire. Bien sûr, dans l'opération, on a aussi perdu peut-être quelques informations. L'opération peut-être résumé comme suit : $I_n(\mathbf{x}) = \text{TF}^{-1}[H(q_0 - q)\text{TF}[I(\mathbf{x})]]$.

TF de $H(t) \cos(\omega_0 t)$.

Nous souhaitons calculer la TF de la fonction $f(t) = H(t) \cos(\omega_0 t)$ où $H(t)$ est la fonction d'Heaviside. Cela paraît a priori problématique, la fonction $\cos(\omega_0 t)$ ne tendant pas vers zéro pour $t \rightarrow +\infty$. Calculons plutôt la TF de la fonction $f_\nu(t) = H(t) \exp(-\nu t) \cos(\omega_0 t)$. Pour $\nu > 0$, cette fonction converge rapidement vers zéro et son intégrale est très bien définie. Donc,

$$\begin{aligned} \tilde{f}_\nu(\omega) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \left(e^{-(\nu-i\omega_0)t} + e^{-(\nu+i\omega_0)t} \right) e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{\nu + i\omega}{(\nu + i\omega)^2 + \omega_0^2} \end{aligned}$$

Maintenant, si on prend la limite $\nu \rightarrow 0$, nous voyons que $f_\nu(t) \rightarrow f(t)$ (pas uniformément), et que la transformée de Fourier tend également vers une limite bien définie. Nous posons donc :

$$\tilde{f}(\omega) = i \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Bien sûr, si on voulait prendre la TF inverse, on aurait à nouveau des problèmes pour l'intégration autour des singularités $\omega = \pm\omega_0$. On s'en sort en prenant la *valeur principale* des intégrales. Quelques connaissances de la théorie d'intégration dans le plan complexe nous montre alors qu'on trouve bien le bon résultat¹. Le lecteur peut démontrer, en suivant une démarche analogue, que

$$\text{TF} [H(t) \sin(\omega_0 t)] = \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

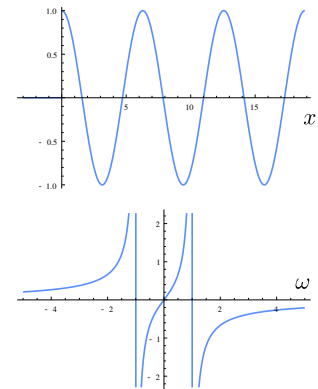


FIGURE 4.4 – La fonction $H(x) \cos(x)$ et la partie imaginaire de sa TF.

1. Cela est en dehors du champs de ce cours.

Théorie de la diffraction de la lumière et de la formation d'image.

Considérons un rayon de lumière qui se propage d'un point A à un point B . Si la phase du champs au point A est $\exp(i\omega_0 t)$, elle est de $\exp(i\omega_0 t + \phi)$ au point B . ω_0 est (à 2π près) la fréquence de la lumière (de l'ordre de 10^{14}s^{-1} pour la lumière visible) et ϕ est le déphasage dû au temps que la lumière met pour aller de A à B (distant de l) :

$$\phi = \omega_0 \Delta t = 2\pi f \frac{AB}{c} = 2\pi \frac{l}{\lambda}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière (entre 0.3 et 0.8 micron pour la lumière visible). Le lecteur connaît sans doute tout cela depuis le premier cycle universitaire.

Chaque point d'un objet recevant une onde lumineuse peut être considéré comme une source secondaire. Si $a \exp(i\omega_0 t)$ est le champs qui arrive au point P , le champs émis est $ar \exp(i\omega_0 t + i\phi)$. Le coefficient r (≤ 1) désigne l'absorption de la lumière au point P . Le coefficient ϕ est le déphasage induit au point P si par exemple en ce point, le matériaux a un indice différent de son environnement. Le coefficient complexe $T = r \exp(i\phi)$ est le coefficient de transmission du point P . Un objet est donc caractérisé par une fonction complexe $f(x)$ qui est son coefficient de transmission pour chacun de ses points x .

Considérons maintenant une onde plane arrivant sur un objet (qui pour plus de simplicité, nous considérons unidimensionnel) et un point P à l'infini dans la direction θ (Fig. 4.5(a)). Le champ reçu en ce point est la somme des champs secondaire émis par les divers points de l'objet. Par rapport au rayon OP que l'on prend comme référence, le rayon AP aura un déphasage de $\phi = -2\pi AA' / \lambda = -(2\pi/\lambda)x \sin(\theta)$. En appelant $q = (2\pi/\lambda) \sin(\theta)$, et en appelant $f(x)$ la fonction de transmission de l'objet, nous voyons que le champs au point P vaut

$$\int f(x) \exp(-iqx) dx$$

qui n'est rien d'autre que la TF de la fonction f .

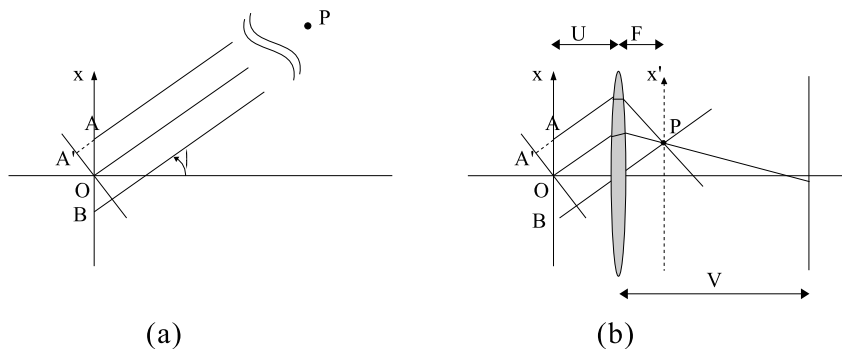


FIGURE 4.5 – Formation d'image vu comme une double transformée de Fourier.

Mettons maintenant une lentille à une distance U en face de l'objet, une image se formera dans un plan à distance V de la lentille

(Fig. (b)). Les rayons qui partaient dans la direction θ vont maintenant se focaliser dans le plan focal arrière de la lentille (distant de F) en un point P dont la coordonnée x' vaut $F \tan \theta \approx F \sin \theta$ tant que l'angle θ n'est pas trop important. Nous en déduisons l'intensité du champ $g(x')$ dans le plan focal arrière de la lentille :

$$g(x') = \int f(x) \exp\left(-i\left(\frac{2\pi}{\lambda F}\right)x'.x\right) dx = \tilde{f}\left(\frac{2\pi}{\lambda F}x'\right)$$

Il n'est pas trop difficile de démontrer que l'image formée est la TF du plan focal arrière, nous laissons cela au soin du lecteur. La formation d'image peut donc être vue comme une double transformation de Fourier. Cela ouvre de grandes perspectives pour effectuer des opérations de filtrage directement dans le plan focal arrière (pfa) d'une lentille. Voir des objets transparents, comme par exemple des cellules dans l'eau n'est pas possible en microscopie classique. Zerniké, dans les années 1950, a inventé une technique appelée contraste de phase, qui consiste à introduire des filtres dans le pfa de l'objectif et permet la visualisation des objets transparents sous microscope.

Énergie injecté dans un oscillateur.

Soit une particule dans un puits harmonique ($E_p = (1/2)kx^2$) soumis à une force extérieure $F(t)$. Nous désirons savoir quelle énergie cette force transfère à la particule. L'équation du mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = (1/m)F(t) \quad (4.6)$$

où $\omega_0^2 = k/m$ est la fréquence propre d'oscillation de la particule. Nous supposons qu'au temps T_1 du début, l'oscillateur est au repos. L'énergie totale transférée à l'oscillateur est donc la somme de son énergie cinétique et potentielle au bout d'un temps T_2 (que nous prendront égale à $+\infty$ par la suite).

Notons tout de suite que la gauche de l'équation (4.6) peut s'écrire $(d/dt - i\omega_0)(d/dt + i\omega_0)x$. Comme nous allons voir, cette décomposition a son utilité. En mécanique quantique, on appellera l'analogie de ces termes des opérateurs de création et d'annihilation qui sont fréquemment utilisés. Par ailleurs, H , l'énergie totale² du système (cinétique + potentielle), s'écrit :

$$\begin{aligned} (2/m)H &= (dx/dt)^2 + \omega_0^2 x^2 \\ &= (dx/dt - i\omega_0 x)(dx/dt + i\omega_0 x) \end{aligned}$$

Si on pose $z = dx/dt + i\omega_0 x$, nous aurons alors $(2/m)H = zz^*$, et l'équation (4.6) se transforme en

$$dz/dt - i\omega_0 z = (1/m)F(t) \quad (4.7)$$

L'énergie transférée à l'oscillateur est $\Delta E = H(T_2) - H(T_1) = H(T_2)$. Multiplions maintenant les deux côtés de l'équation (4.7)

2. En mécanique analytique, on appelle Hamiltonien l'énergie totale du système, d'où le H . Comme le système n'est pas isolé, H n'est pas une constante du mouvement : $H = H(t)$

ci-dessus par $\exp(-i\omega_0 t)$ et intégrons entre T_1 et T_2

$$\int_{T_1}^{T_2} (dz/dt - i\omega_0 z) e^{-i\omega_0 t} dt = (1/m) \int_{T_1}^{T_2} F(t) e^{-i\omega_0 t} dt$$

Il nous suffit maintenant d'effectuer une intégration par partie du côté gauche de l'intégrale et d'utiliser le fait que l'oscillateur est au repos à l'instant T_1 pour trouver que ce côté vaut $z(T_2) \exp(-i\omega_0 T_2)$. Comme en plus l'oscillateur est au repos avant T_1 , on peut étendre l'intégrale à $-\infty$. Quand $T_2 \rightarrow +\infty$, le côté droit devient égale à la TF de F évaluée pour la fréquence ω_0 , et nous avons

$$\Delta E = \frac{1}{2m} \tilde{F}(\omega_0) \tilde{F}^*(\omega_0)$$

Pour connaître l'énergie totale transférée à l'oscillateur, nous n'avons pas à résoudre l'équation différentielle de second ordre avec second membre, évaluer simplement la TF de la Force appliquée à la fréquence propre de l'oscillateur nous suffit.

Exercices.

Vous pouvez donc facilement calculer l'énergie transférée dans les cas suivants :

§ 4.8 $F(t) = f_0 e^{-t/t_0}$ si $t \geq 0$; sinon, $F(t) = 0$.

§ 4.9 $F(t) = f_0 \Pi(t/t_0)$

§ 4.10 $F(t) = f_0$ si $t \geq 0$; sinon, $F(t) = 0$

§ 4.11 $F(t) = f_0 \cos(\omega_1 t)$

Dans les cas 4.8 et 4.9, discutez le transfert d'énergie en fonction du temps t_0 . Pour résoudre le cas 4.10 et 4.11, vous aurez besoin des résultats sur les distributions disponible dans les prochains chapitres.

4.5 Relation entre les séries et les transformés de Fourier.

Nous avons indiqué au début du chapitre, sans le démontrer, que l'on passe des séries au transformés de Fourier en laissant la longueur de l'intervalle L tendre vers l'infini. Revoyons ce passage avec quelques détails maintenant. Considérons une fonction $f(x)$ sur l'intervalle $[-L/2, L/2]$. Ses coefficients de Fourier (complexe) sont donnés par

$$c_q = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) e^{-iqx} dx$$

où pour plus de simplicité, nous notons $q = 2\pi n/L$. Désignons par $I(q)$ l'intégrale ci-dessus (sans le facteur $1/L$ donc). Par définition, nous avons pour $f(x)$:

$$f(x) = \sum_{q, 2\pi/L} (1/L) I(q) e^{iqx}$$

où dans la somme, l'indice q varie par pas discret $dq = 2\pi/L$.
Quand $L \rightarrow \infty$, $dq \rightarrow 0$ et par définition de l'intégrale de Riemann,
la somme ci-dessus tend vers

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I(q) e^{iqx} dq$$

Par ailleurs, il est évident que quand $L \rightarrow \infty$, $I(q)$ tend vers $\tilde{f}(q)$
donnée par l'équation (4.4).

4.6 Approfondissement : TF à plusieurs dimensions.

Nous nous occupons dans ce cours essentiellement des fonctions
à une seule variable $f(x)$. Ces concepts cependant se généralisent
sans problème à plusieurs variable. Si nous notons les variables de
façon vectorielle

$$\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_d)$$

alors la TF est définie comme

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \int_{\mathbb{R}^d} f(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d\mathbf{x} \quad (4.8)$$

où $\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} = k_1x_1 + \dots + k_dx_d$ désigne le produit scalaire. De même, la TF
inverse est

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^d} \int_{\mathbb{R}^d} \tilde{f}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d\mathbf{k}$$

Étudions deux cas particuliers que nous rencontrons souvent.

4.6.1 Symétrie cylindrique.

Dans le premier cas, $d = 2$ et la fonction est à symétrie cy-
lindrique : $f(\mathbf{x}) = f(r)$ où $r^2 = x_1^2 + x_2^2$. La fonction $f(x, y) =$
 $1/(x^2 + y^2)$ en est un bon exemple. Il est évident que dans un tel
cas, nous avons intérêt à utiliser les coordonnées polaire. Dans ce
cas,

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f(r) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} r dr d\theta$$

Le problème consiste à calculer le facteur $\exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})$. La coordon-
nées θ désigne l'angle entre le vecteur \mathbf{x} et l'axe des x . Cependant,
si nous tournons l'axe des x pour l'aligner sur l'axe de \mathbf{k} , la fonc-
tion $f(x)$ ne change pas, puisqu'elle est de symétrie cylindrique.
Dans ce cas, θ désigne l'angle entre le vecteur \mathbf{x} et le vecteur \mathbf{k} et

$$\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} = kr \cos \theta$$

où $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$

L'intégration sur θ nous donne

$$\int_0^{2\pi} e^{-ikr \cos \theta} d\theta = 2\pi J_0(kr)$$

La fonction $J_0(z)$ est appelée la fonction de Bessel d'ordre 0 et ap-
paraît en physique mathématique à de nombreux endroits. Les

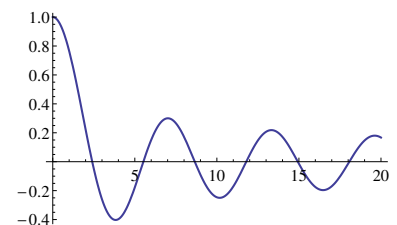


FIGURE 4.6 – La fonction $J_0(x)$

fonctions de Bessel jouent le rôle des fonctions trigonométrique en coordonnées polaires. Nous avons donc

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = 2\pi \int_0^\infty r f(r) J_0(kr) dr \quad (4.9)$$

Il est évident que la fonction $\tilde{f}(\mathbf{k})$ est également de symétrie cylindrique et la TF inverse est

$$f(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty k \tilde{f}(k) J_0(kr) dk$$

4.6.2 Symétrie sphérique.

Étudions maintenant le cas $d = 3$ où la fonction est à symétrie sphérique. En répétant les arguments ci-dessus pour les coordonnées sphériques, nous aboutissons à

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(r) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$$

L'intégration sur ϕ nous donne juste un facteur 2π . Par ailleurs,

$$\int_0^\pi e^{-ikr \cos\theta} \sin\theta d\theta = 2 \frac{\sin(kr)}{kr}$$

et donc finalement

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \frac{4\pi}{k} \int_0^\infty r f(r) \sin(kr) dr$$

En faisant le même chemin pour la TF inverse, nous avons

$$f(r) = \frac{-1}{\pi r} \int_0^\infty k \tilde{f}(k) \sin(kr) dk$$

§ 4.12 Calculer la Transformée de Fourier de

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sigma^{d/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\sigma}\right)$$

aux dimensions $d = 1, 2, 3$.

5

Les distributions.

5.1 Ce qu'il faut savoir.

Les transformées de Fourier nous posent quelques problèmes quant à la définition d'une base orthogonale. Nous avons vu que, sur l'intervalle $] -\infty, +\infty[$, la fonction $f(x)$ peut être représentée comme la superposition des fonctions $\exp(iqx)$ avec le poids $\tilde{f}(q)$. Pour en revenir à notre image de base dans l'espace des fonction, les fonctions $e^{iq(\cdot)}$ ($q \in \mathbb{R}$) forment une base, et les coefficients $\tilde{f}(q)$ sont les projections du vecteur $f(\cdot)$ sur les vecteurs de cette base.

Nous avons aux sections précédentes basé nos démonstrations sur le concept d'orthogonalité. Mais peut on dire que $\exp(iq_1x)$ et $\exp(iq_2x)$ sont orthogonales? Le produit scalaire a t' il encore un sens? En effet, comment définir la valeur de

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iq_1x) \exp(-iq_2x) dx \quad (5.1)$$

qui au sens normal de la théorie d'intégration, n'a aucun sens?

Il faut comprendre Le produit scalaire (5.1) dans le sens suivant d'un passage à la limite :

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \exp(iq_1x) \exp(-iq_2x) dx \quad (5.2)$$

Quand $q_1 \neq q_2$, l'intégrale est au plus de l'ordre de 1 et le $(1/L)$ fait tout tendre vers zéro. Par contre, si $q_1 = q_2$, l'intégrale vaut L et l'expression (5.2) vaut 1. Le produit scalaire (5.1) est donc de l'ordre de L (avec $L \rightarrow \infty$) pour $q_1 = q_2$ et de l'ordre de 1 sinon. Nous noterons ce genre d'objet $\delta(q_1 - q_2)$ et nous l'appellerons le *delta* de Dirac, du nom du physicien qui a établi les règles de manipulation de ces objets dans son livre sur la mécanique quantique en 1930.

Pour un physicien, le concept de la *fonction* δ est très intuitif et généralise le concept de charge ou de masse ponctuel. Supposez que vous ayez des charges répartit continuellement dans l'espace avec une densité $\rho(x)$ et que vous voulez calculer la charge totale contenue dans une sphère de rayon R autour d'un point. Rien de plus simple, il suffit d'intégrer la densité autour $C = \int_V \rho(x) dx$. Supposez maintenant que $R \rightarrow 0$, c'est à dire que vous prenez des sphères de plus en plus petite autour de votre point. Il est évident

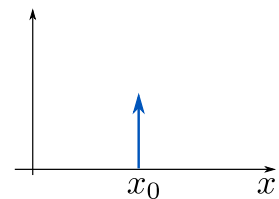


FIGURE 5.1 – La distribution $\delta(x - x_0)$ (où x_0 est un paramètre et x la variable indépendante) est souvent représentée par une flèche positionnée en x_0 .

qu'il y aura de moins en moins de charge à l'intérieur et que $C \rightarrow 0$. C'est vrai, sauf si vous avez placé une charge *ponctuelle* au point considéré. Pour une charge ponctuelle Q , quel que soit la taille de la sphère autour, la quantité totale de la charge à l'intérieur reste constante. En gros, pour une charge ponctuelle placée en x_0 , la densité de charge est *nulle* partout, sauf en x_0 où elle est infinie ! Ce genre de densité infinie en un point, nulle partout et dont l'intégrale est *finie* est justement un "delta" de Dirac. Les mathématiciens nous exécuteraient si on appelait ces objets des fonctions et nous obligent à les nommer des *distributions*. La propriété du delta de Dirac est la suivante :

$$\int_I \delta(x) dx = 1 \quad \forall I \ni 0 \quad (5.3)$$

Du moment que l'intervalle I contient 0, l'intégrale vaut 1, sinon elle vaut zéro. L'objet de ce chapitre est de se familiariser avec les distributions, et en particulier avec la distribution de Dirac.

On peut voir $\delta(x)$ comme un processus de limite. Prenons le cas de la fonction

$$f_a(x) = \frac{1}{a\sqrt{\pi}} e^{-(x/a)^2}$$

C'est une gaussienne centrée sur 0, et son intégrale vaut 1. Quand $a \rightarrow 0$, elle devient de plus en plus piquée, avec une extension de moins en moins large, mais l'intégrale reste constante. On peut dire la même chose de la fonction $g_a(x) = (1/2a)\Pi(x/a)$ ou en fait de n'importe quelle fonction qui, lors d'un processus de passage à la limite, réduit son extension, augmente l'amplitude de son pique, et garde son intégrale constante. La distribution $\delta(x)$ est la limite de ce genre de fonction.

La définition (5.3) nous permet quelques généralisations. Par exemple, on peut définir $3\delta(x)$, la distribution dont l'intégrale vaut 3 sur des intervalles contenant 0. On peut même définir $f(x)\delta(x)$ où on suppose $f(x)$ continue en 0. L'intégrale vaut :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\delta(x) dx = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} f(x)\delta(x) = f(0)$$

Vous pouvez démontrer cela facilement en utilisant la définition de la continuité d'une fonction. Mais intuitivement, cela paraît évident : comme $\delta(x)$ est nulle partout sauf en 0, le multiplier par $f(x)$ revient simplement à le multiplier par $f(0)$. En fait, on utilise cela comme la définition de la distribution $\delta(x)$:

$$\int_I f(x)\delta(x) dx = f(0) \quad \forall I \ni 0 \quad (5.4)$$

$\delta(x)$ est une distribution centrée sur 0. $\delta(x - x_0)$ est une distribution centrée sur x_0 et $\int \delta(x - x_0)f(x) = f(x_0)$. Finalement, les règles pour manipuler les δ ne sont pas vraiment compliquées.

Une dernière chose à savoir sur $\delta(x)$ est sa transformée de Fourier (on pose dorénavant $R =] - \infty, +\infty[$:

$$\tilde{\delta}(q) = \int_R \delta(x) \exp(-iqx) dx = 1$$

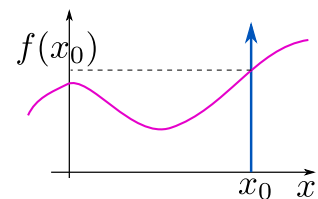


FIGURE 5.2 – La distribution $\delta(x - x_0)$ "échantillonne" la fonction $f(x)$ au point x_0 .

La TF de $\delta(x)$ est la fonction constante 1. Cela veut dire que $\delta(x)$ est la superposition, à poids égal, de toutes les modulations $\exp(iqx)$! Cela n'est pas vraiment étonnant : comme $\delta(x)$ varie vraiment très rapidement, toutes les modulations doivent y être présentes. Inversement,

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \exp(iqx) dq = \delta(x) \quad (5.5)$$

Exercice : Démontrer que la fonction δ définie par (5.5) est bien une δ de Dirac, c'est à dire que $\int_{\mathbb{R}} \delta(x)f(x) = f(0)$.

La dimension de la distribution δ .

En mathématique, nous manipulons essentiellement des chiffres, c'est à dire des nombres sans dimensions. En physique cependant, les quantités que nous manipulons représentent des grandeurs telles que des longueurs, énergies, temps, vitesses, etc. Ces grandeurs ont des dimensions. Les physiciens attachent beaucoup d'importance à cette question pour plusieurs raisons. Une de ces raisons est purement grammaticale et permet de vérifier la cohérence des diverses étapes d'un calcul. Prenons le cas d'une équation différentielle du genre $d^2y/dt^2 + \omega_0^2 y = f_0$ et supposons que nous avons trouvé $y = f_0 \sin(\omega_0 t)$. Si y représente une quantité de dimension $[y]$, alors $[\omega_0] = T^{-1}$ et $[f_0] = [y]T^{-2}$. Ceci est nécessaire si nous voulons que les deux côtés de l'équation aient la même dimension. La dimension du côté gauche de la solution est $[y]$. Comme la fonction \sin n'a pas de dimension, le côté droit de la solution a la dimension de $[y]T^{-2}$! Les deux côtés de la solution n'ont pas la même dimension et nous nous sommes manifestement trompés à une étape de la résolution. Ces vérifications peuvent (et doivent) être effectuées à chaque étape du calcul.

Comme nous manipulerons pas mal les distributions par la suite, nous avons besoin de connaître leurs dimensions. Les fonctions $\sin(x)$ et $\exp(x)$ n'ont pas de dimensions. Qu'en est-il de la distribution $\delta(x)$? Pour cela, il faut d'abord répondre à la question de la dimension de $\int y dx$. Le signe \int n'est qu'une généralisation de l'opération addition. La dimension d' "une pomme + une pomme" est toujours "une pomme". Le signe d signifie "une très petite quantité de" et la dimension d'une "très petite quantité de pomme" est toujours "une pomme". Nous en déduisons de tout cela que $[\int y dx] = [y][x]$

Nous pouvons maintenant utiliser la propriété de la distribution δ : $\int \delta(x)f(x)dx = f(0)$. Il est alors aisé de voir que $[\delta(x)] = [x]^{-1}$! Nous aurions pu bien sûr arriver au même résultat en utilisant l'expression par passage à la limite $\delta(x) = (1/a) \exp(-x^2/a^2)$ quand $a \rightarrow 0$. Voilà, il faut avoir cela en tête à chaque fois que l'on veut vérifier la cohérence des équations qui impliquent des δ .

5.2 Un peu de décence.

Du point de vue du mathématicien, ce que nous avons raconté plus haut est, en restant poli, mal propre. Laurent Schwarz, dans les années 1950, a rendu rigoureux la théorie des distributions. Il est utile de connaître les grandes lignes de sa construction. Il est parti de la constatation que les distributions ne sont utilisées en pratique que sous le signe intégral, comme en (5.4).

Une fonctionnelle est une généralisation d'une fonction. Elle prend *une fonction* en entrée et produit *un scalaire* en sortie. C'est une fonction de fonction en quelque sorte. Notons que la TF *n'est pas* une fonctionnelle, puisqu'elle produit une fonction en sortie.

Appelons \mathcal{E} l'espace des fonctions¹, et \mathcal{F} l'espace des fonctionnelles *linéaires* (ou dit plus sérieusement, des formes linéaires définies sur \mathcal{E}). Un exemple de fonctionnelle est $\mathcal{L}_{\exp(-x^2)}$ qui prend une fonction en entrée, calcul son produit scalaire avec la fonction $\exp(-x^2)$, et produit ce chiffre en sortie :

$$\mathcal{L}_{\exp(-x^2)}[f] = \int_{\mathbb{R}} \exp(-x^2)f(x)dx$$

Nous pouvons généraliser cet exemple : à chaque fonction $g \in \mathcal{E}$, nous pouvons associer une fonctionnelle $\mathcal{L}_g \in \mathcal{F}$ tel que

$$\mathcal{L}_g[f] = \int_{\mathbb{R}} f(x)g(x)dx$$

Et nous pouvons démontrer facilement que ce \mathcal{L}_g est bien une fonctionnelle linéaire. Nous pouvons trouver beaucoup d'autres fonctionnelles linéaires. Par exemple, la fonctionnelle δ_{x_0} est définie par

$$\delta_{x_0}[f] = f(x_0)$$

Voilà, le tour est joué. Cette fonctionnelle est bien le delta de Dirac $\delta(x - x_0)$ définie plus haut. Noter bien l'opération : on peut identifier une partie de l'espace \mathcal{F} avec l'espace \mathcal{E} via ces \mathcal{L}_g que nous avons construit : à chaque élément de \mathcal{E} nous pouvons faire correspondre un élément de l'espace \mathcal{F} . Mais l'espace \mathcal{F} est plus vaste, et quelques uns de ses éléments supplémentaires constituent les distributions inhabituelles. C'est un peu comme enrichir l'ensemble des nombres rationnels \mathbb{Q} pour arriver à l'ensemble des nombres réel \mathbb{R} .

On peut définir des opérations sur les distributions. Il est toujours plus simple de partir des distributions du genre \mathcal{L}_g dont le sens est familier pour définir ensuite les mêmes opérations sur les distributions du genre δ . Par exemple, que veut dire $\mathcal{L}_{g'}$? En intégrant par partie, on trouve

$$\mathcal{L}_{g'}[f] = \int_{\mathbb{R}} g'(x)f(x)dx = - \int_{\mathbb{R}} g(x)f'(x)dx = -\mathcal{L}_g[f']$$

(N'oublions pas que comme f et g sont au moins sommable, elle tendent vers zéro pour $x \rightarrow \infty$). On peut donc définir :

$$\delta'_{x_0}[f] = -\delta_{x_0}[f'] = -f'(x_0)$$

1. En réalité, l'espace des fonctions à support borné et infiniment dérivable, mais nous ne sommes pas à notre premier délit.

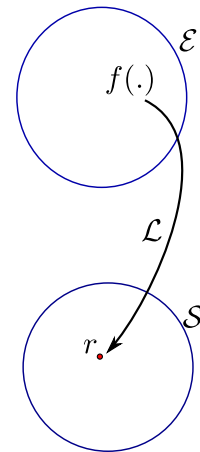


FIGURE 5.3 – Une fonctionnelle \mathcal{L} associe un scalaire à une fonction. C'est, en quelque sorte, une "fonction" de fonction.

ou dans le langage moins élégants des physiciens,

$$\int \delta'(x - x_0) f(x) dx = -f'(x_0)$$

De même, nous pouvons démontrer que pour la fonction d'Heaviside $H(x)$, $H'(x) = \delta(x)$. Nous ne continuerons pas plus le développement formel des distributions. Mais la construction de Schwarz est extrêmement élégante et nous conseillons au lecteur de voir au moins une fois les bases rigoureuses de cette construction.

Nous voyons cependant que l'espace plus large des distributions nous permet de manipuler aisément des objets qui nous semblaient interdit. Une force ponctuelle a un sens. Une discontinuité également. En physique, une fonction ne *peut* pas être discontinue. La densité de l'eau ne saute pas de ρ_l à ρ_v à l'interface liquide-solide, il existe une couche d'épaisseur petite (très petite devant les autres échelle de longueur) où la densité varie continuellement d'une valeur à une autre. La lumière réfléchi par un miroir pénètre sur une petite longueur *dans* le miroir où son intensité décroît exponentiellement et ainsi de suite. Nous pouvons donc caractériser les discontinuités des fonctions par des distributions. Soit la fonction $f(x) = g(x) + \Delta H(x - x_0)$, où la fonction g est une fonction continue et dérivable en x_0 . La fonction f par contre, saute de la valeur $g(x_0)$ à x_0^- à $g(x_0) + \Delta$ à x_0^+ . Au sens des distributions, la dérivée de f est donnée par $f'(x) = g'(x) + \delta(x - x_0)$. Imaginez donc f' comme une fonction normale, avec une flèche positionnée en x_0 .

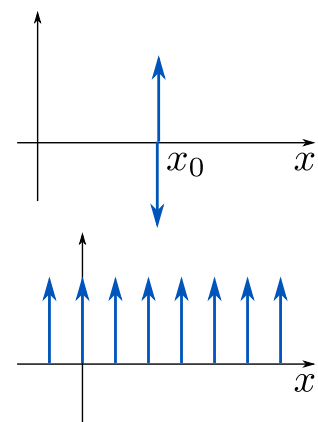


FIGURE 5.4 – La distribution $\delta'(x - x_0)$ est souvent représentée par une double flèche positionnée en x_0 . Si $\delta(\cdot)$ représente une charge ponctuelle, $\delta'(\cdot)$ représente un dipôle. Le peigne de Dirac est représenté par des flèches espacées de 1.

Exercices.

§ 5.1 En utilisant la définition (5.4), démontrer que l'expression (5.1) égale $\delta(q_1 - q_2)$.

§ 5.2 Que valent $\delta'(x)$ et $\int \delta(x)$?

§ 5.3 Soit une fonction L -périodique f . Que vaut sa TF (au sens des distributions) ?

§ 5.4 Une peigne de Dirac est défini par $\Xi(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n)$. C'est comme si nous avons posé un delta de Dirac sur chaque nombre entier. Quelle est la TF de $\Xi(x/a)$?

§ 5.5 Démontrer que $\delta(x + a) = \delta(x) + a\delta'(x) + (1/2)a^2\delta''(x) + \dots$ On peut faire un développement de Taylor des δ comme pour les fonctions usuelles. Pour pouvoir démontrer cette égalité, appliquer les deux côtés de l'égalité à une fonction f

§ 5.6 Démontrer que $\delta(-x) = \delta(x)$ et $\delta(ax) = (1/|a|)\delta(x)$.

§ 5.7 Considérons une fonction $g(x)$ avec un zéro simple en x_0 : $g(x_0) = 0$, $g'(x_0) \neq 0$. Prenons un intervalle $I = [x_0 - a, x_0 + a]$ autour de x_0 (on peut supposer a aussi petit que l'on veut). En développant g autour de sa racine à l'ordre 1, démontrez que

$$\int_I \delta(g(x)) f(x) dx = \frac{1}{|g'(x_0)|} f(x_0)$$

§ 5.8 En supposant que la fonction $g(x)$ n'a que des racines simples, et en utilisant le résultat ci-dessus, démontrez :

$$\delta(g(x)) = \sum_i \frac{1}{|g'(x_i)|} \delta(x - x_i)$$

où les x_i sont les racines simples de $g(x)$. Donner l'expression de $\delta(x^2 - a^2)$.

§ 5.9 En vous inspirant du résultat de la question 5, pouvez-vous indiquer pourquoi dans la question 7, nous pouvions nous restreindre à un développement d'ordre 1 ?

5.3 Manipulation et utilisation des distributions.

Oscillateur soumis à une force périodique.

Il obéit à l'équation $d^2x/dt^2 + \omega_0^2x = A \exp(i\omega_1t)$. En prenant la TF des deux côtés, nous avons :

$$\tilde{x}(\omega) = \frac{2\pi A \delta(\omega - \omega_1)}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

comme $x(t) = (1/2\pi) \int \tilde{x}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$, nous trouvons

$$x(t) = \frac{A \exp(i\omega_1 t)}{\omega_0^2 - \omega_1^2}$$

Nous connaissons ce résultat depuis l'exercice sur le filtrage.

Oscillateur amorti soumis à une force impulsionnelle.

Un oscillateur amorti soumis à une force $F(t)$ obéit à l'équation

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + \lambda \frac{dy}{dt} + ky = F(t)$$

Nous souhaitons connaître la réponse de l'oscillateur à une force impulsionnelle $F(t) = F_0 \delta(t)$. Ceci est l'idéalisation d'un coup de marteau très bref et très puissant sur l'oscillateur. Pour simplifier le problème, nous supposons dans un premier temps que la masse est négligeable (que les forces d'inertie sont petites devant les forces de frottement) et que l'oscillateur est au repos. En renormalisant nos coefficients, l'équation prend la forme :

$$\frac{dy}{dt} + \nu y = f_0 \delta(t) \tag{5.6}$$

et en prenant la TF des deux cotés, nous trouvons que $\tilde{y}(\omega) = f_0 / (\nu + i\omega)$. Il suffit maintenant de prendre la TF inverse. Il se trouve que dans ce cas, si l'on se souvient de l'exercice (4.1 :4.2), nous pouvons directement écrire

$$y(t) = f_0 H(t) \exp(-\nu t) \tag{5.7}$$

Ce résultat est représenté sur la figure (5.5). Nous suggérons au

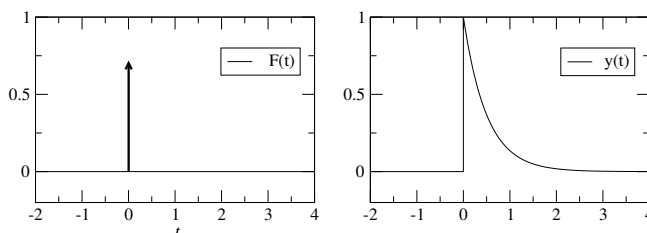


FIGURE 5.5 – Reponse d'un oscillateur amorti à une force impulsionnelle. La distribution δ est représentée par une flèche verticale.

lecteur de discuter les limites $\lambda \rightarrow 0$ et $\lambda \rightarrow \infty$.

Équation de la chaleur avec une source ponctuelle.

Une goutte d'encre extrêmement concentrée, déposée en un point de l'espace va se diluer par diffusion. La même chose est valable pour un pulse ponctuel de chaleur. Comme nous l'avons vu précédemment, les phénomènes de diffusion sont gouvernés par l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + Q(x, t) \quad (5.8)$$

où u désigne la température ou la concentration et Q est un terme de source. Dans le problème qui nous intéresse ici, $Q(x, t) = Q_0 \delta(x) \delta(t)$. En prenant la TF par rapport à la variable d'espace x , nous avons :

$$\partial_t \tilde{u}(q, t) + Dq^2 \tilde{u}(q, t) = Q_0 \delta(t) \quad (5.9)$$

Mais cette équation est exactement eq.(5.6), celle qu'on a écrit pour l'oscillateur amorti. C'est bien une équation différentielle *ordinaire* par rapport à la variable temps, et q peut être considérée comme une constante : Pour chaque mode q , nous avons une EDO indépendante. La solution est donc analogue à (5.7), et s'écrit :

$$\tilde{u}(q, t) = Q_0 H(t) \exp(-Dq^2 t)$$

Il nous suffit maintenant de prendre la TF inverse pour obtenir la solution dans l'espace direct :

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}(q, t) e^{iqx} dq \\ &= \frac{Q_0}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \end{aligned}$$

La dernière intégrale s'obtient facilement par les techniques que nous avons déjà utilisé. L'évolution de $u(x)$ pour différente valeur de t est représentée sur la figure (??).

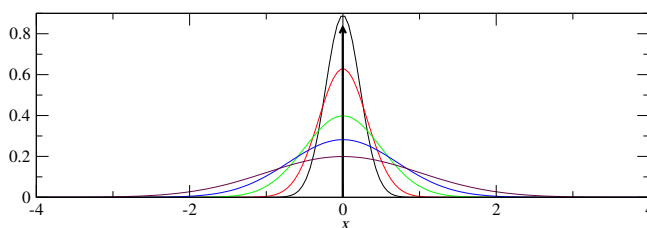


FIGURE 5.6 – profil de concentration en fonction de x , à différent temps $t = 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2$. Ici, $D = 1/4$. La distribution originale, en $\delta(x)$, est représenté par une flèche verticale.

Extension (difficile) : si la source n'est pas ponctuelle dans le temps, mais seulement dans l'espace, *i.e.* $Q(x) = Q_0 \delta(x)$, quel est le comportement de la solution ? Help : Essayez comme avant d'obtenir une expression pour $\tilde{u}(q, t)$. Cette expression est trop compliquée pour inverser, mais $\partial_t \tilde{u}(q, t)$ l'est beaucoup moins. En changeant alors l'ordre des opération TF^{-1} et ∂_t , vous pouvez obtenir une expression pour $\partial_t u(x, t)$. Il vous suffit alors d'évaluer

$$u(x, \tau) = \int_0^\tau \partial_t u(x, t) dt$$

Il n'est pas difficile alors d'obtenir le comportement asymptotique de u pour $t \rightarrow \infty$.

Équation d'onde avec source ponctuelle.

Considérons une corde tendue infinie et au repos à l'instant initial. A l'instant $t = 0$, on la soumet à une force ponctuelle dans le temps et dans l'espace (l'idéalisation d'un marteau de piano tapant sur la corde). l'équation d'onde s'écrit

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \gamma \delta(x) \delta(t) \quad (5.10)$$

En suivant la même démarche que ci-dessus, on peut obtenir la propagation de l'onde. on peut également montrer que l'extension du domaine où $u \neq 0$ croit à la vitesse v .

Vitesse de phase, vitesse de groupe.

Donnons nous un signal $u(x, t)$ qui se propage (Fig.5.7). Comment devrait on définir la vitesse du signal? On pourrait par exemple repérer le maximum de u et suivre ce point en fonction de temps; ceci n'est pas très bon cependant, puisque le signal peut se déformer et notre maximum disparaître ou d'autres maxima apparaître. Nous devons définir la vitesse en prenant en compte l'ensemble du signal. Une bonne définition est par exemple de suivre le barycentre du signal, ou même mieux, le barycentre du carré du signal pour éviter les compensations de signe :

$$\bar{x}(t) = \int_I x u^2(x, t) dx$$

Notons que dans la plupart des exemples physique, le carré du signal est relié au concept de l'énergie. Par la suite, sans perte de généralité, nous supposons notre signal normé : $\int_I u^2(x, t) dx = 1$. Supposons par exemple que notre signal se propage sans se déformer $u(x, t) = u_0(x - ct)$ et nous avons alors

$$\begin{aligned} \bar{x}(t) &= \int_I x u_0^2(x) dx + ct \int_I u_0^2(x) dx \\ &= \bar{x}_0 + ct \end{aligned}$$

ce qui correspond bien à notre intuition de la vitesse d'un signal.

En utilisant la définition des TF et de la distribution $\delta(x)$, il est facile de démontrer que (cf exercice 5.17) :

$$\bar{x}(t) = \frac{i}{2\pi} \int_I \left(\frac{\partial \tilde{u}(q, t)}{\partial q} \right) \tilde{u}^*(q, t) dq \quad (5.11)$$

où $\tilde{u}(q, t)$ est la TF de $u(x, t)$ par rapport à x . Reprenons à nouveau notre signal qui se propage sans se déformer : $u(x, t) = u_0(x - ct)$. Par la règle des manipulation des TF, nous savons qu'une translation dans l'espace direct revient à multiplier par une exponentielle complexe dans l'espace réciproque :

$$\tilde{u}(q, t) = \tilde{u}_0(q).e^{-iqct}$$

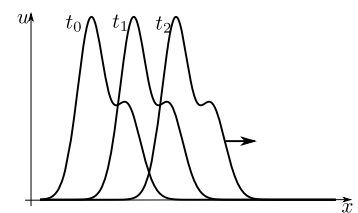


FIGURE 5.7 – un signal $u(x, t)$ en fonction de x à trois temps t différents, se propageant vers la droite.

En remplaçant dans l'expression (5.11), nous voyons que cela nous donne

$$\begin{aligned}\bar{x}(t) &= \bar{x}_0 + \frac{ct}{2\pi} \int_I \tilde{u}_0(q) \tilde{u}_0^*(q) dq \\ &= \bar{x}_0 + ct\end{aligned}$$

puisque, par la relation de Parseval (cf §5.18), $(1/2\pi) \int_I \tilde{u}_0(q) \tilde{u}_0^*(q) dq = \int_I u_0^2(x) dx$.

En général le facteur qui multiplie le temps dans l'exponentiel complexe est appelé la fréquence angulaire ω , qui dans ce cas simple de signal se propageant sans déformation s'écrit

$$\omega = cq$$

et nous voyons que nous pouvons définir la vitesse comme

$$c = \frac{d\omega}{dq}$$

Prenons maintenant le cas plus général de signaux se déformant en se propageant. Il existe un cas très important appelé milieu dispersif, où la déformation du signal prend une forme simple dans l'espace réciproque :

$$\tilde{u}(q, t) = \tilde{u}_0(q) e^{-i\omega(q)t} \quad (5.12)$$

c'est à dire que le mode q est pondéré par un facteur de phase $\omega(q)t$ au temps t , avec une forme $\omega(q)$ quelconque², sans plus nécessairement être proportionnel au mode q . Dans le cas d'un cristal par exemple, on peut démontrer (voir le problème correspondant au chapitre sur les séries de Fourier) que $\omega(q) = A \sin(q)$. Nous pouvons néanmoins calculer la vitesse du barycentre du signal comme avant :

$$\bar{x}(t) = \bar{x}_0 + \frac{t}{2\pi} \int_I \left(\frac{d\omega}{dq} \right) \tilde{u}_0(q) \tilde{u}_0^*(q) dq$$

Si $\omega(q)$ varie de façon lente par rapport à $\tilde{u}_0(q) \tilde{u}_0^*(q)$, et que ce dernier possède un pic étroit en q_0 , alors une bonne approximation pour la vitesse du barycentre serait

$$c = \left. \frac{d\omega}{dq} \right|_{q=q_0}$$

Ceci est ce qu'on appelle la vitesse du groupe. L'expression ω/q , ayant un sens pour les signaux se propageant sans déformation, s'appelle la vitesse de phase. Une mauvaise compréhension de ses formules peut parfois conclure à des transmissions sur-luminales.

5.4 Les distributions et les conditions initiales des équations différentielles.

Les distributions, en particulier les $\delta(t)$ et leurs dérivées, sont un moyen d'intégrer les conditions initiales directement dans l'équation différentielle. La solution de ces dernières est alors appelée "la fonction de Green", auquel le chapitre 8 est consacré.

2. Notez que dans un milieu dispersif, la quantité $\int_I u^2(x, t) dx$ se conserve. Si cette quantité est proportionnelle à l'énergie, nous concluons que dans les milieux dispersif, l'énergie se conserve. Nous pouvons conclure à l'inverse que dans tout milieu non-dissipatif, la forme du signal change nécessairement selon la relation (5.12).

Considérons une équation différentielle de première ordre sur la fonction $y(t)$:

$$y' + F(y, t) = 0 \tag{5.13}$$

$$y(t_0) = y_0 \tag{5.14}$$

où $F(.,.)$ est une fonction quelconque. L'équation (5.14) constitue la condition initiale de l'équation différentielle (5.13). Comme vous le constatez, nous devons écrire l'équation sur deux lignes, précisant indépendamment la relation différentielle et la valeur à l'origine.

Appelons $y_a(t)$ la solution de l'équation (5.13) muni de la relation (5.14). Considérons maintenant une autre équation

$$y' + F(y, t) = y_0\delta(t - t_0) \tag{5.15}$$

où nous n'indiquons pas de condition initiale. Nous allons démontrer que l'équation (5.15) possède la même solution que les équations (5.13-5.14) ; en d'autres termes, cette équation a intégré la condition initiale sur sa première ligne.

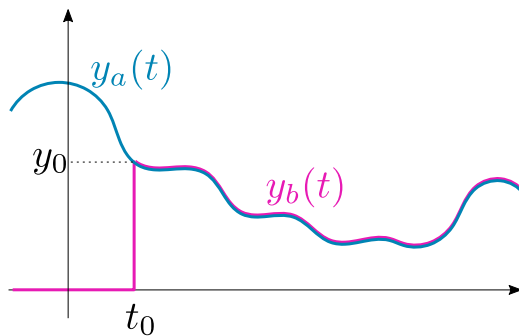


FIGURE 5.8 – La fonction de Green $y_b(t)$ d'une équation différentielle du type (5.13-5.14) comparée à sa solution exacte.

En effet, soit la fonction (figure 5.8)

$$y_b(t) = H(t - t_0)y_a(t)$$

et donc, par une simple dérivation,

$$y'_b = \delta(t - t_0)y_a(t) + H(t - t_0)y'_a$$

Nous nous souvenons que $\delta(t - t_0)y(t) = y(t_0)\delta(t - t_0)$ et que $H(t - t_0)f(t) = f(t)$ pour $t \geq t_0$. Il est donc trivial de démontrer que

$$y'_b + F(y_b, t) = y_0\delta(t - t_0)$$

c'est à dire que la fonction $y_b(t)$ est bien solution de l'équation (5.15). La fonction $y_b(t)$ est appelé la fonction de Green de l'équation (5.13) et est souvent noté $G(t|y_0, t_0)$. Nous les verrons plus en détail au chapitre 8.

Notez cependant que nous avons cherché une solution $y_b(t)$ qui coïncide avec la fonction $y_a(t)$ pour $t \geq t_0$. C'est pour cela que nous avons appelé la condition (5.14) condition *initiale*. Cela est souvent le cas dans des problèmes physique que l'on rencontre, mais la condition (5.14) est juste une égalité en un point. Nous aurions pu chercher une solution $y_b(t)$ qui coïncide avec $y_a(t)$ pour $t \leq t_0$.

§ 5.10 Montrer que la fonction $y_b(t) = H(t_0 - t)y_a(t)$ est solution de l'équation $y' + F(y, t) = -y_0\delta(t)$ pour $t \leq t_0$.

Ce que nous avons discuté se généralise à des fonctions de plusieurs variables. Considérons par exemple le mouvement brownien où $u(x, t|x_0, t_0)$ désigne la densité de probabilité de trouver la particule au point x au temps t , sachant que la particule se trouvait au point x_0 au temps t_0 . La densité de probabilité obéit à l'équation³

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (5.16)$$

avec la condition initiale donc

$$u(x, t_0) = \delta(x - x_0) \quad (5.17)$$

D'après ce que nous avons dit, au lieu de résoudre les équations ci-dessus, nous pouvons résoudre l'équation

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \delta(x - x_0)\delta(t - t_0)$$

Or, nous avons déjà résolu cette équation (voir la relation 5.8) et nous connaissons sa solution pour les temps $t \geq t_0$:

$$u(x, t|x_0, t_0) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D(t - t_0)}} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{4D(t - t_0)}\right) \quad (5.18)$$

qui est souvent appelé *le propagateur* de l'équation de diffusion. Ce propagateur joue un rôle fondamental dans de nombreuses branches de la physique, et nous le rencontrerons régulièrement par la suite.

5.5 Exercices .

§ 5.11 Que valent les distributions $\delta(x) \cos(qx)$, $\delta(x) \sin(qx)$ et $\delta'(x) \sin(qx)$?

§ 5.12 En dérivant directement la fonction $y(t) = (f_0/\omega_0)H(t) \sin(\omega_0 t)$, démontrer qu'elle est la solution de $\ddot{y} + \omega_0^2 y = f_0\delta(t)$.

§ 5.13 Démontrer que $tH(t)$ est la primitive de $H(t)$. En utilisant une intégration par partie, trouver la primitive de $tH(t)$.

§ 5.14 Une particule initialement au repos de masse m soumise à une force impulsionnelle obéit à l'équation $m\ddot{y} = f_0\delta(t)$. En intégrant directement et en utilisant les conditions initiales, trouver la solution. Trouver la même solution en considérant la particule soumise à une force constante avec une certaine durée $f = (f_0/2T)\Pi(t/T - 1)$ et faire tendre ensuite la durée vers zéro.

§ 5.15 Intégrer directement l'équation $dy/dt + \nu y = f_0\delta(t)$ en utilisant la méthode de la variation des constantes.

§ 5.16 L'élasticité des barres est donnée par l'équation

$$Bd^4y/dx^4 = F(x)$$

où $F(x)$ est la densité de force (force par unité de longueur) appliquée au point x et B une constante qui donne l'amplitude de la rigidité de la barre et qu'on appelle module de courbure. C'est par exemple cette équation qui donne la *flèche* d'un pont sous l'effet d'une charge. Nous souhaitons connaître la flèche d'un pont de

3. Ce n'est pas un hasard que l'équation du mouvement brownien, l'équation de la chaleur et l'équation de diffusion soient les mêmes.

longueur L sous l'effet du mouvement d'un camion à la position a dessus. Comme les dimensions du camion sont petit par rapport au pont, on le modélise par une distribution de Dirac. En résolvant donc l'équation $y^{(4)} = f_0\delta(x - a)$ trouver la forme du pont. Nous utiliserons deux formes de conditions aux limites : (i) pont posé sur des piliers, $y(0) = y(L) = 0$; $y''(0) = y''(L) = 0$ (figure 5.9.a); (ii) pont ancré aux deux bouts $y(0) = y(L) = 0$; $y'(0) = y'(L) = 0$ (figure 5.9.b) . Pour quelle

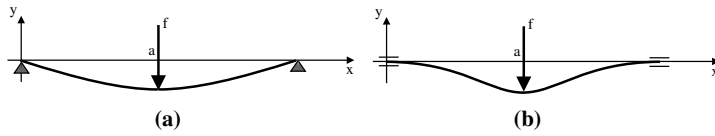


FIGURE 5.9 – la flèche d'un pont sous l'effet d'une force ponctuelle.

valeur de a la flèche est maximum ?

§ 5.17 Démontrer que

$$\int_I x u^2(x) dx = \frac{i}{2\pi} \int_I \tilde{u}'(q) \tilde{u}^*(q) dq$$

où $\tilde{u}(q)$ est la TF de $u(x)$. Help : écrire $\tilde{u}'(q)$ et $\tilde{u}^*(q)$ par leurs définition des TF, former leurs produit et intégrer sur q . Il suffira juste de remarquer que $\int_I \exp(iq(x - y)) dq = 2\pi\delta(x - y)$.

§ 5.18 Parseval

Démontrer de façon générale que

$$\int_I f(x)g^*(x) dx = \frac{1}{2\pi} \int_I \tilde{f}(q)\tilde{g}^*(q) dq$$

et en déduire le résultat de §5.17 à nouveau en utilisant les règles de manipulation des TF.

§ 5.19 Conditions initiales

Soit l'équation de second ordre

$$\begin{aligned} y'' + ay' + by &= 0 \\ y(0) = y_0 &; y'(0) = v_0 \end{aligned}$$

Démontrer que cette équation a la même solution, pour $t \geq 0$, que l'équation

$$y'' + ay' + by = (2v_0 + ay_0)\delta(t) + y_0\delta'(t)$$

5.6 Problèmes.

Problème 5.1 Peigne de Dirac

Il est évident que l'expression

$$\Psi(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \exp(2i\pi nx) \tag{5.19}$$

n'a pas de signification au sens des fonctions. Nous allons voir par contre qu'au sens des distribution, elle est définie.

1. Expliquer simplement pourquoi l'expression (5.19) n'a pas de sens usuel de fonction.

2. A supposer que cette expression ait un sens, qu'elle est sa périodicité ?

Soit la distribution "peigne de Dirac" $W(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \delta(x - n)$ où $\delta(x)$ est la delta de Dirac.

3. Démontrer que la période de $W(x)$ est 1. Représenter graphiquement $W(x)$.

4. Comme $W(x)$ est de période 1, la décomposer en série de Fourier sur l'intervalle $[-0.5, +0.5]$, c'est à dire trouver les coefficient a_n et b_n tels que sur cet intervalle,

$$W(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi nx) + b_n \sin(2\pi nx)$$

5. En déduire que $\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(2i\pi nx)$.

6. Que pouvez vous dire maintenant de la transformée de Fourier d'une peigne de Dirac ?

Problème 5.2 les sommes d'Abel, les noyaux de Dirichlet.

0. **Introduction.** La convergence des séries de Fourier a joué un grand rôle dans l'avancée de l'Analyse au début du XIXème, et certains concepts très proche des distributions inventés pour cela. Nous allons visiter quelques uns.

soit la fonction 2π périodique $f(x)$, dont la série de Fourier s'écrit :

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx)$$

Soit la fonction $h_N(x)$ la somme partielle des N premiers termes :

$$h_N(x) = a_0 + \sum_{n=1}^N (a_n \cos nx + b_n \sin nx)$$

1. **Coefficients de Fourier.** Démontrer que

$$a_n \cos nx + b_n \sin(nx) = (1/\pi) \int_0^{2\pi} f(y) \cos(n(x-y)) dy$$

2. **Intervalle.** Soit une fonction T -périodique : $g(y+T) = g(y)$. Démontrer alors que

$$\int_a^{a+T} g(y) dy = \int_0^T g(y) dy$$

En déduire que

$$a_n \cos nx + b_n \sin(nx) = (1/\pi) \int_0^{2\pi} f(x-y) \cos(ny) dy$$

3. **Noyau de Dirichlet.** Soit la fonction (appelé le noyau de Dirichlet)

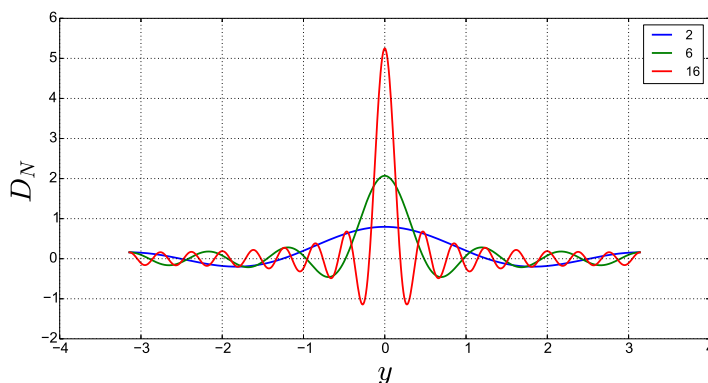


FIGURE 5.10 – Le noyau de Dirichlet $D_N(y)$ pour plusieurs valeurs de N .

$$D_N(y) = 1/2\pi + (1/\pi) (\cos y + \cos 2y + \dots + \cos Ny)$$

(figure 5.10). Déduire alors que

$$h_N(x) = \int_0^{2\pi} f(x-y) D_N(y) dy$$

En multipliant et divisant $D_N(y)$ par $\sin y/2$, déduire

$$D_N(y) = \frac{\sin((N+1/2)y)}{2\pi \sin(y/2)}$$

Pouvez dire vers quoi tend $D_N(y)$ quand $N \rightarrow \infty$ [Help : Vers quoi tend $h_N(x)$?]

4. Les sommes d'Abel. Certaines séries divergentes peuvent être régularisées par la procédure d'Abel : au lieu de considérer la série $S = \sum u_n$, on considère la série $S(r) = \sum r^n u_n$ où $0 \leq r < 1$; Une fois le calcul fait, on étudie la limite de $S(r)$ pour $r \rightarrow 1$, qu'on appelle la somme d'Abel de la série $\sum u_n$.

Sachant la somme d'une progression géométrique

$$1 + \lambda + \dots + \lambda^n = (1 - \lambda^{n+1}) / (1 - \lambda)$$

démontrer que

$$1 - 1 + 1 - 1 + \dots = 1/2$$

au sens d'Abel.

5. Somme d'Abel du noyau de Dirichlet. Reprenons le noyau de Dirichlet pour $N \rightarrow \infty$

$$\pi D_\infty(y) = 1/2 + \cos x + \dots$$

notons $\delta_r(y)$ sa somme d'Abel . En considérant $r^n \cos nx$ comme la partie réelle du nombre complexe z^n , démontrer que

$$\delta_r(y) = \frac{1}{2} \frac{1 - r^2}{1 - 2r \cos y + r^2}$$

Quelle est la limite de $\delta_r(y)$ quand $r \rightarrow 1$? Considérer séparément les deux cas $y = 0$ et $y \neq 0$. Discuter ce résultat.

6

Convolution et corrélation.

Deux concepts abondamment utilisés en physique (et bien d'autres endroits) sont les convolutions et les corrélations. Les TF nous permettent de calculer ces choses de façon assez simple.

6.1 Les convolutions.

Le produit de convolution $f * g$ de deux fonctions f et g est définie par

$$h(x) = (f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s)g(x - s)ds$$

§ 6.1 démontrer que le produit est commutatif : $f * g = g * f$.

6.1.1 La mesure en physique.

L'endroit où l'on rencontre fréquemment ce produit est quand on mesure un signal. Supposons que le signal qu'on mesure est l'intensité lumineuse sur un écran, $f(x)$. Pour mesurer ce signal, l'expérimentateur doit positionner son détecteur à un point x , et mesurer son intensité. Bien sûr, il va effectuer cette mesure en plusieurs points. Le détecteur est cependant un instrument réel, de taille finie, disons 2ℓ (et non infinitésimal). Quand l'instrument est positionnée en x , toute la lumière dans l'intervalle $[x - \ell, x + \ell]$ rentre dans le détecteur, et l'expérimentateur mesure donc en faite la moyenne de l'intensité sur une intervalle autour du point x , et non la valeur exacte de l'intensité en ce point. Évidemment, plus ℓ est petit, meilleure est la précision de l'appareil (et plus faible est le signal à détecter). En terme mathématique, l'expérimentateur enregistre le signal $h(x)$:

$$\begin{aligned} h(x) &= \int_{x-\ell}^{x+\ell} f(s)ds \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(s)\Pi\left(\frac{x-s}{\ell}\right)ds \\ &= (f * \Pi_\ell)(x) \end{aligned}$$

Ici, $\Pi_\ell(x) = \Pi(x/\ell)$ est la *fonction de l'appareil*. Les fonctions d'appareil peuvent avoir des formes plus compliquées, comme par

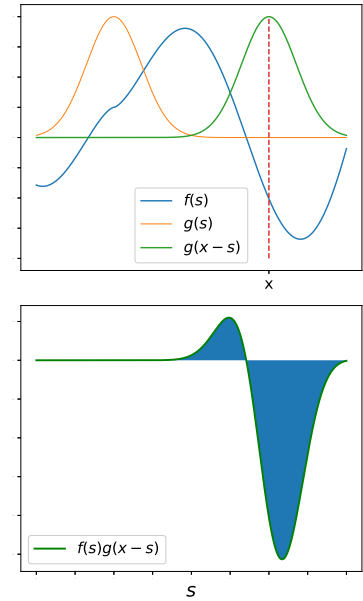


FIGURE 6.1 – Pour calculer le produit de convolution de fonction $f()$ et $g()$, traduire la fonction $g(s)$ de x et inverser la pour obtenir $g(x - s)$ (figure haut). Multiplier $f(s)$ par $g(x - s)$ et intégrer sur s (figure bas). Pour chaque valeur de translation x , la valeur obtenue $h(x)$ est le produit de convolution.

exemple une gaussienne. Le facteur limitant la précision du signal est le pouvoir de résolution ℓ de l'appareil qui lisse et rend flou le signal original. Par exemple, un objectif de microscope est un appareil de mesure dont le signal mesuré est l'image formée. Ernst Abbe, physicien de la compagnie Carl Zeiss dans les années 1890, a développé la théorie de la formation d'image et démontré que le pouvoir de résolution des objectifs est, au mieux, $\ell = \lambda / (2NA)$, où λ est la longueur d'onde utilisée et NA est l'ouverture de l'objectif (le sinus de l'angle maximum de capture de la lumière). Les microscopes optiques ne peuvent donc pas "voir" les échelles plus petites que 0.2 micron.

§ 6.2 soit le signal $f(x) = \delta(x) + \delta(x - x_0)$, c'est à dire deux pics de Dirac distant de x_0 . Calculer et tracer le signal mesuré si la fonction de l'appareil est (i) Π_l ; (ii) $G_l = \exp(-x^2/2\ell^2)$. Traiter particulièrement les cas $x_0 \ll \ell$, $x_0 \gg \ell$ et $x_0 \approx \ell$ (voir figure 6.2). Pouvez vous déterminer, pour la Gaussienne, à partir de quelle ℓ , nous ne pouvons plus distinguer deux pics séparés ?

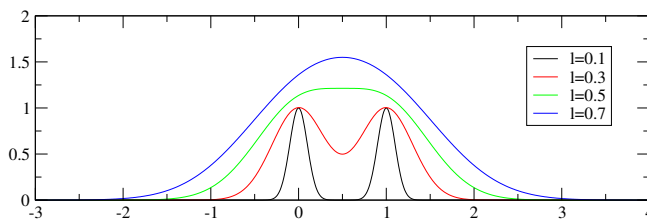


FIGURE 6.2 – La convolution du signal $\delta(x) + \delta(x - 1)$ par des gaussiennes G_l de différente largeur.

Les transformées de Fourier nous permettent de calculer facilement les produits de convolution :

$$TF[f * g] = TF[f].TF[g]$$

La transformée de Fourier du produit de convolution de deux fonctions est le produit (normal) de leurs transformée de Fourier. Soit $h(x) = (f * g)(x)$, alors

$$\begin{aligned} \tilde{h}(q) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-iqx} \int_{-\infty}^{+\infty} ds f(s)g(x-s) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} ds f(s) \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-iqx} g(x-s) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} ds f(s)e^{-iqs} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-iqx} g(x) \\ &= \tilde{f}(q)\tilde{g}(q) \end{aligned}$$

Calculer numériquement le produit de convolution dans l'espace direct est de l'ordre de N^2 , où N est le nombre de points d'échantillonnage des fonctions. Par contre, prendre la TFR, effectuer une multiplication entre les TF et prendre une TFR inverse ne coûtera que $N \log N$ opérations.

6.1.2 Les variables aléatoires.

Un autre endroit où l'on rencontre fréquemment les convolutions est la théorie des probabilités et le théorème central limite.

Soit deux variables aléatoires continues X_1 et X_2 indépendantes de densité $f(x)$ et $g(x)$. Cela veut dire que la probabilité pour qu'une réalisation de X_1 "tombe" entre x et $x + dx$ est égale à $f(x)dx$: $\Pr(x < X_1 < x + dx) = f(x)dx$. Nous voulons maintenant déterminer la densité de probabilité $h(z)$ de la variable $Z = X_1 + X_2$.

$$\begin{aligned} h(z)dz &= \Pr(z < X_1 + X_2 < z + dz) \\ &= \int_{x_1=-\infty}^{x_1=+\infty} \Pr(z - x_1 < X_2 < z - x_1 + dz) \Pr(x_1 < X_1 < x_1 + dx_1) \\ &= dz \int_{-\infty}^{+\infty} g(z - x_1) f(x_1) dx_1 \end{aligned}$$

Nous voyons donc que $h(z) = (f * g)(z)$.

Une façon plus élégante de démontrer la relation ci-dessus est d'utiliser la notation $\langle \rangle$ pour manipuler des moyennes. Par exemple, la moyenne simple d'une variable X est définie par

$$\langle X \rangle = \int_I x p(x) dx$$

On peut calculer des moyennes plus compliquées, comme par exemple $\langle X^2 \rangle = \int_I x^2 p(x) dx$. En général, on définit

$$\langle f(X) \rangle = \int_I f(x) p(x) dx$$

Pour deux variables indépendantes ; $\langle f(X)g(Y) \rangle = \langle f(X) \rangle \langle g(Y) \rangle$.

Une des moyennes qu'on utilise fréquemment est la fonction caractéristique :

$$\phi(k) = \langle e^{ikX} \rangle = \int_I e^{ikx} p(x) dx$$

En d'autres termes, la fonction caractéristique est la transformée de Fourier de la densité de probabilité de la variable aléatoire indépendante. Soit maintenant $Z = X_1 + X_2$, nous avons alors

$$\langle e^{ikZ} \rangle = \langle e^{ik(X_1+X_2)} \rangle = \langle e^{ikX_1} \rangle \langle e^{ikX_2} \rangle$$

Cela veut dire que la TF de la densité de probabilité de Z est le produit des TF des densités des variables X_i . La densité de probabilité de Z est donc le produit de convolution des densités des X_i .

§ 6.3 Démontrer que la densité de probabilité de la *moyenne* de deux variables aléatoires est donnée par $h(z) = 2(f * g)(2z)$.

§ 6.4 Démontrer que le produit de convolution de deux gaussiennes de largeur l et p est encore une gaussienne

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{l^2 + p^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2(l^2 + p^2)}\right)$$

pour vraiment apprécier les TF, faire le calcul d'abord dans l'espace direct, et ensuite à l'aide des TF. Une gaussienne de largeur l est la fonction

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}l} \exp(-x^2/2l^2)$$

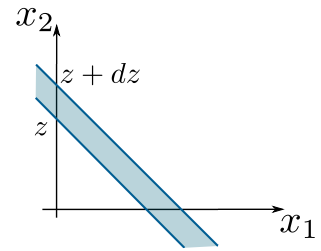


FIGURE 6.3 – Pour que $X_1 + X_2 \in [z, z + dz[$, il faut qu'une mesure de (X_1, X_2) tombe entre les deux droites $x_1 + x_2 = z$ et $x_1 + x_2 = z + dz$.

Les résultats ci-dessus sont importants. Supposons que nous ayons deux variables aléatoires gaussiennes de largeur l . Leur moyenne est alors également une variable aléatoire gaussienne, mais de largeur $l/\sqrt{2}$. Ce résultat se généralise à N variables aléatoires : la moyenne est alors une gaussienne de largeur l/\sqrt{N} . La moyenne de N variables aléatoires est également une variable aléatoire, mais qui fluctue \sqrt{N} fois moins que les variables originales. C'est pour cette raison par exemple qu'un expérimentateur, pour caractériser un phénomène physique, prend plusieurs mesures et calcule leur moyenne (voir les problèmes avancés).

Exercices :

§ 6.5 Calculer $\Lambda(x) = (\Pi * \Pi)(x)$, et représenter le graphiquement.

§ 6.6 Démontrer que la distribution δ est l'unité pour la convolution : $f * \delta = f$

§ 6.7 Que vaut $f * \delta'$?

§ 6.8 Démontrer que la translation $T_a[f(x)] = f(x - a)$ est la convolution de $\delta(x - a)$ avec la fonction f .

§ 6.9 Le Graal de l'expérimentateur est de *déconvoluer* son signal, c'est à dire connaissant le signal enregistré $h(t) = (f * A)(t)$ et la fonction d'appareil $A(t)$, déterminer $f(t)$. On pourrait se dire que pour connaître $f(t)$ il suffit de diviser la TF de h par la TF de A et de prendre la TF inverse du résultat. En pratique, ceci n'est pas une bonne solution, puisqu'on ne peut jamais enregistrer un signal pendant un temps infiniment long. Soit $H(t)$ le signal enregistré de $-T$ à $+T$. Mathématiquement parlant, $H(t) = h(t) \cdot \Pi(t/T)$. Montrer alors que

$$\tilde{H}(\omega) = 2T \int_{\omega-1/T}^{\omega+1/T} \tilde{f}(v) \tilde{A}(v) dv$$

On voit donc que l'intervalle de temps fini *mélange* les fréquences. Que trouve-t-on à la limite $T \rightarrow \infty$?

6.2 Auto-corrélation.

Un outil indispensable en physique est le concept d'auto-corrélation. Cela joue un rôle important dans le traitement du signal, les processus stochastiques, la diffraction, ... Supposons que nous ayons une fonction $x(t)$. Pour plus de simplicité, nous considérons notre signal de moyenne nulle, c'est à dire

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} x(t) dt = 0$$

Nous désirons savoir combien d'information nous pouvons avoir sur $x(t + \tau)$ si nous connaissons le signal en t . Cette quantité est contenu dans la fonction d'auto-corrélation

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t) x(t + \tau) dt$$

Le complexe conjugué est nécessaire si l'on veut que pour $\tau = 0$, $G(\tau)$ soit réelle. Dans beaucoup de cas, le signal est réel et le complexe conjugué dans l'espace réel n'a pas d'importance. Concrètement, nous prenons notre signal au temps t , nous le multiplions par

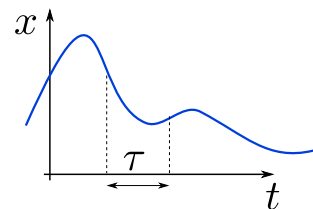


FIGURE 6.4 – L'auto-corrélation consiste, pour un τ donné, de calculer une sorte de moyenne de la quantité $x(t)x(t + \tau)$.

le signal au temps $t + \tau$, nous répétons cette opération pour tous les temps t et ajoutons le résultat. Nous donnerons plus loin quelques exemples de la façon dont cette mesure est utilisée pour déterminer les caractéristiques de certains systèmes physiques. Que vaut la TF de la fonction d'auto-corrélation ?

$$\tilde{G}(\omega) = \int d\tau \int dt x^*(t)x(t+\tau) \exp(-i\omega\tau) \quad (6.1)$$

$$= \int dt x^*(t) \int d\tau x(t+\tau) \exp(-i\omega\tau) \quad (6.2)$$

$$= \int dt x^*(t) \exp(+i\omega t) \int d\tau x(\tau) \exp(-i\omega\tau) \quad (6.3)$$

$$= \tilde{x}^*(\omega)\tilde{x}(\omega) = |\tilde{x}(\omega)|^2 \quad (6.4)$$

Le résultat est d'une grande beauté : la TF de la fonction d'auto-corrélation est égale au module de la TF du signal au carré. Rappelons simplement que pour passer de (6.1) à (6.2), nous avons échangé l'ordre d'intégration ; pour passer de (6.2) à (6.3) nous avons effectué le changement de variable $\tau \rightarrow \tau - t$.

La fonction d'auto-corrélation reçoit des interprétations différentes dans différents contextes. Par exemple en probabilités, soit X_1 la valeur d'une fonction aléatoire au temps t , et X_2 la valeur de même fonction au temps $t + \tau$. En suivant la discussion sur les convolutions, on peut alors démontrer que l'auto-corrélation $G(\tau)$ est la densité de probabilité de la variable aléatoire $X_2 - X_1$.

En physique de la matière condensée, on a coutume d'imager autrement la fonction d'auto-corrélation. Supposez que vous ayez des particules distribuées dans l'espace. Quelle est la distribution des distances entre les particules ? Prenez n'importe quelles deux particules i, j et calculez la distance r_{ij} entre les deux. Faites maintenant un histogramme de toutes les distances, et vous avez une fonction d'auto-corrélation des concentrations. Nous avons vu, dans le chapitre sur les TF, que le champ $E(\mathbf{q})$ de lumière diffusé dans une direction \mathbf{q} est la TF de la fonction de transmission local. En utilisant des rayons γ ou neutron à très petite longueur d'onde, la fonction de transmission devient proportionnelle à la concentration des molécules qui diffusent ces longueurs d'onde efficacement, c'est à dire : $E(\mathbf{q}) \sim TF[c(\mathbf{x})]$. Or, les plaques photographiques ou les senseurs de nos caméras ne mesurent pas le champ, mais l'intensité, c'est à dire $I(\mathbf{q}) = E(\mathbf{q})E^*(\mathbf{q})$. Les clichés de diffusion des Rayons γ sont donc une mesure directe de la fonction d'auto-corrélation des concentrations moléculaires.

§ 6.10 le démontrer.

6.3 Relation entre l'équation de diffusion et les convolutions.

Soit l'équation de diffusion

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

avec la condition initiale

$$c(x, 0) = f(x)$$

Nous savons depuis la section 5.4 que nous pouvons le résoudre par l'équation

$$\frac{\partial c}{\partial t} - D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} = \delta(t) f(x) \quad (6.5)$$

Pour résoudre ce dernier, nous pouvons utiliser diverses méthodes, comme les TF ou les fonction de Green (voir chapitre 8). Soit

$$G(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad t \geq 0$$

Cette fonction, appelée aussi une gaussienne, est de plus en plus large en x au fur et à mesure de l'écoulement de t (voir figure 5.6). Or, la solution de l'équation (5.6) est donnée par

$$c(x, t) = \int_I f(x) G(y - x, t) dy$$

en d'autre terme,

$$c(x, t) = (f(\cdot) * G(\cdot, t))(x)$$

Pour obtenir la solution au temps t , nous convoluons la condition initiale $f(x)$ avec une gaussienne dont la largeur est donnée par t : La diffusion est une simple convolution (lissage) de la condition initiale ; plus le temps coule, plus la gaussienne est large est plus les détails de la condition initiale sont gommées.

6.4 La méthode de Langevin et les équations différentielles stochastiques.

A partir de la fin du XIXème siècle, les phénomènes aléatoires ont pris une place de choix en physique à travers le développement de la physique statistique et de la mécanique quantique. Pour le mouvement Brownien¹, Langevin a proposé un traitement très intuitif de ce mouvement et de beaucoup de mouvements aléatoires qui lui ressemblent.

Une bille microscopique dans un fluide est soumis à deux types de forces : les forces visqueuses qui tendent à le freiner, et des chocs aléatoires des molécules du liquide sur la bille² :

$$m\dot{v} = -\gamma v + f\zeta(t) \quad (6.6)$$

où m est la masse de la bille, γ le coefficient de frottement et $f\zeta(t)$ la force aléatoire des molécules³. Nous savons que la force aléatoire a une moyenne nulle : elle pousse autant d'un côté que de l'autre, ce que l'on dénote⁴ par

$$\langle \zeta(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta(t) dt = 0$$

1. Le mouvement Brownien a joué et joue un rôle fondamental en physique ; le premier papier d'Einstein en 1905 traitait de ce problème.

2. Nous faisons le calcul à une dimension ici, la généralisation à 3 dimensions est triviale.

3. Rigoureusement, $\zeta(t)$ est une "fonction" discontinue partout et très pathologique, nous la traitons cependant comme une fonction "honorable".

4. En général, le symbole $\langle \rangle$ est réservé pour ce que l'on appelle la moyenne d'ensemble : nous regardons N particules indépendantes en même temps et prenons la moyenne de leur caractéristique. Dans certaines conditions, nous pouvons supposer que regarder une seule particule dans le temps revient au même.

Par ailleurs, nous supposons que cette force n'a aucune mémoire⁵, ce que l'on note par

$$\langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi(t)\xi(t+\tau)dt = \delta(\tau)$$

et par conséquent, en prenant la TF de la relation ci-dessus, nous avons

$$\tilde{\xi}(\omega)\tilde{\xi}^*(\omega) = 1$$

Bon, nous avons toutes les définitions en main. Posons

$$G(\tau) = \langle v(t)v(t+\tau) \rangle$$

la fonction d'autocorrelation des vitesses. En prenant la TF de la relation (6.6) et en posant $\kappa = \gamma/m$ nous avons

$$\begin{aligned} (\kappa + i\omega)\tilde{v}(\omega) &= (f/m)\tilde{\xi}(\omega) \\ (\kappa - i\omega)\tilde{v}^*(\omega) &= (f/m)\tilde{\xi}^*(\omega) \end{aligned}$$

Ce qui nous donne

$$\tilde{G}(\omega) = \frac{(f/m)^2}{\kappa^2 + \omega^2}$$

ou encore

$$G(\tau) = \frac{1}{2\kappa}(f/m)^2 e^{-\kappa|\tau|}$$

qui est une quantité parfaitement mesurable en suivant la trajectoire des billes. Encore mieux, le carré de la vitesse moyenne des billes est donnée par $G(0)$, ce qui nous donne directement l'énergie cinétique moyenne des billes :

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{4} \frac{f^2}{\gamma}$$

Nous pouvons ensuite utiliser nos connaissances de physique statistique pour relier ces divers coefficients à la température⁶

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2}T$$

6.5 Problèmes avancés.

Problème 6.1 Diffusion des corrélations.

Soit une fonction (représentant par exemple une concentration ou une probabilité, ...) obéissant à l'équation de diffusion

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

Et soit la fonction d'auto-corrélation spatiale

$$G(y;t) = \int_{-\infty}^{\infty} c(x;t)c(x+y;t)dx$$

Démontrer que G obéit également à une équation de diffusion, mais avec un coefficient de diffusion de $2D$. [indication : il suffit d'échanger soigneusement les dérivations et les intégrations]

5. Nous pouvons plus tard relâcher cette hypothèse.

6. mesuré en Joule. Il faut remplacer T par kT si on mesure la température en Kelvin.

Problème 6.2 Ressort soumis au bruit thermique.

(Discuter ergodicité). Supposons une particule dans un puits harmonique, soumis au bruit thermique. Son équation du mouvement s'écrit :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + v \frac{dx}{dt} + kx = f\zeta(t) \quad (6.7)$$

m est la masse de la particule, v est la force visqueuse et k la constante du ressort. Ceci constitue une équation différentielle stochastique, et le formalisme a été développé par Langevin vers 1910. La partie gauche de l'équation est celle du mouvement classique d'une particule attachée à un ressort. La partie droite tient compte des chocs aléatoires des molécules du fluide qui entourent la particule et qui font subir à cette dernière une force. La fonction ζ est une fonction aléatoire, c'est à dire qu'on ne connaît pas vraiment la valeur qu'elle peut prendre, mais seulement la *probabilité* qu'elle prenne une certaine valeur. Cela généralise le concept de variable aléatoire utilisée en calcul des probabilités. f est l'amplitude des chocs aléatoires et vaut $K_B T / a$, où a est la taille de la particule.

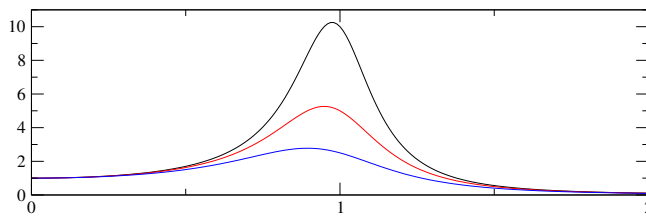


FIGURE 6.5 - $|\tilde{x}(\omega)|^2$ (eq. 6.10) en fonction de ω pour $\omega_0 = 1$ et $\nu = 0.1, 0.2, 0.4$.

On suppose que la fonction ζ est de moyenne nulle, c'est à dire qu'il y a autant de chance, *en moyenne*, que les chocs mènent vers la gauche que vers la droite. De plus, on suppose que la connaissance de la valeur de $\zeta(t)$ ne nous donne aucune information sur $\zeta(t + \tau)$, quelque soit τ . On exprime cela par

$$\int_I \zeta(t)\zeta(t + \tau) = \delta(\tau) \quad (6.8)$$

où bien sûr, δ désigne le delta de Dirac. Cela n'est pas trop dur à imaginer : comme $\zeta(t + \tau)$ est complètement indépendant de $\zeta(t)$, il y a autant de chance qu'il soit de signe contraire que de même signe. A la longue, l'intégral doit tendre vers 0. Par contre, $\zeta^2(t) > 0$, son intégrale tend donc vers l'infini (reportez vous à notre discussion sur ce genre d'objet au chapitre précédent). En prenant la TF (par rapport à τ) de l'éq.(6.8), on obtient :

$$\tilde{\zeta}(\omega)\tilde{\zeta}^*(\omega) = 1 \quad (6.9)$$

En notant $\omega_0^2 = k/m$ et en prenant la TF de l'équation (6.7), nous obtenons :

$$(\omega_0^2 - \omega^2 + iv\omega)\tilde{x}(\omega) = (f/m)\tilde{\zeta}(\omega)$$

ce qui nous donne, grâce à la relation (6.9),

$$|\tilde{x}(\omega)|^2 = \frac{(f/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + v^2\omega^2} \quad (6.10)$$

Cette fonction présente un pique à $\omega \approx \omega_0$, comme on peut le constater sur la figure 6.5.

Soit la fonction d'autocorrélation des positions

$$G(\tau) = \int_I x(t)x(t + \tau)dt$$

et nous avons vu que par définition, $\tilde{G}(\omega) = |\tilde{x}(\omega)|^2$. La relation (6.10) nous donne donc directement la fonction d'autocorrélation des positions.

On peut faire beaucoup de chose à partir de là. En physique, on réalise souvent 7 des ressorts de taille micrométrique pour exercer des forces sur des bactéries où

7. Par des pinces optiques, magnétique, des micropipettes, ...

des molécules biologiques. Un problème majeur est celui de calibrer le ressort, c'est à dire trouver sa constante k . L'équation (6.10) nous montre qu'il existe une façon extrêmement robuste de trouver cette constante : (i) enregistrer la position $x(t)$ d'une particule au bout de ce ressort au cours du temps (ses fluctuations thermiques); (ii) prendre la TF de $x(t)$; (iii) élever le module de la TF au carré; (iv) trouver pour quelle fréquence, cette dernière présente un maximum : nous avons la fréquence propre de l'oscillateur.

Problème 6.3 Somme de deux variables aléatoires et théorème central limite .

Une variable aléatoire X est une fonction qui produit un nombre aléatoire à chaque réalisation. On peut se donner l'image d'un boîtier électronique qui affiche un nombre à chaque fois qu'on appuie sur un bouton (une réalisation). C'est par exemple, le jeté d'un dés; ou le temps entre l'arrivée de deux particules sur notre senseur; ou la direction prise par une amibe au fond d'une boite de pétri quand on la photographie toute les 30 secondes; ou le cours de la bourse à chaque seconde; ...

On caractérise une variable aléatoire (que l'on suppose continue) par sa densité de probabilité $f(x)$: la probabilité d'observer une réalisation de X entre x et $x + dx$ est égale à $f(x)dx$. Cela veut dire concrètement que si on effectue par exemple 10^6 réalisations (mesurons l'arrivée d'un million de particule sur notre senseur), une proportion $f(x)dx$ des réalisations tomberont dans l'intervalle $[x, x + dx[$. D'après ce que nous venons de dire, $f(x) \geq 0$ et

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)dx = 1$$

Soit maintenant deux variables aléatoires *indépendantes*⁸ X et Y de densité de probabilité $f(x)$ et $g(y)$. Quelle est la densité de la variable $Z = X + Y$ (comme par exemple la somme de deux dés)? En probabilité, le "et" d'événements indépendants se traduit par le produit de chacune des probabilités et le "ou" par l'opération somme des probabilités. Appelons $h(z)dz$ la probabilité d'observer Z dans l'intervalle $[z, z + dz[$. La probabilité d'observer un tel événement égale la probabilité d'observer X dans $[x, x + dx[$ et Y dans $[z - x, z - (x + dx) + dz[$ pour un x quelconque. Cet événement a la probabilité

$$f(x)dx.g(z - x)(dz - dx) = f(x)g(z - x)dx dz + O(dx^2)$$

pour une valeur x quelconque. Il faut donc ajouter la probabilité pour toutes les valeur possible de x pour obtenir $h(z)dz$, ce qui nous donne

$$h(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)g(z - x)dx$$

La densité de probabilité de la somme de deux variables aléatoires égale le produit de convolution des densités de chaque variable.

La moyenne d'une variable aléatoire X de densité de probabilité $f(x)$ est notée $\langle X \rangle$ et est définie par

$$\langle X \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx$$

De façon générale, pour une fonction quelconque V , on définit

$$\langle V(X) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} V(x)f(x)dx$$

6.6 Exercices.

La suite des exercices suivantes vous entraîne à manipuler les probabilités. Si vous les suivez dans l'ordre jusqu'au bout (bravo), cela vous mènera à la démonstration du théorème central limite : quelque soit la densité de probabilité de la fonction X

8. Une réalisation de l'une n'influe pas sur le résultat de la réalisation de l'autre.

(pourvu qu'elle ait une variance finie), la densité de probabilité de la moyenne de N de ces variables est une gaussienne, de largeur σ/\sqrt{N} , où σ^2 est la variance de X . L'ensemble de ces exercices constitue un bon cours de probabilité.

§ 6.11 Démontrer que $\langle aX \rangle = a \langle X \rangle$ où a est un nombre réel. De façon générale, quelle est la densité de probabilité de $Z = aX$?

§ 6.12 Démontrer que $\langle X + Y \rangle = \langle X \rangle + \langle Y \rangle$. Que vaut la moyenne de la variable $Z = (X + Y)/2$? Soit $Z_N = (1/N) \sum_{i=1}^N X_i$ où les variables aléatoires X_i sont identiques. Que vaut $\langle Z_n \rangle$?

§ 6.13 La variance d'une variable est définie par $\text{Var}(X) = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2$. Que vaut $\text{Var}(X + Y)$? Et $\text{Var}(Z_N)$?

§ 6.14 La fonction caractéristique $\phi_X(t)$ d'une variable aléatoire X de densité $f(x)$ est définie par

$$\phi_X(t) = \langle \exp(itX) \rangle$$

Quelle est la relation entre la densité de X et la fonction $\phi_X(t)$?

§ 6.15 Démontrer que $\phi_X(0) = 1$; $\phi'_X(0) = i \langle X \rangle$; $\phi''_X(0) = -\langle X^2 \rangle$; généraliser ce résultat. Vous pouvez obtenir ce résultat par le développement de Taylor de la fonction exponentielle.

§ 6.16 Que valent $\phi_{aX}(t)$ et $\phi_{X+Y}(t)$? Que vaut $\phi_{Z_n}(t)$?

§ 6.17 Démontrer que de façon générale, $\phi_X(t)$ a un maximum absolue à $t = 0$.

§ 6.18 On suppose que $\langle X \rangle = 0$ et $\text{Var}(X) = \sigma^2$. Développer $\phi_{Z_n}(t)$ à l'ordre 2 en t autour de son maximum, et démontrer qu'elle tend vers $\exp(-\sigma^2 t^2 / 2\sqrt{N})$. [Help : $(1 + x/n)^n \rightarrow \exp(x)$]. En déduire la densité de probabilité de Z_n . Généraliser ce résultat au cas $\langle X \rangle \neq 0$.

6.7 Problèmes.

Problème 6.4 Fluctuation de la courbure des polymères.

D'abord, un peu de géométrie différentielle. Soit une courbe dans le plan. Nous pouvons par exemple la décrire par l'équation $y(x)$ ou par ses coordonnées paramétriques $x(t), y(t)$. Si nous appelons l'extrémité de la courbe A , la longueur d'arc à partir de A jusqu'à un point P est définie par

$$s = \int_0^t \sqrt{\dot{x}^2(t) + \dot{y}^2(t)} dt$$

Appelons l'angle $\theta(s)$ l'angle que fait la tangente à la courbe au point P avec l'axe y . En faite, nous pouvons parfaitement définir la courbe par la donnée de la fonction $\theta(s)$. Par exemple, $\theta = \text{Cte}$ décrit une droite, $\theta = s/R$ décrit un cercle de rayon R . Cette description d'une courbe s'appelle semi-intrinsèque. La courbure de la courbe à la position s est donnée par $\kappa = (d\theta/ds)^2$. Nous pouvons également décrire une courbe dans le plan par la donnée de $\kappa(s)$ de façon totalement intrinsèque, sans référence à aucun système d'axe.

Soit maintenant un polymère (à deux dimensions) de longueur L ($L \rightarrow \infty$ à l'échelle moléculaire, comme l'ADN par exemple) baignant dans un bain à température T . L'énergie emmagasinée dans le polymère par unité de longueur dépend de la courbure de sa conformation et s'écrit

$$E = \int_0^L B\kappa^2(s) ds$$

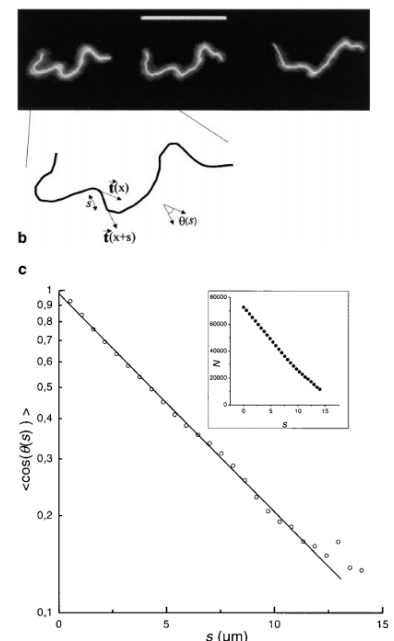


FIGURE 6.6 – Fluctuation de courbure de polymères. En observant les auto-corrélations des tangentes, on peut déduire le module de courbure d'un polymère tel que le chromosome mitotique. (Houcmandzadeh, J. Cell Biology, 1999).

où B est le module de rigidité du polymère. Quelle est la corrélation entre les tangentes à la courbe distantes de σ ? Plus exactement, démontrer que

$$\langle \mathbf{u}(s) \cdot \mathbf{u}(s + \sigma) \rangle = \exp(-\sigma/L_p)$$

où $\mathbf{u}(s)$ est le vecteur tangent à l'abscisse curviligne s et $L_p = B/KT$.

Ceci est loin d'être un calcul anodin : c'est comme cela que l'on mesure la rigidité des polymères biologiques comme l'actine, les microtubules ou l'ADN.

Problème 6.5 Théorème d'échantillonnage.

L'échantillonnage consiste à enregistrer un signal $f(t)$ seulement sur un nombre discret de points $f_n = f(n\tau)$ (Fig. 6.7). Le théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist nous affirme que nous sommes capable de reconstituer *exactement* la fonction $f(t)$ à partir des f_n à deux conditions :

1. La fonction originale $f(t)$ ne contient pas de fréquences plus élevée qu'une certaine fréquence que nous notons ω_0 . Précisément, cela veut dire que

$$\tilde{f}(\omega) = 0 \text{ si } \omega \notin [-\omega_0, \omega_0]$$

2. nous avons échantillonné le signal à au moins $\tau = \pi/\omega_0$.

Si ces deux conditions sont réalisées, alors nous pouvons reconstituer exactement la fonction à l'aide seulement des f_n de la façon suivante :

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n \text{sinc}(\omega_0(t - n\tau)) \quad (6.11)$$

où $\text{sinc}(u) = (\sin u)/u$. Ce théorème, énoncé vers 1953, joue un rôle crucial dans les communications radio et enregistrement des signaux ; les CD par exemple sont échantillonné à 48kHz, deux fois le seuil de l'audition humaine en fréquence.

1. Commentaires. Expliquez ce que vous comprenez par la formule (6.11). Aidez-vous d'un graphe.

2. Porte. Soit une fonction $f(t)$ quelconque. Montrez graphiquement les fonctions $f(t)$ et $2f(t)\Pi(t/a)$, où Π représente la fonction porte. Désignons par ω la variable conjuguée à t lors d'une TF. Que valent

$$\text{TF}[\Pi(t/a)] \text{ et } \text{TF}^{-1}[\Pi(\omega/\omega_0)]$$

où a et ω_0 sont des constantes ?

3. Peigne de Dirac. La peigne de Dirac est définie par

$$\Psi_a(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - na)$$

Soit la distribution

$$\Psi_a(t) \cdot f(t) = \sum_n f(t) \delta(t - na)$$

Représenter graphiquement la distribution $\Psi_a(t)$ et la distribution $\Psi_a(t) \cdot f(t)$ où f est une fonction quelconque. Démontrer que

$$\Psi_a(t) \cdot f(t) = \sum_n f(na) \delta(t - na)$$

[Help : égalité entre distribution].

4. Convolution. Rappeler ce que vaut $(f * \delta_a)(t)$, le produit de convolution de la fonction quelconque $f(t)$ avec la distribution de Dirac $\delta(t - a)$. Soit maintenant la fonction $f(t)$ à support bornée : $f(t) = 0$ si $t \notin [-b, b]$. Représenter graphiquement $(f * \delta_{2a})(t)$ dans les cas où $b > a$, $b = a$ et $b < a$. En utilisant ces résultats, représenter graphiquement

$$(\Psi_{2a} * f)(t)$$

dans les trois cas précédent.

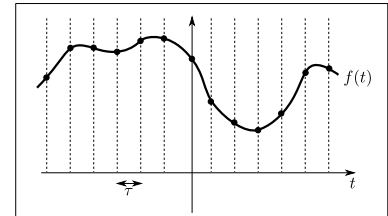


FIGURE 6.7 – Échantillonnage d'un signal $f(t)$ à intervalle régulier τ

5. Linéarité. Démontrer que le produit de convolution est linéaire, c'est à dire

$$(\lambda f + \mu g) * h = \lambda(f * h) + \mu(g * h)$$

6. Résultat admis. Nous admettons le résultat suivant : la TF d'une peigne de Dirac est une peigne de Dirac (voir problème 5.1) :

$$\text{TF}[\Psi_a(t)] = (2\pi/a)\Psi_{2\pi/a}(\omega)$$

De quelle distribution $\Psi_{\omega_0}(\omega)$ est elle la TF ?

7. Mise en place. Soit maintenant la fonction à support bornée $\tilde{f}(\omega)$, nulle en dehors de l'intervalle $[-\omega_0, \omega_0]$. En utilisant les résultats précédents, argumenter pourquoi

$$\tilde{f}(\omega) = 2(\tilde{f} * \Psi_{2\omega_0})(\omega) \cdot \Pi(\omega/\omega_0)$$

Aidez vous d'un graphique.

8. TF inverse. En appliquant la TF inverse à l'équation précédente, démontrer que

$$f(t) = \left(\sum_{-n=-\infty}^{\infty} f(t) \cdot \delta(t - n\pi/\omega_0) \right) * \text{sinc}(\omega_0 t)$$

[Help : $\text{TF}^{-1}[(\tilde{f} * \tilde{g})(\omega)] = 2\pi f(t) \cdot g(t)$].

9. Fin. A partir de l'équation précédente, obtenir enfin l'équation (6.11) de Nyquist-Shannon.

Note. En général, le théorème de Nyquist est énoncée à l'aide des fréquences ν et non des fréquences angulaires ω comme nous l'avons fait ici. Sachant que $\omega = 2\pi\nu$, le théorème d'échantillonnage est souvent énoncé par la formulation $\tau < 1/2\nu_0$.

Problème 6.6 **Corrélation dans le mouvement brownien.**

Calculer la fonction d'autocorrélation pour un mouvement brownien $x(t)$.

7

Les transformées de Laplace.

7.1 Entrée en matière.

Les mathématiciens ont inventé de nombreux transformations intégrales d'une fonction, parmi lesquels nous avons vu les transformées de Fourier. Une autre transformation extrêmement utilisée est celle de Laplace. Les transformées de Laplace sont les cousins des transformées de Fourier. Leur relation est celle de la fonction exponentielle et de la fonction sinus ou cosinus. Comme vous vous souvenez, pour prendre la TF, on multiplie la fonction $f(t)$ par $\exp(i\omega t)$ et on intègre entre, notez le bien, $-\infty$ et $+\infty$. Pour les TL, on multiplie la fonction par $\exp(-st)$ et on intègre entre, cette fois, 0 et $+\infty$

$$\tilde{f}(s) = \text{TL}[f(t)] = \int_0^{\infty} f(t) \exp(-st) dt$$

Les conventions veulent que la variable conjuguée à t s'appelle ω pour les TF et s pour les TL. La fonction $f(t)$ est appelée l'original, et sa TL son *image*. Dans la plupart des livres que vous consulerez, l'image est noté $F(s)$, mais nous maintenons ici la convention $\tilde{f}(s)$ ou $\hat{f}(s)$. Il existe de nombreux avantages et désavantages à utiliser les TL à la place des TF. D'un point de vue pratique, toutes les deux transforment des équations différentielles linéaires en des équations algébriques. Mais il est difficile d'intégrer les conditions initiales dans les TF, tandis qu'elles s'introduisent naturellement dans les TL, comme nous en verrons des exemples plus bas. Prenons le cas d'un signal temporel $x(t)$. Pour les transformées de Fourier, ce signal a toujours existé (depuis $t = -\infty$) et existera toujours. Pour les Transformée de Laplace, le signal ne commence son existence qu'à un temps fini ($t = 0$).

Un autre (grand) avantage des TL est que nos exigences sur le comportement de $f(t)$ quand $t \rightarrow \infty$ sont beaucoup plus légères : comme la fonction $\exp(-st)$ décroît très rapidement à l'infini (pour $\text{Re}(s) > 0$), la transformée de Laplace de la plupart des fonctions usuelles existera. Voyons quelques exemples.

Exemple 7.1 $\text{TL}[1] = 1/s$

Exemple 7.2 $\text{TL}[\exp(-at)] = 1/(s + a)$

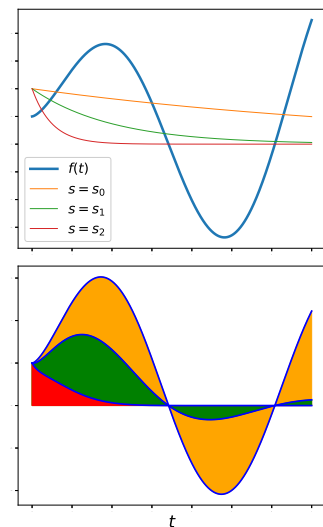


FIGURE 7.1 – Recette pour le calcul de la transformée de Laplace de la fonction $f(t)$. Figure haut : prenez la fonction $f(t)$ et des exponentielles $\exp(-st)$ avec différentes valeurs de $s = s_0, s_1, s_2, \dots$ Figure bas : Multipliez la fonction par chacune de ces exponentielles, intégrez. Pour chaque valeur de s , l'intégrale vaut $\tilde{f}(s)$, votre transformée de Laplace.

Exemple 7.3 $\text{TL}[t] = 1/s^2$. Pour le démontrer, il suffit d'effectuer une intégration par partie :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} te^{-\omega t} dt &= 0 + \frac{1}{s} \int_0^{+\infty} e^{-st} dt \\ &= \frac{1}{s^2} \end{aligned}$$

Exemple 7.4 $\text{TL}[t^k] = k!/s^{k+1}$ (démontrez cette relation par récurrence.)

Le désavantage des TL est que nous perdons le concept de bases orthogonales. Nous avons vu qu'en étendant un peu notre espace de fonctions à l'espace des distributions, nous pouvions considérer les fonctions $\exp(i\omega t)$ comme une base orthogonale. Rien de tel n'existe pour les TL et les fonctions $\exp(-st)$, quoi qu'on fasse, *ne sont pas* orthogonales les unes aux autres. Avec la perte d'orthogonalité, nous perdons également la possibilité d'inverser (facilement) une transformée de Laplace et la belle symétrie entre une fonction et sa transformée.

7.2 Opérations sur les TL.

Les opérations sur les TL sont très similaires, à un facteur i près, aux opérations sur les TF. Par contre, il faut vraiment bien les maîtriser, puisque prendre la TL inverse est souvent une opération complexe (au sens propre) et qu'on préfère toujours se ramener à des expressions connues.

Changement d'échelle.

$\text{TL}[f(t/a)] = a\tilde{f}(as)$ La démonstration est triviale.

Translation.

$\text{TL}[\exp(-at)f(t)] = \tilde{f}(s+a)$ Multiplier l'originale par une exponentielle revient à traduire l'image. Par exemple, $\text{TL}[1] = 1/s$, donc $\text{TL}[\exp(-at)] = 1/(s+a)$.

Multiplication par t .

Si on dérive $\tilde{f}(s)$ par rapport à s , nous avons $d\tilde{f}(s)/ds = -\int tf(t)\exp(-st)dt$. Donc, $\text{TL}[tf(t)] = -d\tilde{f}(s)/ds$. Par exemple, comme $\text{TL}[1] = 1/s$, alors $\text{TL}[t] = 1/s^2$

1. Vous remarquerez que nous avons souvent été négligent avec l'orthodoxie des convergences et des dérivations sous le signe somme. Mais vous pouvez démontrer qu'ici au moins, nous n'avons pas enfreint de règles (démontrez le).

Dérivation.

Elle contient un élément supplémentaire, et c'est cela le grand intérêt des TL.

$$\int_0^{\infty} f'(t)\exp(-st)dt = f(t)\exp(-st)|_{t=0}^{t=\infty} + s \int_0^{\infty} f(t)\exp(-st)dt$$

Ce qui nous amène à

$$\text{TL}[f'(t)] = -f(0) + s\text{TL}[f(t)]$$

En généralisant cela, nous voyons que $\text{TL}[f''(t)] = s^2\tilde{f}(s) - sf(0) - f'(0)$, et ainsi de suite.

Intégration.

Il n'est pas difficile, en utilisant la règle de dérivation ci-dessus, de démontrer que

$$\text{TL}\left[\int_0^t f(\tau)d\tau\right] = (1/s)\tilde{f}(s)$$

Exemple 7.5 Résolvons l'équation différentielle

$$x'(t) + \nu x(t) = \alpha t \quad (7.1)$$

avec la condition initiale $x(t = 0) = x_0$. Par la méthode classique, on résout d'abord l'équation homogène pour obtenir $x = C \exp(-\nu t)$, ensuite nous supposons que $C = C(t)$ et nous obtenons une autre équation différentielle pour $C(t)$; la résolution de cette dernière et finalement l'utilisation de la condition initiale nous donne la solution finale.

Prenons plutôt la TL des deux cotés de l'éq.(7.1) :

$$-x_0 + (s + \nu)\tilde{x}(s) = \frac{\alpha}{s^2}$$

Nous avons déjà, à l'exemple 3 ci-dessus, calculé la TL[t], et nous avons juste utilisé ce résultat. En général, les TL des fonctions les plus connues sont entreposées dans des tables et on ne fait souvent que les consulter au lieu de recalculer la TL (comme pour les tables de logarithme). En décomposant en fraction simple, nous avons

$$\frac{\nu}{s^2(s + \nu)} = \frac{1}{s^2} - \frac{1}{\nu} \frac{1}{s} + \frac{1}{\nu} \frac{1}{s + \nu}$$

et la solution de notre équation s'écrit :

$$\tilde{x}(s) = \frac{\alpha}{\nu} \left[\frac{1}{s^2} - \frac{1}{\nu} \frac{1}{s} + \frac{1}{\nu} \frac{1}{s + \nu} \right] + \frac{x_0}{s + \nu} \quad (7.2)$$

Bon, nous connaissons la TL de la solution, et il faut inverser le processus pour calculer $x(t)$. Or, nous savons que l'originale de $1/s^2$ est t , l'originale de $1/s$ est 1 , l'originale de $1/(s + \nu)$ est $\exp(-\nu t)$ (souvenez vous de la règle de translation). Nous avons donc

$$x(t) = \frac{\alpha}{\nu} t - \frac{\alpha}{\nu^2} (1 - e^{-\nu t}) + x_0 e^{-\nu t} \quad (7.3)$$

On peut vérifier, en l'injectant directement dans l'équation (7.1) que ceci est bien la solution. Notez avec quelle facilité la condition initiale a été prise en compte dans la solution.

Exemple 7.6 Résoudre $x^{(3)} + 3\ddot{x} + 3\dot{x} + x = 1$ avec les conditions initiales nulles ($x^{(n)}$ désigne la dérivée n -ième de x).

La TL nous donne $\tilde{x}(s) = 1/s(s+1)^3 = (1/s) - 1/(s+1)^3 - 1/(s+1)^2 - 1/(s+1)$. En se reportant à la table (7.1), on trouve immédiatement $x(t) = 1 - (t^2/2 + t + 1) \exp(-t)$.

$f(t)$	$\tilde{f}(s)$
$f(t/a)$	$a\tilde{f}(as)$
$\exp(-at)f(t)$	$\tilde{f}(s+a)$
$tf(t)$	$-\frac{d}{ds}\tilde{f}(s)$
$f'(t)$	$s\tilde{f}(s) - f(0)$
$f''(t)$	$s^2\tilde{f}(s) - sf(0) - f'(0)$
$f^{(n)}(t)$	$s^n\tilde{f}(s) - \sum_{k=1}^n s^{n-k}f^{(k-1)}(0)$
$\int_0^t f(\tau)d\tau$	$\frac{1}{s}\tilde{f}(s)$
1	$1/s$
t	$1/s^2$
$\exp(-at)$	$1/(s+a)$
$\sin(at)$ ou $\cos(at)$	$a/(s^2+a^2)$ ou $s/(s^2+a^2)$
$\sinh(at)$ ou $\cosh(at)$	$a/(s^2-a^2)$ ou $s/(s^2-a^2)$
$-t \cos(at) + (1/a) \sin(at)$	$2a^2/(s^2+a^2)^2$
$1/\sqrt{t}$	$\sqrt{\pi}/\sqrt{s}$
\sqrt{t}	$(\sqrt{\pi}/2)s^{-3/2}$
$1/(t+1)$	$\exp(s)\Gamma(0,s)$

TABLE 7.1 – Résumé des règles de manipulation des TL et un petit dictionnaire des TL élémentaires.

7.3 Décomposition en fraction simple.

Comme nous avons à utiliser souvent les décompositions en fraction simple, nous allons faire un petit détour pour rappeler les grands principes.

Cas des racines simples.

Soit $\tilde{f}(s) = p(s)/q(s)$, où $p(s)$ et $q(s)$ sont des polynômes et qu'en plus, $q(s)$ n'a que des racines simples, c'est à dire $q(s) = (s - a_1)(s - a_2)...(s - a_n)$. Nous voulons écrire $f(s)$ comme

$$\tilde{f}(s) = \frac{A_1}{s - a_1} + \frac{A_2}{s - a_2} + \dots + \frac{A_n}{s - a_n}$$

Soit $q_i(s) = q(s)/(s - a_i)$. Nous voyons que $q_i(s)$ n'a pas de zéro en $s = a_i$. Quand $s \rightarrow a_i$, le terme dominant dans $f(s)$ est

$$\tilde{f}(s) = \frac{p(s)}{q_i(s)} \cdot \frac{1}{s - a_i} = \frac{p(a)}{q_i(a)} \cdot \frac{1}{s - a_i} + \mathcal{O}(1)$$

d'où on déduit que $A_i = p(a_i)/q_i(a_i)$. En plus, comme $q(a_i) = 0$,

$$\lim_{s \rightarrow a_i} q_i(s) = \lim_{s \rightarrow a_i} \frac{q(s) - q(a_i)}{s - a_i} = q'(a_i)$$

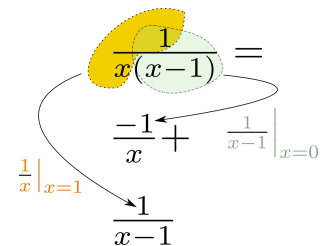


FIGURE 7.2 – Décomposition en fraction simple de $1/x(x-1)$

quand $s \rightarrow a_i$. Nous pouvons donc écrire l'original de $\tilde{f}(s)$ directement comme

$$f(t) = \sum_n \frac{p(a_n)}{q'(a_n)} \exp(a_n t)$$

où la sommation est sur les zéros de $q(s)$.

Exemple 7.7 $\tilde{f}(s) = (3s^2 - 3s + 1)/(2s^3 + 3s^2 - 3s - 2)$. Nous avons $p(s) = 3s^2 - 3s + 1$, $q(s) = 2s^3 + 3s^2 - 3s - 2$ et $q'(s) = 6s^2 + 6s - 3$. Les zéros du dénominateur sont aux $s = 1, -2, -1/2$. Comme $p(1)/q'(1) = 1/9$, $p(-2)/q'(-2) = 19/9$ et que $p(-1/2)/q'(-1/2) = -13/18$, nous avons

$$\tilde{f}(s) = \frac{1}{9} \frac{1}{s-1} + \frac{19}{9} \frac{1}{s+2} - \frac{1}{6} \frac{1}{s+1/2}$$

Cas des racines multiples.

Soit maintenant $\tilde{f}(s) = R(s)/(s-a)^n$ où $R(s)$ est un quotient de polynôme qui n'a pas de pôles en a . Nous voulons l'écrire sous forme de

$$\tilde{f}(s) = \frac{A_0}{(s-a)^n} + \frac{A_1}{(s-a)^{n-1}} + \dots + \frac{A_{n-1}}{(s-a)} + T(s)$$

où $T(s)$ contient le développement en fractions simples autour des autres pôles. Pour déterminer les coefficients A_i nous avons à nouveau à calculer le comportement de $\tilde{f}(s)$ pour $s \rightarrow a$. Comme $R(s)$ est tout ce qui a de plus régulier autour de a , nous pouvons le développer en série de Taylor autour de ce point :

$$R(s) = R(a) + R'(a)(s-a) + (1/2)R''(a)(s-a)^2 + \dots$$

Ce qui nous donne immédiatement

$$\begin{aligned} A_0 &= R(a) \\ A_1 &= R'(a) \\ &\dots \end{aligned}$$

Exemple 7.8 Trouvons l'originale de $\tilde{f}(s) = 1/(s^2 + a^2)^2$. Nous avons

$$\tilde{f}(s) = \frac{A_0}{(s-ia)^2} + \frac{A_1}{(s-ia)} + \frac{B_0}{(s+ia)^2} + \frac{B_1}{(s+ia)}$$

Nous pouvons bien sûr tout calculer, mais remarquons simplement que dans l'expression de $\tilde{f}(s)$, le changement de s en $-s$ laisse ce dernier invariant. Pour avoir cette même invariance dans l'expression de $\tilde{f}(s)$ une fois décomposée en fraction simple, nous devons avoir $B_0 = A_0$ et $B_1 = -A_1$. Or, d'après ce qu'on vient de dire, autour de la racine $s = ia$, $R(s) = 1/(s+ia)^2$ et

$$A_0 = \frac{1}{(s+ia)^2} \Big|_{s=ia} = -\frac{1}{4a^2}$$

De même,

$$A_1 = \frac{-2}{(s+ia)^3} \Big|_{s=ia} = \frac{1}{4ia^3}$$

Comme l'originale de $1/(s \mp ia)^2$ est $t \exp(\pm iat)$ et que l'originale de $1/(s \mp ia)$ est $\exp(\pm t)$, en regroupant correctement les termes, on trouve que

$$f(t) = -\frac{1}{2a^2}t \cos(at) + \frac{1}{2a^3} \sin(at).$$

7.4 Comportement asymptotique.

7.4.1 Comportement pour $t \rightarrow +\infty$.

Si nous connaissons la transformée de Laplace d'une fonction $f(t)$, nous pouvons parfois trouver des approximations de cette fonction quand $t \rightarrow \infty$. Par exemple, les fonctions de Bessel $I_n(t)$ sont définies par

$$I_n(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{t \cos \theta} \cos(n\theta) d\theta$$

et il n'est pas difficile de démontrer² que la transformée de Laplace de $I_0(t)$ est $\hat{I}_0(s) = 1/\sqrt{s^2 - 1}$. Cette transformée nous permet facilement d'approximer, pour $t \gg 1$, la fonction de Bessel par $\exp(t)/\sqrt{2\pi t}$ (figure 7.4). Voyons voir le comment du pourquoi.

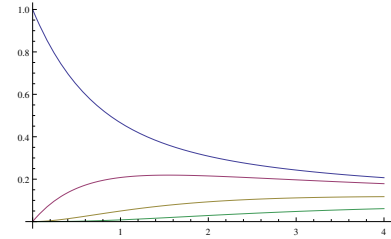
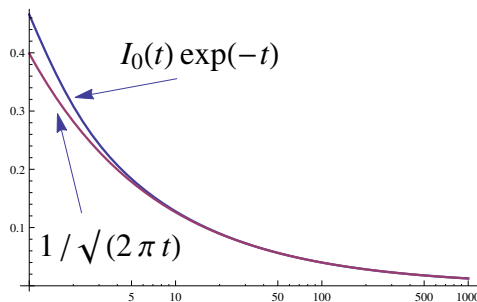


FIGURE 7.3 – Les fonctions $e^{-x} I_n(x)$ (I_n est la fonction de Bessel I) pour $n = 0, \dots, 4$.

2. en changeant l'ordre d'intégration sur θ et t , cf exercice 7.8.

FIGURE 7.4 – Comparaison de la fonction de Bessel $I_0(t)$ et son approximation asymptotique (l'axe x est logarithmique)

Nous nous sommes peu intéressés jusque là au domaine d'existence de la Transformée de Laplace. Il est évident que pour que la TL ait un sens, il faut que $\int_0^\infty f(t) \exp(-st) dt$ existe. Pour certaines fonctions comme $\exp(-t^2)$, cette condition est toujours réalisée. Pour d'autres, comme $\exp(t^2)$, elle ne l'est jamais. Enfin, pour la plupart de fonctions usuelles³, la condition est réalisée si $Re(s) > s_0$, où s_0 est un réel. Par exemple, pour toutes les fonctions polynomiales ou toute puissance positive de t , $s_0 = 0$. Pour la fonction $\cosh(t)$, $s_0 = 1$ ⁴.

Souvent, nous nous intéressons surtout au comportement de $f(t)$ pour t grand : nous voulons savoir rapidement si notre particule revient à une position donnée ou si au contraire, elle part à l'infini, et si elle part à l'infini, à quelle vitesse elle le fait. Nous allons voir dans la suite que le comportement de $\tilde{f}(s)$ autour de son pôle le plus à droite s_0 nous renseigne directement sur le comportement asymptotique de l'originale. Sans perte de généralité, nous allons supposer par la suite que $Re(s_0) = 0$, puisque si la TL de la fonction $f(t)$ a un pôle en $s = a$, la fonction $\exp(-at)f(t)$ a un pôle en $s = 0$.

3. lire "qui ne croissent pas plus vite qu'une exponentielle"

4. Puisque la fonction $\cosh(t)$ comporte un terme en e^t .

Le comportement asymptotique de la fonction $f(t)$ s'en déduit donc immédiatement.

Revenons maintenant à notre fonction $f(t)$. Si $I = \int_0^\infty f(t)dt < +\infty$, c'est que $f(t) \rightarrow 0$ quand $t \rightarrow +\infty$ et nous n'avons pas trop de questions à nous poser pour son comportement asymptotique. Supposons donc que I n'existe pas, mais que la TL de $f(t)$ est bien définie pour $Re(s) > 0$. Nous pouvons toujours écrire $f(t) = g(t) + h(t)$, où $g(t)$ contient le terme dominant de $f(t)$ quand $t \rightarrow \infty$ et $h(t)$ tous les autres. Par exemple, le terme dominant de $1/\sqrt{t} + \exp(-5t) + 1/(1+t^2)$ est $1/\sqrt{t}$. Nous pouvons formellement écrire que $h(t) = o(g(t))$ ⁵. Il est évident que pour $s \rightarrow 0$, la transformée de Laplace est dominée par la TL de $g(t)$, c'est à dire $\tilde{h}(s) = o(\tilde{g}(s))$ quand $s \rightarrow 0$ (exercice : le démontrer). Un simple développement autour du pôle le plus à droite de la TL nous donne donc directement le comportement asymptotique de l'originale.

Exemple 7.9 $\tilde{f}(s) = 1/s(s+a)$ pour $a > 0$ a son pôle le plus à droite à $s = 0$. Autour de ce point, $\tilde{f}(s) = 1/as + \mathcal{O}(1)$. Donc, $f(t) \approx 1/a$ quand $t \rightarrow \infty$ (l'original de $1/s$ est bien sûr 1). Dans cet exemple, et ceux qui suivent, le lecteur est encouragé à calculer l'originale exacte et vérifier le développement asymptotique.

Exemple 7.10 $\tilde{f}(s) = 1/s(s-a)^2$ pour $a > 0$. Le pôle le plus à droite est en $s = a$. $\tilde{f}(s) \approx (1/a)(s-a)^{-2}$ quand $s \rightarrow a$ et donc $f(t) \approx (t/a)\exp(-at)$ quand $t \rightarrow \infty$. Remarquer que nous aurions pu pousser l'approximation un peu plus loin : $\tilde{f}(s) \approx (1/a)(s-a)^{-2} - (1/a^2)(s-a)^{-1}$ et donc $f(t) \approx (t/a - 1/a^2)\exp(-at)$.

Exemple 7.11 $\tilde{f}(s) = 1/(s^2 + a^2)^2$. Là, nous avons deux pôles de même partie réelle $s = \pm ia$, et nous devons tenir compte des deux. Nous laissons le soin au lecteur de démontrer que le terme dominant doit être $-t \cos(at)/2a^2$.

Nous avons en fait souvent recours au développement asymptotique parce que nous ne savons pas calculer exactement l'originale. Prenons l'équation $\ddot{x} + \dot{x} = \sqrt{t}$ avec des conditions initiales nulles. C'est l'équation du mouvement d'un corps soumis à un frottement visqueux et à une force qui grandit comme la racine du temps. La solution est facilement trouvée en terme de TL : $\tilde{x}(s) = (\sqrt{\pi}/2)s^{-5/2}(s+1)^{-1}$. Nous ne savons pas calculer⁶ l'originale de cette fonction. Par contre, comme il existe un pôle à zéro, le développement asymptotique s'écrit $x(t) \approx (4/3\sqrt{\pi})t^{3/2}$ (Le démontrer ; pouvez vous calculer les deux prochaines corrections à ce développement ?).

7.4.2 Comportement pour $t \rightarrow 0$.

Nous disposons d'un théorème analogue pour trouver le comportement de $f(t)$ autour de $t = 0^+$ si nous disposons de sa trans-

5. C'est à dire que $\lim_{t \rightarrow \infty} h(t)/g(t) = 0$. Les notations \mathcal{O} et o sont dues à Edmund Landau, mathématicien du premier tiers du vingtième siècle.

6. Pas avec notre dictionnaire actuel.

formée de Laplace. Il n'est pas difficile de voir que

$$f(0) = \lim_{s \rightarrow \infty} s\hat{f}(s) \quad (7.4)$$

Ceci découle simplement des règles de TL :

$$\text{TL}[f'(t)] = \int_0^{\infty} e^{-st} f'(t) dt = s\hat{f}(s) - f(0)$$

Or, quand $s \rightarrow \infty$, l'intégrale tend vers zéro, d'où l'égalité (7.4).

Nous pouvons bien sûr aller plus loin. Le développement de Taylor de $f(t)$ proche de $t = 0$ s'écrit

$$f(t) = f(0) + f'(0)t + (1/2)f''(0)t^2 + \dots$$

et résulte de la TL inverse du développement asymptotique de $s\hat{f}(s)$ pour $s \rightarrow \infty$. (voir l'exercice 7.9).

7.5 Produit de Convolution.

Le produit de convolution de deux fonctions est donné par

$$h(t) = \int_0^t f(\tau)g(t-\tau)d\tau \quad (7.5)$$

On note cela par $h(t) = (f \star g)(t)$. Il est facile de démontrer, en échangeant l'ordre d'intégration, que

$$\tilde{h}(s) = \tilde{f}(s) \cdot \tilde{g}(s)$$

La solution de beaucoup d'équation différentielle se met naturellement sous la forme (7.5).

Exemple 7.12 la méthode de la variation des constantes. Nous

voulons résoudre l'équation ordinaire à coefficient constant avec second membre

$$\dot{x}(t) + ax(t) = f(t)$$

En prenant la TL, nous trouvons que

$$\tilde{x}(s) = \frac{1}{s+a}\tilde{f}(s) + \frac{x_0}{s+a}$$

Comme l'originale de $1/s+a$ est $\exp(-at)$, en utilisant le résultat sur les produits de convolution, nous trouvons

$$x(t) = e^{-at} \left(x_0 + \int_0^t e^{a\tau} f(\tau) d\tau \right)$$

Ce résultat est connu sous le nom de la méthode de la variation des constantes et se généralise (à l'aide des décompositions en fraction simple) aux équations de degrés quelconques.

7.6 Aperçu des équations intégrales.

Il existe une classe d'équations intégrales (qu'on appelle de Volterra) qui s'écrivent sous la forme :

$$f(t) = \int_0^t f(\tau)K(\tau, t)d\tau + \lambda$$

Dans le cas où le noyau K est symétrique, c'est à dire qu'il s'écrit sous la forme $K(t - \tau)$, ces équations admettent une solution simple en terme de transformées de Laplace. En prenant la TL des deux cotés, on trouve :

$$\tilde{f}(s) = \tilde{f}(s)\tilde{K}(s) + \frac{\lambda}{s}$$

c'est à dire que $\tilde{f}(s) = \lambda/s(1 - \tilde{K}(s))$. C'est ensuite un exercice de trouver l'originale ou en tout cas son développement asymptotique.

7.7 Aperçu des systèmes de contrôle asservis (feedback systems).

Quand on conduit une voiture et que l'on tourne le volant ou que l'on appuie sur la pédale de frein, on n'exerce pas directement une action sur les roues, mais on actionne des circuits hydrauliques qui s'en chargent. Ces circuits sont munis d'automatismes qui règlent la pression sur les roues exactement comme demandée, quelque soit les conditions extérieures. Pour pouvoir effectuer cela, il faut qu'ils soit munis des mécanismes correcteurs qui constamment comparent la direction ou la pression des roues actuelles à la consigne demandée et réduisent l'erreur. Si l'on regarde autour de nous, des objets les plus simples comme un réfrigérateur qui maintient sa température quand on ouvre ou ferme sa porte aux objets les plus complexes, comme l'ABS ou le pilotage d'un avion, nous sommes entouré d'automates. En cela bien sûr nous ne sommes qu'entraîné d'imiter le monde vivant qui a implanté ces mécanismes à tous les niveaux, de la reproduction de l'ADN aux mouvements d'une bactérie ou à la marche d'un bipède.

Il se trouvent que la très grande majorité des automates est constitué d'automate dont l'action est gouvernée par des équations différentielles linéaires⁷. L'outil primordial pour étudier et concevoir les automates est la transformée de Laplace. On peut dire sans exagérer que les "automateurs" passent la majorité de leur temps dans l'espace de Laplace⁸. Nous allons étudier l'exemple fondamental des régulateurs PID.

Le régulateur PID est apparu dans les années 1920; les opérations d'intégration et de dérivation que nous allons voir étaient effectuées par des éléments mécaniques (ressort, masse,...) ou électroniques (circuits RLC).

Supposons que nous voulons maintenir un bain thermique à une température de consigne T_c dans une chambre à température T_R . Nous avons de nombreuses sources de perturbation, comme des courants d'air ou une température fluctuante dans la chambre⁹.

7. Depuis les années 1990 et la disponibilité des microcontrôleurs, le paysage a pas mal changé.

8. Comme les cristallographes passent la majorité de leur temps dans l'espace de Fourier.

9. La porte!

Notre automate doit maintenir le bain à $T_c > T_R$ malgré ces perturbations (Figure 7.5).

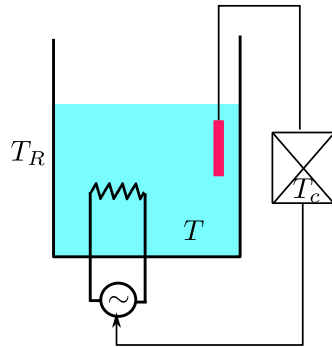


FIGURE 7.5 – Schéma général du dispositif. Le bain doit être amené et maintenu à température de consigne T_c , tandis que la température de la chambre est à T_R . La température du bain peut être augmenté en faisant passer un courant électrique dans une résistance à l'intérieur du bain. Un automate mesure constamment la température du bain T à l'aide d'une sonde, la compare à la consigne T_c et régule la tension du générateur électrique.

En l'absence de source de chaleur, un bain à température $T > T_R$ perd de la chaleur et se refroidit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = r(T_R - T)$$

r est un coefficient qui reflète l'échange de la chaleur entre le bain et la chambre et dépend de l'isolation du bain. Nous ne connaissons pas la valeur exacte de r .

Nous pouvons injecter de la puissance $P(t)$ dans le bain à l'aide d'un générateur électrique, auquel cas l'évolution de la température dans le bain s'écrit

$$\frac{\partial T}{\partial t} = r(T_R - T) + P(t) \quad (7.6)$$

Le contrôleur doit décider à chaque instant t de la puissance à injecter $P(t)$ pour atteindre la consigne. Nous supposons qu'à $t = 0$, $T = T_R$.

La première idée serait de programmer le contrôleur de façon *proportionnelle* (d'où le P du PID) :

$$P(t) = \alpha(T_c - T)$$

plus on est loin de la consigne, plus on injecte de la puissance. Notre équation (7.6) s'écrit alors $\partial_t T = r(T_R - T) + \alpha(T_c - T)$ et sa transformée de Laplace nous donne

$$(s + \alpha + r)\hat{T}(s) = \frac{\alpha T_c + r T_R}{s} + T_R$$

Le développement asymptotique pour $s \rightarrow 0$ finalement nous montre que pour $t \rightarrow \infty$, le bain atteint la température

$$T_{eq} = \frac{\alpha T_c + r T_R}{\alpha + r} < T_c$$

Notre dispositif n'est pas très bon, puisque le bain ne peut pas atteindre T_c . Le problème est que si le bain atteint T_c , le générateur cesse d'y injecter de la puissance et le bain se met à refroidir. Il nous faut quelque chose qui continue d'injecter de la puissance même quand on est à T_c .

L'idée extrêmement élégante était d'apprendre à l'automate *ses erreurs passées*, en y ajoutant un terme qui somme l'historique des écarts à la consigne :

$$P(t) = \alpha(T_c - T) + \beta \int_0^t (T_c - T) d\tau$$

Cette fois, la TL de l'équation (7.6) nous donne

$$\left(s + \alpha + r + \frac{\beta}{s}\right) \hat{T}(s) = \frac{\alpha T_c + r T_R}{s} + \frac{\beta T_c}{s^2} + T_R$$

et le développement asymptotique pour $s \rightarrow 0$ nous montre que pour $t \rightarrow \infty$, le bain atteint la température

$$T_{eq} = T_c$$

et ceci quelque soit T_R , r , α et β . Notre simple automate se débrouille fort bien. Évidemment, en réalité, nous devons atteindre la température de consigne rapidement et nous y maintenir de façon stable ; c'est pourquoi dans les régulateur PID, il existe aussi un terme différentielle et que les coefficients α et β sont ajustable, mais le principe général est là.

7.8 La physique statistique.

En physique statistique, la fonction de partition Z est une sorte de moyenne (pondérée par $\beta = 1/KT$) des énergies que peut atteindre un système. Si l'indice i dénombre les états possibles du système, chacun avec l'énergie E_i , alors

$$e^{-\beta F} = Z(\beta) = \sum_i e^{-\beta E_i}$$

La quantité F est appelé l'énergie libre du système.

Il arrive souvent que beaucoup d'état ont la même énergie et dans ce cas, on peut les regrouper dans la somme :

$$Z(\beta) = \sum_E e^{-\beta E} n(E)$$

où cette fois, nous sommes sur les énergies disponibles au système ; $n(E)$ désigne le nombre d'états ayant l'énergie E . Si la différence entre les niveaux d'énergie est faible par rapport à notre mesure, nous pouvons récrire la somme ci-dessus sous forme d'une intégrale

$$Z(\beta) = \int_0^\infty e^{-\beta E} f(E) dE \quad (7.7)$$

où $f(E)dE$ est le nombre d'état avec une énergie entre E et $E + dE$; toutes les énergies sont mesurées par rapport à l'énergie minimum du système E_0 que nous choisissons comme référence : $E_0 = 0$.

Ce que nous voyons là est très simple : la fonction de partition est la transformée de Laplace de la densité d'énergie.

Exemple 7.13 L'oscillateur harmonique.

Soit une particule dans un champ quadratique, son énergie étant fonction de sa distance au centre : $E(x) = kx^2$. x ici est la variable qui dénombre les états. Le nombre d'état entre E et $E + dE$ est $1/\sqrt{kE}$. En nous reportant à la table des T.L., nous trouvons la fonction de partition

$$Z(\beta) = \sqrt{\frac{\pi}{k}} \beta^{-1/2}$$

Exemple 7.14 Problème : Transition de phase.

En utilisant la définition (7.7), démontrez que la fonction $Z(\beta)$ est forcément continue.

Par définition, une transition de phase (comme la transformation de l'eau en glace) est une discontinuité de la fonction de partition (ou de l'une de ses dérivées). Vous venez de démontrer que les transitions de phases ne peuvent pas exister. Où est l'erreur ? Ceci était un problème majeur de la physique statistique jusque dans les années 1920 et l'invention du modèle d'Ising par le scientifique du même nom. Ce modèle n'a reçu une solution qu'en 1944 par Onsanger. Les années 1970 ont vu apparaître les théories mathématiquement "sales" (dites groupes de renormalisation) pour traiter les transitions de phases de second ordre. Nous ne disposons à ce jour pas de théories mathématiques générales satisfaisantes pour les transitions de phase.

7.9 TL inverse.

Pour pouvoir effectuer les TL inverses, il faut connaître un minimum de la théorie d'intégration dans le plan complexe. Pour les lecteurs qui en sont familier, mentionnons la procédure qui est juste une adaptation des TF. Considérons la fonction $f(t)$ telle que $f(t < 0) = 0$. Nous pouvons écrire la fonction $e^{-ct}f(t)$ comme la TF inverse de sa TF :

$$e^{-ct}f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_0^{\infty} e^{-ct}f(t)e^{-i\omega t} dt \right) e^{i\omega t} d\omega$$

La borne inférieure de la deuxième intégrale commence à zéro puisque la fonction est nulle pour $t < 0$. (i) En multipliant les deux côtés par e^{ct} ; (ii) en posant $s = c + i\omega$; (iii) en prenant soin dans la deuxième intégrale du changement de variable $d\omega = ds/i$; (iv) et enfin en reconnaissant une TL classique dans l'intégrale intérieure, nous aboutissons à

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \hat{f}(s)e^{st} ds$$

l'intervalle $]c - i\infty, c + i\infty[$ désigne une droite parallèle à l'axe imaginaire et de coordonnée réelle c dans le plan complexe. Il faut choisir $c > \text{Re}(s_0)$, où s_0 est le pôle le plus à droite de la fonction $\hat{f}(s)$. Nous déferons une discussion plus détaillée de cette procédure jusqu'au chapitre sur les fonctions complexes.

Exercices.

§ 7.1 Trouver la TL des fonctions suivantes : $\sin(at)$; $\cos(at)$; $\sinh(at)$; $\cosh(at)$;

§ 7.2 Trouver, par la méthode de votre choix, l'original de $a^2/(s^2 + a^2)^2$. Help : Remarquez que vous pouvez écrire cette fonction comme $(s^2 + a^2)/(s^2 + a^2)^2 - s^2/(s^2 + a^2)^2$, et que le dernier terme vaut $(1/2)s(-d/ds)(1/(s^2 + a^2))$. Il suffit ensuite d'utiliser les règles de manipulation des TL pour remonter à l'originale.

§ 7.3 Démontrez que $\text{TL}[t^k] = k!/s^{k+1}$.

§ 7.4 Trouver la TL du delta de Dirac.

§ 7.5 La TL de la fonction escalier $\sum_{n=0}^{\infty} H(t - n)$ est $1/s(1 - e^{-s})$.

§ 7.6 La TL d'une fonction a -periodique $f(t)$ ($f(t + a) = f(t)$) est $\hat{f}(s)/(1 - e^{-as})$, où $\hat{f}(s) = \int_0^a f(t) \exp(-st) dt$.

§ 7.7 Représentez graphiquement, et trouvez la TL des fonctions suivantes : $(t - a)H(t - a)$; $H(t) - H(t - a)$; $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n H(t - na)$; $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (t - na)H(t - na)$

§ 7.8 Les fonctions de Bessel jouent un rôle très important en physique mathématique. Elles jouent un rôle important pour l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques, analogue à celui des fonctions circulaires à une dimension. L'une d'elle est définie par

$$I_0(z) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} e^{z \cos \theta} d\theta$$

Démontrer que sa T.L. est

$$\tilde{I}_0(s) = \frac{1}{\sqrt{s^2 - 1}}$$

Démontrez que $I_0(t) \approx (1/\sqrt{2\pi})\sqrt{t} \exp(t)$ quand $t \rightarrow +\infty$. Help : Pour Calculer des $\int R(\cos \theta, \sin \theta) d\theta$, on a intérêt à effectuer le changement de variable $u = \tan(\theta/2)$

§ 7.9 Les fonctions de Bessel $I_n(t)$ obéissent à l'équation différentielle

$$t^2 u''(t) + tu'(t) - (t^2 + n^2)u(t) = 0$$

Démontrer alors que la TL de la fonction $u(t)$ obéit à l'équation

$$(s^2 - 1)\hat{u}''(s) + 3s\hat{u}'(s) + (1 - n^2)\hat{u}(s) = 0$$

Résoudre cette équation pour $n = 1$ (l'équation se ramène alors à une équation de premier ordre) et démontrer que sa solution est de la forme

$$\hat{u}(s) = C_0 + C_1/\sqrt{s^2 - 1}$$

Sachant que $I_1(0) = 0$, $I_1'(0) = 1/2$ et en utilisant le comportement asymptotique de $s\hat{u}(s)$, démontrer que $C_1 = -C_0 = 1$. Sachant que $I_0'(t) = I_1(t)$, déduire également la TL de la fonction $I_0(t)$. Enfin, en utilisant la relation de récurrence

$$2I_n'(t) = I_{n-1}(t) + I_{n+1}(t)$$

Obtenez la forme générale des TL des fonction de Bessel I .

§ 7.10 La fonction d'erreur est définie par $\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du$ (voir figure 7.6). Elle joue un rôle fondamentale en probabilité. Démontrer que la TL de $\exp(-t^2)$ est $(\sqrt{\pi}/2) \exp(s^2/4)(1 - \text{erf}(s/2))$. En déduire également la TL de la fonction $\text{erf}(t)$.

§ 7.11 La fonction Gamma d'Euler est définie par $\Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} t^{\alpha-1} \exp(-t) dt$. Il n'est pas difficile de démontrer que $\Gamma(\alpha + 1) = \alpha\Gamma(\alpha)$ (le faire) et donc que cette fonction est la généralisation de la fonction factorielle $n! = \Gamma(n + 1)$. La fonction d'Euler incomplète est définie par $\Gamma(\alpha, z) = \int_z^{\infty} t^{\alpha-1} \exp(-t) dt$ (voir figure 7.6). Son développement asymptotique est donné (pour $z \rightarrow \infty$) par $z^{\alpha-1} \exp(-z)$. Tout ça pour vous demander de démontrer que $\text{TL}[1/(1 + t)] = \exp(s)\Gamma(0, s)$. Généraliser se résultat aux puissance négative de $(1 + t)$.

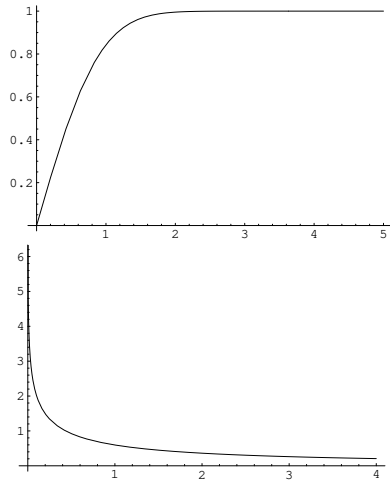


FIGURE 7.6 – Les fonctions $\text{erf}(t)$ et $\exp(t)\Gamma(0,t)$

§ 7.12 Trouver le comportement asymptotique de l'originale de la fonction $1/(s^2 + a^2)^2$. Attention : les deux pôles sont imaginaires pures et contribuent également.

§ 7.13 La fonction de Bessel J d'ordre 0 est définie par $J_0(z) = I_0(iz)$, et sa TL est $(s^2 + 1)^{-1/2}$ (Pouvez vous le démontrer?). Démontrer que son comportement asymptotique est donnée par $J_0(z) \approx \sqrt{2/\pi z} \cos(z - \pi/4)$.

§ 7.14 Résoudre $\ddot{x} + \omega^2 x = b \sin(\omega t)$ avec des conditions initiales $x(0) = x_0$ et $\dot{x}(0) = v_0$. Notez que c'est l'équation d'un oscillateur harmonique forcé à sa fréquence de résonance.

§ 7.15 Résoudre $x^{(3)} + 3\ddot{x} + 3\dot{x} + x = 1$ avec les conditions initiales nulles.

§ 7.16 Résoudre $x^{(4)} + 2\ddot{x} + x = \sin t$ avec les conditions initiales nulles.

§ 7.17 Le mouvement d'une particule dans un champs magnétique peut être ramené à la résolution du système suivant :

$$\dot{x} = \alpha y ; \dot{y} = -\alpha x$$

où x, y sont les composantes du vecteur vitesse et α une constante proportionnelle au champs magnétique et à la charge de la particule. Les conditions initiales sont à $t = 0, x = x_0; y = y_0$. Résoudre ce système à l'aide des transformées de Laplace.

§ 7.18 Résoudre

$$\begin{aligned} \ddot{x} - x + y + z &= 0 \\ x + \ddot{y} - y + z &= 0 \\ x + y + \ddot{z} - z &= 0 \end{aligned}$$

avec les conditions initiales $x(0) = 1$ et $y(0) = z(0) = \dot{y}(0) = \dot{z}(0) = 0$.

Sol. : $x(t) = (2/3) \cosh(t\sqrt{2}) + (1/3) \cos t; y(t) = z(t) = -(1/3) \cosh(t\sqrt{2}) + (1/3) \cos t$.

§ 7.19 Donner la solution générale, sous forme de produit de convolution, de l'équation

$$y'' + 2ay + b = f(t)$$

avec les conditions initiales $y(0) = y_0; y'(0) = v_0$. Considérer les deux cas où $a^2 - b \neq 0$ et $a^2 - b = 0$.

Problèmes avancés.

Problème 7.1 la propagation des ondes.

Nous nous intéressons à nouveau à la résolution de l'équation des cordes vibrantes. Nous l'avons déjà rencontré dans le chapitre sur les distributions, et nous le verrons encore dans la section consacrée aux fonctions de Green. Nous allons ici utiliser les TL pour résoudre ces équations, *avec des conditions initiales données*. Nous avons vu que les TL sont très bon quand il s'agit d'avoir un début des temps.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (7.8)$$

$$u(x, 0) = f(x) \quad (7.9)$$

$$\partial_t u(x, 0) = g(x) \quad (7.10)$$

Nous savons que sa solution est donnée par

$$u(x, t) = f(x - ct) + f(x + ct) + \frac{1}{2c} \int_{x-ct}^{x+ct} g(\xi) d\xi \quad (7.11)$$

Nous allons établir la même chose, mais en utilisant de façon combiné les TF et les TL, ces dernières ayant l'avantage de gérer automatiquement les conditions initiales. Le schéma de la résolution que nous allons mener est le suivant : $u(x, t) \xrightarrow{\text{TL}} \hat{u}(x, s) \xrightarrow{\text{TF}} \tilde{u}(q, s) \xrightarrow{\text{TL}^{-1}} \tilde{u}(q, t) \xrightarrow{\text{TF}^{-1}} u(x, t)$. Noter que $t \in [0, +\infty[$, donc nous allons effectuer des TL par rapport à cette variable. Par contre, $x \in]-\infty, +\infty[$, donc nous allons procéder à des TF pour cette dernière.

1. En prenant la TL de l'équation (7.8) par rapport à la variable t , démontrer que

$$-c^2 \frac{d^2 \hat{u}(x, s)}{dx^2} + s^2 \hat{u}(x, s) = sf(x) + g(x).$$

2. En prenant la TF de cette dernière, démontrer que

$$\tilde{u}(q, s) = \frac{s}{c^2 q^2 + s^2} \tilde{f}(q) + \frac{1}{c^2 q^2 + s^2} \tilde{g}(q)$$

où \tilde{f} et \tilde{g} sont les TF des fonctions f et g .

3. En prenant la TL inverse, démontrer qu'on obtient

$$\tilde{u}(q, t) = \tilde{f}(q) \cos(ctq) + \frac{\sin(ctq)}{cq} \tilde{g}(q) \quad (7.12)$$

4. **Résultat intermédiaire.** Démontrer que si la TF de $g(x)$ et $\tilde{g}(q)$, alors

$$\int_{x-a}^{x+a} g(\xi) d\xi \xrightarrow{\text{TF}} \frac{2 \sin(aq)}{q} \tilde{g}(q)$$

5. En utilisant le résultat intermédiaire ci-dessus, et les règles de translations pour les TF, prendre la TF inverse de (7.12) pour obtenir l'équation dans l'espace direct.

Problème 7.2 Diffusion sur réseau.

Nous souhaitons résoudre un système infini d'équations différentielles couplées :

$$\frac{du_n}{dt} = -2u_n + u_{n+1} + u_{n-1} \quad n = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (7.13)$$

Nous cherchons les fonctions $u_n(t)$ avec les conditions initiales

$$\begin{aligned} u_0(0) &= 1 \\ u_n(0) &= 0 \quad n \neq 0 \end{aligned}$$

Évidement, ce n'est pas par hasard que nous sommes intéressés par ces équations, elles constituent la version "discrète", ou "sur réseaux", de l'équation de diffusion que nous avons abondamment étudié en cours.

1. Prenez la Transformée de Laplace des équations (7.13), en prenant bien soin de distinguer le cas $n = 0$ du cas $n \neq 0$.

2. Comme vous le voyez, la TL a transformé notre système d'équations différentielles en un système d'équations algébriques linéaires sur les $\tilde{u}_n(s)$. Nous chercherons la solution sous la forme de

$$\tilde{u}_n(s) = f(s)^{|n|} g(s) \tag{7.14}$$

où les fonctions $f(s)$ et $g(s)$ sont à déterminer¹⁰. Quelle est la relation entre $\tilde{u}_n(s)$ et $\tilde{u}_{-n}(s)$? En utilisant l'expression (7.14) dans les équations que vous avez obtenu pour le cas $n > 0$, démontrez que $f(s)$ doit obéir à l'équation

$$f(s) + \frac{1}{f(s)} = s + 2 \tag{7.15}$$

dont une des solutions est

$$f(s) = \frac{s + 2 + \sqrt{s^2 + 4s}}{2} \tag{7.16}$$

Que vaut $-f(s) + 1/f(s)$?

3. Connaissant $f(s)$, il vous reste maintenant à utiliser l'équation que vous aviez obtenu pour le cas $n = 0$ pour déterminer $g(s)$. Donnez alors l'expression complète de la fonction $\tilde{u}_n(s)$. Si nous avions plus de temps, nous aurions tenté de d'inverser la TL et de montrer la relation qui existe entre la solution (7.16) et (i) les fonctions de Bessel $I_n(t)$; (ii) la solution de l'équation de diffusion continue $\partial_t u - \partial_x^2 u = \delta(x)\delta(t)$. Mais ce sera de la gourmandise. C'est déjà pas mal de connaître les solutions sous forme de leurs TL.

4. Démontrez que le pôle le plus à droite des fonctions $\tilde{u}_n(s)$ est $s = 0$. Démontrer alors que le terme dominant du développement de $\tilde{u}_n(s)$ au voisinage de $s = 0$ est $1/\sqrt{s}$. En déduire le développement asymptotique de $u_n(t)$ quand $t \rightarrow +\infty$.

10. Ceci est une technique classique de résolution dont le nom savant est "matrice de transfert".

Problème 7.3 le théorème H.

Introduction.

Nous souhaitons déterminer la fonction $c(x, t)$ obéissant à l'équation

$$\int_{p=0}^1 \int_{x_1=0}^{\infty} \int_{x_2=0}^{\infty} c(x_1)c(x_2)\delta(p(x_1 + x_2) - x) dx_2 dx_1 dp - c(x) = 0 \tag{7.17}$$

δ désigne bien-sûr la distribution δ de Dirac. Cette équation est à la base du théorème H établi par Boltzmann vers 1870 et forme le cœur de la théorie cinétique des gaz et de la physique statistique. Nous allons voir ici qu'aussi intimidant qu'elle paraisse a priori, cette équation se traite en faite facilement par les outils que nous avons vus dans notre cours. Du point de vue de la physique, la variable x dénote l'énergie cinétique; $c(x)$ est le nombre de molécules ayant l'énergie x ; comme les molécules ont une énergie cinétique positive,

$$c(x) = 0 \quad \text{si } x < 0 \tag{7.18}$$

p désigne le taux de distribution d'énergie après un choc entre deux particules : après un choc, deux molécules d'énergie initialement x_1 et x_2 deviennent d'énergie $p(x_1 + x_2)$ et $(1 - p)(x_1 + x_2)$, où p est un nombre aléatoire entre 0 et 1. L'équation ci-dessus est une équation de bilan, mesurant la variation du nombre de molécule à énergie x après chaque choque. A l'équilibre, $c(x)$ doit rester stable; c'est cette distribution d'équilibre que nous souhaitons trouver.

1. Nous pouvons effectuer l'intégrale triple ci-dessus dans l'ordre que nous voulons. Nous commencerons par intégrer sur x_2 . Démontrer alors que l'intégrale triple se transforme en une intégrale double

$$\int_{p=0}^1 (1/p) \int_{x_1=0}^{\infty} c(x_1)c(x/p - x_1) dx_1 dp \tag{7.19}$$

En utilisant la condition (7.18), montrer que l'intégrale double ci-dessus se ramène à

$$\int_{p=0}^1 (1/p) \int_{x_1=0}^{x/p} c(x_1)c(x/p - x_1) dx_1 dp$$

L'intégrale sur x_1 commence à prendre la tête d'un produit de convolution, nous avons intérêt à passer en TL.

2. Concentrons nous sur l'intégrale sur x_1 :

$$I_1(x) = \int_{x_1=0}^{x/p} c(x_1)c(x/p - x_1) dx_1$$

et passons en Transformé de Laplace $x \xrightarrow{\text{TL}} \beta$, $c(x) \xrightarrow{\text{TL}} \hat{c}(\beta)$, $I_1(x) \xrightarrow{\text{TL}} \hat{I}_1(\beta)$. Nous savons, d'après la règle des dilatation en TL, que $\text{TL}[f(x/p)] = p\hat{f}(\beta p)$. En utilisant cette relation, et le résultat sur les produits de convolution, démontrer que

$$\hat{I}_1(\beta) = p\hat{c}(\beta p)^2$$

Et donc que l'équation du bilan (7.17) se met sous la forme

$$\int_{p=0}^1 \hat{c}(\beta p)^2 dp - \hat{c}(\beta) = 0$$

Effectuez un dernier changement de variable évident pour mettre le résultat sous la forme de

$$\frac{1}{\beta} \int_0^\beta \hat{c}(u)^2 du - \hat{c}(\beta) = 0 \quad (7.20)$$

3. Vérifier que la fonction

$$\hat{c}(\beta) = \frac{A}{\beta + A}$$

où A est une constante est solution de l'équation (7.20) ci-dessus. [Pour trouver cette solution, il suffit de remarquer que l'équation (7.20) peut se transformer en une équation différentielle de Riccati en dérivant une fois].

4. Soit $T = \int_0^\infty xc(x)dx$; T représente l'énergie totale du gaz. Démontrer que

$$T = - \left. \frac{\partial \hat{c}(\beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta=0}$$

En déduire que $A = 1/T$. En inversant la TL, déduire que la distribution des énergies dans le système à l'état stationnaire est

$$c(x) = \frac{1}{T} e^{-x/T}$$

5. En réalité, ce que nous venons de trouver n'est pas vraiment le théorème H. Nous pouvons écrire la version temporelle de cette équation en calculant $c(x, t)$. Dans ce cas, le membre de droite de l'équation (7.17) n'est pas nulle, mais vaut $\partial_t c(x, t)$. On peut alors démontrer que la quantité

$$S(t) = - \int_0^\infty c(x, t) \log(c(x, t)) dx$$

qu'on appelle *entropie* est une fonction croissante du temps : $\partial_t S \geq 0$, l'égalité ne se réalisant qu'à l'équilibre.

Problème 7.4 le modèle de Glauber.

Les transitions de phase paraissent hors de portée de la physique statistique jusqu'à ce que Ising propose son modèle de magnétisme dans les années 1920. Il existe de nombreuses façons de résoudre ce modèle à une dimension où paradoxalement, il n'existe pas de transition de phase. Plus exactement, la transition de magnétisation arrive seulement quand la température est abaissée à 0K. En 1963, Glauber a proposé un modèle cinétique équivalent au modèle d'Ising à une dimension.

Considérons une chaîne de dipôle magnétique, ou spin. Nous supposons que les spins ne peuvent prendre que deux valeurs, ± 1 , correspondant aux dipôles pointant vers le "haut" ou vers le "bas". Quand une majorité de spin pointe dans une direction, le matériau devient magnétique. Chaque spin n'interagit qu'avec ses deux plus proches voisins, et tente de s'aligner sur eux. Plus exactement, il a une certaine probabilité de s'aligner sur ces voisins ... Plus tard, aboutir au résultat (7.11)

8

Les fonctions de Green.

8.1 Entrée en matière

Les fonctions de Green constituent une méthode assez général de résolution d'équations différentielles, ou de transformation d'équations différentielles en équations intégrales. Elles sont extrêmement utilisées en mécanique quantique, où on les appelle des propagateurs, et en théorie des processus stochastiques. Nous n'aborderons ce sujet que très légèrement ici, juste pour rappeler les grands principes de la méthode.

Supposons que nous voulons résoudre l'équation différentielle

$$a \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + cx = f(t) \quad (8.1)$$

avec les conditions initiales $x(0) = x_0$ et $x'(0) = \tilde{x}_0$. Ceci est par exemple l'équation du mouvement d'une particule soumise à une force $f(t)$. a et b et c peuvent être fonction du temps. Pour résoudre cette équation différentielle, il nous faut trouver la solution de l'équation homogène, et lui ajouter une solution particulière. Nous cherchons justement une *solution particulière*.

Supposons que nous savons calculer la réponse de la particule à une force impulsionnelle (genre δ de Dirac) appliquée au temps t' . Saurions nous calculer la réponse de la particule à une force générale $f(t)$? La réponse est oui : la force $f(t)$ peut être vue comme une superposition d'impulsions appliquées à différent temps. Il suffit donc de superposer les réponses aux divers impulsions pour obtenir la réponse à la force $f(t)$. Plus exactement, on peut écrire

$$f(t) = \int_0^\infty f(t') \delta(t - t') dt' \quad (8.2)$$

ce qui veut dire que la force $f(t)$ est la superposition d'impulsions appliquées au temps t' , avec le poids $f(t')$. Revenons à notre équation différentielle, et appelons $G_{t'}(t)$ la réponse à l'impulsion appliquée au temps t' . Comme mettre les indices est un peu lourd comme notation, nous noterons cette fonction plutôt $G(t, t')$. De par sa définition, elle doit satisfaire à

$$a \frac{d^2G(t, t')}{dt^2} + b \frac{dG(t, t')}{dt} + cG(t, t') = \delta(t - t')$$

Notez que toutes les dérivations sont faites par rapport à t . Multiplions les deux côtés de l'équation par $f(t')$. Comme $f(t')$ ne dépend pas de t , on peut la rentrer à l'intérieur de l'opérateur différentiel, et écrire :

$$a \frac{d^2[f(t')G(t, t')]}{dt^2} + b \frac{d[f(t')G(t, t')]}{dt} + cf(t')G(t, t') = \delta(t - t')f(t')$$

Intégrons maintenant les deux cotés par rapport à t' . Comme la dérivation est par rapport à t , nous pouvons (jetant par dessus bord la décence et l'exigence a priori de la convergence uniforme) échanger la dérivation et l'intégration.

$$a \frac{d^2}{dt^2} \int_0^\infty f(t')G(t, t')dt' + b \frac{d}{dt} \int_0^\infty f(t')G(t, t')dt' + c \int_0^\infty f(t')G(t, t')dt' = \int_0^\infty \delta(t - t')f(t')dt' \tag{8.3}$$

Nous remarquons, d'après (8.2), que le côté droit de l'équation ci-dessus est juste $f(t)$. Appelons

$$y(t) = \int_0^\infty f(t')G(t, t')dt' \tag{8.5}$$

et nous voyons, d'après (8.4), que $y(t)$ est solution de l'équation (8.1)! Remarquez l'élégance, nous devons calculer une seule fois la fonction de Green $G(t, t')$ pour une équation différentielle. Ensuite, quelque soit le membre de droite, la solution s'obtient par une simple intégration. La solution générale de l'équation différentielle s'écrit maintenant

$$x(t) = C_1x_1(t) + C_2x_2(t) + y(t)$$

où C_1 et C_2 sont choisis pour satisfaire les conditions initiales. Pour beaucoup de problème en physique, on suppose que $x(t)$ est nulle en l'absence de stimuli $f(t)$ et donc $C_1 = C_2 = 0$. Dans ces cas là, la solution de Green est la solution.

Nous avons occulté pas mal de point important. Voyons quelques exemples.

Exemple 8.1 Equation de première ordre

Soit l'équation

$$dx/dt + \alpha x = f(t) \tag{8.6}$$

La fonction de Green est la solution de

$$dG(t, t')/dt + \alpha G(t, t') = \delta(t - t')$$

Prenons la TF des deux côtés de l'équation (par rapport à t bien sûr)

$$\tilde{G}(\omega, t') = \frac{\exp(-i\omega t')}{i\omega + \alpha}$$

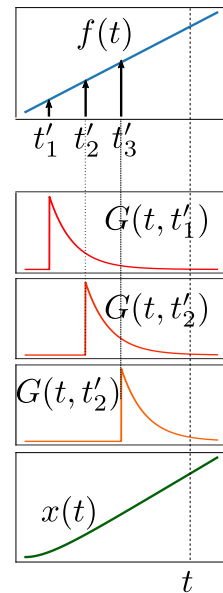


FIGURE 8.1 – Méthode de la fonction de Green pour trouver un signal $x(t)$ qui est la réponse à un stimulus $f(t)$ à travers une relation linéaire $x(t) = \mathcal{L}^{-1}(f(t))$ (comme par exemple l'équation 8.6. Le stimulus peut être considéré comme une superposition de fonction de Dirac à différent temps t' . La réponse à chacune de ces impulsions est appelé la fonction de Green $G(t, t')$. La somme de ces réponses impulsionnelles avec les amplitudes appropriées permet de trouver $x(t)$, la valeur de la réponse au temps t .

$H(t)$ étant la fonction de Heaviside, nulle pour $t < 0$ et 1 pour $t > 0$. Comme vous vous souvenez, la TF de $H(t) \exp(-\alpha t)$ est justement $1/(i\omega + \alpha)$. Donc,

$$G(t, t') = H(t - t') \exp(-\alpha(t - t'))$$

Comme vous le remarquez, $G(t, t') = 0$ si $t' > t$. Cela est normal, puisque $G(t, t')$ est la réponse, au temps t , à une impulsion au temps t' . Si t' est *plus tard* que t , la réponse est nulle.

Prenons maintenant plusieurs formes de $f(t)$ de l'exercice précédent.

Exemple 8.2 $f(t) = H(t)t$

$$\begin{aligned} y(t) &= \int_0^\infty H(t')t'H(t-t') \exp(-\alpha(t-t'))dt' \\ &= \int_0^\infty t'H(t-t') \exp(-\alpha(t-t'))dt' \\ &= \int_0^t t' \exp(-\alpha(t-t'))dt \\ &= (1/\alpha^2)(\exp(-\alpha t) - 1) + (1/\alpha)t \end{aligned}$$

Exemple 8.3 $f(t) = H(t) \sin(\beta t)$. En suivant les même étapes,

$$\begin{aligned} y(t) &= \int_0^t \sin(\beta t') \exp(-\alpha(t-t'))dt \\ &= \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\beta e^{-\alpha t} - \beta \cos(\beta t) + \alpha \sin(\beta t)] \end{aligned}$$

Vous voyez ici comment on résout une fois l'équation différentielle pour la fonction de Green, et qu'ensuite, il suffit d'appliquer une intégration pour trouver la solution générale.

8.2 Généralisation.

En langage opératoire, on écrit une équation différentielle comme

$$\mathcal{L}[x(t)] = f(t)$$

où L est un opérateur différentiel (dans l'exemple 8.1 ci-dessus $\mathcal{L} = d/dt + \alpha$), c'est à dire qui transforme une fonction en une autre fonction. La solution de cette équation s'écrira

$$x(t) = \mathcal{L}^{-1}[f(t)] \quad (8.7)$$

Trouver la fonction de Green revient à trouver l'opérateur \mathcal{L}^{-1} et ce n'est pas un hasard donc qu'il comporte une intégration. Si on s'est donné une base, on peut représenter L par une matrice (infinie) et trouver la fonction de Green revient à inverser cette matrice.

Concrètement, nous résolvons l'équation

$$\mathcal{L} [G(t, t')] = \delta(t - t') \quad (8.8)$$

où la fonction $G(t, t')$ est la réponse du système¹ au temps t à une

1. Nous utilisons t comme le temps ici pour illustrer, mais elle peut représenter n'importe quelle quantité bien sûr.

impulsion au temps t' . L'opérateur \mathcal{L} s'applique à la variable t , et il faut considérer, pour l'instant, t' comme un paramètre, une constante. Une fois ce problème résolu, nous trouvons la solution de l'équation (8.7) par une intégration :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t, t') f(t') dt'$$

Invariance par translation.

Un cas particulier important se présente quand l'opérateur \mathcal{L} est invariant par translation. Par exemple, l'opérateur $\mathcal{L} = ad/dt + b$ est invariant par translation dans le temps si a, b ne dépendent pas explicitement de t . Cela veut dire que si l'on change $t \rightarrow \tau + t_0$ (où t_0 est une constante), la forme de l'opérateur ne change pas et s'écrit en fonction de la nouvelle variable $ad/d\tau + b$. Dans ce cas, il est évident que la solution $G(t, t')$ ne doit dépendre² que de la distance entre t et t' : $G(t, t') = G(t - t')$ et donc

2. Poser $u = t - t'$ dans l'équation (8.8)

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t - t') f(t') dt'$$

et nous reconnaissons là un produit de convolution : $x = G * f$.

Équation intégrale.

La démarche de Green est très générale et va au delà de simple fonction de t au second membre d'équation (8.8). Supposons que notre équation est un peu plus compliquée :

$$\mathcal{L}[x(t)] = f(t, x)$$

Le membre de droite comporte explicitement un terme en x , comme par exemple $t.x^{1/2}$ ce qui rend la résolution de l'équation nettement plus ardue par les techniques classiques. Mais cela ne change rien pour les fonctions de green. La solution s'écrira toujours

$$x(t) = \text{Sol.Homogène} + \int_{-\infty}^{\infty} f(t', x) G(t, t') dt' \quad (8.9)$$

Nous avons transformé une équation différentielle en une équation intégrale. A priori, nous n'avons pas gagné grand chose, ces dernières étant plus compliquées à résoudre que les premières. Mais souvent, et surtout en mécanique quantique, la forme (8.9) se traite bien par la technique des perturbations (objet du prochain chapitre), et c'est un grand avantage que de pouvoir en disposer. Nous en verrons des exemples plus bas.

8.3 Le potentiel électrostatique.

Nous avons peut être présenté les fonctions de Green comme quelque chose de compliqué, mais le lecteur peut remarquer qu'il utilise les fonctions de Green depuis qu'il a appris l'électrostatique.

Le potentiel électrostatique $\phi(\mathbf{r})$ créé par une charge *ponctuelle* unité en \mathbf{r}' est

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (8.10)$$

Si maintenant nous avons une distribution de charge $\rho(\mathbf{r}')$ dans l'espace, le potentiel crée par elle au point \mathbf{r} vaut

$$\phi(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (8.11)$$

Nous connaissons cette formule depuis la première année de l'université. Nous savons par ailleurs que le potentiel obéit à l'équation de Poisson

$$-\Delta\phi = \rho/\epsilon_0 \quad (8.12)$$

Nous oublierons dorénavant le facteur ϵ_0 pour alléger les notations. Il n'est pas difficile, vue les équations (8.10-8.12) de suspecter que $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est la fonction de Green de l'équation de Poisson, c'est à dire qu'elle obéit à

$$-\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (8.13)$$

Démontrons ce résultat. Jusque là, nous n'avions manipulé que des TF et des distributions à une dimension. Leurs généralisation à trois dimensions n'est pas vraiment compliquée. Par exemple, la TF est définie par

$$\tilde{f}(\mathbf{q}) = \int f(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

où \mathbf{q} et \mathbf{r} sont des vecteurs à trois dimension et $d\mathbf{r}$ désigne le volume infinitésimal $dx dy dz$. En général, les vecteurs sont notés par des caractères gras droits, et leurs normes par le même symbole mais non gras et en italique. Par exemple, $q = |\mathbf{q}|$. Les opérations sur les TF se généralise également assez facilement. Prenons la TF des deux cotés de (8.13) par rapport à \mathbf{r} :

$$\tilde{\tilde{G}}(\mathbf{q}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}'}}{q^2} \quad (8.14)$$

puisque le numérateur est la TF de la fonction δ translatée de \mathbf{r}' , et que la TF du Laplacien d'une fonction est $-q^2$ fois la TF de la fonction (pouvez vous démontrez ce résultat?). Il nous faut maintenant inverser la TF pour retrouver la fonction de Green :

$$\tilde{\tilde{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{e^{i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{q^2} d\mathbf{q} \quad (8.15)$$

Pour effectuer l'intégration, passons aux coordonnées sphériques, où nous prenons l'axe q_z parallèle à $(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Dans ce cas, $\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \cos \theta$ et $d\mathbf{q} = q^2 \sin \theta dq d\theta d\phi$. L'intégrale (8.15) s'écrit alors

$$\tilde{\tilde{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty dq \sin \theta e^{iq|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \cos \theta}$$

Une première intégration sur ϕ ne mange pas de pain et nous sort un facteur 2π . Ensuite, en posant $u = \cos \theta$, le reste s'écrit

$$\tilde{\tilde{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty dq \int_{-1}^{+1} e^{iq|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|u} du$$

et en intégrant sur u , nous trouvons

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sin q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dq$$

Un changement de variable $q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \rightarrow q$ nous donne

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi^2} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \int_0^\infty \frac{\sin q}{q} dq$$

Nous avons donc bien mis en évidence la dépendance en $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. L'intégrale maintenant n'est qu'une constante que nous pourrions calculer à l'aide de la théorie des fonctions analytiques et vaut $\pi/2$. Ce qui nous donne exactement l'expression (8.10).

Problème 8.1 Il n'est pas difficile de généraliser la technique ci-dessus et trouver la fonction de Green de l'opérateur $\Delta - \lambda^2$, où λ est un réel. En langage clair, résolvez

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \lambda^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

Ceci est extrêmement utilisé en mécanique quantique. Le lecteur y reconnaîtra peut être un semblant d'équation au valeur propre.

8.4 La propagation des ondes

Avant d'attaquer le problème de la fonction de Green de la corde vibrante, nous avons besoin de quelques résultats intermédiaires. Quelle est par exemple la TF de la fonction $f(t) = H(t) \sin(\omega_0 t)$? Cette question n'a pas de sens a priori, puisque la fonction \sin n'est pas sommable (et ne tend sûrement pas vers zéro quand $t \rightarrow \infty$). Mais nous pouvons calculer la TF de $H(t) \exp(-\nu t) \sin(\omega_0 t)$ et une fois la TF calculée, faire $\nu \rightarrow 0$. Cela nous donnera, et on laisse au lecteur le soin de le démontrer, que

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{\omega_0}{-\omega^2 + \omega_0^2}$$

Quelle est maintenant la réponse d'un oscillateur (initialement au repos) à une force impulsionnelle? Nous devons résoudre

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y = f_0 \delta(t) \tag{8.16}$$

En faisant un aller-retour dans l'espace de Fourier, nous voyons que la solution est

$$y(t) = H(t) \frac{f_0}{\omega_0} \sin(\omega_0 t)$$

Nous sommes maintenant bien outillé pour calculer la réponse d'une corde vibrante (initialement au repos) à une force impulsionnelle. Nous notons $u(x, t)$ la hauteur de la corde à l'abscisse x et au temps t :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f_0 \delta(x) \delta(t)$$

En prenant la TF par rapport à la variable x , nous trouvons pour $\tilde{u}(q, t)$

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial t^2} + c^2 q^2 \tilde{u} = f_0 \delta(t)$$

Mais cela est justement l'équation (8.16) que l'on vient de résoudre, et nous avons donc

$$\tilde{u}(q, t) = f_0 H(t) \frac{\sin(ctq)}{cq}$$

Il nous reste maintenant à inverser la TF, ce qui est facile si on se souvient de la TF de la fonction Porte $\Pi(x/a)$ rencontrée au chapitre 3 :

$$u(x, t) = \frac{f_0}{c} H(t) \Pi\left(\frac{x}{ct}\right)$$

(Exercice : Est-ce tout cela dimensionnellement correct ?) Cette solution est représenté sur la figure 8.2 .

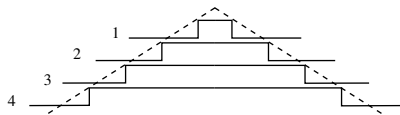


FIGURE 8.2 – La solution $u(x, t)$ en fonction de x pour les temps $t_0, 2t_0, \dots$

Il est évident que si au lieu d'appliquer la force f_0 en $x = 0$ nous avons appliqué la force $f_{x'}$ en $x = x'$, la solution, qui est la fonction de Green de la propagation, s'écrit

$$G(x, t; x', 0) = \frac{f_{x'}}{c} H(t) \Pi\left(\frac{x - x'}{ct}\right)$$

Si la corde était initialement au repos et on y appliquait la force distribuée $f(x)$, la déformation de la corde est donnée par

$$\begin{aligned} u(x, t) &= c^{-1} H(t) \int_{-\infty}^{+\infty} f(x') \Pi\left(\frac{x - x'}{ct}\right) dx' \\ &= c^{-1} H(t) \int_{x-ct}^{x+ct} f(x') dx' \end{aligned}$$

L'influence d'un événement en x' (à l'instant $t = 0$) ne peut être ressenti en x à l'instant t que si cet événement était à l'intérieur du cône d'influence de ce dernier, c'est à dire que si $x - ct < x' < x + ct$. En terme moins mystique, une perturbation se propage à vitesse c .

8.5 Disposer d'une base propre.

La lecture de cette section nécessite des connaissances importé du chapitre 10 sur les opérateurs linéaires.

Nous souhaitons résoudre l'équation

$$\mathcal{L}G(t, t') = \delta(t - t') \quad (8.17)$$

où \mathcal{L} est un opérateur linéaire opérant sur la variable t . L'opérateur

$$\mathcal{L} = ad_t^2 + bd_t + c$$

de l'exemple 8.1 est un échantillon.

Supposons que nous disposons d'une base orthonormale³ dans l'espace des fonctions (voir chapitre 2) $\{\phi_0(t), \phi_1(t), \dots\}$. Rappelons que Cela veut dire que n'importe quelle fonction $f(t)$ peut s'écrire sous la forme

$$f(t) = \sum_n f_n \phi_n(t)$$

où les coefficients f_n de projection sur $\phi_n(t)$ sont donnés par⁴.

$$f_n = \int_I f(t) \phi_n(t) dt \quad (8.18)$$

Supposons de plus que la base utilisée est une *base propre* de l'opérateur \mathcal{L} ; cela veut simplement dire que

$$\mathcal{L}\phi_n(t) = \lambda_n \phi_n(t) \quad (8.19)$$

où les nombres λ_n sont connus. Par exemple, la fonction $e^{i\omega t}$ est une fonction propre de l'opérateur d_t avec la valeur propre $i\omega$.

Nous pouvons décomposer la fonction (encore) inconnue $G(t, t')$ sur cette base

$$G(t, t') = \sum_n g_n(t') \phi_n(t) \quad (8.20)$$

et nous ne connaissons pas encore les coefficients $g_n(t')$. Par contre, nous connaissons la décomposition de $\delta(t - t')$ dans cette base :

$$\delta(t - t') = \sum_n \phi_n(t') \phi_n(t) \quad (8.21)$$

qui découle simplement de la relation (8.18). En remplaçant les décompositions (8.20, 8.21) dans l'équation (8.17), nous avons alors

$$\sum_n (\lambda_n g_n(t') - \phi_n(t')) \phi_n(t) = 0 \quad (8.22)$$

et nous savons que, puisque les $\phi_n(t)$ sont une base, cela implique

$$g_n(t') = \frac{1}{\lambda_n} \phi_n(t')$$

et la fonction de Green est simplement donnée par

$$G(t, t') = \sum_n \frac{1}{\lambda_n} \phi_n(t') \phi_n(t) \quad (8.23)$$

8.6 Propagateur pour l'équation de Schrödinger.

3. La base peut être dénombrable comme les séries de Fourier ou continue comme les transformées de Fourier, ceci ne change pas la discussion ici du moment que l'on connaît les distributions.

4. Les notations de Dirac sont plus concises et précises, nous les rencontrerons au prochain chapitre.

9

Calcul des perturbations.

Le calcul des perturbations n'est pas une méthode scientifique utilisée dans les hôpitaux psychiatriques pour évaluer les symptômes d'un patient. Il existe peu de problèmes exactement solubles en physique et il faut souvent recourir aux techniques d'approximations. Une des techniques les plus utilisées est celle qui porte le nom de ce chapitre. L'idée de base est une généralisation du développement de Taylor : si nous connaissons la valeur d'une fonction au point x_0 , nous pouvons calculer, sous certaines conditions, la valeur de la fonction au point $x_0 + \epsilon$:

$$f(x_0 + \epsilon) = f(x_0) + A_1\epsilon + A_2\epsilon^2 + \dots$$

Le développement de Taylor nous fournit en plus un moyen de trouver les coefficients A_i : ce sont, si elles existent, les i -ème dérivées de la fonction f au point x_0 , divisé par $i!$. De plus, si ϵ est petit et que nous ne sommes pas très exigeant quant à la précision, nous pouvons nous contenter du premier ou des deux premiers termes du développement. Le calcul des perturbations généralise cette démarche au calcul des solutions des équations différentielles, des racines des polynômes, des équations intégrales, des vecteurs propres des matrices, ... C'est le premier outil utilisé par le physicien qui tombe sur un problème ardu dont la solution n'est pas connue : si on connaît un problème proche dont la solution est connue, on peut tenter les perturbations. Mentionnons tout de suite que cette technique ne marche pas toujours. On tombe parfois (souvent), sur des perturbations dites singulières et il faut alors sortir l'artillerie lourde. Les perturbations qui se traitent facilement sont dites régulières. Nous nous intéresserons surtout aux perturbations régulières, mais dirons quelques mots sur les perturbations singulières.

9.1 Les perturbations régulières.

La meilleure façon de s'habituer aux calculs des perturbations est à travers des exemples.

Les racines d'un polynômes.

Supposons que nous ne connaissons pas la résolutions des équations algébriques de second ordre, mais que nous savons résoudre l'équation $x^2 - x = 0$, dont les racines sont $x_0 = 0, 1$. Nous cherchons la solution de l'équation

$$x^2 - x + \epsilon = 0 \tag{9.1}$$

où nous supposons ϵ petit. Cherchons la solution sous forme de

$$X = x_0 + \epsilon x_1 + \epsilon^2 x_2 + \dots \tag{9.2}$$

Nous cherchons la solution sous cette forme puisque nous pensons que comme ϵ est petit, la nouvelle racine ne doit pas être trop loin de l'ancienne, et l'écart doit être justement fonction de ϵ : pour $\epsilon = 0$, nous devons trouver la solution originale. Nous connaissons déjà x_0 , et il nous faut trouver une méthode pour calculer x_1, x_2, \dots . Injectons maintenant (9.2) dans (9.1) et regroupons les en fonction des puissances d' ϵ :

$$(x_0^2 - x_0) + [(2x_0 - 1)x_1 + 1]\epsilon + (x_1^2 + 2x_0x_2 - x_2)\epsilon^2 + \dots = 0 \tag{9.3}$$

Le membre de droite de l'équation ci-dessus est un polynôme en ϵ et il est uniformément nul. Nous en déduisons donc que tous les coefficients du polynôme doivent être nuls, c'est à dire :

$$x_0^2 - x_0 = 0 \tag{9.4}$$

$$(2x_0 - 1)x_1 + 1 = 0 \tag{9.5}$$

$$x_1^2 + 2x_0x_2 - x_2 = 0 \tag{9.6}$$

$$\dots = 0$$

L'équation (9.4), donnée par le coefficient de ϵ^0 et appelé le terme d'ordre zéro, est notre équation originale non perturbée que nous savons résoudre. L'équation (9.5) nous donne x_1 :

$$x_1 = 1/(1 - 2x_0)$$

Comme nous connaissons déjà x_0 , nous déterminons facilement que $x_1 = 1$ ou -1 . L'équation (9.6) nous détermine le coefficient x_2 :

$$x_2 = \frac{x_1^2}{1 - 2x_0}$$

et donc $x_2 = 1$ ou -1 . Nous pouvons continuer ainsi (cela dépend de notre patience) et trouver les coefficient x_n . Ce que nous devons remarquer est que : (i) pour déterminer x_k , nous n'avons que besoin des x_{k-1}, x_{k-2}, \dots (ii) l'équation qui détermine x_k est *linéaire* en x_k , c'est à dire ne comporte que des puissances unité de x_k . C'est deux points nous permettent assez aisément de calculer la solution aussi précisément que l'on souhaite. Nous avons donc, pour les deux racines de l'équation (9.1),

$$X_1 = 0 + \epsilon + \epsilon^2 + \dots \tag{9.7}$$

$$X_2 = 1 - \epsilon - \epsilon^2 + \dots \tag{9.8}$$

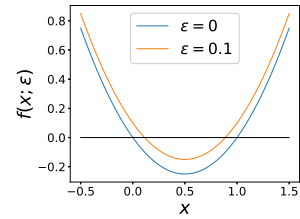


FIGURE 9.1 – La fonction $f(x) = x^2 - x + \epsilon$. Nous souhaitons calculer les racines du polynôme en fonction d' ϵ .

Dans ce cas précis, nous connaissons la solution exacte

$$X = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\epsilon}}{2}$$

Un développement de Taylor de cette dernière nous rassure sur l'exactitude des résultats (9.7,9.8).

Généralisation.

Nous pouvons généraliser l'approche ci-dessus, sans la formaliser plus : on cherche la solution d'un problème avec perturbation comme un développement en puissance de la perturbation. Il faut alors que les coefficients de chaque puissance de la perturbation soit nulle. Le mieux reste encore d'illustrer cela à travers des exemples.

Valeurs propres d'une matrice symétrique.

Supposons que nous connaissons une valeur et un vecteur propre d'une matrices symétrique, c'est à dire que nous connaissons un scalaire λ_0 et un vecteur ϕ_0 tel que $A\phi_0 = \lambda_0\phi_0$. Une matrice symétrique par définition est égale à sa transposée $A^T = A$. Nous cherchons la valeur propre proche de λ_0 de la matrice $A + \epsilon B$. Appelons cette valeur propre μ . On cherche donc à résoudre

$$(A + \epsilon B)\psi = \mu\psi \quad (9.9)$$

Procédons comme nous l'avons mentionné plus haut. Nous cherchons la solution sous la forme

$$\mu = \lambda_0 + \epsilon\lambda_1 + \dots \quad (9.10)$$

$$\psi = \phi_0 + \epsilon\phi_1 + \dots \quad (9.11)$$

et nous cherchons à déterminer λ_1, \dots et ϕ_1, \dots . En injectant (9.10-9.11) dans (9.9), nous avons :

$$(A + \epsilon B)(\phi_0 + \epsilon\phi_1 + \dots) = (\lambda_0 + \epsilon\lambda_1 + \dots)(\phi_0 + \epsilon\phi_1 + \dots)$$

et en regroupant les termes en puissance de ϵ , nous trouvons les équations suivantes :

$$A\phi_0 = \lambda_0\phi_0 \quad (9.12)$$

$$A\phi_1 + B\phi_0 = \lambda_0\phi_1 + \lambda_1\phi_0 \quad (9.13)$$

$$\dots = \dots$$

La première équation, c'est à dire les terme d'ordre 0 en ϵ , ne nous rapporte bien sûr rien que ne l'on connaisse déjà. Dans l'équation (9.13), nous avons deux inconnus, le vecteur ϕ_1 et le scalaire λ_1 à déterminer. Prenons le produit scalaire des deux côtés par le vecteur ϕ_0 :

$$(\phi_0, A\phi_1) + (\phi_0, B\phi_0) = \lambda_0(\phi_0, \phi_1) + \lambda_1(\phi_0, \phi_0) \quad (9.14)$$

Nous avons supposé que A est symétrique. Donc,

$$(\phi_0, A\phi_1) = (A^T\phi_0, \phi_1) = (A\phi_0, \phi_1) = \lambda_0(\phi_0, \phi_1)$$

et en injectant ce résultat dans (9.14), nous aboutissons finalement à

$$\lambda_1 = (\phi_0, B\phi_0) / (\phi_0, \phi_0)$$

Nous connaissons donc la correction d'ordre 1 à la valeur propre.

Si tout cela paraît un peu abstrait, cherchons la valeur propre de la matrice

$$\begin{pmatrix} 1 + \epsilon & 2\epsilon \\ 2\epsilon & 2 + 3\epsilon \end{pmatrix}$$

Cette matrice est la somme d'une matrice diagonale $A = \text{diag}(1, 2)$ et de la matrice B tel que $B_{ij} = (i + j - 1)\epsilon$. La matrice B est la perturbation si on suppose $\epsilon \ll 1$. La matrice A possède bien sur les deux valeurs propres 1 et 2 et les vecteurs propres associés $(1, 0)$ et $(0, 1)$. Cherchons la valeur propre proche de 1 de la matrice perturbée. D'après ce que nous avons dit, nous devons calculer $(1, 0)B(1, 0)^T$:

$$(1, 0) \cdot \begin{pmatrix} \epsilon & 2\epsilon \\ 2\epsilon & 3\epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \epsilon$$

Comme $(1, 0)(1, 0)^T = 1$, la valeur propre proche de 1, à l'ordre 1 en ϵ , s'écrit

$$\mu = 1 + \epsilon$$

Le lecteur peut chercher directement la valeur propre de la matrice perturbée et vérifier le résultat ci-dessus. Bien sûr, quand la matrice est plus grande que 2×2 , la recherche directe peut être extrêmement fastidieuse.

Stabilité d'un système différentiel.

Nous connaissons parfois un point fixe d'une équation, et nous souhaitons savoir si ce point est stable ou non. Par exemple, le point le plus bas pour un pendule est un point fixe stable, tandis que le point le plus haut est un point instable. Intuitivement, pour connaître la stabilité, nous écartons un peu le système de son point fixe. Si le système revient à son point de départ ou reste proche, l'équilibre est stable. Si au contraire, la perturbation tend à grandir, le point est alors instable.

Considérons l'équation du mouvement d'un pendule amorti

$$\ddot{\theta} + \rho\dot{\theta} + \omega^2 \sin \theta = 0 \quad (9.15)$$

où θ est l'angle avec l'axe vertical et $\theta = 0$ correspond au point le plus bas. Il est évident que les points $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ sont les points fixes de cet équation. Supposons maintenant que nous partons très proche du point $\theta = 0$, c'est à dire avec la condition initiale $\theta(t = 0) = \epsilon$. Cherchons comme d'habitude la solution sous forme de $\theta = 0 + \epsilon\theta_1 + \dots$ En réalité, comme nous nous intéressons

qu'à la stabilité, le terme d'ordre 1 en ϵ nous suffit. En injectant cette solution dans (9.15) et en développant la fonction sin, nous trouvons :

$$\ddot{\theta}_1 + \rho \dot{\theta}_1 + \omega^2 \theta_1 = 0$$

la solution générale de cette dernière est de la forme $\theta_1 = \exp(-\rho t) \exp(\pm i\omega' t)$ et elle tend effectivement vers 0 quand $t \rightarrow \infty$. Le point $\theta = 0$ est donc un point stable. En répétant les mêmes opérations pour le point $\theta = \pi$, et en n'oubliant pas que $\sin(\pi + x) = -\sin x$, nous aboutissons à

$$\ddot{\theta}_1 + \rho \dot{\theta}_1 - \omega^2 \theta_1 = 0$$

et cette fois, il est clair que quand $t \rightarrow \infty$, $\theta_1 \rightarrow \infty$. Le point $\theta = \pi$ est donc instable.

9.2 Les perturbations singulières.

Nous avons supposé, lors de l'étude des perturbations singulières, que la solution perturbée est proche de celle non perturbée. Cela n'est pas toujours le cas et l'ajout d'un petit terme peut radicalement changer la solution. Prenons le cas de l'équation algébrique

$$\epsilon x^2 + x - 1 = 0 \quad (9.16)$$

La solution non perturbée, *i.e.* pour $\epsilon = 0$ vaut $x = 1$. La solution exacte pour $\epsilon \neq 0$ s'écrit

$$x = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 4\epsilon}}{2\epsilon}$$

et un petit développement nous montre que les racines sont, pour $\epsilon \ll 1$, de la forme

$$\begin{aligned} x_1 &= 1 - \epsilon \\ x_2 &= -\frac{1}{\epsilon} \end{aligned}$$

Nous avons donc l'apparition d'une nouvelle racine qui est d'autant plus grande que la perturbation est petite. Cela est un phénomène générale : à chaque fois que la perturbation est sur un terme d'ordre supérieur, la perturbation est singulière. Il existe parfois des changements de variable qui rendent la perturbation régulière. Par exemple, dans l'équation (9.16), en posant $x = 1/y$, nous avons

$$y^2 - y - \epsilon = 0$$

qui peut se traiter par la méthode habituelle. D'après notre traitement de (9.1), ses solutions sont

$$\begin{aligned} y_1 &= -\epsilon \\ y_2 &= 1 + \epsilon \end{aligned}$$

qui nous redonne bien les racines en $x = -1/\epsilon$ et $x = 1 - \epsilon$.

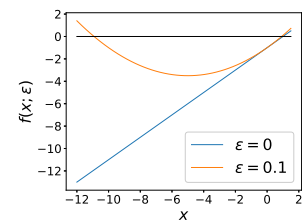


FIGURE 9.2 – La fonction $\epsilon x^2 + x - 1$. Pour $\epsilon \neq 0$, une nouvelle racine apparaît.

La même remarque s'applique aux équations différentielles.

L'équation

$$\epsilon \ddot{x} + \dot{x} + 1 = 0$$

est celle d'un oscillateur harmonique amorti. Si la masse ϵ est nulle, la solution est de la forme $x = A \exp(-t)$. Si la masse est non nulle, la solution, à l'ordre le plus important en ϵ , est de la forme $A \exp(-t) + B \exp(-t/\epsilon)$ et le lecteur peut vérifier que les deux solutions sont radicalement différentes. Remarquons à nouveau que nous pouvons chercher un changement de variable de la forme $t = \epsilon^p t'$ et $x = \epsilon^q y$ qui rendrait la perturbation régulière. Nous en laissons le soin au lecteur intéressé.

L'ennui avec les équations différentielles est que les termes les plus inoffensifs peuvent rendre les perturbations singulières. Considérons l'exemple de l'oscillateur suivant :

$$\ddot{x} + \omega^2 x + \epsilon x^3 = 0 \quad (9.17)$$

ceci est l'équation d'un mobile dans un potentiel en $kx^2 + k'x^4$. La solution général de l'équation non perturbée est $a \cos(\omega t + \phi)$. Sans perte de généralité, on supposera $\phi = 0$. Nous cherchons alors la solution de l'équation perturbée sous forme de $x(t) = a \cos(\omega t) + \epsilon x_1(t) + \dots$. En injectant dans l'équation et en collectant les termes d'ordre 1 en ϵ , nous trouvons que

$$\ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 = -a^3 \cos^3(\omega t) \quad (9.18)$$

Or, $\cos^3(u) = (1/4) \cos(3u) + (3/4) \cos(u)$ et donc la solution de (9.20) est donnée par la somme de la solution des deux équations suivante :

$$\ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 = (-a^3/4) \cos(3\omega t) \quad (9.19)$$

$$\ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 = (-3a^3/4) \cos(\omega t) \quad (9.20)$$

La première équation ne présente pas de danger : c'est l'équation d'un oscillateur harmonique de fréquence propre ω forcée à la fréquence 3ω et possède une solution du genre $\cos(3\omega t + \alpha)$.

Par contre, la deuxième équation (9.20) est celle d'un oscillateur harmonique de fréquence propre ω forcée justement à ω . Il y a donc résonance et la solution, qui est de la forme $t \cos(\omega t + \beta)$, va devenir très large. Cela viole notre hypothèse de départ sur les développements en puissance d' ϵ . Nous avons écrit

$$x(t) = a \cos(\omega t) + \epsilon x_1(t) + \dots$$

en supposant $x_1(t)$ bornée, de façon à ce que $\epsilon x_1(t)$ reste toujours petit par rapport à la solution non perturbée $a \cos(\omega t)$. Or, nous voyons qu'au bout d'un temps $t > 1/\epsilon$, le soit disant petit terme devient en fait le terme dominant.

Il existe de nombreux types différents de perturbations singulières et au moins autant de façons de les traiter. L'objet de ce livre n'étant pas un cours détaillé sur le calculs de perturbations, nous

nous en tiendrons presque là. Nous trouvons cependant utile de montrer comment traiter les cas similaires à l'exemple ci-dessus. La technique est appelée "élimination des termes séculaires ou résonnants".

Le traitement des termes séculaires.

La perturbation que nous avons considérée plus haut intervient dans pratiquement tous les problèmes d'oscillations, et c'est pourquoi il nous semble important de la traiter. En regardant de plus près l'équation (9.17), nous voyons qu'il n'y a rien d'anormal ou de divergent. Elle décrit simplement des oscillations au fond d'un puits peut être un peu plus raide qu'un puits harmonique et il n'y a aucune raison que quelque chose diverge. L'erreur ne peut venir que de notre traitement. En supposant que la solution s'écrit sous la forme $a \cos(\omega t) + \epsilon x_1(t)$, nous avons fait l'erreur de penser que le terme d'ordre 0 continue à présenter une oscillation à fréquence ω . Il n'y a aucune raison pour cela, et la fréquence peut également être de la forme $\omega + \epsilon\omega_1 + \dots$. La figure (9.3) montre la

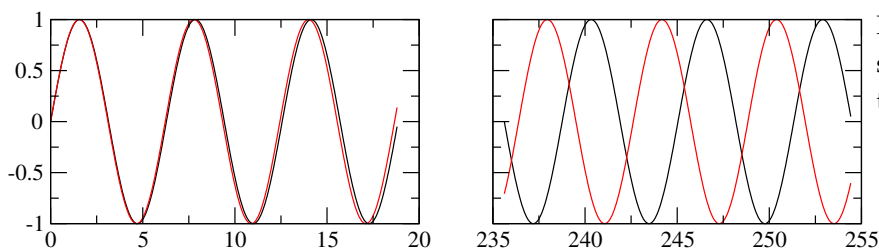


FIGURE 9.3 – $\sin(t)$ (en noir) et $\sin(1.01t)$ (en rouge) pour les temps courts et longs.

différence entre $\sin(t)$ et $\sin(1.01t)$ pour les temps inférieurs à vingt et pour les temps autour de 250. Nous voyons que la différence est à peine perceptible pour les temps courts, tandis que les deux fonctions n'ont plus rien à voir aux temps longs. Ce problème avait été observé d'abord en astronomie, où les calculs perturbatifs des siècles précédents commençaient à s'écarter des observations (d'où le terme séculaire). Lindstedt (vers 1880) a remédié à ces carences par sa technique de renormalisation qui est de chercher la solution sous la forme

$$x(t) = a \cos[(\omega + \epsilon\omega_1)t] + \epsilon x_1(t) \quad (9.21)$$

En injectant la forme (9.21) dans (9.17) et en collectant les termes d'ordre 1 en ϵ , nous trouvons cette fois

$$\ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 - 2a\omega\omega_1 \cos[(\omega + \epsilon\omega_1)t] = (-a^3/4) \cos[3(\omega + \epsilon\omega_1)t] - (3a^3/4) \cos[(\omega + \epsilon\omega_1)t]$$

Il nous suffit maintenant de choisir

$$\omega_1 = \frac{3a^2}{8\omega}$$

pour éliminer le terme résonnant. La solution perturbative à l'ordre 1 s'écrit alors :

$$x(t) = a \cos[(\omega + \epsilon \frac{3a^2}{8\omega})t] + \epsilon A \cos[3(\omega + \epsilon \frac{3a^2}{8\omega})t + \alpha]$$

où les coefficients a, A, α sont déterminés à partir des conditions initiales.

Exercices.

Racine des polynômes.

§ 9.1 Soit $P(x) = \sum a_n x^n$ un polynôme dont une des racines, x_0 est connue, c'est à dire $P(x_0) = 0$. Soit le polynôme $P'(x) = P(x) + \epsilon x^p$. Soit x' la racine proche de x_0 de ce dernier. Montrer qu'à l'ordre 1,

$$x' = x_0 - \frac{x_0^p}{\sum n a_n x_0^{n-1}} \epsilon$$

§ 9.2 Pouvez vous exhiber la correction à l'ordre 2 ?

§ 9.3 Soit l'équation

$$x^6 - 4x^5 + 3x^4 - 6x^2 + 6x + 1 = 0 \tag{9.22}$$

Nous remarquons qu'en écrivant par exemple le coefficient de x^4 comme $2 + \epsilon$ (où $\epsilon = 1$), la somme des coefficients de l'équation non perturbée vaut 0. $x = 1$ est donc une solution de l'équation non perturbée (i.e. pour $\epsilon = 0$). Calculez la correction à cette racine à l'ordre 1 en ϵ et comparez à la solution exacte $x = 1.10565$. Et si au lieu du coefficient du x^4 , nous avons choisis un autre terme, qu'aurait on obtenu ?

§ 9.4 Calculer la correction à l'ordre 2. Pouvez vous alors trouver un critère pour le choix du coefficient pour que la correction à l'ordre 1 soit la meilleure ?

Équation transcendante.

Une équation transcendante est une équation qui fait intervenir des fonctions non-algébriques, comme par exemple $x \sin x = \cos x$. Il est fréquent de rencontrer ces équations en physique.

§ 9.5 $x \log x = 0$ admet une solution pour $x = 1$. Calculez, à l'ordre 3, la racine proche de 1 de l'équation $x \log x = \epsilon$. Comparez à la solution exacte 1.09557 pour $\epsilon = 0.1$. Pouvez-vous utiliser la même approche pour trouver la solution proche de 0 ?

§ 9.6 Trouver la racine, proche de π , de $x \sin x = \epsilon$. Comparez, pour $\epsilon = 0.1$, à la solution exacte $x = 3.10943$.

Équation intégrale.

Nous avons rencontré les équations intégrales lors de notre discussion des fonctions de Green. Nous allons étudier ci-dessous un schéma itératif de leurs résolution. Cependant, ces schémas sont en général extrêmement fragiles, et il faut toujours s'assurer de leur convergence.

§ 9.7 Une équation intégrale de Fredholm de deuxième espèce est de la forme

$$f(x) = g(x) + \mu \int_a^b K(x, x') f(x') dx'$$

Proposez un schéma de résolution par le calcul des perturbations. Ne vous contentez pas de l'ordre 1. Trouvez la perturbation d'ordre n en général.

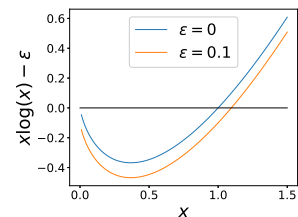


FIGURE 9.4 – Racine de $x \log(x) = \epsilon$ proche de $x = 1$.

§ 9.8 Profitez pour exhiber la solution exacte de

$$f(x) = 1 + \lambda \int_0^{\infty} e^{-(x+y)} f(y) dy$$

En calculant les perturbations à tout ordre et en sommant la série ainsi obtenue.

§ 9.9 Faites la même chose pour

$$f(x) = 1 + \lambda \int_0^x f(y) dy$$

Attention, les bornes de l'intégrale dépendent de x . On appelle ces équations Volterra de deuxième espèce.

Stabilité linéaire : Croissance des bactéries.

L'équation de croissance de bactéries, connue comme l'équation logistique, est la suivante :

$$\frac{dc}{dt} = ac - bc^2 \quad (9.23)$$

où $c(t)$ est la concentration de bactérie au temps t , a le taux de croissance et b un coefficient qu'on appelle de saturation. a et b sont des constantes > 0 .

§ 9.10 Trouver les deux solutions stationnaires de l'équation (9.23).

§ 9.11 En utilisant le calcul des perturbations autour de ces deux solutions, démontrer qu'une est instable, tandis que l'autre est stable.

§ 9.12 Sans faire aucun calcul et en vous servant des résultats ci-dessus : tracer l'allure générale de la solution si on utilise la condition initial $c(t=0) = \epsilon \ll a/b$. Expliquer votre interprétation.

Stabilité linéaire : traitement général.

Soit l'équation différentielle

$$\frac{dy}{dt} = -\alpha y + f(y) \quad (9.24)$$

où f est une fonction quelconque. Nous supposons que cette équation possède un point stationnaire y_s tel que

$$\alpha y_s = f(y_s)$$

§ 9.13 En considérant les perturbations à l'ordre 1, discuter la stabilité de ce point en fonction de la valeur de $f'(y_s)$.

§ 9.14 Soit les fonction $f(y)$ et αy telles que montrées dans la figure 9.5. Comme nous pouvons le voir, l'équation différentielle (9.24) possède dans ce cas trois solutions stationnaires. D'après votre analyse précédente, lesquelles sont stables et lesquels instables ?

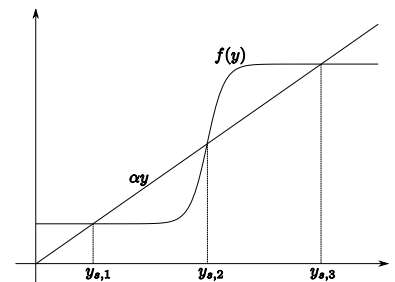


FIGURE 9.5 – Exemple de la fonction f , utilisée pour réaliser des mémoires biochimiques.

Oscillateur de Van der Pol.

Van der Pol a proposé l'équation suivante dans les années 1920 pour modéliser les oscillateurs auto-entretenus comme le battement de cœur

$$\ddot{x} + \epsilon(x^2 - 1)\dot{x} + \omega_0 x = 0$$

Le coefficient du terme \dot{x} est équivalent à un frottement. Nous voyons qu'il est *négatif* si l'amplitude x est petite (< 1), c'est à dire que le système reçoit de l'énergie de l'extérieur, ce qui va l'amener à augmenter son amplitude. Par contre si l'amplitude devient trop grande (> 1) le frottement devient positif et le système perd de l'énergie vers l'extérieur, ce qui va diminuer son amplitude. Nous voyons que le système maintient une oscillation stable quelque soit les conditions de départ.

§ 9.15 Montrer que le point fixe $x = 0$ est instable.

§ 9.16 En partant de la solution non perturbée $x = a \cos \omega_0 t$, montrez que les perturbations régulières génèrent des termes résonnants.

§ 9.17 Utilisez la renormalisation de Lindstedt pour éliminer les termes résonnants. Pour cela, chercher la solution sous forme de

$$x(t) = a \cos \Omega t + \epsilon x_1(t)$$

où $\Omega = \omega_0 + \epsilon \omega_1$. Vous pouvez apercevoir que l'élimination des termes résonnants impose une condition sur l'*amplitude* de l'oscillation, ce que l'on appelle un cycle limite.

Écosystème de prédateurs–proies.

Une des interactions fondamentales en écologie est celle des prédateurs et des proies. Le premier modèle pour la dynamique de ces deux populations a été proposé par Lotka et Volterra au début des années 1930. Soit P le nombre des prédateurs et N le nombre des proies dans l'écosystème. Lotka et Volterra ont proposé

$$dN/dt = \alpha N - \beta NP \quad (9.25)$$

$$dP/dt = \gamma NP - \delta P \quad (9.26)$$

α est le taux de croissance naturel des proies en l'absence des prédateurs. La présence des prédateurs cause également la disparition des proies, proportionnellement au nombre de prédateur et de proie, d'où le terme en $-\beta NP$ dans la première équation, β étant l'efficacité de la chasse. Dans l'équation qui régit la dynamique des prédateurs, nous voyons que la croissance est fonction du nombre de proie disponible, et le terme δ est le taux de mort naturel des prédateurs.

§ 9.18 Montrez que ce système possède un point fixe, c'est à dire des valeurs N_0, P_0 pour lesquels $dN/dt = dP/dt = 0$.

§ 9.19 Étudiez la solution de ce système pour les faibles écarts au point fixe. Cela veut dire que nous prenons des conditions initiales du genre $N(t=0) = N_0 + \epsilon$ et $P(0) = P_0$. Cherchez la solution sous la forme $N(t) = N_0 + \epsilon N_1(t)$ et

$P(t) = P_0 + \epsilon P_1(t)$, et en collectant les termes d'ordre 1 en ϵ , obtenez un système linéaire pour N_1 et P_1 . Résolvez ce système et déduisez également la forme du cycle limite, c'est à dire N_1 en fonction de P_1 .

§ 9.20 Poussez les calculs à l'ordre 2 en ϵ et étudiez l'apparition d'harmonique supérieurs.

§ 9.21 Vous pouvez également remarquer que le cycle limite peut s'obtenir en divisant directement (9.25) par (9.26) et en résolvant l'équation différentielle du premier ordre. Comparez le résultat de ce calcul au résultat de la question §9.19.

Équation de Riccati.

Nous souhaitons résoudre, par le calcul des perturbation au premier ordre de ϵ , l'équation différentielle de Riccati,

$$\frac{dv}{dt} + v^2 + \alpha^2 + \epsilon b(t) = 0 \quad (9.27)$$

Cette équation se rencontre quand nous essayons de résoudre les équations différentielles linéaire de second ordre à coefficients variables comme par exemple l'équation de Mathieu

$$\frac{d^2u}{dt^2} + (\omega^2 + \epsilon b(t)) u = 0 \quad (9.28)$$

que nous avons déjà étudié en cours pour le cas particulier de l'équation de l'oscillateur paramétrique. On transforme en général l'équation (9.28) en l'équation (9.27) en effectuant le changement de fonction $u(t) = \exp(V(t))$ où $V'(t) = v(t)$.

§ 9.22 Vérifier que la solution de l'équation différentielle

$$\frac{du}{dt} + a(t)u = b(t) ; u(0) = u_0$$

est

$$u(t) = e^{-A(t)} \left(u_0 + \int_0^t e^{A(\tau)} b(\tau) d\tau \right) \quad (9.29)$$

où $A'(t) = a(t)$ et $A(0) = 0$.

§ 9.23 Vérifier que la l'équation différentielle

$$\frac{dv}{dt} + v^2 + \alpha^2 = 0 ; v(0) = 0 \quad (9.30)$$

possède la solution

$$v(t) = -\alpha \tan(\alpha t)$$

§ 9.24 Soit l'équation

$$\frac{dv}{dt} + v^2 + \alpha^2 + \epsilon b(t) = 0$$

En écrivant la solution à l'ordre 1 sous la forme de

$$v(t) = v_0(t) + \epsilon v_1(t)$$

où v_0 est la solution de l'équation (9.30), obtenir l'équation différentielle qui gouverne $v_1(t)$. Résoudre l'équation sur v_1 , avec la condition initiale $v_1(0) = 0$, en utilisant le résultat (9.29).

§ 9.25 Trouver la solution explicite à l'ordre 1 dans le cas $b(t) = 2\alpha \tan(\alpha t)$.

§ 9.26 Quelle est la limitation du calcul et la limite de validité du calcul à l'ordre 1 dans le cas général ?

Stabilité d'interface.

Soit une interface $u(x, t)$ (par exemple entre solide et liquide lors de la coulée continue en métallurgie) décrite par l'équation

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -au - bu^3 + c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - d \frac{\partial^4 u}{\partial x^4}$$

où nous supposons les coefficients $a, b, d > 0$.

§ 9.27 Discuter la stabilité linéaire de la solution $u(x, t) = 0$ selon que c est positif ou négatif et chercher les seuils d'instabilité.

10

Les opérateurs linéaires.

10.1 Introduction

Une des tâches que l'on rencontre régulièrement en physique est de résoudre des équations différentielles linéaires. De façon générale, nous pouvons représenter ces équations par $\mathcal{L}y = f$, où y est la fonction inconnue à rechercher, f une fonction connue, et \mathcal{L} un opérateur différentiel. Par exemple, l'équation de la chaleur peut s'écrire $\mathcal{L}u = q(x, t)$, où $\mathcal{L} = (\partial_t - D\partial_x^2)$ et $q(x, t)$ est le terme de source. A priori, la recherche des solutions est du domaine de l'analyse. Nous allons voir cependant que nous pouvons ramener la résolution de ces équations dans le domaine de l'algèbre matricielle des systèmes à n équations et n inconnus¹ du genre $AX = B$. Le très grand avantage est que pour faire de l'algèbre, nous n'avons, en gros, que besoin d'addition et de multiplication². Les transformées de Fourier et de Laplace que nous avons rencontrés dans ce cours étaient des exemples particuliers d'outils bien adaptés à une certaine classe d'équations qui nous permettaient de ramener l'analyse à l'algèbre. Nous allons généraliser cette approche et voir toute la puissance de feu que cela nous procure.

Depuis le début de ce cours, nous insistons fortement sur le concept de vecteur. Au premier chapitre, nous avons vu que dans un espace vectoriel, nous pouvons définir des bases : cela nous permet de manipuler les vecteurs à l'aide de colonnes (ou de lignes) de nombres. Nous avons également vu que si nous disposons d'un produit scalaire, cela facilite grandement la tâche de trouver les coefficients d'un vecteur dans une base orthogonale.

Un vecteur peut être un objet aussi simple qu'un vecteur usuel du plan euclidien, ou un objet beaucoup plus complexe tel qu'une fonction. Prenons le cas d'une fonction f . Une fonction est une *machine* qui prend un nombre en entrée et produit un nombre en sortie. Nous pouvons choisir plusieurs représentations pour une même fonction. Par exemple, si nous choisissons la base de Fourier avec les vecteurs de la base $\exp(ix)$, f s'écrira comme une superposition de ces fonctions, chacun avec un poids $\tilde{f}(q)$ (nous avons absorbé ici le facteur $1/2\pi$ dans la définition de \tilde{f}) :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(q) \exp(iqx) dq$$

1. n étant infini en l'occurrence, mais ceci n'induit pas de difficultés particulières
2. Voir également le chapitre 23 sur la signification d'une équation différentielle

L'intégral ici n'effectue rien d'autre que la superposition des vecteurs de base avec leurs poids correspondants. Il est également usuel de représenter la fonction $f(\cdot)$ par un tableau qui à chaque entrée numérique, associe un nombre, et on note cela $f(x)$ (la notation est un peu confuse). En réalité, cela revient à représenter une fonction $f(\cdot)$ sur la base des $\delta(\cdot)$ de Dirac, où chaque valeur $f(x)$ est le poids associé à un Dirac centré sur x :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)\delta(x-y)dy$$

A nouveau, l'intégral ne fait rien d'autre que de superposer des vecteurs de la base.

Revenons maintenant au concept général de vecteur. Soit l'espace vectoriel \mathcal{E} . Nous pouvons définir des opérations qui transforment un vecteur en un autre, et cela de façon linéaire. Dans l'espace des vecteurs du plan euclidien, la rotation ou la projection sur un axe sont de telles opérations. Par exemple, la rotation de la somme de deux vecteurs égale la somme de leurs rotations : $R(e_1 + e_2) = Re_1 + Re_2$. Dans l'espace des fonctions infiniment dérivables, l'opération dérivation D est une opération linéaire : elle transforme un vecteur (une fonction) en un autre, et cela de façon linéaire. De même, l'opération intégration $I[f] = \int_0^x f(y)dy$. De façon général, nous appelons, dans l'espace des fonctions, un opérateur linéaire comme une machine qui prend en entrée une fonction et produit en sortie une autre fonction, et fait cela de façon linéaire :

$$O[\lambda f_1 + \mu f_2] = \lambda O[f_1] + \mu O[f_2]$$

où λ et μ sont des scalaires et f_1 et f_2 des fonctions.

Exercices.

§ 10.1 Soit l'opérateur X qui prend une fonction f en entrée et produit la fonction multipliée par x en sortie : $X[f(x)] = xf(x)$ [exemple : $X[\sin(x)] = x \sin(x)$]. Démontrer que c'est un opérateur linéaire.

§ 10.2 Qu'en est-il de l'opérateur X^2 : $X^2[f(x)] = x^2f(x)$? Soit $V(X)$ un opérateur tel que $V(X)[f(x)] = V(x)f(x)$. Est-ce que ce dernier est linéaire ?

§ 10.3 Même question pour l'opérateur 1 : $1[f(x)] = f(x)$. L'opérateur 0 est l'opérateur qui associe à n'importe quelle fonction la fonction 0 . Est-il linéaire ? De façon général, l'opérateur λ associe à une fonction f la fonction λf (il faut avouer que la notation est vraiment confuse entre l'opérateur λ et le scalaire λ ; on s'y habitue vite cependant).

§ 10.4 Soit l'opérateur de translation $T_\epsilon[f(x)] = f(x + \epsilon)$; démontrer qu'il est linéaire.

Note sur les notations.

Pour manipuler les opérateurs linéaires, la coutume est de laisser tomber les signes du genre $()$ et $[\]$. Ainsi, nous écrivons Of où même pire, $Of(x)$ à la place de $O[f(x)]$. La confusion est gênante quand on écrit par exemple, $Xf(x) = xf(x)$. X ici est un opérateur,

$f(x)$ et $xf(x)$ sont des fonctions³; $Xf(x)$ est la fonction qui résulte de l'application de X à f . Pour éviter un peu ces confusions, la convention que nous suivrons dans ce cours et de toujours noter les opérateurs par des lettres majuscules.

10.2 L'algèbre des opérateurs.

Se donner une algèbre est se donner un ensemble \mathcal{E} ou l'on définit les deux opérations $+$ et \cdot (produit) entre ses membres, avec toutes les propriétés d'associativités usuelles que vous connaissez : soit $a, b, c \in \mathcal{E}$, alors

$$\begin{aligned} a + b, a \cdot b &\in \mathcal{E} \\ a + b &= b + a \\ a(b + c) &= ab + ac; (a + b)c = ac + bc \\ (ab)c &= a(bc) \end{aligned}$$

Nous devons avoir quelques propriétés de plus pour mériter le nom d'algèbre. Il faut qu'il existe des éléments neutre vis à vis des deux opérations, qu'on appelle 0 et 1 : $a + 0 = 0$ et $a1 = 1a = a$. De plus, les inverses des éléments vis à vis de $+$ et de \cdot doivent exister : pour chaque élément a , il doit exister un élément unique, qu'on appelle $-a$, tel que $a + (-a) = 0$; de même, il doit exister un élément unique qu'on note $1/a$ ou a^{-1} tel que $a \cdot (1/a) = (1/a)a = 1$ (pour $a \neq 0$).

L'ensemble des nombres (rationnels ou réel), équipé de $+$ et de \cdot usuel, constitue une algèbre. C'est un cas un peu particulier, puisqu'en plus, la multiplication y est commutative ($ab = ba$). Mais tous les théorèmes qui ont été démontrés pour l'algèbre des nombres sans invoquer la commutativité du produit sont valable pour n'importe quelle autre algèbre.

Nous pouvons définir une algèbre pour les opérateurs linéaires. Nous devons d'abord préciser le sens de l'égalité entre opérateurs. Nous dirons que $O_1 = O_2$ si le résultat de l'application de ces deux opérateurs à une fonction est le même, quelque soit la fonction⁴ : $\forall f, O_1f = O_2f$.

L'opération $+$ entre opérateurs hérite directement sa définition de l'opération $+$ entre les fonctions⁵ : L'opérateur $O_1 + O_2$ est l'opérateur qui, appliqué à une fonction, produit la fonction $O_1f + O_2f$ (bien noter que là, l'addition est entre deux fonctions). L'opération \cdot est la combinaison d'opérateur : O_1O_2 est l'opérateur qui à la fonction f , associe la fonction $O_1[O_2[f]]$. On peut affirmer maintenant que l'ensemble des opérateurs linéaires muni de $+$ et de \cdot constitue une algèbre. Les opérateurs 0 et 1 sont les éléments neutres de l'addition et de la multiplication. Dans la suite de ce cours, l'ensemble des fonctions auxquels ces opérateurs s'appliquent est l'ensemble des fonctions \mathcal{L}^2 au moins deux fois dérivable.

Toutes les notations que nous utilisons dans l'algèbre classique

3. A vrai dire, c'est encore pire : f est une fonction, $f(x)$ est un nombre. A nouveau, on a l'habitude de ne pas toujours distinguer explicitement les deux choses et laisser le boulot au cerveau. Dans ce cas, le cerveau agit comme un vulgaire compilateur C, testant constamment le *type* des notations qu'on utilise.

4. Il est évident que $\forall f$ est une condition trop exigeante et n'a pas de sens en général. Si par exemple, l'opérateur contient des dérivées d'ordre n , nous devons comprendre $\forall f$ comme : quelque soit f " n -fois dérivable". A chaque fois, nous supposons l'ensemble des fonctions comme compatible avec la définition de l'opérateur. Nous n'entrerons pas plus dans le détail lors de ce cours, pour ne pas alourdir chaque assertion par un train de précautions et de conditions d'applicabilité. Dans la majorité des cas, nous supposons que nous travaillons avec l'ensemble des fonctions $\mathcal{L}^2[-\infty, +\infty]$ au moins deux fois continuellement dérivable. Ceci surtout impose à nos fonctions qu'elles et leurs dérivées $\rightarrow 0$ quand leur argument $\rightarrow \infty$.

5. De même que dans l'espace des fonctions, l'opération $+$ est héritée de l'addition entre les nombres : la fonction $f + g$ est la fonction qui associe au nombre x le nombre $f(x) + g(x)$.

peuvent être utilisées pour l’algèbre des opérateurs. Par exemple, X^2 est effectivement $X.X$. Si l’on désigne par ∂_x et ∂_y les opérateurs de dérivation par rapport à x et y , alors $\partial_x^2 - \partial_y^2 = (\partial_x - \partial_y)(\partial_x + \partial_y)$. Il faut juste faire attention à la commutativité : en général, deux opérateurs ne commutent pas : $O_1O_2 \neq O_2O_1$. Cela ne veut pas dire que l’on ne peut pas trouver deux opérateurs qui commutent, l’exemple précédent de ∂_x et ∂_y le montre. Simplement, il ne faut pas le présumer à l’avance.

Exemple 10.1 Démontrons que $DX - XD = 1$ (bien noter que ceci est une égalité entre opérateurs). Nous avons $DX[f(x)] = (d/dx)(xf(x)) = xf'(x) + f(x)$ et $XD[f(x)] = xf'(x)$. Donc $(DX - XD)[f(x)] = f(x)$: Le résultat d’application de $DX - XD$ à une fonction est le même que l’application de l’opérateur 1, d’où l’égalité entre les opérateurs.

Définition 1 On appelle commutateur de deux opérateurs O_1 et O_2 , l’opérateur $O_1O_2 - O_2O_1$. Il est usuel de noter ce dernier $[O_1, O_2]$.

Le commutateur joue un très grand rôle en mécanique quantique. Depuis le livre de Paul Dirac en 1930, la mécanique quantique est formulée à travers les relations de commutations.

Fonctions d’opérateurs.

Beaucoup de fonctions usuelles sont définies à l’aide de séries algébriques, comme par exemple, $\exp(x) = \sum_n x^n/n!$. Puisque l’on dispose d’une algèbre pour les opérateurs linéaires, nous pouvons faire de même et définir des fonctions d’opérateurs, comme par exemple $\exp(O)$ ou $\log(1 + O)$, qui sont elles mêmes des opérateurs linéaire. Par exemple, pour l’opérateur D et le scalaire ϵ ,

$$\exp(\epsilon D) = \sum_{n=0}^{\infty} (1/n!) \epsilon^n D^n$$

et le résultat de son application à une fonction $f(x)$ produit la fonction

$$\sum_{n=0}^{\infty} (1/n!) \epsilon^n f^{(n)}(x) = f(x + \epsilon)$$

L’opérateur $\exp(\epsilon D)$ n’est donc rien d’autre que l’opérateur de translation T_ϵ vu plus haut. Bien sûr, dès que l’on parle de suites et de séries infinies, nous avons besoin de la notion de *convergence*. La convergence dans l’espace des opérateurs hérite sa définition de la convergence dans l’espace des fonctions : nous dirons que la suite O_n converge vers O si la suite des *fonctions* $O_n f$ converge vers la fonction $O f$ quelque soit f (cf la note 4).

Disposer des fonctions d’opérateurs nous permet de résoudre symboliquement nombre d’équations à dérivées partielles (EDP). Prenons d’abord l’équation différentielle ordinaire

$$dy/dt = ay \tag{10.1}$$

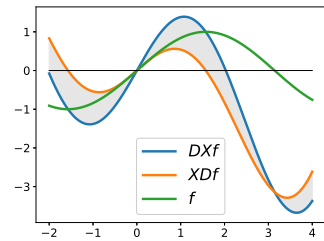


FIGURE 10.1 – Illustration des opérateurs DX et XD appliqués à une fonction ; ici, $f() = \sin()$.

avec la condition initiale $y(t = 0) = y_0$ où a et y_0 sont des scalaires ne dépendant pas du temps. La solution bien connue est $y(t) = \exp(ta)y_0$. La valeurs de la fonction à un temps ultérieur t s'obtient en appliquant (multipliant) le scalaire $\exp(ta)$ à la condition initiale.

Soit maintenant l'EDP de premier ordre

$$\partial_t \psi - \partial_x \psi = 0 \quad (10.2)$$

où $\psi(x, t)$ est une fonction des deux variables x, t ; la condition initiale étant $\psi(x, t = 0) = \psi_0(x)$, $\psi_0(x)$ étant une fonction connue de la variable x . Nous pouvons écrire cette équation sous forme opératorielle

$$\partial \psi / \partial t = D \psi$$

où $D = \partial / \partial x$ est un opérateur qui ne dépend pas de t . En s'inspirant de l'exemple de l'équation (10.1), (voir le problème 10.2 pour un traitement rigoureux) nous pouvons donner la solution comme

$$\psi(x, t) = \exp(t.D)\psi_0(x)$$

Nous savons par ailleurs que l'opérateur $\exp(tD)$ n'est rien d'autre que l'opérateur "translation d'une quantité t ". La solution s'écrit donc

$$\psi(x, t) = \psi_0(x + t)$$

Ceci est la solution exacte de l'EDP (10.2) que nous pouvons obtenir soit par des transformées de Fourier-Laplace, soit par la méthode des caractéristiques du chapitre 17. Ceci n'est pas une analogie. Les mêmes règles d'algèbre (et d'analyse) que nous appliquons aux fonctions ont été définies pour les opérateurs et nous donnent le droit de les manipuler symboliquement de la même façon. Voyons cela d'un peu plus près. La fonction $f(t) = \exp(ta)$ est donnée comme la série

$$\exp(ta) = \sum_{n=0} t^n a^n / n!$$

sa dérivée (qui coïncide avec la dérivée terme à terme de la série) s'écrit (en jouant sur l'indice de sommation)

$$\begin{aligned} f'(t) &= \sum_{n=0} t^n a^{n+1} / n! \\ &= a \sum_{n=0} t^n a^n / n! \\ &= a f(t) \end{aligned}$$

et c'est pour cela que cette fonction est la solution générale de (10.1). En utilisant les mêmes règles de manipulation pour l'algèbre d'opérateurs, nous voyons que l'opérateur $\exp(tD)$ possède comme dérivée par rapport au temps l'opérateur $D \exp(tD)$. La fonction $\psi(x, t) = \exp(tD)\psi_0(x)$ a donc pour dérivée par rapport au temps la fonction $D \exp(tD)\psi_0(x)$, c'est à dire $D\psi(x, t)$.

De façon générale, nous pouvons avoir des EDP du genre

$$\partial \psi / \partial t = H \psi$$

où H est un opérateur spatial (ne dépendant que de la variable x) plus compliqué que le simple opérateur de dérivation spatiale D , mais la discussion ci-dessus reste valide et nous pouvons donner la solution comme

$$\psi(x, t) = \exp(tH)\psi(x, t = 0)$$

L'opérateur $\exp(tH)$ n'est plus alors une simple translation, mais le principe reste le même : la fonction solution à un temps ultérieur t est donnée par l'application de l'opérateur $\exp(tH)$ à la fonction "condition initiale". L'opérateur $\exp(tH)$ est appelé, à juste titre, l'opérateur de l'évolution temporelle. Cette façon de présenter les choses est appelée, en mécanique quantique l'interprétation d'Heisenberg (voir plus bas pour une digression historique). Évidemment, cette façon de résoudre l'équation ne nous sert à rien si nous ne savons pas calculer $\exp(tH)$. Nous verrons plus bas les outils que les mathématiciens ont développé pour calculer efficacement ce genre de fonctions d'opérateurs.

Exercices.

§ 10.5 Identité de Jacobi.

Démontrer que pour trois opérateurs A, B, C , nous avons

$$[A, [B, C]] + [B, [C, A]] + [C, [A, B]] = 0$$

§ 10.6 Démontrer que $D^2 + X^2 = (D + X)(D - X) + 1 = (D - X)(D + X) - 1$. En déduire $[D - X, D + X]$ et $[D^2 + X^2, D \pm X]$. [indication : Utiliser la relation $[D, X] = 1$].

§ 10.7 Commutateur des opérateurs. Démontrer que les opérateurs O et $f(O)$ commutent. $f(x)$ est une fonction analytique dans le voisinage de $x = 0$. Même chose pour $g(O)$ et $f(O)$. Démontrer que si A et B commutent, alors $f(A)$ et $g(B)$ commutent.

§ 10.8 Dans l'espace des opérateurs linéaires sur les fonctions à trois variables, nous définissons $L_z = X\partial_y - Y\partial_x$; L_x et L_y sont définis cycliquement à partir de cette dernière définition. Calculer $[L_\alpha, L_\beta]$ ($\alpha, \beta = x, y, z$). Donner la définition de L_α^2 et de $L^2 = \sum_\alpha L_\alpha^2$. Calculer $[L^2, L_\alpha]$.

§ 10.9 Opérateur rotation. En utilisant les règles de dérivation en chaîne, démontrer que

$$\frac{\partial}{\partial \phi} = L_z$$

que représente alors l'opérateur $\exp(\alpha L_z)$? $\{(r, \theta, \phi)$ sont les coordonnées du point en coordonnées sphérique]

§ 10.10 Exponentiel d'un opérateur. démontrer que

$$\frac{d}{dt} \exp(tA) = A \exp(tA)$$

où A est un opérateur linéaire. **Help** : Utiliser le développement de l'exponentiel et les règles habituelles de la dérivation.

§ 10.11 Exponentiel d'un opérateur (encore). Démontrer que $\exp(P^{-1}AP) = P^{-1} \exp(A)P$ où A, P sont deux opérateurs linéaires.

§ 10.12 **Commutation et exponentiel.** Soit la matrice

$$A = \begin{pmatrix} 0 & -x \\ x & 0 \end{pmatrix}$$

Calculer A^2 . En déduire une expression générale pour A^n selon que n est pair ou impair. Démontrer alors que

$$\exp(A) = \begin{pmatrix} \cos x & -\sin x \\ \sin x & \cos x \end{pmatrix}$$

Help : Décomposer la somme en termes pairs et impairs, et utiliser le développement en série des fonctions sin et cos. Soit maintenant les deux matrices

$$C = \begin{pmatrix} 0 & -x \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad D = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ x & 0 \end{pmatrix}$$

Démontrer que $C^2 = D^2 = 0$ et en déduire $e^C \cdot e^D$. Que peut-on dire de $e^C e^D$ et e^{C+D} ? Est-ce que C et D commutent?

§ 10.13 \exp^{A+B} Pour deux opérateurs A et B qui ne commutent pas a priori, démontrer que

$$e^{(A+B)t} = e^{At} + \int_0^t e^{A(t-s)} B e^{(A+B)s} ds$$

Cette relation, appelée en mécanique quantique relation de Dyson, est très utile pour évaluer l'exponentiel d'un opérateur, si $\exp(At)$ est connu et que la matrice de l'opérateur B est très creuse. [indication : Quel est la solution de l'équation $y' - ay = f(x)$? Obtenir une équation analogue pour l'opérateur $\exp(A+B)t$. En profiter pour donner l'expression de $\exp(A+B)$.

§ 10.14 **Équation d'onde.** Résoudre par la méthode des opérateurs l'équation

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0$$

avec les conditions initiales $u(x,0) = f(x)$ et $\partial_t u(x,t)|_{t=0} = g(x)$ en l'écrivant sous la forme symbolique $\partial^2 u / \partial t^2 - c^2 D^2 u = 0$ et en vous inspirant de la solution de l'équation ordinaire $u'' - a^2 u = 0$.

10.3 Représentation matricielle des opérateurs.

Le grand avantage de disposer d'une base est de pouvoir manipuler les vecteurs à l'aide des nombres. Le même avantage est obtenu pour les opérateurs. Par exemple, étant donné un vecteur du plan euclidien, nous n'avons pas à nous munir de compas et de rapporteur pour effectuer une rotation, mais seulement à effectuer des additions et des multiplications sur des colonnes de chiffres. Voyons comment cela fonctionne.

Soit un opérateur linéaire R dans un espace \mathcal{E} que nous avons équipé d'une base $\{e_1, \dots, e_n\}$. Soit un vecteur v quelconque. Notre but est de pouvoir calculer le résultat de l'application de R à v , qui est un autre vecteur de \mathcal{E} . Nous pouvons décomposer v dans la base donnée :

$$v = \sum_j a_j e_j$$

et comme R est linéaire,

$$R.v = \sum_j a_j (R.e_j)$$

Pour entièrement caractériser l'opérateur R , nous avons simplement besoin de connaître l'action qu'il effectue sur chaque élément de la base. Par ailleurs, chaque $R.e_i$ (pour $i = 1, \dots, n$) est un vecteur de l'espace \mathcal{E} , et donc décomposable sur la base $\{e_1, \dots, e_n\}$:

$$R.e_j = \sum_i r_{ij} e_i \tag{10.3}$$

Donc, pour entièrement connaître R , il suffit de connaître les $n \times n$ nombres r_{ij} . Nous pouvons alors connaître le résultat de l'application de R à n'importe quel vecteurs de l'espace.

$$R.v = \sum_{i,j} r_{ij} a_j e_i \tag{10.4}$$

Il est habituel de représenter la décomposition de $R.e_j$ comme la j -ième colonne d'un tableau de n lignes et appeler le tableau une matrice.

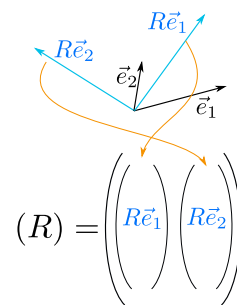


FIGURE 10.2 – Représentation matricielle d'un opérateur linéaire R . Chaque colonne de la matrice (R) est un vecteur $R.e_i$, décomposé dans la base des e_i .

Exemple 10.2 Rotation dans le plan euclidien.

Caractérisons la rotation de $\pi/2$ dans la base orthonormée habituelle du plan euclidien (e_x, e_y) . Nous savons que $R.e_x = e_y = 0e_x + 1e_y$. La première colonne de la représentation matricielle de R dans cette base sera donc $(0, 1)$. De même, $R.e_y = -1e_x + 0e_y$. La représentation de R est donc

$$R = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Il est très important de faire la distinction entre l'opérateur R et sa représentation matricielle. La représentation matricielle est comme une photo de l'opérateur : elle dépend de la base choisie, comme la photo dépend du point de vue du photographe et de l'humeur de la personne qui se fait photographier. Mais la photo *n'est pas* la personne.

Exemple 10.3 Dérivation dans l'espace des fonctions.

Choisissons la base de Fourier $\{e_q = \exp(iqx)\}$. La base est bien sûr infinie, (et même très infinie!), mais cela n'a pas d'importance. Nous avons

$$D.e_q = iq e_q$$

La représentation matricielle de D dans la base de Fourier ne comporte que des éléments diagonaux. Les éléments $d_{qq'}$ de la matrice de D sont donc donnés par $d_{qq'} = 0$ si $q \neq q'$ et par $d_{qq} = iq$. Le fait que D soit diagonale dans la base de Fourier est la raison de son utilisation pour la résolution de l'équation d'onde ou de la chaleur. L'application de D à une fonction quelconque donne

$$Df(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} iq \tilde{f}(q) \exp(iqx) dq$$

ce qui n'est rien d'autre qu'une réécriture de l'expression (10.4).

Nous voyons à travers ce dernier exemple un fait important. Peu importe que notre espace soit fini ou infini, à partir du moment où nous disposons de bases (finies, infinies discrètes ou infinies continues) et que les convergences sont assurées, nous pouvons manipuler les opérateurs linéaires comme des matrices.

Base orthonormale.

Nous avons vu au premier chapitre que disposer d'un produit scalaire $(.,.)$ et d'une base orthonormale facilite énormément les choses. Soit $\{e_1, \dots, e_n\}$ une base orthonormale, c'est à dire $(e_i, e_j) = \delta_{i,j}$ et soit la décomposition d'un vecteur quelconque $v : v = \sum a_i e_i$. Alors

$$\begin{aligned} (v, e_k) &= \left(\sum_i a_i e_i, e_k \right) \\ &= \sum_i a_i (e_i, e_k) \\ &= a_k \end{aligned}$$

Le coefficient a_k de la décomposition du vecteur v sur la base $\{e_i\}$ n'est rien d'autre que le produit scalaire entre v et e_k . Le même principe nous donne les coefficients r_{ij} d'un opérateur dans une base orthonormée. En partant de l'expression (10.3), nous voyons que

$$r_{ij} = (e_i, R.e_j)$$

Pour trouver r_{ij} , il suffit d'appliquer R à e_j et ensuite prendre le produit scalaire de ce dernier avec e_i .

Exercices.

§ 10.15 Soit la base de Fourier $\{1, \cos(2\pi nx/L), \sin(2\pi nx/L)\}$ pour les fonctions définies sur $[0, L]$. En ordonnant correctement les éléments de la base, donner l'expression de l'opérateur D et D^2 dans cette base.

§ 10.16 Soit les fonctions d'Hermite

$$h_n(x) = C_n (-1)^n \exp(x^2/2) \frac{d^n}{dx^n} \exp(-x^2) \quad (10.5)$$

Les premières fonctions sont (en multipliant par $\exp(-x^2/2)$) $1, 2x, 4x^2 - 2, \dots$

Les coefficients C_n , que nous n'explicitons pas, assurent que les fonctions sont normées. On peut démontrer, avec un peu d'effort, que les fonctions h_n sont deux à deux orthogonales et forment une base.

Démontrer que pour l'opérateur

$$H = -D^2 + X^2$$

nous avons $Hh_n(x) = (2n+1)h_n(x)$. Donner alors la représentation de H dans la base des h_n .

§ 10.17 Opérateur D dans la base des Bessel. Soit les fonctions de Bessel I_n définies par

$$I_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{x \cos \theta} \cos(n\theta) d\theta$$

Démontrer que

$$I'_n(x) = (1/2) (I_{n-1}(x) + I_{n+1}(x))$$

Les fonctions $\exp(-x)I_n(x)$ ($n = 0, 1, \dots$) forment une base. Donner l'expression de la matrice de l'opérateur D dans cette base. Cette matrice joue un rôle très important dans les problèmes de matrices tridiagonales.

§ 10.18 Montrer que si l'opérateur M commute avec tous les autres opérateurs, alors $M = \alpha I$. [Help : donnez vous une base quelconque (e_1, \dots, e_n) et considérer l'opérateur projection sur $e_1 : P_1 e_j = \delta_{1j} e_1$. En utilisant la commutation de M avec cet opérateur et d'autres opérateurs de projection, démontrer que la matrice de M dans cette base est diagonale. Ensuite, considérer un opérateur de permutation cyclique $\Pi e_i = e_{i+1}$ et considérer sa permutation avec M : en déduire que tous les éléments diagonaux de M sont alors égaux.]

§ 10.19 Laguerre et autres.

10.4 Valeurs et vecteurs propres.

Quand on travail avec un opérateur linéaire et que l'on souhaite résoudre une EDP qui lui est associé, certaines fonctions (ou vecteur) ont un rôle privilégié. On appelle vecteur propre (*eigenvector* en anglais) d'un opérateur O un vecteur $v_n \neq 0$ tel que

$$Ov_n = \lambda_n v_n$$

où λ_n est un scalaire qui est appelé valeur propre du vecteur v_n .

En géométrie plane, pour l'opérateur de projection sur l'axe x , les deux vecteurs e_x et e_y sont des vecteurs propres, avec les valeurs propres 1 et 0. En géométrie à trois dimensions, les trois vecteurs e_x et e_y et e_z sont des vecteurs propres de la projection sur l'axe x , le premier associé à $\lambda = 1$, les deux autres à $\lambda = 0$. Dans le plan, Pour l'opération de rotation de π , tous les vecteurs du plan sont des vecteurs propres associés à la valeur $\lambda = -1$ (remarquer cependant que $R_\pi = -I$). Enfin, la rotation de $\pi/2$ n'a pas de vecteurs propres.

Exemple 10.4 Dans l'espace des fonctions, $\exp(iqx)$ est vecteur propre de l'opérateur $D = \partial_x$ avec la valeur propre iq . Les fonctions $\sin(qx)$ et $\cos(qx)$ sont les vecteurs propres de l'opérateur D^2 avec $\lambda = -q^2$. Les fonctions d'Hermite $h_n(x)$ que nous avons rencontré plus haut sont fonctions propres de l'opérateur $-D^2 + X^2$ avec la valeur propre $\lambda_n = (2n + 1)$.

Si les vecteurs propres sont suffisamment nombreux pour former une base, on les appelle une base propre. Évidemment, la représentation d'un opérateur dans sa base propre est diagonale.

Disposer d'une base propre accélère (ou rend possible) la solution des problèmes. Prenons le système à deux équations et deux inconnus

$$\begin{aligned} 2x + 3y &= 4 \\ x - 2y &= 1 \end{aligned}$$

formellement, nous pouvons le représenter comme $Au = B$ où A est la matrice

$$\begin{pmatrix} 2 & 3 \\ 1 & -2 \end{pmatrix}$$

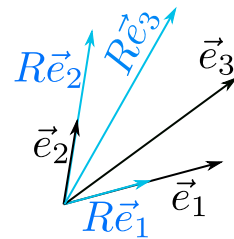


FIGURE 10.3 – Dans cette exemple, les vecteurs \vec{e}_1 et \vec{e}_2 sont les vecteurs propres de l'opérateur R , avec les valeurs propres $\lambda_1 = 0.5$ et $\lambda_2 = 2$. Le vecteur \vec{e}_3 (que nous avons pris comme $\vec{e}_1 + \vec{e}_2$) n'est pas un vecteur propre de R .

$u = (x, y)^T$ et $B = (4, 1)^T$. A est la représentation matricielle d'une application linéaire dans la base $e_1 = (1, 0)^T$ et $e_2 = (0, 1)^T$. La résolution de ce système nécessite quelques opérations d'additions et de combinaisons. Par contre, le système

$$\begin{aligned} 2x &= 4 \\ 3y &= 1 \end{aligned}$$

se résout immédiatement comme deux équations indépendantes. Formellement, on pouvait l'écrire $Au = B$ où cette fois A est la matrice

$$\begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 3 \end{pmatrix}$$

dans la base e_1, e_2 , la matrice de l'opérateur A est diagonale, ce qui permet de ramener la résolution d'un système de deux équations à deux inconnus à la résolution de deux équations à *une* inconnue. Évidemment, un système 2×2 est facile à résoudre, pour un système de 4×4 ou 1000×1000 , le gain est déjà plus appréciable. Dans l'espace de dimension *infinie* de Hilbert, trouver une base propre est souvent la seule possibilité de résoudre un problème, comme nous le verrons plus bas.

10.5 Disposer d'une base propre orthogonale.

Le très grand avantage de disposer d'une base propre orthogonale (ou encore mieux, orthonormale) est de pouvoir résoudre des équations aux dérivées partielles. Nous avons vu une application de cette méthode dans le chapitre sur les séries et transformées de Fourier. Nous allons voir cela dans des cas plus généraux.

Supposons que nous voulons résoudre l'équation aux dérivées partielles

$$\partial_t \psi(x, t) = H\psi(x, t) \quad (10.6)$$

où l'on suppose que l'opérateur H n'a que des composantes spatiales. Les conditions initiales et aux limites de cette équation sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \psi(x \rightarrow \pm\infty, t) &= 0 \\ \psi(x, 0) &= g(x) \end{aligned}$$

la fonction tend vers zéro pour les grand x ; à l'instant $t = 0$, la fonction recherchée prend la forme de $f(x)$. Supposons que nous connaissons une base orthonormale $\{f_n(x)\}$ dans laquelle l'opérateur H est diagonale⁶ :

$$Hf_n(x) = \lambda_n f_n(x)$$

A chaque instant t , nous pouvons décomposer la fonction (inconnu) $\psi(x, t)$ sur la base des $\{f_n\}$:

$$\psi(x, t) = \sum_{i=0}^{\infty} a_n(t) f_n(t)$$

6. Nous supposons que les fonctions f_n sont compatibles avec les conditions aux bords : $f_n(x \rightarrow \pm\infty) = 0$.

Les $a_n(t)$ sont les coefficients de cette décomposition et varient bien sûr d'un instant à un autre. En utilisant cette décomposition dans l'équation (10.6) nous obtenons⁷

$$\sum_{i=0}^{\infty} a'_n(t) f_n(x) = \sum_{i=0}^{\infty} \lambda_n a_n(t) f_n(x)$$

Comme les f_n constituent une base, les coefficients de la décomposition sont uniques et

$$a_n(t) = a_{n,0} \exp(\lambda_n t)$$

Il nous reste juste à trouver les coefficients $a_{n,0}$; ceci s'obtient en utilisant la condition initiale

$$g(x) = \sum_{i=0}^{\infty} a_{n,0} f_n(x)$$

et donc

$$a_{n,0} = \langle f_n(x), g(x) \rangle$$

Résumons la méthode. On décompose la condition initiale sur la base des fonctions propres. L'amplitude de chaque composante $a_n(t)$ varie exponentiellement avec l'exposant λ_n . Il suffit de recombiner ces composantes à un temps ultérieurs t pour recalculer la fonction ψ en ce temps là :

$$\psi(x, t) = \sum_{i=0}^{\infty} \langle \psi(x, 0), f_n(x) \rangle \exp(\lambda_n t) f_n(x) \quad (10.7)$$

Cette façon de calculer la fonction ψ est appelé en mécanique quantique l'interprétation de Schrödinger⁸.

Exemple 10.5 oscillateur harmonique.

En mécanique quantique, l'équation d'une particule dans un potentiel harmonique s'écrit (en choisissant convenablement les unités)

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} + x^2 \right) \psi$$

D'après l'exercice §10.16 que nous avons vu sur les fonctions de Hermite, il n'est pas difficile d'expliciter la solution sous la forme de

$$\psi(x, t) = \sum a_n e^{-i(2n+1)t} h_n(x)$$

Comparaison Schrödinger-Heisenberg.

L'interprétation de Schrödinger et Heisenberg sont bien sûr équivalente. Reprenons l'équation (10.6) . Dans l'interprétation d'Heisenberg, la solution s'écrit

$$\psi(x, t) = e^{tH} \psi(x, 0) \quad (10.8)$$

comme nous l'avons indiqué, la fonction ψ au temps t s'obtient en appliquant l'opérateur $\exp(tH)$ à la fonction ψ au temps 0. Dans

7. Nous supposons que l'on peut intervertir les opérations de sommation et de dérivation par rapport au temps.

8. Heisenberg et Schrödinger ont formulé ces deux approches dans les années 1922-28 quand les méthodes d'analyse fonctionnelle n'étaient pas encore popularisées chez les physiciens. La contribution de Von Neumann était de montrer, en important les concepts développés par Hilbert en mathématiques, que les deux approches étaient équivalentes. Dirac à mis la dernière main à l'édifice en 1932 en formulant l'ensemble de façon extrêmement élégante.

sa base propre (les $f_n(x)$ ci-dessus), l'opérateur H est diagonal. En utilisant la définition de l'opérateur

$$\exp(tH) = \sum_{n=0}^{\infty} (1/n!) t^n H^n$$

nous voyons que l'opérateur $\exp(tH)$ est également diagonal dans cette base, et ses éléments diagonaux s'écrivent $(\exp(t\lambda_1), \exp(t\lambda_2), \dots, \exp(t\lambda_n), \dots)$. En notation matricielle, nous avons

$$H = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & \cdot & \cdot \\ 0 & \lambda_2 & 0 & \\ \cdot & 0 & \lambda_3 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} ; \quad e^{tH} = \begin{pmatrix} e^{t\lambda_1} & 0 & \cdot & \cdot \\ 0 & e^{t\lambda_2} & 0 & \\ \cdot & 0 & e^{t\lambda_3} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

Si maintenant nous exprimons la fonction $\psi(x, 0)$ dans la même base

$$\psi(x, 0) = \sum_n \langle \psi(x, 0), f_n(x) \rangle f_n(x)$$

nous voyons que l'interprétation d'Heisenberg (10.8) exprime exactement la même chose que l'interprétation de Schrödinger (10.7).

Fonctions d'opérateurs.

Le paragraphe précédent nous indique comment calculer une fonction d'opérateur, même quand nous ne connaissons pas la série de la fonction. Soit l'opérateur A , diagonal dans sa base propre (e_1, e_2, \dots) et possédant les valeurs propres $(\lambda_1, \lambda_2, \dots)$. L'opérateur $f(A)$ est définie de telle façon que sa représentation dans la même base soit diagonale, avec les éléments $(f(\lambda_1), f(\lambda_2), \dots)$.

10.6 Opérateurs hermitiens.

Dans la théorie des opérateurs linéaires, une certaine classe d'opérateurs qu'on appelle hermitiens joue un rôle fondamental, puisqu'on peut démontrer que ces opérateurs sont diagonalisables et qui apparaissent très souvent dans les problèmes de physique.

Nous supposons dorénavant que nous disposons d'un produit scalaire (\cdot, \cdot) . On appelle l'adjoint d'un opérateur O l'opérateur O^\dagger tel que quelque soit les deux vecteurs u, v

$$(u, Ov) = (O^\dagger u, v)$$

Supposons que le produit scalaire est défini sur le corps des réels. Alors $(u, v) = (v, u)$. Si dans une base (que nous prenons orthonormale pour plus de simplicité, mais sans nécessité aucune) l'opérateur O est représenté par la matrice $O_{ij} = (e_i, Oe_j)$, on peut démontrer sans difficulté que pour la matrice de l'adjoint, $O_{ij}^\dagger = O_{ji}$: on interverti les lignes et les colonnes d'une matrice pour obtenir celle de son adjoint. La matrice résultante est appelé la transposée. Si le produit scalaire est défini sur le corps des complexes, alors $O_{ij}^\dagger = O_{ji}^*$.

Un opérateur est dit self-adjoint ou hermitien si $O^\dagger = O$.

Exemple 10.6 Dans l'espace des fonctions réelles ou complexes \mathcal{L}^2 (qui donc tendent vers 0 pour $x \rightarrow \pm\infty$), l'opérateur D n'est pas hermitien : une intégration par partie montre que $(u, Dv) = -(Du, v)$. Par contre, deux intégrations par partie montrent que l'opérateur D^2 est hermitien. De même, l'opérateur iD est Hermitien pour les fonctions complexes.

Les opérateurs hermitiens ont quelques propriétés remarquables, parmi lesquels les suivantes que nous demandons au lecteur de démontrer/découvrir à travers les exercices.

Exercices.

§ 10.20 Les valeurs propres d'un opérateurs hermitiens sont réelles : Si $Ax = \lambda x$, $A = A^\dagger$, alors $\lambda \in \mathbb{R}$. [Indication : calculer (x, Ax) et $(x, A^\dagger x)$]

§ 10.21 Les vecteurs propres associés à deux valeurs propres distinctes sont orthogonales : Si $Ax_1 = \lambda_1 x_1$, $Ax_2 = \lambda_2 x_2$, $A = A^\dagger$, $\lambda_1 \neq \lambda_2$, alors $(x_1, x_2) = 0$. [indication : calculer (x_1, Ax_2) et $(x_1, A^\dagger x_2)$].

§ 10.22 Démontrer, dans l'espace des fonctions \mathcal{L}^2 que les valeurs propres de l'opérateur $-D^2$ sont positifs. [indication : il suffit de démontrer que $\forall x, (x, -D^2 x) \geq 0$, ce qui peut s'obtenir en effectuant une intégration par partie. De tels opérateurs sont appelés défini positif.].

§ 10.23 Soit la fonction réelle $V(x)$ possédant un minimum absolu $E : \forall x \in \mathbb{R}, V(x) \geq E$. Démontrer d'abord que l'opérateur V est hermitien [définition : $V.f(x) = V(x)f(x)$]; Démontrer ensuite que toutes ses valeurs propres sont $\geq E$. [indication : il suffit de considérer $(u, (V - E)u)$ pour une fonction u quelconque et démontrer que sa valeur est toujours ≥ 0]. En combinant avec le résultat de la question précédente, que pouvez vous déduire pour l'opérateur

$$H = -D^2 + V$$

§ 10.24 Pour un opérateur hermitien, le minimum de (x, Ax) avec la contrainte $(x, x) = 1$ est fournit par le vecteur propre de la matrice associée à la plus petite des valeurs propres ; la valeur propre est juste un multiplicateur de Lagrange (voir le chapitre sur le calcul variationnel pour la définition des multiplicateurs de Lagrange).

§ 10.25 Dans l'espace des fonctions \mathcal{L}^2 à trois variables définies sur \mathbb{R}^3 , démontrer que l'adjoint de l'opérateur gradient est l'opérateur ($-$ divergence), et vice et versa, tandis que l'adjoint du rotationnel est lui même.

10.7 Méthodes opératorielles, algèbre de Lie.

En algèbre classique, pour résoudre un problème, on essaye de le décomposer en termes plus simples. Par exemple, pour résoudre $x^2 - 3x + 2 = 0$, on peut remarquer que l'on peut la ramener à la forme $(x - 1)(x - 2) = 0$; on remarque ensuite que pour que ce produit soit 0, il suffit qu'un des termes soit nul, et qu'il suffit donc de résoudre les deux équations $x - 1 = 0$ et $x - 2 = 0$ pour avoir les solutions du problème. Or, ces deux dernières équations sont solubles par des techniques que nous connaissons déjà.

Les opérateurs linéaires possèdent une algèbre. On peut se demander si on ne peut pas entreprendre la même démarche pour décomposer des EDP compliquées en systèmes plus simples. La

réponse est oui si on fait attention aux conditions aux limites et si on garde en tête que l'algèbre des opérateurs est non commutative. Nous n'allons pas donner ici un exposé de ces méthodes, mais préférons l'illustrer à travers deux exemples. Le problème 10.1 généralise cette approche à toute une classe d'opérateur qu'on appelle supersymétrique.

10.7.1 L'oscillateur harmonique en mécanique quantique.

L'opérateur $H = -D^2 + V(X)$ joue un rôle très important en mécanique quantique. Appelant ψ la fonction d'amplitude, l'équation de Schrödinger est de la forme

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

Nous avons vu au §10.6 que H est hermitien et que toutes ses valeurs propres sont supérieures à E_0 , la valeur minimum de la fonction $V(x)$. L'opérateur $-D^2$ joue le rôle de l'énergie cinétique et l'opérateur $V(x)$ celui de l'énergie potentielle; l'opérateur H est appelé Hamiltonien du système. Nous travaillons dans l'espace $\mathcal{L}^2[-\infty, +\infty[$ et la gestion des conditions aux limites ne pose pas trop de problème ($\psi(x \rightarrow \pm\infty) = 0$). Nous avons vu au §10.5 que résoudre cette équation revient à trouver les valeurs et vecteurs propres de l'opérateur H . Prenons le cas particulier du Hamiltonien

$$H = -D^2 + X^2$$

d'une particule se trouvant dans un potentiel harmonique. Nous savons que toutes les valeurs propres sont > 0 . Nous avons donné en exemple plus haut les fonctions et valeurs propres de cet hamiltonien. Nous allons voir que nous pouvons trouver ces fonctions sans résoudre aucune équation différentielle, un peu comme faire du beurre avec de l'eau. Il suffit juste de manipuler l'algèbre des opérateurs et surtout de leurs commutateurs. L'exemple que nous allons suivre est le prototype de ce genre de calcul et nous le donnons donc avec un peu de détail.

Comme $[D, X] = 1$, nous pouvons décomposer l'hamiltonien :

$$H = (-D + X)(D + X) + 1 = (D + X)(-D + X) - 1$$

Notons que l'opérateur X est hermitien $X = X^\dagger$ et que $D^\dagger = -D$. Nous pouvons donc poser

$$\begin{aligned} A &= D + X \\ A^\dagger &= -D + X \end{aligned}$$

et récrire $H = AA^\dagger - 1 = A^\dagger A + 1$. Ce qui implique naturellement que $[A, A^\dagger] = 2$.

Par ailleurs, on peut démontrer facilement que pour trois opérateurs quelconque, $[FG, F] = F[F, G]$ et $[F, FG] = F[F, G]$. Cette petite

gymnastique nous permet d'obtenir

$$\begin{aligned} [H, A^\dagger] &= [A^\dagger A + 1, A^\dagger] \\ &= [A^\dagger A, A^\dagger] \\ &= 2A^\dagger \end{aligned} \quad (10.9)$$

L'équation (10.9) est un cas particulier d'un opérateur d'échelle. Avoir à sa disposition de telles relations est d'un très grand avantage comme nous allons le voir plus bas.

10.7.2 Lemme.

Si ψ_E est une fonction propre de H associée à la valeur propre E , alors $A^\dagger \psi_E$ est une fonction propre de H associée à la valeur propre $E + 2$.

Vous voyez ici l'avantage : si on connaît une valeur propre et une fonction propre, on peut en trouver beaucoup d'autre par l'application successive de l'opérateur A^\dagger . La démonstration est immédiate :

$$\begin{aligned} HA^\dagger \psi_E &= (2A^\dagger + A^\dagger H)\psi_E \\ &= (E + 2)A^\dagger \psi_E \end{aligned}$$

Nous pouvons effectuer la même démarche pour A et démontrer que $HA\psi_E = (E - 2)A\psi_E$. Comme nous savons que toutes les valeurs propres sont > 0 , il existe donc forcément une valeur propre minimum que nous appelons ϵ (noter que $0 < \epsilon < 2$). Toutes les autres valeurs propres sont donc de la forme $(2n + \epsilon)$, avec $n \in \mathbb{N}$.

Il nous reste maintenant à déterminer cette valeur ϵ . Appelons ψ_0 la fonction propre associée à ϵ . Nous devons alors obligatoirement avoir

$$A\psi_0 = 0 \quad (10.10)$$

sinon nous aurions des valeurs propres négatives. De là, nous pouvons naturellement déduire que

$$H\psi_0 = \psi_0$$

Et par conséquent, $\epsilon = 1$. Les valeurs propres de l'opérateur H sont donc de la forme $E_n = 2n + 1$. Quand je vous disais qu'on peut fait du beurre avec de l'eau!

Noter que la relation (10.10) est juste une équation différentielle

$$d\psi_0/dx + x\psi_0 = 0$$

avec les conditions $\psi_0 \rightarrow 0$ pour $x \rightarrow \pm\infty$. Cette équation est simple à résoudre

$$\psi_0(x) = C \exp(-x^2/2)$$

Les autres fonctions s'obtiennent à partir de là (cf l'exercice 10.27).

10.7.3 Le moment cinétique.

A ajouter.

Exercices.

§ 10.26 Donner les matrices des opérateurs A et A^\dagger de l'oscillateur harmonique dans la base des fonctions propres de H .

§ 10.27 En appliquant de façon récursive l'opérateur A^\dagger à ψ_0 , démontrer que la fonction propre ψ_n est bien de la forme donnée par l'équation (10.5).

§ 10.28 Guider suffisamment le lecteur pour résoudre l'atome d'hydrogène.

Problèmes.

Problème 10.1 supersymétrie

Nous souhaitons généraliser la méthode développée en sous-section 10.7.1 pour le traitement de l'oscillateur harmonique à toute une classe d'opérateur qu'on appelle supersymétrique⁹. Nous allons illustrer cette méthode à travers le calcul des valeurs et fonctions propres de l'opérateur

$$H_{sec} = -d^2/dx^2 + 2/\cos^2 x$$

Pour cela, nous allons construire un opérateur jumeau dont le calcul des valeurs et fonctions propres sont plus simple, et ensuite revenir à notre objectif initial.

0. Définition. Soit l'opérateur générique

$$H_1 = -d^2/dx^2 + V_1(x)$$

où $V_1(x) \geq V_{min} \in \mathbb{R}$ (c'est à dire que la fonction $V_1(x)$ possède une borne inférieure). Rappelons que cet opérateur transforme la fonction $f \in \mathcal{L}_2$ en

$$H_1.f(x) = -f''(x) + V_1(x)f(x) \quad (10.11)$$

1. Opérateurs d'échange. Démontrer que

$$[d/dx, W(x)] = W'(x)$$

où d/dx est l'opérateur de dérivation, $W(x)$ est l'opérateur de multiplication par la fonction $W(x)$, $[\cdot, \cdot]$ désigne le commutateur, et l'égalité est dans l'espace des opérateurs. [Help : nous avons vu en cours le cas particulier $W(x) = x$; appliquer le commutateur à une fonction quelconque f et étudier le résultat]

Soit maintenant la fonction $W(x)$ tel que

$$-W'(x) + W^2(x) = V_1(x)$$

Démontrer alors que l'opérateur H_1 se met sous la forme

$$H_1 = A^\dagger A$$

où

$$\begin{aligned} A^\dagger &= -d/dx + W(x) \\ A &= d/dx + W(x) \end{aligned}$$

2. Jumeaux. Soit l'opérateur $H_2 = AA^\dagger$. Montrer que cet opérateur se met sous la forme

$$H_2 = -d^2/dx^2 + V_2(x)$$

où vous préciserez la forme de $V_2(x)$. V_1 et V_2 sont appelés des potentiels jumeaux.

3. Valeurs et fonctions propres. Démontrer que si $\psi_n(x)$ est une fonction propre de H_1 associée à la valeur propre λ_n , c'est à dire $H_1\psi_n(x) = \lambda_n\psi_n(x)$, alors la fonction $\phi_n(x) = A\psi_n(x)$ est une fonction propre de l'opérateur H_2 associée à la même valeur propre. [Help : il suffit juste de se souvenir des définitions de H_1 et H_2 en terme de A et A^\dagger .]

9. Un traitement détaillé de cette méthode se trouve dans le livre de Cooper, Khare et Sukhatme, *Supersymmetry in quantum mechanics*.

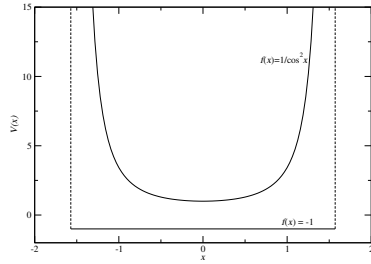


FIGURE 10.4 – Les fonctions $\sec^2 x$ et -1

De même, démontrer que si $\phi_n(x)$ est fonction propre de H_2 , c'est à dire $H_2\phi_n(x) = \mu_n\phi_n(x)$, alors $\psi_n(x) = A^\dagger\phi_n(x)$ est fonction propre de H_1 avec la même valeur propre.

Vous voyez ici apparaître un résultat très important : si nous connaissons les valeurs propres et fonctions propre d'un opérateur, nous connaissons immédiatement les valeurs et fonctions propres de son opérateur jumeau.

4. Construction de W .

Soit $\psi_0(x)$ la fonction propre fondamentale de H_1 , c'est à dire celle qui est associée à la plus petite valeur propre λ_0 ; sans perte de généralité, nous supposons que $\lambda_0 = 0$. Nous allons considérer cette fonction parce que nous savons (on ne démontrera pas cela ici) que $\psi_0(x) \neq 0 \forall x$, et cela nous facilite un peu la tâche par la suite de cette question. Démontrer que nous pouvons écrire $W(x)$ sous la forme de

$$W(x) = -\psi_0'(x) / \psi_0(x)$$

5. Application : puits de potentiel infini. Soit maintenant l'intervalle $[-\pi/2, \pi/2]$ et le potentiel $V_1(x) = -1$; nous allons nous limiter aux fonctions \mathcal{L}_2 sur cet intervalle qui s'annulent sur les bords (en mécanique quantique, on parle d'un puits de potentiel infiniment profond). Vérifier que les fonctions

$$\psi_n(x) = \cos(2n + 1)x$$

sont bien des fonctions propres de l'opérateur H_1 ; Quelles sont les valeurs propres λ_n associées à ces fonctions ?

6. Potentiel jumeau. Obtenir explicitement le potentiel $V_2(x)$, jumeau du potentiel $V_1(x) = -1$. En déduire les fonctions et valeurs propres de l'opérateur H_2 .

7. Shift et conclusion. Soit $a \in \mathbb{R}$ et H un opérateur quelconque. Démontrer que si $f(x)$ est une fonction propre de H avec la valeur propre λ , alors elle est également une fonction propre de l'opérateur $H + a$, mais avec la valeur propre $\lambda + a$. En déduire les fonctions et valeurs propres de l'opérateur H_{sec} , notre objectif initial.

Problème 10.2 Algèbre des opérateurs et l'opération de dérivation.

Soit un opérateur linéaire \bar{A} défini dans l'espace des fonctions (nous utiliserons un symbole sur-ligné pour désigner un opérateur) . Un exemple typique est l'opérateur $\bar{D} = d/dx$ qui à une fonction $f(x)$ associe la fonction $f'(x)$. Nous avons beaucoup étudié l'algèbre des opérateurs en cours. Nous allons retrouver ici quelques résultats élémentaires. Soit t un scalaire $t \in \mathbb{R}$.

1. Démontrer que $\bar{A}t = t\bar{A}$ [Help : Appliquer les deux opérateurs à une fonction quelconque].
2. Démontrer que $(t\bar{A})^n = t^n\bar{A}^n$. [Help : Rappeler ce que veut dire une puissance d'un opérateur].
3. Soit un opérateur \bar{H}_t dépendant d'un paramètre scalaire (comme par exemple l'opérateur $(t\bar{A})^n$). Nous définissons l'opérateur "dérivée par rapport à t " h_t de la façon suivante :

$$h_t = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} (\bar{H}_{t+\epsilon} - \bar{H}_t)$$

Démontrer alors, en utilisant les deux questions précédentes et vos connaissances de la dérivée habituelle, que la dérivée par rapport à t de l'opérateur $(t\bar{A})^n$ est l'opérateur

$$nt^{n-1}\bar{A}^n$$

4. En déduire que la dérivée par rapport à t de l'opérateur $\exp(t\bar{A})$ est l'opérateur

$$\bar{A}\exp(t\bar{A})$$

[Help : utiliser la définition en terme de série de l'opérateur $\exp(t\bar{A})$]

5. Faire la même chose avec l'opérateur $(1 - t\bar{A})^{-1}$ [Help : à nouveau, il faut utiliser le développement en série de cet opérateur].

Problème 10.3 Vibration d'une poutre.

Le but de ce problème est de montrer, à travers un exemple simple, que les outils qu'on utilise en mécanique quantique ont un caractère très général et qu'il n'y a pas à mystifier une équation complexe du genre $i\hbar\partial_t\psi = H\psi$, qui n'est rien d'autre qu'une équation réelle d'ordre supérieur.

Nous souhaitons étudier certains aspects d'une équation d'onde se propageant dans une poutre :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \rho^2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0$$

où ρ est une constante liée à l'élasticité de courbure de la poutre. La fonction $u(x, t)$ est la flèche en un point x à un instant t . La poutre est supposée infiniment longue. Pour faire notre étude, nous utiliserons l'arsenal des opérateurs linéaires sur des fonctions complexes à notre disposition.

1. Passage du réel au complexe. Désignons par $\phi(x, t)$ la fonction complexe

$$\phi(x, t) = \frac{\partial u}{\partial t} + i\rho \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

Nous noterons dorénavant H l'opérateur

$$H = \rho^2 \partial^2 / \partial x^2 \quad (10.12)$$

La fonction ϕ peut donc être écrite comme $\phi = \partial_t u + iHu$. Démontrer que la fonction ϕ obéit à l'équation

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} - iH\phi = 0$$

Notons que la quantité $\phi\phi^* = (\partial u / \partial t)^2 + \rho^2 (\partial^2 u / \partial x^2)^2$ est la densité d'énergie en un point x à un instant t .

2. Quelques rappels et définitions. Considérons l'ensemble de fonctions complexes de deux variables t, x muni d'un produit scalaire (\cdot, \cdot) . Nous supposons que le produit scalaire est une intégrale sur la variable x :

$$(\phi, \psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi^*(x, t) \psi(x, t) dx$$

Étant donné un opérateur quelconque A , sa valeur moyenne sur une fonction ϕ est définie par

$$\langle A \rangle = (\phi, A\phi)$$

Nous supposons dorénavant que les fonctions qui nous intéressent obéissent à une équation d'évolution

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = iH\phi \quad (10.13)$$

où H est un opérateur hermitien qui ne contient que de dépendance en x .

3. Dérivation. Démontrer, en utilisant la linéarité du produit scalaire que

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi, \psi) = \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}, \psi \right) + \left(\phi, \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)$$

4. Évolution. Démontrer que l'évolution de $\langle A \rangle$, où A est un opérateur quelconque n'ayant que de dépendance en x , est donnée par

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle A \rangle = i \langle [A, H] \rangle$$

où $[A, H] = AH - HA$.

5. Densité d'énergie. L'énergie totale dans la poutre est donnée par la quantité $E = \langle 1 \rangle$, où 1 est l'opérateur identité. Démontrer que l'énergie est une quantité conservée, c'est à dire $\partial E / \partial t = 0$.

6. Commutateur de X . Soit l'opérateur $P = \partial / \partial x$. Démontrer que

$$[X, P] = -1$$

où X est l'opérateur de multiplication par x : $X\phi = x\phi$. En déduire que

$$[X, P^2] = -2P$$

Il n'est pas difficile de voir que l'opérateur H défini en (10.12) vaut $H = \rho P^2$.

7. Barycentre de l'énergie. le barycentre de l'énergie est donnée par $\langle X \rangle$. Démontrer que si la fonction ϕ est paire, c'est à dire $\phi(x, t) = \phi(-x, t)$, alors

$$\frac{\partial \langle X \rangle}{\partial t} = 0$$

[Help : Si une fonction est paire, quelle est la nature de sa dérivée ? Que peut on dire de l'intégrale des fonctions paires et impaires ?]

8. Évolution. Nous savons que la solution de l'équation (10.13) est donnée, *operatoriellement*, par

$$\phi(x, t) = e^{itH} \phi(x, 0)$$

En développant l'opérateur exponentiel, démontrer que si la fonction $\phi(x, 0)$ (la condition initiale) est paire, alors la fonction aux temps ultérieurs $\phi(x, t)$ reste toujours paire.

Note. Si nous voulions continuer, nous aurions développé une relation entre la vitesse du barycentre est la *chiralité* de la fonction définie par $\int_I \phi^* \phi' dx$; nous aurions également étudié l'élargissement de l'onde, donné par $\langle X^2 \rangle$. Il aurait été utile également de considérer une poutre finie et voire comment on prend en compte les conditions aux bords.

11

Le calcul variationnel

11.1 Introduction.

Dès que vous avez vu les bases de l'analyse, vous avez appris à répondre à la question suivante : comment trouver le point x pour lequel la fonction $f(x)$ est maximum (ou minimum)? f est une machine qui prend un nombre en entrée et produit un nombre en sortie. La question ci-dessus en réalité est celle de trouver un extremum *local* : un point qui produit la sortie la plus grande (ou la plus petite) que tous ses voisins immédiats. Nous savons que pour un tel point x^* ,

$$f'(x^*) = 0.$$

Donnons nous maintenant une fonctionnelle S . Ceci est une machine qui prend *une fonction* en entrée et produit un nombre en sortie. Par exemple

$$S(f) = \int_a^b [f(x)^2 + f'(x)] dx \quad (11.1)$$

est une fonctionnelle qui prend une fonction, ajoute son carré et le carré de sa dérivée et les intègre entre deux bornes pour produire un nombre. Si on entre la fonction $\sin x$ dans cette machine, elle produit le nombre $b - a$. Si on y entre la fonction $\exp x$, elle produit le nombre $2 \exp(2b) - 2 \exp(2a)$.

Le calcul variationnel consiste à répondre à la question suivante : quelle est la fonction f qui produit la plus grande sortie $S(f)$? La réponse que nous allons voir par la suite est que f doit satisfaire une équation différentielle qui est reliée à la forme de la fonctionnelle S .

Donnons deux exemples avant d'aller plus loin.

Exemple 11.1 Le Brachistochrone. L'exemple le plus important historiquement est celui du brachistochrone. Soit un point $A(0,0)$ situé dans le plan vertical, relié à un point $B(x_1, y_1)$ par un toboggan dont la forme est donnée par la fonction $y = f(x)$. On laisse un objet glisser sans frottement du point A le long du toboggan. Comment choisir la forme du toboggan, (la fonction f), pour que le temps d'arrivée au point B soit minimum? Vous voyez qu'une fois qu'on se donne un toboggan, c'est à

dire une fonction, en utilisant quelques notions de mécanique et de conservation d'énergie, on peut calculer le temps de parcours, c'est à dire un scalaire. Essayons de mettre cela en forme. La vitesse de l'objet à l'ordonnée y vaut $\sqrt{2gy}$. L'élément d'arc $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2} = \sqrt{(1 + f'(x)^2)dx}$ est parcouru en un temps $dt = ds/v$. Le temps total du parcours est donc

$$T = \int_0^{x_1} \sqrt{\frac{1 + f'(x)^2}{2gf(x)}} dx$$

Et il faut trouver la fonction f qui minimise cette intégrale¹. Ce problème avait été lancé comme un défi par un des frères Bernoulli vers 1690 (à peine dix ans après l'invention du calcul différentiel) à la communauté scientifiques. Tous les grands (Newton, Leibnitz, l'autre Bernoulli, Hospital, ...) y répondirent. Euler (~1740) a trouvé une solution générale de ce genre de problème et Lagrange (~1780) les a généralisé à la mécanique.

1. A première vue, il semble qu'il manque quelque chose à cette formulation : l'intégrale ne contient pas de référence à y_1 et nous n'exigeons apparemment pas que la particule finisse sa trajectoire à l'ordonné y_1 . Nous y reviendrons plus tard, quand nous aborderons les contraintes.

Exemple 11.2 La Mécanique analytique. Prenons une particule de masse m qui quitte le point $x = 0$ au temps $t = 0$ et arrive à un autre point $x = x_1$ au temps $t = t_1$. Cette particule est soumise à un potentiel $V(x)$. Le mouvement de la particule est donné par la fonction $x(t)$. La fonction $x(t)$ qui minimise

$$S = \int_0^{t_1} \left[(m/2)\dot{x}^2(t) - V(x(t)) \right] dt \quad (11.2)$$

est la trajectoire suivie par la particule. Ceci est une nouvelle formulation de la mécanique. Classiquement, nous résolvons l'équation différentielle $F = ma$ où la fonction $F(x) = -dV/dx$ et $a = d^2x/dt^2$ pour remonter à la trajectoire $x(t)$. Ici, la démarche est différente : de toute les trajectoires possibles qui relie $(0,0)$ à (t_1, x_1) , la particule choisit justement celle qui minimise l'intégrale (11.2). Comme si un dieu calculait le coût (qu'on appelle l'action S) de chaque trajectoire et choisissait la meilleure. Bien sûr, cette formulation de la mécanique et la formulation Newtonienne sont équivalente, bien que la formulation lagrangienne soit beaucoup plus profonde et pratique. Notez que la quantité dans l'intégrale n'est pas l'énergie totale, mais l'énergie cinétique *moins* l'énergie potentielle. On appelle cette quantité le lagrangien.

11.2 Calcul des variations.

Formulons correctement notre problème (nous n'allons pas attaquer le cas le plus général pour l'instant). Soit la fonctionnelle

$$S[f] = \int_a^b \mathcal{L}[f(t), f'(t), t] dt \quad (11.3)$$

Trouver la fonction $f(t)$, avec les conditions $f(a) = y_0$ et $f(b) = y_1$ pour laquelle l'intégrale est un extremum.

Traditionnellement, la fonction \mathcal{L} qui se trouve sous l'intégrale est appelée le lagrangien. C'est une fonction tout ce qu'il y a de plus normal. Par exemple, $\mathcal{L}(x, y) = x^2 + y^2$. Comme à un instant donné, $f(t)$ et $f'(t)$ sont des nombres, il est tout à fait légitime de calculer $\mathcal{L}[f(t), f'(t)]$ qui dans ce cas, vaut $f(t)^2 + f'(t)^2$ comme l'expression que nous avons écrit dans (11.1). En plus, nous avons le droit de prendre les dérivées partielles de \mathcal{L} : par exemple, dans ce cas, $\partial\mathcal{L}/\partial x = 2x$ et $\partial\mathcal{L}/\partial y = 2y$. Il est usuel, si nous avons noté $\mathcal{L}[f(t), f'(t)]$, de noter ces dérivées partielles par $\partial\mathcal{L}/\partial f$ et $\partial\mathcal{L}/\partial f'$: cela veut juste dire "dérivée partielle par rapport au premier ou deuxième argument". Dans ce cas, nous aurions eu par exemple $\partial\mathcal{L}/\partial f' = 2f'(t)$. D'ailleurs, $\partial\mathcal{L}/\partial f'$ est ici une fonction de t et on peut par exemple prendre sa dérivée par rapport au temps : $d[\partial\mathcal{L}/\partial f']/dt = 2f''(t)$. Si au début, vous trouvez cette notation abrupte, remplacez f et f' avant les dérivations par x et y , et remettez les à leur place une fois les opérations terminées. Mais on prend vite l'habitude de ces notations. Notez également que l'on ne cherche pas n'importe quelle fonction, mais les fonctions qui prennent des valeurs bien déterminées (y_0 et y_1) aux bords a et b .

Avant d'aller plus loin, revenons un instant au cas d'une fonction $f(x)$ dont on veut trouver l'extremum. Si nous connaissons la valeur de la fonction au point x , alors son accroissement quand on se déplace au point $x + \epsilon$ est donnée par

$$df = f(x + \epsilon) - f(x) = A(x)\epsilon + \text{termes d'ordres } \epsilon^2 + \dots$$

La première partie de l'accroissement (celle qui est importante quand ϵ est petit) est linéaire en ϵ : si nous avons pris un ϵ deux fois plus grand, nous aurions eu un accroissement deux fois plus grand également. La fonction $A(x)$ est le coefficient de proportionnalité entre df et ϵ au point x , et nous avons plus l'habitude de la noter par $f'(x)$. Le point x est un extremum si le coefficient de proportionnalité $f'(x) = 0$, c'est à dire qu'en se déplaçant autour du point x , l'accroissement de f (à l'ordre 1 en ϵ) est nulle.

Nous n'avons qu'à suivre cette méthodologie pour trouver l'extremum de notre fonctionnelle $S[f]$: Nous allons ajouter la fonction $\epsilon g(t)$ à la fonction $f(t)$, et calculer l'accroissement de la fonctionnelle $dS = S[f + \epsilon g] - S[f]$. Avec un peu de chance, cette accroissement comporte un terme linéaire en ϵ

:

$$dS = S[f + \epsilon g] - S[f] = A[f, g].\epsilon + \text{termes d'ordre } \epsilon^2 + \dots$$

où $A[f, g]$ est un coefficient de proportionnalité qui dépend des fonctions f et g . Nous disons que f est un extremum si $A[f, g] = 0$ quelque soit g ! Cela est analogue à trouver l'extremum d'une fonction de plusieurs variables : le point (x^*, y^*, z^*, \dots) est un extremum de la fonction $f(x, y, z, \dots)$ si en ce point, quelque soit le déplacement (par exemple $(dx, 0, 0, \dots)$ ou $(0, dy, dz, \dots)$) la partie linéaire de l'accroissement est nulle. Une fonction, comme nous l'avons vu

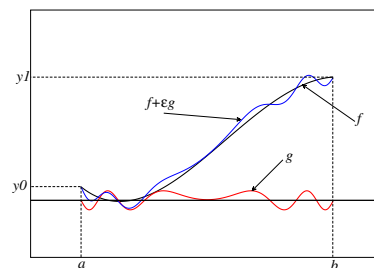


FIGURE 11.1 – Une fonction f et une variation g autour de cette fonction.

au chapitre 1, n'est finalement qu'un point dans un espace à dimension infini; une fonctionnelle est comme une fonction d'une infinité de variables. Quelque soit g dans l'expression précédente veut simplement dire quelque soit le déplacement dans cet espace.

Il faut prendre une précaution : nous ne cherchons que des fonctions pour lesquelles $f(a) = y_0$ et $f(b) = y_1$. Comme f satisfait déjà à cette condition, pour que $f + \epsilon g$ la fasse également, nous ne devons considérer que des fonctions g telle que $g(a) = g(b) = 0$. Les fonctions g ne sont donc pas tout à fait quelconque. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} S[f + \epsilon g] &= \int_a^b \mathcal{L}[f(t) + \epsilon g(t), f'(t) + \epsilon g'(t)] dt & (11.4) \\ &= S[f] + \epsilon \int_a^b \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f} g(t) dt + \epsilon \int_a^b \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} g'(t) dt + \dots \end{aligned}$$

où nous avons simplement utilisé le fait que $\mathcal{L}(x + h, y + k) = L(x, y) + (\partial L / \partial x)h + (\partial L / \partial y)k + \dots$ On peut déjà voir la partie linéaire apparaître. Nous pouvons mettre la deuxième intégrale un peu plus en forme en faisant une intégration par partie :

$$\int_a^b \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} g'(t) dt = \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} g(t) \right]_a^b - \int_a^b \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} \right] g(t) dt$$

La première partie est nulle, puisque la fonction g vaut justement 0 sur les bords. En remettant ce qui reste dans l'expression (11.4), nous avons :

$$dS = \epsilon \int_a^b \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f} - \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} \right] \right\} g(t) dt + \dots$$

L'intégrale est notre facteur de proportionnalité entre dS et ϵ . Si la fonction f est un extremum, alors l'intégrale doit être nulle *quelque soit* la fonction g . La seule possibilité est donc que f satisfasse à l'équation différentielle

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f} - \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} \right] = 0 \quad (11.5)$$

qui est appelé l'équation d'Euler-Lagrange. Notez que cette équation est homogène dimensionnellement. Faisons quelques exercices pour nous fixer les idées.

Identité de Beltrami.

Évaluons l'expression

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ f' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} - \mathcal{L} \right\} &= f'' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} + f' \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f} f' - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} f'' - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \\ &= f' \left(\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \end{aligned}$$

Si \mathcal{L} ne dépend pas explicitement de t , alors $\partial \mathcal{L} / \partial t = 0$; par ailleurs, l'expression entre parenthèse n'est que l'équation d'Euler-Lagrange et vaut zéro par construction. Nous en déduisons que si

le lagrangien ne dépend pas explicitement du temps, alors

$$f' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f'} - \mathcal{L} = \text{Cte}$$

Ceci est appelé l'identité de Beltrami. En mécanique, ceci n'est rien d'autre que la conservation d'énergie (exercice : le démontrer) ; elle est cependant de portée plus générale et facilite grandement les calculs dans les problèmes où la variable indépendante n'intervient pas explicitement, comme dans le problème du brachistochrone.

Exemple 11.3 Mécanique et loi de Newton. En mécanique analytique d'un point matériel, le lagrangien est $\mathcal{L} = T - V$, où T est l'énergie cinétique et V l'énergie potentielle. Si on se restreint au cas unidimensionnel où une particule est soumise à un potentiel $V(x)$, alors pour la particule de trajectoire $x(t)$,

$$\mathcal{L}(x, \dot{x}) = (1/2)m\dot{x}^2 - V(x).$$

Le premier terme de l'équation d'Euler-Lagrange est

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = -\frac{dV}{dx}$$

Comme nous l'avons mentionné ci-dessus, le seul terme qui dépend de la première variable x est $V(x)$. Remplacer mentalement la deuxième variable \dot{x} par y dans l'expression du lagrangien avant la dérivation si cela vous dérange. La dérivation par rapport à la deuxième variable (\dot{x}) donne

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}$$

et la dérivation par rapport au temps de cette dernière nous donne

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} \right] = m\ddot{x}$$

et l'équation d'E.L. s'écrit finalement

$$m\ddot{x} + dV/dx = 0$$

Ce qui est bien sûr la même chose que l'équation de Newton $F = ma$.

Allons un peu plus loin dans le traitement de l'exemple ci-dessus. Supposons que le potentiel est constant $V(x) = \text{Cte}$, s'est à dire que la particule se meut dans une région de l'espace où il n'est pas soumis à une force. On peut également dire que cette région de l'espace possède une symétrie d'invariance par translation : deux particules identiques placées à deux endroits différents de l'espace réagiraient exactement de même ; dit encore autrement, nous n'avons aucune méthode pour déterminer où l'on se trouve dans l'espace. Dans ce cas, $\partial \mathcal{L} / \partial x = 0$, et l'équation d'E.L. s'écrit

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} \right] = 0$$

ou encore la quantité $p = \partial\mathcal{L}/\partial\dot{x} = Cte$. Or, p n'est autre chose que la quantité de mouvement $p = m\dot{x}$. Donc, la symétrie d'invariance par translation dans l'espace nous impose la conservation de la quantité du mouvement. C'est un concept extrêmement profond² : à chaque symétrie du lagrangien correspond une loi de conservation. La conservation de l'énergie est liée à la symétrie de translation dans le temps, la conservation du moment cinétique est associée à l'invariance par rotation autour d'un axe et ainsi de suite. En physique, une théorie n'est bien formée que si on peut la formuler sous forme variationnelle et chercher, par la symétrie sous-jacente du lagrangien, ses lois de conservation. Plus tard dans ce chapitre, nous verrons les formulations lagrangienne de l'électromagnétisme et de la mécanique quantique quand nous verrons comment traiter les champs.

2. Ceci s'appelle le théorème de Noether, du nom de la mathématicienne allemande qui l'a formulé vers 1912.

11.3 Plusieurs degrés de libertés.

Parfois, souvent, le lagrangien dépend de plusieurs fonctions. Par exemple, une particule dans l'espace habituel possède trois degrés de libertés x_1, x_2, x_3 et $\mathcal{L} = \mathcal{L}(x_1, x_2, x_3, \dot{x}_1, \dot{x}_2, \dot{x}_3)$. Si les x_i sont les coordonnées cartésiennes, nous avons $\mathcal{L} = (m/2) \sum_i \dot{x}_i^2 - V(\mathbf{r})$. La démarche ci-dessus peut-être répétée mot à mot pour démontrer que nous aurons une équation d'E.L. pour *chaque* degré de liberté :

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial x_i} - \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial \dot{x}_i} \right] = 0 \quad (11.6)$$

L'approche lagrangienne ne dépend pas du choix de coordonnées, bien évidemment. Il suffit donc de pouvoir écrire l'énergie cinétique et potentielle pour déduire les équations du mouvement de façon automatique.

Exemple 11.4 mouvement dans un champ central. Il est facile de passer de l'expression de l'énergie cinétique en coordonnées cartésiennes (on pose $m = 1$) $T = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2$ aux coordonnées sphériques, $T = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}^2$. L'énergie potentielle est $V(r)$, ce qui donne le lagrangien

$$\mathcal{L} = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}^2 - V(r)$$

En écrivant E.L. pour θ :

$$4r\dot{\theta} + 2r^2\ddot{\theta} - 2r^2 \sin \theta \cos \theta \dot{\phi}^2 = 0 \quad (11.7)$$

Nous remarquons que nous avons une symétrie : si nous avons choisi nos axes pour que à $t = 0$, $\theta = \pi/2$ et $\dot{\theta} = 0$ (ce qui revient à choisir le plan xy défini par le rayon vecteur de la particule et sa vitesse), alors $\theta(t) = \pi/2$ vérifie trivialement l'équation (11.7) : la particule reste dans le plan xy . Le lagrangien s'écrit plus simplement donc

$$\mathcal{L} = \dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2 - V(r)$$

Nous remarquons que ϕ n'intervient pas dans le lagrangien, le moment associé à cette variable se conserve donc :

$$p_\phi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = 2r^2 \dot{\phi} = \text{cte}$$

Ceci n'est rien d'autre que la conservation du moment cinétique, comme nous l'avions annoncé ci-dessus. Finalement, il faut écrire l'E.L. pour r et résoudre les équations différentielles résultantes. Le lecteur trouvera la solution de ses équations dans les livres de mécanique.

Exemple 11.5 Pendule paramétrique. Soit un pendule de masse $m = 1$ restreint au plan xy (on suppose la gravité selon l'axe y) dont la longueur varie de façon périodique dans le temps : $\ell = \ell(t)$. Quelle est son équation de mouvement ?

Le système possède un seul degré de liberté. Nous choisissons l'angle θ que fait le pendule avec l'axe y comme ce degré. L'énergie cinétique est donnée par $T = (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)/2$. Comme $x = \ell \sin \theta$ et $y = \ell \cos \theta$, $T = (\dot{\ell}^2 + \ell^2 \dot{\theta}^2)/2$. L'énergie potentielle est $U = gy = -g\ell \cos \theta$. Pour le premier terme de l'équation E.L., nous avons

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} \right] &= \frac{d}{dt} \left[\ell^2 \dot{\theta} \right] \\ &= \ell^2 \ddot{\theta} + 2\ell \dot{\ell} \dot{\theta} \end{aligned}$$

Comme par ailleurs, $\partial \mathcal{L} / \partial \theta = -\partial U / \partial \theta = -g\ell \sin \theta$, nous trouvons l'équation du mouvement :

$$\ddot{\theta} + 2(\dot{\ell}/\ell) \dot{\theta} + (g/\ell) \sin \theta = 0$$

Si ℓ est constante, nous retrouvons l'équation classique d'un pendule. Si maintenant ℓ oscille faiblement autour d'une position moyenne $\ell = \ell_0 + \ell_1 \sin \omega t$, $\ell_0 \gg \ell_1$, on peut démontrer qu'il y a résonance si la fréquence d'excitation ω est le *double* de la fréquence propre $\Omega = \sqrt{g/\ell_0}$; la phase de l'oscillateur est alors bloquée (à 0 ou π) sur la phase de l'excitation. Ce procédé est largement utilisé dans les circuits électroniques.

Vous avez sans doute remarqué avec quelle facilité l'on obtient les équations du mouvement. En aucun cas on ne doit chercher les forces de réaction des contraintes, comme dans le cas de la formulation Newtonienne. Il existe une interprétation géométrique extrêmement profonde de cette approche qui peut-être trouvée dans les livres de mécanique analytique. Nous ne continuerons pas plus le sujet ici.

Dérivation vectorielle.

Nous avons vu ci-dessus comment dériver les équations d'Euler-Lagrange quand le lagrangien dépend de plusieurs fonctions

x_1, x_2, \dots, x_n d'une seule variable t . Très souvent cependant, les fonctions $x_i(t)$ sont les coordonnées d'un vecteur et il est vraiment dommage de devoir décomposer le vecteur en ses composantes. Ainsi, au lieu d'écrire $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$, nous sommes amenés à écrire n équations du genre $f_x = m\ddot{x}$, $f_y = m\ddot{y}$, ... Nous pouvons *vectoriser* les équations E-L pour nous éviter cette gymnastique inutile et donner un sens géométrique à nos équations.

Pour cela, nous devons généraliser le concept de dérivation. Premièrement, remarquons que le lagrangien est toujours un *scalaire*. Un lagrangien avec un sens géométrique ne doit donc faire intervenir que des opérations sur les vecteurs dont le résultat est un scalaire intrinsèque, c'est à dire un scalaire dont le résultat ne dépend pas du système de coordonnées que nous avons choisi. Le meilleur exemple d'une telle opération est le *produit scalaire*.

Prenons par exemple, dans l'espace à trois dimensions, la fonction $f(\mathbf{r}) = \mathbf{r} \cdot \mathbf{r}$; si nous nous sommes équipées de coordonnées cartésiennes, ceci est un raccourci pour écrire

$$f(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2$$

Nous pouvons donc donner un sens à des expressions tel que $\partial_x f$. Pouvons nous donner un sens à l'expression $\partial f / \partial \mathbf{r}$? La réponse est évidemment oui si nous nous souvenons de la définition de la dérivée. Faisons un *petit* déplacement \mathbf{u} autour du point \mathbf{r} et mesurons la partie linéaire du changement dans la fonction f

$$\begin{aligned} df &= f(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - f(\mathbf{r}) \\ &= (\mathbf{r} + \mathbf{u}) \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \mathbf{r} \cdot \mathbf{r} \\ &= 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{u} + O(u^2) \end{aligned}$$

Nous pouvons donc effectivement écrire la partie linéaire comme

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \right) \cdot \mathbf{u}$$

où $(\partial f / \partial \mathbf{r})$ représente le vecteur $2\mathbf{r}$. Ceci est l'exact équivalent (et la généralisation) de la dérivée de la fonction d'une seule variable scalaire $f(x) = x^2$, où $f'(x) = 2x$. En analyse vectorielle, la quantité $(\partial f / \partial \mathbf{r})$ est souvent notée $\text{grad} f$ ou ∇f .

Nous pouvons généraliser le produit scalaire en utilisant les notations matricielle. Dans ce cas, le produit scalaire ci-dessus s'écrit $\mathbf{r}^T \mathbf{r}$ où \mathbf{r}^T est un vecteur colonne associé à \mathbf{r} . De façon encore plus générale, nous pouvons avoir des expressions du genre $f(\mathbf{r}) = \mathbf{r}^T A \mathbf{r}$ où A est une application bilinéaire, qu'on appelle plus communément un tenseur de rang 2. Il n'est pas difficile alors de voir que

$$df = \left(\mathbf{r}^T (A + A^T) \right) \cdot \mathbf{u}$$

Si l'on note $A_s = (A + A^T)/2$ la partie symétrique de l'application A , nous avons $\partial f / \partial \mathbf{r} = 2\mathbf{r}^T A_s$. Cette formulation est développée en détail dans le chapitre consacré aux tenseurs. Notons simplement

3. Voir les chapitres sur les formes différentielles et le calcul tensoriel.

que l'application A peut être utilisée pour gérer simplement les changements de coordonnées. A 2 dimensions, en coordonnées polaires par exemple, nous avons

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r^2 \end{pmatrix}$$

§ 11.1 Soit le lagrangien $\mathcal{L} = (1/2)m\dot{x}\cdot\dot{x} + V(x)$. Démontrer que les équations d'Euler-Lagrange s'écrivent

$$m\ddot{x} = -gradV$$

11.4 Formulation lagrangienne et équation du mouvement d'un champ.

Le domaine où le calcul variationnel montre toute sa puissance est celui de l'obtention d'équations d'évolution d'un champ : la hauteur d'une corde vibrante, le champ électromagnétique, le champ des contraintes élastique dans un solide, le champ des amplitudes en mécanique quantique. Peu importe le champ, il suffit de pouvoir formuler un lagrangien, c'est à dire l'énergie cinétique moins l'énergie potentielle, et le tour est joué. La différence par rapport à ce que nous avons développée ci-dessus est minime. Jusque là, nous avons considéré des lagrangiens fonctions de plusieurs x_i , chacune de ces dernières fonction d'une variable t . Là, nous allons considérer des lagrangiens fonction de plusieurs ϕ_i , chacune de ces dernières fonction de plusieurs variables.

Exemple fondamental.

Pour fixer les idées, considérons le cas de la corde vibrante fixée à ces deux extrémités ($x = 0$ et $x = L$). A chaque instant t , la hauteur de la corde à la position x est donnée par $\phi(x, t)$. Étant donnée la forme de la corde à l'instant t_0 ($\phi(x, t_0) = y_0(x)$) et t_1 ($\phi(x, t_1) = y_1(x)$), quelle est l'évolution de la corde qui minimise l'action? La trajectoire de la corde est alors la surface reliant $y_0(x)$ à $y_1(x)$ dans le temps.

A un instant donnée t , l'énergie cinétique de la corde est donnée par la somme de l'énergie cinétique de tout ses points matériels,

$$T = \int_0^L \rho (\partial\phi/\partial t)^2 dx$$

et son énergie potentielle est l'énergie élastique des déformations

$$V = \int_0^L k (\partial\phi/\partial x)^2 dx \quad (11.8)$$

où ρ est la densité de la ligne et k sa constante élastique. Notant $c^2 = k/\rho$, l'action (le coût d'une trajectoire $\phi(x, t)$) est

$$S[\phi] = \int_{t_0}^{t_1} \int_0^L \left[(\partial\phi/\partial t)^2 - c^2 (\partial\phi/\partial x)^2 \right] dx dt$$

En considérant une variation $\epsilon g(x, t)$ autour de la trajectoire $\phi(x, t)$, nous trouvons qu'à l'ordre 1 en ϵ , la variation de l'action est

$$S[\phi + \epsilon g] - S[\phi] = \epsilon \int_{t_0}^{t_1} \int_0^L \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} \frac{\partial g}{\partial t} - c^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial x} \right] dx dt$$

En faisant des intégrations par parties, nous trouvons

$$\delta S = \int_{t_0}^{t_1} \int_0^L \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right] g dx dt$$

$\delta S = 0$ quelque soit la variation g , que si le terme entre [] est nul, c'est à dire

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0$$

qui est bien sûr l'équation d'onde bien connue.

Équation générale du mouvement de champ.

Nous pouvons maintenant généraliser cette approche par des calculs aussi élémentaires que ceux ci-dessus, l'étape la plus technique étant une intégration par partie. Soit un domaine \mathcal{D} dans un espace à n dimensions, où nous cherchons à trouver l'extremum de la fonctionnelle

$$S[u] = \int_{\mathcal{D}} \mathcal{L}(u_{,1}, \dots, u_{,n}, u, x_1, \dots, x_n) d^n x$$

où $u_{,i} = \partial u / \partial x_i$. La valeur de la fonction $u(x_1, \dots, x_n)$ sur la frontière du domaine \mathcal{D} étant fixé. L'équation d'Euler-Lagrange pour ce champ est donnée par

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u_{,i}} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} = 0$$

Remarquez que cette expression est une simple généralisation d'EL à une dimension : l'expression de dérivation du moment $(d/dx)(\partial \mathcal{L} / \partial u')$ est remplacée par la somme de toutes les dérivées partielles.

Tenseur énergie-impulsion.

Nous pouvons pousser un peu plus loin. Nous avons vu l'égalité de Beltrami pour une fonction d'une variable : quand le lagrangien ne dépend pas de la variable indépendante

$$\frac{d}{dx} \left\{ y' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} - \mathcal{L} \right\} = 0$$

ou si nous voulions l'écrire avec nos notations sophistiquées

$$\frac{d}{dx} \left\{ y_{,x} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y_{,x}} - \mathcal{L} \right\} = 0$$

ou nous avons noté $y_{,x} = y' = dy/dx$. Si \mathcal{L} représente le lagrangien de la mécanique analytique, le terme entre { } représente l'Hamiltonien, une quantité scalaire. Nous pouvons généraliser ce concept au

lagrangien d'un champ $u(x_1, x_2, \dots, x_n)$ qui ne dépend pas explicitement des variables indépendantes. En notant ⁴

$$T_{ij} = u_{,i} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u_{,j}} \right) - \delta_{ij} \mathcal{L}$$

nous pouvons obtenir l'équivalent de l'identité de Beltrami pour un champ :

$$\sum_{j=1}^n \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = 0$$

la quantité T , qui joue le rôle de l'Hamiltonien pour le champ, est souvent appelée en physique le tenseur énergie-impulsion. Le lecteur intéressé pourra consulter des livres de géométrie pour voir la signification générale de ce tenseur ⁵.

Exercices.

§ 11.2 Pour une corde vibrante dans un champ de gravitation, nous devons ajouter le terme $V_g = \int_I \rho' \phi dx$ à l'énergie potentielle (11.8) où ρ' est le produit de la densité par l'accélération de la gravité. Dédurre l'équation du mouvement du champ dans ce cas. Même question si la corde se trouve dans un potentiel harmonique $V_h = \int_I \kappa \phi^2 dx$.

§ 11.3 Calculer le tenseur énergie-impulsion pour la corde vibrante sans potentiel extérieur. Que représente T_{tt} ? Que veut dire l'identité de Beltrami dans ce cas? Que représente alors T_{tx} ?

§ 11.4 Dédurre les équations du mouvement d'un champ dans un espace à n -dimensions, où l'expression de l'énergie potentielle (interne) est donnée par $V = \int_I k (\nabla \phi)^2 d\mathbf{r}$. Ceci généralise l'équation de la corde vibrante.

§ 11.5 Dédurre l'équation du mouvement d'un champ dans un espace à n -dimensions anisotrope, où l'expression de l'énergie potentielle (interne) est donnée par

$$V = \int_I \sum_{i,j} a_{ij} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} d\mathbf{r}$$

où pour les coefficients, nous pouvons supposer $a_{ij} = a_{ji}$ (pourquoi?). Ce genre d'expression se rencontre fréquemment dans des problèmes comme l'élasticité des cristaux, où les déformations dans les différentes directions ne sont pas équivalentes.

11.5 Optimisation sous contraintes.

11.5.1 Les déplacements compatibles.

Oublions pour l'instant le problème de l'extremum d'une fonctionnelle, et revenons au problème beaucoup plus simple de l'extremum d'une fonction de plusieurs variables. Soit la fonction $f(x, y)$ dont nous cherchons l'extremum. Nous savons qu'au point extremum, les termes linéaires des variations doivent être nulle

$$df = f(x+h, y+k) - f(x, y) = \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right) h + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right) k + O(h^2, k^2)$$

et ceci quelque soit h, k : quelque soit la direction que l'on prend au point extremum, le terme linéaire de la variation doit être nulle.

4. Rappelons que $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ et 1 sinon. Ceci est appelé le symbole de Kronecker

5. Notons quand même que cela ressemble à une expression du genre $\mathbf{div} T = 0$. Classiquement, la divergence est défini pour un vecteur et est fortement associée au flux de ce vecteur à travers une surface. Il n'est pas trop difficile de donner un sens au concept du flux d'un tenseur.

Supposons maintenant que nous ajoutons une contrainte : nous ne cherchons pas l'extremum absolu de f , mais un point x^* qui satisfasse en plus à la contrainte $g(x, y) = 0$. Par exemple, nous savons que le minimum de la fonction $f(x, y) = x^2 + y^2$ est le point $(0, 0)$. Mais si nous contraignons notre point à se déplacer sur la courbe $y = ax + b, b \neq 0$, le point $(0, 0)$ n'est pas atteignable. On peut cependant chercher un point qui minimise f avec la contrainte donnée⁶.

Dans le cas simple que nous sommes en train de traiter ici, on peut résoudre une coordonnée par rapport à l'autre et ramener la fonction à une seule variable (degré de liberté) : $f(x) = x^2 + (ax + b)^2$ et chercher maintenant le minimum de cette nouvelle fonction (où les contraintes ont été absorbées). En général cependant, la fonction contrainte $g(x, y) = 0$ est suffisamment compliquée pour qu'on ne puisse pas résoudre une des coordonnées par rapport aux autres.

Revenons à la définition générale : la variation linéaire de la fonction autour du point extremum (x^*, y^*) doit être nulle quelque soit le déplacement (h, k) autour de ce point. En présence des contraintes, nous relâchons cette exigence : il faut que la variation linéaire autour du point (x^*, y^*) soit nulle seulement pour les déplacements (h, k) compatibles avec les contraintes⁷. Les déplacements compatibles avec la contrainte $g(x, y) = 0$ sont données par

$$(\partial g / \partial x)h + (\partial g / \partial y)k = 0$$

Ceci nous donne une équation supplémentaire à considérer avec l'équation

$$df = (\partial f / \partial x)h + (\partial f / \partial y)k = 0$$

Nous sommes arrivés à un système de deux équations à deux inconnus *linéaires*. En résolvant k en fonction de h dans la première équation ; en l'injectant dans la deuxième équation ; et en exigeant maintenant que df soit nulle quelque soit h , nous obtenons⁸

$$(\partial f / \partial x)(\partial g / \partial y) - (\partial f / \partial y)(\partial g / \partial x) = 0 \quad (11.9)$$

Ceci est une condition supplémentaire sur l'extremum de la fonction f .

Exemple 11.6 Trouver l'extremum de la fonction $f(x, y) = x^2 + y^2$ avec la contrainte $g(x, y) = -ax + y - b = 0$. En écrivant la condition (11.9), nous obtenons

$$(2x)1 - (2y)(-a) = 0$$

ou autrement dit, $x + ay = 0$. En combinant cette équation avec la contrainte $y = ax + b$, nous trouvons les coordonnées du point extremum : $x^* = -ab / (1 + a^2), y^* = b / (1 + a^2)$.

11.5.2 Les multiplicateurs de Lagrange.

Lagrange a introduit une méthode équivalente à ce que nous venons de voir ci-dessus. Nous voulons optimiser $f(x, y)$ avec la

6. Imaginer que vous marchez en montagne sur un chemin, et vous vous intéressez au point le plus bas *sur ce chemin* et non pas en général.

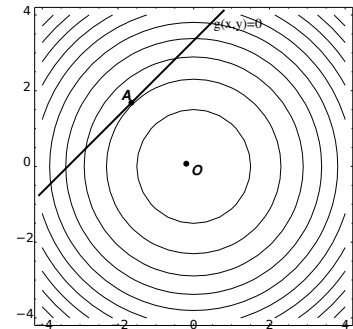


FIGURE 11.2 – La fonction $f(x, y) = x^2 + y^2$ est représentée par ses courbes de niveau. Le minimum absolu de cette fonction est le point $O = (0, 0)$. Le point le "plus bas" de la fonction qui doit également appartenir à la courbe $g(x, y) = 0$ est le point A .

7. En mécanique, cela est appelé la méthode des travaux virtuels

8. On peut également dire que pour que le système $Ah + Bk = 0, Ch + Dk = 0$ ait une solution non trivial $h = k = 0$, il faut que le déterminant de la matrice

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

soit nulle.

contrainte $g(x, y) = 0$. Lagrange introduit une variable supplémentaire, λ et considère maintenant le problème de l'optimisation (libre) de la fonction $F(x, y, \lambda) = f(x, y) - \lambda g(x, y)$. Cela nous donne

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial x} - \lambda \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (11.10)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial y} - \lambda \frac{\partial g}{\partial y} = 0 \quad (11.11)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda} = g(x, y) = 0 \quad (11.12)$$

L'équation (11.12) n'est rien d'autre que la contrainte et assure que la solution trouvée est bien conforme. Les deux premières équations (11.10, 11.11) ne sont rien d'autre que la condition (11.9) si on y élimine λ .

Exemple 11.7 Minimisons la fonction $f(x, y) = x^2 + y^2$ avec la contrainte $g(x, y) = -ax + y - b = 0$. Nous introduisons la fonction $F(x, y) = x^2 + y^2 - \lambda(-ax + y - b)$. Cela nous donne

$$2x + \lambda a = 0$$

$$2y - \lambda = 0$$

Ce qui bien sûr nous donne $x + ay = 0$. Nous trouvons à nouveau le même point optimum; de plus, si on le souhaite, on peut trouver également $\lambda^* = 2y^* = 2b/(1 + a^2)$.

Le coefficient λ est appelé un multiplicateur de Lagrange. La méthode a une signification physique profonde : supposons que nous ayons un point matériel dans le potentiel $f(x, y)$ astreint à rester sur la courbe $g(x, y)$. Au point x^* , le point (qui est stable) est soumis à une force non-nulle de la part du potentiel $\mathbf{F} = (\partial_x f, \partial_y f)$. Pour qu'il puisse rester sur la position x^* , il faut que la courbe $g(x, y)$ exerce une force de réaction sur le point qui vaut justement $\lambda^*(\partial_x g, \partial_y g)$. Si on enlevait la contrainte mais qu'on soumettait le point matériel à cette force supplémentaire, il se mettrait exactement à la même position.⁹

11.5.3 Généralisation des multiplicateurs de Lagrange.

Les multiplicateurs de Lagrange se généralisent de façon naturelle aux fonctions de n variables soumis à m contraintes. Pour optimiser la fonction $f(x_1, \dots, x_n)$ soumise aux contraintes $g_1(x_1, \dots, x_n) = 0, \dots, g_m(x_1, \dots, x_n) = 0$, nous considérons la nouvelle fonction F de $n + m$ variables

$$F(x_1, \dots, x_n; \lambda_1, \dots, \lambda_m) = f(x_1, \dots, x_n) - \lambda_1 g_1(x_1, \dots, x_n) - \dots - \lambda_m g_m(x_1, \dots, x_n)$$

Nous chercherons l'extremum (sans contrainte) de la fonction F .

§ 11.6 Démontrer le cas général, en suivant le chemin déjà tracé.

La méthode des multiplicateurs de Lagrange se généralise très naturellement aux fonctionnelles. Si nous devons trouver le minimum de la fonctionnelle $S[y] = \int_I \mathcal{L}(y', y, x) dx$ avec la contrainte

9. Cette dualité force-contrainte a joué un grand rôle dans le développement de la mécanique, de sa formulation Newtonienne dans les années ~1680 à l'apparition du livre de mécanique analytique par Lagrange en ~1780. Lagrange était fier de n'avoir pas inclus une seule figure dans son livre. En mécanique, la méthode de Lagrange nous permet de calculer une position d'équilibre sans calculer explicitement les forces de réactions.

$\int_I g(y', y) dx = A$, il nous suffit d'introduire la fonctionnelle

$$S'[y; \lambda] = \int_I \{ \mathcal{L}(y', y, x) - \lambda g(y', y) \}$$

et de chercher le minimum de cette fonctionnelle par les techniques habituelles du calcul des variations (expliquer pourquoi nous pouvons omettre la constante A).

Exemple 11.8 Le problème isopérimétrique.

Trouver la courbe fermée de longueur donnée qui maximise sa surface.

Supposons¹⁰ que nous pouvons représenter la courbe par une fonction $R(\theta)$. Nous cherchons à minimiser la fonctionnelle

$$S[R] = \int_0^{2\pi} (1/2)R^2(\theta)d\theta \tag{11.13}$$

avec la contrainte

$$\int_0^{2\pi} R(\theta)d\theta = L \tag{11.14}$$

Considérons la nouvelle fonctionnelle

$$S'[R(\theta); \lambda] = \int_0^{2\pi} \{ (1/2)R^2(\theta) - \lambda R(\theta) \} d\theta$$

Le terme entre $\{ \}$ (que nous continuons d'appeler le lagrangien) ne contient même pas de dérivée de R ; l'équation d'Euler-Lagrange nous donne directement

$$R - \lambda = 0$$

c'est à dire $R = \lambda = Cte$. Ceci est bien un cercle. Pour trouver λ , nous utilisons la contrainte (11.14), qui nous donne $\lambda = L/2\pi$. La courbe qui minimise la surface est donc un cercle de rayon $R = L/2\pi$.

Exemple 11.9 distribution d'énergie dans un système isolé.

Nous avons déjà rencontré ce problème précédemment sous le nom du théorème H (voir problème 7.3), nous allons le revisiter sous un autre angle. Soit un système isolé ayant N particule ($N \rightarrow +\infty$) et soit $c(x)$ le nombre relatif de particules ayant une énergie dans l'intervalle $[x, x + dx]$. Comme le système est isolé, le nombre de particules et l'énergie totale sont conservés :

$$\int_0^\infty c(x)dx = 1 \tag{11.15}$$

$$\int_0^\infty xc(x)dx = T \tag{11.16}$$

où nous appelons T l'énergie moyenne par particule : $T = E_0/N$ avec E_0 l'énergie totale du système. Le théorème H de Boltzmann nous apprend que la fonction $c(x)$ doit être choisi de façon à ce que la quantité

$$H[c] = \int_0^\infty c(x) \cdot \log [c(x)] dx \tag{11.17}$$

10. Ceci est une très grosse supposition. Le lecteur a intérêt à tracer quelques courbes qui ne sont pas représentable par une fonction $R(\theta)$ pour se rendre compte de la simplification que nous assumons derrière cette supposition.

soit extremum. La quantité $-H$ est souvent appelé entropie. Avec les deux contraintes (11.15,11.16), nous devons donc chercher l'extremum de la fonctionnelle

$$H' [c; \lambda, \mu] = \int_0^{\infty} c(x) \cdot \log [c(x)] dx - \lambda \int_0^{\infty} c(x) dx - \mu \int_0^{\infty} xc(x) dx$$

Le calcul est assez simple dans ce cas, puisque nous n'avons pas de dérivé dans la fonctionnelle. En cherchant la valeur de la fonctionnelle pour $H' [c + \epsilon g; \lambda, \mu]$ et en nous contentant d'ordre 1 en ϵ , nous trouvons

$$H' [c + \epsilon g; \lambda, \mu] = H' [c; \lambda, \mu] + \epsilon \int_0^{\infty} (1 + \log c - \lambda - \mu x) g(x) dx$$

la fonction $c(x)$ est un extremum de la fonctionnelle H' si les variations linéaires sont nulles $\forall g$, c'est à dire si

$$\log c = (\lambda - 1) + \mu x$$

ou autrement dit $c(x) = Ae^{-\mu x}$; l'utilisation des deux contraintes nous donne $A = -\mu = 1/T$. Autrement dit,

$$c(x) = (1/T)e^{-x/T}$$

11.5.4 Formulation variationnelle des systèmes Sturm-Liouville.

Rappelons qu'un système Sturm-Liouville est une équation aux valeurs propres

$$\alpha(x)y'' + \beta(x)y' + \gamma(x)y = \lambda y$$

Nous avons mentionné (et insisté) que si nous trouvons un poids $w(x)$ qui rend l'opérateur hermitien, alors les solutions des systèmes SL minimisent une certaine fonctionnelle. Nous avons vu que si une telle fonction poids existe, alors elle doit obéir à l'équation $(\alpha w)' = \beta w$ et le système peut alors s'écrire sous la forme alternative

$$\frac{d}{dx} (w\alpha y') + w\gamma y = \lambda w y$$

Remarquer que cette forme ressemble furieusement à une équation d'Euler-Lagrange. On peut faire le chemin inverse : minimiser la fonctionnelle

$$S[y] = \int_I (p(x)y'^2 + q(x)y^2) dx$$

avec la contrainte

$$\int_I w(x)y^2 dx = 1$$

Comme on peut le voir, nous pouvons formellement identifier l'équation d'Euler-Lagrange du système ci-dessus à un système SL en posant $p = w\alpha$, $q = -w\gamma$. A regarder de plus près, la formulation variationnelle d'un système SL, si on assimile la variable x au temps, ressemble beaucoup à un oscillateur harmonique avec une masse et une constante de ressort dépendant du temps. Ceci, comme nous l'avons mentionné, est le point de départ de l'approximation WKB.

11.6 Les conditions aux bords “naturelles” 1.

Revenons à notre formulation initiale de problème d’extremum. Nous voulons trouver l’extremum de la fonctionnelle

$$S[y] = \int_a^b \mathcal{L}(y', y, x) dx$$

avec les conditions aux bords fixée

$$y(a) = y_0 ; y(b) = y_1$$

Pour cela, nous avons écrit la variation de S en fonction d’une petite perturbation $g(x)$ pour obtenir

$$\delta S = \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} g \right]_a^b + \int_a^b \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} - \frac{d}{dx} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \right\} g dx \quad (11.18)$$

et nous avons cherché dans quelles conditions, $\delta S = 0$ quelque soit $g(x)$. Nos conditions aux bords nous ont imposées $g(a) = g(b) = 0$, donc le premier terme est nul ; le deuxième terme nous donne les équations d’E-L.

Ceci dit, nous pouvons relâcher nos contraintes, et ne pas exiger que $y(a) = y_0, y(b) = y_0$. Le problème serait alors : parmi toutes les courbes entre a et b , trouver celle qui extrémise la fonctionnelle. Dans ce cas, l’annulation de δS exige toujours l’annulation de l’intégrale, qui nous donnera comme d’habitude les équation d’Euler Lagrange, et l’annulation du terme de bord. Or, cette fois, comme les bords ne sont plus fixe, nous n’avons plus $g(a) = g(b) = 0$, pour annuler les termes de surface, nous devons exiger

$$\left. \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \right|_{x=a,b} = 0$$

ce qui nous fournit deux nouvelles conditions en remplacement des conditions $y(a) = y_0, y(b) = y_0$. On peut bien sur mixer les conditions : fixer y en un bord et laisser y varier sur l’autre bord.

Application I : Élasticité des poutres.

Pour illustrer ce principe, considérons un lagrangien qui contient des dérivées d’ordre 2 : $\mathcal{L} = \mathcal{L}(y'', y', y, x)$. Dans ce cas, la variation s’écrit

$$\delta S = \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} g - \frac{d}{dx} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y''} g' + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y''} g'' \right]_a^b + \int_a^b \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} - \frac{d}{dx} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} + \frac{d^2}{dx^2} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y''} \right\} g dx$$

Pour une poutre élastique soumise à une charge $f(x)$ par exemple, l’énergie s’écrit

$$\mathcal{E} = \int_0^L \{ B y''^2 - f(x) y \} dx$$

Si la poutre est encastrée (a), nous avons les conditions $y(0) = y(L) = 0$ et $y'(0) = y'(L) = 0$. Dans ce cas, le terme de bord est automatiquement nulle. Par contre, si la poutre est seulement posé

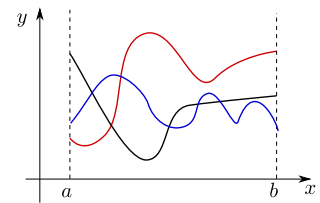


FIGURE 11.3 – Bords libres

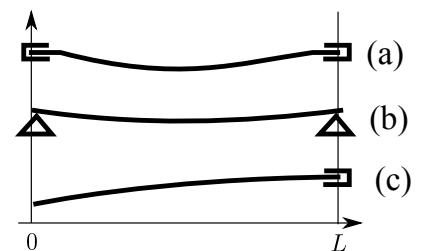


FIGURE 11.4 – poutres fixées.

(b), nous avons seulement $y(0) = y(L) = 0$. Pour trouver les deux autres conditions et annuler le terme de bord, nous devons avoir $\partial\mathcal{L}/\partial y'' = 0$, c'est à dire $y''(0) = y''(L) = 0$. Nous laissons au lecteur le soin de trouver les conditions aux limites pour le cas (c).

Application II : angle de contact.

Mettons un liquide en contact avec un support solide. Le liquide monte le long de la paroi solide, et par rapport à l'état de référence, l'énergie libre du système s'écrit :

$$F = \gamma_{lg}(\ell - L) + (\gamma_{sl} - \gamma_{sg})h$$

les coefficients γ_{lg}, \dots sont les tensions de surface liquide-gaz, ... ; ℓ est la longueur de l'interface liquide-solide après la montée du liquide, L la longueur de cette même interface avant la montée, et nous supposons ces deux valeurs très grandes ($\rightarrow \infty$). h est la longueur de l'interface solide-liquide.

Repérons la courbe du liquide par la fonction $y(x)$. En mettant le problème sous forme variationnelle, nous avons

$$F[y] = \int_0^\infty \gamma_{lg} \left(\sqrt{1 + \dot{y}^2} - 1 \right) dx + (\gamma_{sl} - \gamma_{sg})y(0)$$

avec la contrainte de la conservation de la masse qui est

$$\int_0^\infty y dx = 0$$

Nous sommes en présence d'une optimisation sous contrainte, en présence de bords libre : la hauteur du liquide à $x = 0$ et $x = \infty$ n'est pas fixée. En ajoutant à $y(x)$ une variation $\epsilon g(x)$ où g ne s'annule pas sur les bords de l'intervalle, nous obtenons d'une part une équation d'Euler Lagrange comme d'habitude, et d'autre part une condition non-trivial sur le bord $x = 0$:

$$\left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial \dot{y}} + (\gamma_{sl} - \gamma_{sg}) \right]_{x=0} = 0$$

Or,

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial \dot{y}} = \frac{\gamma_{lg}\dot{y}}{\sqrt{1 + \dot{y}^2}} = \gamma_{lg} \cos \theta$$

où θ est l'angle entre la tangente et l'axe y . On en déduit l'angle de contact solide-liquide

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{sg} - \gamma_{sl}}{\gamma_{lg}}$$

La relation ci-dessus est connu sous le nom de la relations d'Young. Comme la mesure de l'angle de contact est facile, on l'utilise en général pour mesurer les tensions de surface.

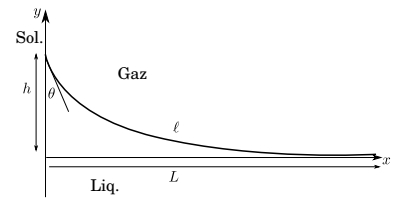


FIGURE 11.5 – Angle de contact

11.7 Les conditions aux bords naturelles 2.

Dans le paragraphe précédent, l'abscisse x était fixée sur les deux bords, y ayant la liberté de bouger le long d'une droite *verticale*. Nous pouvons généraliser encore plus en relâchant cette contrainte et en permettant aux points sur les bords de se mouvoir le long d'une courbe quelconque. Supposons, pour la simplicité, que seulement le bord droit à $x = b$ peut se mouvoir le long d'une courbe $y = \phi(x)$. L'expression (11.18) que nous avons écrit dépend bien sûr du bord, et on peut écrire la variation causé autour de $y(x)$ par

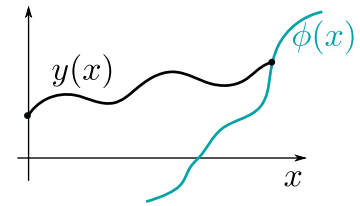


FIGURE 11.6 – Le bord droit de la courbe $y(x)$ est libre de se mouvoir le long d'une courbe $\phi(x)$.

$$\begin{aligned}
 S[y, b] - S[y + \epsilon g, b + db] &= \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \epsilon g \right]_a^b + \int_a^b \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} - \frac{d}{dx} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \right\} \epsilon g dx \\
 &+ \int_b^{b+db} \mathcal{L}(y', y, x) dx \quad (11.19) \\
 &= \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \epsilon g \right]_a^b + \mathcal{L}(y', y, x) db + \{ \dots \} \quad (11.20)
 \end{aligned}$$

Le terme entre crochet nous donne l'équation d'Euler-Lagrange comme d'habitude sur l'intervalle $[a, b]$. Occupons nous seulement des termes du bord. Nous devons avoir, puisque le point du bord se meut le long de la courbe $y = \phi(x)$,

$$y(b + db) + \epsilon g(b + db) = \phi(x + db)$$

Cela nous donne, à l'ordre 0 en db , $y(b) = \phi(b)$ bien sûr, et de plus, à l'ordre 1 :

$$\epsilon g(b) = (\phi'(b) - y'(b)) db$$

Finalement, la variation de S due au bord s'écrit

$$\delta S = \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} (\phi'(b) - y'(b)) + \mathcal{L}(y', y, x) \right\} db$$

et la nullité de ce terme nous impose

$$y'(b) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} - \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} \phi'(b)$$

Le lecteur peut noter que le terme de gauche est souvent noté H , tandis que $\partial \mathcal{L} / \partial y'$ est souvent noté p . En mécanique analytique, on les appelle l'Hamiltonien et le moment. L'équation s'écrit donc, sur le bord,

$$H = p\phi'(b) \quad (11.21)$$

Résumons : Si $db = 0$, nous n'avons rien à faire de plus dans l'expression (11.20), et nous avons notre condition au bord du paragraphe précédent $p = 0$. Si $db \neq 0$, alors nous devons utiliser la condition plus générale (11.21). En particulier, si $\phi'(b) = 0$ (nous n'admettons que des déplacements le long de l'axe x), alors nous devons avoir

$$H = 0$$

Exemple 11.10 angle de contact d'une goutte posé sur un substrat solide non plane.

Exemple 11.11 Brachistochrone générale.

11.8 Détour : éléments de géométries non-euclidiennes.

Le cinquième axiome d'Euclide est le suivant : "d'un point en dehors d'une droite, on ne peut tracer qu'une et une seule droite parallèle au premier". Pendant deux millénaires, les mathématiciens ont cru que ceci n'est pas un axiome, mais un théorème que l'on peut démontrer à partir des quatre premiers axiomes. A partir de 1830, il est devenu clair que le *cinquième* mérite le titre d'axiome et qu'on peut tout a fait formuler d'autres géométries qui acceptent d'autres axiomes. Nous allons étudier une version simplifiée de la géométrie riemannienne. Pour cela, nous devons donner un sens précis au mot "droite" : nous le définirons dorénavant comme le chemin le plus court entre deux points ; il est plus habituel alors d'appeler cela une géodésique. Supposons que nous avons muni notre espace bidimensionnel d'un système de coordonnées (x_1, x_2) . La distance entre deux points infiniment voisin est définie par

$$ds^2 = \sum_{i,j} g_{ij} dx_i dx_j$$

où $g_{ij} = g_{ij}(x_1, x_2)$ est appelé le tenseur métrique. Par exemple, si nous avons muni le plan euclidien de coordonnées polaires, $ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2$, nous avons (en posant $x_1 = r, x_2 = \theta$), $g_{11} = 1, g_{22} = r^2, g_{12} = g_{21} = 0$.

Nous allons considérer dans la suite le cas très particulier où $g_{11} = 1, g_{i \neq j} = 0$ et $g_{22} = g^2(x)$, où g est une fonction quelconque¹¹. Le périmètre d'une courbe $y(x)$ reliant deux points est donnée par

$$\ell[y(x)] = \int_1^2 \sqrt{1 + g^2(x)y'^2} dx$$

et il est élémentaire de montrer, d'après les précédents paragraphes, que l'équation d'Euler-Lagrange nous donne immédiatement l'équation de la courbe :

$$y' = a/g\sqrt{g^2 - a^2}$$

où a est une constante d'intégration. Dans le cas des coordonnées polaire par exemple où $g(x) = x$, nous pouvons intégrer l'équation ci-dessus¹² et obtenir l'équation d'une droite $y = \alpha + \arccos(a/x)$ où a et α sont deux constante d'intégration. Pour vous convaincre que cela est effectivement le cas, Il suffit d'interpréter x comme r et y comme θ , faire un petit schéma et quelques manipulations d'angles .

Prenons le cas plus intéressant pour nous de $g(x) = \sin(x)$. A nouveau, l'intégration s'effectue sans difficulté¹³ et nous obtenons

$$y = \psi + \arccos(\cos \alpha \cot x)$$

où ψ et α sont deux constantes d'intégration. Nous voyons par exemple que pour $\alpha = \pi/2$, nous avons une famille de droites données par $y = \text{Cte}$. Prenons la géodésique $y = 0$ et considérons

11. Nous noterons par habitude les coordonnées (x, y) sans leur associer l'idée de coordonnées cartésiennes

12. il suffit d'effectuer le changement de variable $u = a/x$

13. Il suffit de poser $u = \cot x$

le point $P = (\pi/2, \pi/2)$ en dehors de cette droite. Toutes les droites traversant ce point doivent avoir le paramètre $\psi = 0$. Il n'est pas alors difficile de voir que toutes ces droites croisent la droite $y = 0$ au point cot $x = 1/\cos \alpha$.

Nous venons de démontrer dans ce cas que *toutes* les droites traversant P croisent une droite ne contenant pas P ; cela est très différent du cinquième axiome d'Euclide. Le cas que nous venons de traiter correspond à la géométrie sphérique : sur la sphère unité, la distance entre deux points est donnée par $ds^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$. Mais le point de vue de Riemann est beaucoup plus fondamental que cela : ce qui caractérise l'espace et qui lui donne sa substance est la donnée du tenseur métrique. Les habitants de la surface de la sphère unité ne peuvent pas voir qu'ils sont sur une sphère. Ils peuvent par contre visionner les géodésiques (en suivant les trajets des faisceaux de lumière) et déterminer la nature de leur espace en faisant des mesures par exemple de la somme des angles d'un triangle formé par trois géodésiques. C'est exactement dans ce cadre qu'Einstein a formulé sa théorie de la gravité en 1915, où les masses confèrent de la courbure à l'espace-temps.

A ajouter.

1. Discuter la jauge dans le Lagrangien et éventuellement le théorème de Noether.

Exercices.

§ 11.7 Surface minimum.

Soit deux cercles concentriques de rayon à priori différents disposés l'un au dessus de l'autre à une hauteur h . Quelle est la forme de la surface d'aire minimum qui relie les deux cercles (fig. 11.7a) ?

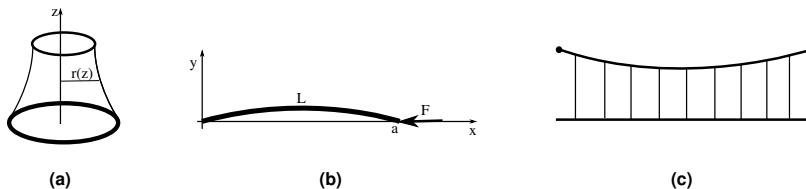


FIGURE 11.7 – (a) : surface minimum entre deux cercle; (b) flambage d'une barre; (c) pont suspendu à une chaînette.

§ 11.8 Energie de courbure. Comment faut-il écrire les équations d'Euler-Lagrange si le lagrangien contient des dérivées secondes ? Plus spécifiquement, supposer que le lagrangien est de la forme $\mathcal{L} = y''(x)^2 + V(y)$. Généraliser ensuite au cas $\mathcal{L} = \mathcal{L}(y'', y', y, x)$.

§ 11.9 Brachistochrone. Nous voulons minimiser

$$T = \int_0^{x_1} \sqrt{\frac{1+y'^2}{y}} dx$$

En utilisant l'identité de Beltrami, démontrer que la courbe $y(x)$ doit obéir à l'équation

$$\frac{-1}{y(1+y'^2)} = C$$

où C est une constante. Résoudre cette équation du première ordre en démontrant d'abord que

$$dx = dy \sqrt{\frac{y}{2a-y}}$$

où nous avons posé $1/C^2 = 2a$; intégrer cette dernière équation en posant $y = a(1 - \cos \theta)$. [Help : nous devons obtenir l'équation du cycloïde sous forme paramétrique.]

§ 11.10 Élasticité 1-d. Soit une barre dont on repère les points (avant déformation) par la coordonnées x (figure 11.8). On appuie sur la barre parallèlement à son axe; les points de la barre se déplacent aux coordonnées x' (Figure 11.8). Nous appelons *déplacement* $u(x) = x' - x$ la fonction qui traque cette quantité. L'énergie élastique stockée dans la barre est proportionnelle *au carré du gradient* de ce terme :

$$\mathcal{E} = \int_0^L (1/2)ku'(x)^2 dx$$

où k est la constante élastique de la barre (qu'on appelle également le module d'Young). La force a effectué le travail $W = Fu(L)$. L'énergie totale de la barre s'écrit donc

$$\mathcal{E} = \int_0^L \left\{ (1/2)ku'(x)^2 - Fu'(x) \right\} dx$$

Démontrer alors que $u(x) = ax$ où a est une constante à déterminer. Déterminer a en utilisant les conditions aux bords naturelles (section 11.6). En déduite la loi d'élasticité de Hook

$$F = Ku(L)$$

Que vaut K ? quelle est sa dépendance en L ?

§ 11.11 Flambage d'une poutre. Appuyez sur une règle tenue verticalement sur une table; au delà d'une certaine force, la règle flambe (fig.11.7b). Ceci est un problème extrêmement important de la résistance des matériaux et conditionne la conception des tours pour qu'elles ne s'écroulent pas (en flambant) sous leurs propres poids. Repérons la barre par son écart à la droite $y(x)$. En supposant faible l'écart de la barre par rapport à la droite, l'énergie de courbure de la barre est donnée par sa courbure locale $B(y''(x))^2$. Nous supposons l'extrémité de la courbe maintenu à $y = 0$, mais pouvant coulisser sur l'axe x et soumise à une force F . Pour trouver la configuration qui minimise l'énergie, nous devons donc trouver l'extremum de la fonctionnelle

$$S[y, a] = \int_0^a B(y''(x))^2 dx - F(L - a)$$

soumis à la contrainte

$$\int_0^a \left\{ 1 + (1/2)y'^2 \right\} dx = L$$

Nous avons approximé ici l'élément de ligne $ds = \sqrt{1 + y'^2}$ par son développement de Taylor, en supposant les écarts à la ligne (et leurs dérivées) faible. Démontrez alors que pour $F > F_c$, la poutre droite n'est plus la solution optimum; calculer F_c .

§ 11.12 Flambage d'une poutre II. Nous pouvons formuler différemment le problème de flambage, en intégrant directement la contrainte dans le lagrangien. Pour cela il suffit d'utiliser un système de coordonnées plus adaptés que les coordonnées cartésiennes. Repérons un point le long de la poutre par sa longueur d'arc à partir de l'origine s , et par l'angle de la tangente à la courbe en ce point avec l'axe horizontal $\theta(s)$. Ce nouveau système de coordonnées est relié aux coordonnées cartésiennes par la relation

$$\begin{aligned} dx &= \cos \theta ds \\ dy &= \sin \theta ds \end{aligned}$$

La courbure en un point est simplement donnée par $d\theta/ds$. L'énergie s'écrit alors

$$S[\theta] = \int_0^L \left\{ B (\theta')^2 + F \cos \theta \right\} ds - FL$$

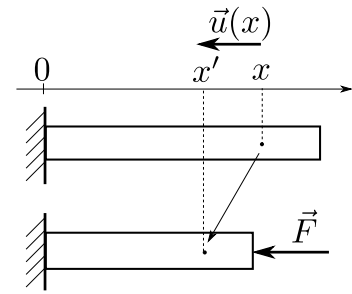


FIGURE 11.8 – Une barre élastique soumise à une force F .

que l'on peut traiter par les équation d'EL sans contraintes : la longueur d'arc s gère automatiquement la constance de la longueur totale de la poutre. Les coordonnées semi-intrinsèque (s, θ) sont très utilisées en géométrie différentielle. Noter de plus la grande similarité de l'action à celle de l'oscillation d'un pendule dans le champs de gravité.

§ 11.13 Angle de contact. Trouver l'angle de contact d'une goutte de liquide déposée sur une surface solide.

§ 11.14 isopérimétrique II. Chercher la courbe sous forme paramétrique $x = x(t)$, $y = y(t)$ avec la condition supplémentaire $x(1) = x(0)$ et $y(1) = y(0)$. Écrire au moins les équations d'Euler-Lagrange.

§ 11.15 Isopérimétrique III. Quelle est la courbe de surface donnée qui minimise son périmètre ?

§ 11.16 Équation de la chaînette. Une chaîne $y(x)$ est suspendu entre deux points distant de a . La longueur totale de la chaîne est L . Trouver l'équation de la chaîne. Help : A l'évidence, la chaîne doit minimiser l'énergie potentielle, avec une contrainte sur sa longueur. L'énergie potentielle est de la forme $\int \rho y ds$; on doit donc trouver le minimum de

$$H' = \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \rho y \sqrt{1 + y'(x)^2} - \lambda \sqrt{1 + y'(x)^2} \right\} dx$$

où λ est un multiplicateur de Lagrange. Obtenez également l'équation de la chaînette à laquelle on a suspendu un pont (fig.11.7c)

§ 11.17 Trajectoire complexe. Soit une fonction $y(x)$ complexe ($\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$) dont l'action est définie par

$$S[y] = \int_I \mathcal{L}(y, y', y^*, y'^*; x) dx$$

Comme par exemple $\mathcal{L} = y' y'^* + k y y^*$. Obtenir les équations d'Euler-Lagrange de cette fonction. [Help : il faut démontrer que l'on peut considérer y et y^* comme deux composantes indépendantes, et obtenir une équation d'EL pour chacune].

§ 11.18 Équation de Schrödinger. Nous cherchons la fonction complexe $\psi(x, t)$ qui optimise l'action associée au lagrangien suivant

$$\mathcal{L} = i\psi^* \partial_t \psi - a(\partial_x \psi^*)(\partial_x \psi) - V(x)\psi^* \psi$$

Trouver l'équation d'Euler Lagrange à laquelle obéit la fonction ψ . Dans la formulation ci-dessus, ψ et ψ^* ne jouent pas le même rôle. Pouvez vous donner une version plus symétrique de ce lagrangien ?

Problèmes.

Problème 11.1 Champ électromagnétique dans le vide.

Nous définissons un champ $A = (A_0, A_1, A_2, A_3)$ dans un espace à 4 dimensions que l'on repère à l'aide des coordonnées $x = (x_0, x_1, x_2, x_3)$ ¹⁴. Comme nous sommes parfois trop habitué à la séparation en espace (3d) et en temps, nous dissociions parfois les expressions ci-dessus en donnant des noms différents aux différents composants : nous notons par exemple $A = (\phi, -\mathbf{A})$ où nous appelons ϕ le potentiel et \mathbf{A} le potentiel vecteur ; de même, nous notons $x = (t, \mathbf{x})$ où le premier composant est appelé temps et les trois autres l'espace. Les équations d'électromagnétisme ont été formulé dans le cadre de cette séparation étrange et les différentes dérivées du champ ont reçu des noms différents. Par exemple, on appelle champ électrique le vecteur à 3 dimensions

$$\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{A} - \nabla \phi$$

14. Nous évitons pour l'instant les exposants et notons les coordonnées x_i au lieu de x^i

et champ magnétique

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$$

Revenons à notre formulation générale. Le tenseur électromagnétique est défini par

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k}$$

Ce tenseur est bien sûr anti-symétrique $F_{ik} = -F_{ki}$.

1. Donner l'expression du tenseur F en fonction des champs E_i et H_k .
2. Démontrer que pour trois indices i, j, k , la définition même du tenseur F impose

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial F_{jk}}{\partial x_i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x_j} = 0$$

démontrer que les seules équations non-triviales sont celles où $i \neq j \neq l$ et cela nous donne 4 équations que nous pouvons regrouper en

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{H} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \end{aligned}$$

qui ne sont rien d'autre que les deux premières équations de Maxwell.

Dans l'espace-temps relativiste, la "distance" ds entre deux points voisins est donnée par

$$ds^2 = dx_0^2 - (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) = \sum_{i=0}^3 \epsilon_i dx_i^2$$

où $\epsilon_0 = 1$ et $\epsilon_{i \geq 1} = -1$. Il existe une différence entre une des composantes et les trois autres quant au signe qu'il faut utiliser pour l'élément d'arc. Cette différence apparaît obligatoirement dans toutes les expressions des lois physiques. En particulier, toutes les expressions quadratiques auront une forme similaire à l'expression de l'élément d'arc. Par exemple, l'action du champs électromagnétique est donnée par l'intégrale sur un volume du lagrangien suivant ¹⁵ :

$$\mathcal{L} = - \sum_{i,j=0}^3 \epsilon_i \epsilon_j F_{ij}^2$$

Remarquer la similarité entre cette formulation et la formulation de la théorie de l'élasticité, où le champs A représente le vecteur déplacement et le tenseur F_{ij} le tenseur déformation. Ceci n'est pas un hasard ; Maxwell lui même imaginait l'éther comme un corps élastique et s'inspirait fortement de la théorie de l'élasticité.

1. Dédire que l'on peut mettre le lagrangien sous forme de $\mathcal{L} = \mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2$
2. Dédire les équations du champs

$$\sum_{j=0}^3 \epsilon_i \epsilon_j \frac{\partial F_{ij}}{\partial x_j} = 0$$

3. Mettre ces équations sous la forme plus usuelle des deux autres équations de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial_t \mathbf{E} ; \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

Problème 11.2 Elasticité générale.

Voir mon cours sur l'élasticité.

15. Le signe moins n'a pas de conséquence pour nos calculs, mais assure que la solution trouvée est un minimum plutôt qu'un maximum de l'action.

12

Les systèmes de Sturm-Liouville.

12.1 Introduction.

Nous allons traiter dans ce chapitre la théorie générale¹ des équations différentielles *linéaires* de second ordre de la forme :

$$Lu = \lambda u \quad (12.1)$$

où $u(x)$ est une fonction au moins deux fois dérivable, la fonction et ses dérivées étant de carré sommable². λ est un scalaire que nous appelons valeur propre et L est un opérateur différentiel de second ordre

$$L = \alpha(x) \frac{d^2}{dx^2} + \beta(x) \frac{d}{dx} + \gamma(x)$$

Ce genre d'équation se rencontre partout en physique et la solution du système ci-dessus a occupé une grande partie du travail des physiciens-mathématiciens. Les grandes familles de fonctions spéciales, les Bessel, Legendre, Hermite, Laguerre, les hypergéométriques, ... ont été introduites à l'occasion de l'étude de ce genre d'équation. Le but de ce chapitre est en partie de nous habituer à ces fonctions. La théorie générale que nous allons voir dans ce chapitre est une application directe de la théorie des opérateurs linéaires que nous avons rencontré au chapitre précédent ; nous aurons ainsi l'occasion d'approfondir les concepts que nous avons vus.

Illustrons à travers les trois exemples suivants quelques fonctions et équations fondamentales de la physique mathématique.

Exemple 12.1 Nous avons vu que pour trouver $u(x, t)$, solution de l'EDP

$$\frac{\partial^n u}{\partial t^n} = Lu \quad (12.2)$$

où l'opérateur L ne contient pas de dépendance en t , nous pouvons chercher la solution de l'équation aux valeurs propres

$$L\phi_n = \lambda_n \phi_n$$

où $\phi_n(x)$ est fonction de la seule variable x . Si les $\{\phi_n\}$ constituent une base dans l'espace des fonctions appropriées, alors la solution générale de (12.2) est donnée par

$$u(x, t) = \sum_n f_n a_n(t) \phi_n(x)$$

1. Cette théorie a été formulée par les deux mathématiciens français aux alentours de 1850.

2. Ce genre d'espace est appelé l'espace de Sobolev, mathématicien soviétique du vingtième siècle, précurseur de la théorie des distributions.

où les coefficients $a_n(t)$ sont solutions de l'équation différentielle

$$\frac{d^n a_n}{dt^n} - \lambda_n a_n = 0$$

et les scalaires f_n sont donnés par les conditions initiales. Si l'on veut, cette méthode est une "super" méthode de séparation des variables.

Exemple 12.2 Propagation en coordonnées cylindrique et l'équation de Bessel. Nous souhaitons résoudre l'équation d'onde à deux dimensions en coordonnées polaires (comme par exemple la vibration d'une membrane) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \Delta u \tag{12.3}$$

où $u = u(r, \theta, t)$. Si nous savons résoudre

$$\Delta \phi_k(r, \theta) = -k^2 \phi_k(r, \theta) \tag{12.4}$$

(Question : pourquoi les valeurs propres de l'opérateur Δ sont réelles et négatives ?) alors la solution générale s'écrit³

$$u(r, \theta, t) = \sum_k \left(A_k e^{ickt} + A_{-k} e^{-ickt} \right) \phi_k(r, \theta)$$

En coordonnée cylindrique, l'équation (12.4) s'écrit

$$-\frac{\partial^2 \phi_k}{\partial \theta^2} = r^2 \frac{\partial^2 \phi_k}{\partial r^2} + r \frac{\partial \phi_k}{\partial r} + r^2 k^2 \phi_k \tag{12.5}$$

Si on regarde de plus près cette équation, nous voyons qu'elle a à nouveau exactement la forme (12.2) et nous pouvons appliquer la même méthode en cherchant la solution de l'équation aux valeurs propres

$$r^2 \frac{d^2 \eta_m}{dr^2} + r \frac{d\eta}{dr} + r^2 k^2 \eta_m = m^2 \eta_m \tag{12.6}$$

où $\eta_m = \eta_m(r)$ est la fonction propre et m est la valeur propre. La solution de (12.5) est

$$\phi_k(r, \theta) = \sum_m \left(B_m e^{im\theta} + B_{-m} e^{-im\theta} \right) \eta_m(r)$$

Nous remarquons en plus une symétrie remarquable dans la fonction $\phi_k : \phi_k(r, \theta + 2\pi) = \phi_k(r, \theta)$. Cette symétrie nous impose que m ne peut pas être quelconque, mais doit être entier : $m = 0, 1, \dots$ Nous rencontrerons constamment cette symétrie et sa conséquence dans les équations de la physique écrites en coordonnées cylindriques ou sphériques. Nous pouvons encore quelque peu nettoyer l'équation (12.6) en posant

$$\eta_m(r) = J_m(x)$$

où $x = kr$. Par la règle des dérivations en chaîne, nous avons $d/dr = k(d/dx)$ et nous obtenons

$$x^2 J_m''(x) + x J_m'(x) + (x^2 - m^2) J_m(x) = 0 \tag{12.7}$$

3. Nous utilisons le symbol Σ pour signifier "superposition". Si la variable sur laquelle on somme est discrète ($\in \mathbb{Z}$) alors Σ a son sens habituel. Si par contre la variable de sommation est continue ($\in \mathbb{R}$) alors le symbol doit être compris formellement comme une intégrale \int .

Cette équation s'appelle l'équation de Bessel, les fonctions J_m sont appelées les fonctions de Bessel ; le lecteur notera que cette équation qui joue un rôle primordial dans les équations de propagation en coordonnées cylindriques est de la forme (12.1).

Nous avons beaucoup détaillé les calculs dans cet exemple. Nous pouvons systématiser le travail de la façon suivante : nous cherchons la solution de (12.3) directement sous la forme

$$u(r, \theta, t) = \eta(r)f(\theta)a(t)$$

En remplaçant u dans l'équation (12.3) et en divisant par u , nous trouvons

$$\frac{a''}{a} - c^2 \frac{1}{\eta} (\eta'' + \eta'/r) - \frac{c^2}{r^2} \frac{f''}{f} = 0 \quad (12.8)$$

Cette équation est valable pour tous (r, θ, t) . Supposons que nous gardons constante r et t et que nous varions θ . Les deux premiers termes de cette équation ne dépendent pas de θ et restent inchangés. Pour que l'équation soit satisfaite, nous devons avoir $f''/f = \text{Cte}$. La contrainte $f(\theta + 2\pi) = f(\theta)$ nous impose $\text{Cte} = -m^2$, $m = 0, 1, \dots$. De la même manière, si l'on fait varier t , les deux derniers termes restent inchangés et nous devons donc avoir $a''/a = \text{cte}$; la solution devant rester bornée pour tous les temps, nous devons avoir $\text{cte} = -k^2$. L'équation (12.8) se transforme alors en

$$(k/c)^2 + \frac{1}{\eta} (\eta'' + \eta'/r) - m^2/r^2 = 0$$

en multipliant par η et en nettoyant un peu, cette dernière équation se met sous la forme de l'équation de Bessel. La solution générale est la superposition de ces solutions.

Exemple 12.3 Équation de Laplace en coordonnées sphériques et équation de Legendre. Nous souhaitons résoudre, en coordonnées sphérique (r, θ, ϕ) , l'équation de Laplace

$$\Delta u = 0 \quad (12.9)$$

Posons $u(r, \theta, \phi) = f(r)g(\theta)h(\phi)$. En suivant notre procédé, nous aboutissons à

$$\frac{1}{f(r)} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{df}{dr} \right) + \frac{1}{g(\theta) \sin(\theta)} \frac{d}{d\theta} \left(\sin(\theta) \frac{dg}{d\theta} \right) + \frac{1}{h(\phi) \sin^2(\theta)} \frac{d^2 h}{d\phi^2} = 0$$

Par des arguments analogues à ce que nous avons utilisés précédemment, nous obtenons

$$\frac{h''(\phi)}{h(\phi)} = -m^2$$

et

$$\frac{1}{f(r)} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{df}{dr} \right) = \lambda \quad (12.10)$$

Il n'est pas difficile de vérifier qu'une fonction f de la forme $f(r) = A_n r^n + B_n r^{-(n+1)}$ est fonction propre, avec la valeur

propre $\lambda = n(n + 1)$. Ceci nous donne pour la dernière équation

$$\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{d}{d\theta} \left(\sin(\theta) \frac{dg}{d\theta} \right) + \left(n(n + 1) - \frac{m^2}{\sin^2(\theta)} \right) g(\theta) = 0$$

Et nous allons quelques peu nettoyer cette dernière équation.

Remarquons d'abord que la fonction $g(\theta)$ est paire ; nous avons donc besoin de la résoudre que sur l'intervalle par exemple $[0, \pi]$. Posons $\cos \theta = t$ ($t \in [-1, 1]$) et $g(\theta) = P(t)$. La dérivation en chaîne nous donne $d/d\theta = -\sin \theta (d/dt)$ et donc

$$\frac{d}{dt} \left((1 - t^2) \frac{dP}{dt} \right) + \left(n(n + 1) - \frac{m^2}{1 - t^2} \right) P(t) = 0 \quad (12.11)$$

Les solutions de cette équation, appelées les fonctions de Legendre associées sont notées $P_n^m(t)$. Pour $m = 0$, l'équation s'écrit

$$(1 - t^2)P''(t) - 2tP'(t) + n(n + 1)P(t) = 0$$

Notons à nouveau que cette équation, qui joue un rôle primordial dans les équations impliquant le Laplacien en coordonnées sphériques, est de la forme (12.1). Les solutions de cette équation sont appelées les polynômes de Legendre. Nous verrons que les solutions pour $m \neq 0$ s'obtiennent à partir des $m = 0$. La partie angulaire de l'équation de Laplace est donnée par

$$Y_n^m(\theta, \phi) = e^{im\phi} P_n^m(\cos \theta)$$

ces dernières fonctions sont appelées les harmoniques sphériques et jouent le même rôle que les fonctions sinus et cosinus à une dimension. Le lecteur les rencontrera souvent comme les fonctions propres des deux opérateurs L^2 et L_z dans les problèmes à symétries sphériques.

12.2 Reformulation opératorielle.

La méthode que nous avons suivi ci-dessus est quelque peu pédestre et nous oblige à par exemple à séparer les rôles des variables t et x . Ceci est quelque peu artificiel et nous pouvons nous en dispenser. Ce que nous avons distingué dans les exemples que nous avons traités plus haut est que l'équation à dérivées partielles pouvait se mettre sous la forme de $(L_1 + L_2 + \dots)u = 0$ où l'opérateur L_i ne contient que des dérivations sur la variable i ⁴.

Prenons l'espace des fonctions à deux variables (que nous appelons x et y) pour illustrer notre propos. Soit un opérateur H dans cet espace que l'on peut écrire comme la somme de deux opérateurs, chacun ne contenant qu'une seule dépendance : $H = H_x + H_y$ (par exemple, pour le Laplacien en coordonnées cartésiennes nous avons $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$). Supposons que nous souhaitons résoudre l'équation $Hu(x, y) = 0$ dans le domaine $x \in [a_1, b_1]$ et $y \in [a_2, b_2]$. Supposons de plus que dans l'espace des fonctions sur $[a_2, b_2]$ nous disposons d'une base $\{\eta_i(y)\}$ qui de plus est une base

4. Ceci bien sûr n'est pas un hasard : on choisit (invente) un système de coordonnées dans lequel l'EDP peut s'écrire de cette façon. C'est la raison de la popularité des trois systèmes de coordonnées les plus populaires. Le lecteur rencontrera d'autres systèmes plus exotiques adaptés à des problèmes bien particulier.

propre de l'opérateur $H_y : H_y \eta_i(y) = \lambda_i \eta_i(y)$. Évidemment, nous pouvons, pour chaque x , décomposer la fonction (inconnue pour l'instant) $u(x, y)$ dans cette base :

$$u(x, y) = \sum_i c_i(x) \eta_i(y)$$

connaître les coefficients $c_i(x)$ est équivalent à connaître la fonction $u(x, y)$ ⁵. Si nous remplaçons l'expression ci-dessus dans l'EDP que nous tentons de résoudre, nous trouvons, en utilisant les propriétés de linéarité de H ,

$$\begin{aligned} Hu &= H \left(\sum_i c_i(x) \eta_i(y) \right) \\ &= \sum_i H(c_i(x) \eta_i(y)) \\ &= \sum_i (H_x \cdot c_i(x) + \lambda_i c_i(x)) \eta_i(y) \end{aligned}$$

Puisque les η_i sont linéairement indépendantes (elles forment une base), l'équation à dérivées partielles $Hu = 0$ se transforme en une équation différentielle ordinaire (donc beaucoup plus simple)

$$H_x \cdot c_i(x) + \lambda_i c_i(x) = 0$$

Les exemples que nous avons vu plus haut avaient l'air légèrement plus compliqué que cela. Les EDPs que nous avons vu avaient plutôt la forme

$$(H_x + f(x)H_y)u(x, y) = 0 \quad (12.12)$$

Mais ceci n'est guère différent. En faisant exactement la même démarche de décomposer $u(x, y)$ sur la base des $\{\eta_i(y)\}$, nous obtenons pour les coefficients $c_i(x)$ l'équation différentielle ordinaire

$$H_x \cdot c_i(x) + \lambda_i f(x) c_i(x) = 0$$

Revoyons à nouveau nos exemples.

Dans le cas de la propagation d'onde en coordonnées polaire, nous pouvons écrire l'équation (12.3) sous la forme opératorielle

$$\left(\partial_{tt} - (\partial_{rr} + (1/r)\partial_r) - (1/r^2)\partial_{\theta\theta} \right) u(r, \theta, t) = 0$$

où nous avons posé $c = 1$. Nous voyons que cette équation possède la même structure que (12.12). Pour la variable $\theta \in [0, 2\pi]$, les fonctions $\exp(im\theta)$ sont des fonctions propres de l'opérateur $\partial_{\theta\theta}$ associées à la valeur propre $-m^2$ (de plus, $m \in \mathbb{Z}$). Pour la variable $t \in]-\infty, +\infty[$, les fonctions $\exp(ikt)$ sont des fonctions propres de l'opérateur ∂_{tt} associées à la valeur propre $-k^2$. Si l'on cherche la solution générale sous la forme de

$$u(r, \theta, t) = \sum_{k,m} R_{k,m}(r) e^{im\theta} \cdot e^{ikt}$$

Alors, d'après ce que nous avons dit, la fonction $R_{k,m}(r)$ doit obéir à l'équation

$$\left(-k^2 - (\partial_{rr} + (1/r)\partial_r) + m^2/r^2 \right) R(r) = 0$$

5. Souvenez vous, nous appelons cela l'interprétation de Schrodinger.

Qui n'est rien d'autre que l'équation de Bessel déjà rencontrée.

Prenons maintenant le cas de l'équation de Laplace en coordonnées sphériques $\Delta u = 0$ qui sous forme opératorielle s'écrit

$$\left(\partial_{rr} + \frac{2}{r} \partial_r + \frac{1}{r^2} L^2 \right) u = 0$$

où L^2 est l'opérateur qui contient toutes les dérivées par rapport aux variables angulaires θ, ϕ :

$$L^2 = \frac{1}{\sin \theta} \partial_\theta \sin \theta \partial_\theta + \frac{1}{\sin^2 \theta} \partial_{\phi\phi}$$

Nous connaissons une base propre⁶ de l'opérateur L^2 formée des sphériques harmoniques $Y_n^m(\theta, \phi)$, associées à la valeur propre $-n(n+1)$. Si on cherche la solution sous forme de

$$u(r, \theta, \phi) = \sum_{m,n} R(r) Y_n^m(\theta, \phi)$$

alors la fonction $R(r)$ doit obéir à l'équation

$$R''(r) + \frac{2}{r} R'(r) - \frac{n(n+1)}{r^2} R(r) = 0$$

Exercices.

§ 12.1 Démontrer que la fonction $J_m(x) = (1/\pi) \int_0^\pi \cos(x \sin \theta - m\theta) d\theta$ est solution de l'équation de Bessel si $m \in \mathbb{Z}$. Cette fonction est appelée la fonction de Bessel (d'ordre m) de première sorte.

§ 12.2 Transformée de Bessel-Fourier. Soit une fonction de deux variables $f(x, y)$ dont la transformée de Fourier (bidimensionnelle) est

$$\tilde{f}(u, v) = \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp(-i(ux + vy)) dx dy$$

Supposons que f est de symétrie cylindrique, c'est à dire qu'on peut l'écrire comme $f(r)$ où $x + iy = r \exp(i\theta)$. Dans ce cas, on peut également choisir les coordonnées polaires dans l'espace réciproque $u + iv = q \exp(i\phi)$. Démontrer alors que \tilde{f} est également de symétrie cylindrique :

$$\tilde{f}(q) = 2\pi \int_0^\infty f(r) J_0(qr) r dr$$

Ceci s'appelle une transformation de Bessel-Fourier ou Hankel et qui est très similaire à la TF, puisqu'on peut démontrer l'inversion :

$$f(r) = 2\pi \int_0^\infty \tilde{f}(q) J_0(qr) q dq$$

[Help : pour démontrer la formule inverse, nous admettons la relation d'orthogonalité des fonctions de Bessel : $\int_0^\infty J_\mu(kr) J_\mu(k'r) dr = \delta(k - k')/k$.]

§ 12.3 Démontrer que pour m entier, $J_{-m}(x) = (-1)^m J_m(x)$. Cela montre que pour m entier, les deux fonctions J_m et J_{-m} ne sont pas linéairement indépendantes. L'équation de Bessel étant de second ordre, elle a besoin de deux solutions indépendantes. L'autre solution notée souvent $Y_m(x)$ est appelé la fonction de Bessel de seconde sorte. [Help : effectuer le changement de variable $\theta \rightarrow \pi - \theta$].

6. A vrai dire, nous n'avons jamais démontré que ces fonctions constituent une base. La démonstration découle du fameux théorème d'approximation de Weierstrass (1885). Nous admettons le résultat. Nous avons simplement démontré que les sphériques harmoniques sont les fonctions propres de l'opérateur L^2 .

§ 12.4 En ramenant l'équation suivante

$$x^2 u'' + vxu' + (x^2 - m^2)u = 0$$

à une équation de Bessel, donner sa solution générale. [Help : poser $u = x^\alpha w$ et choisir α en conséquence. Solution : $u(x) = J_{\pm\mu}(x)/\sqrt{x}$ où $\mu^2 = m^2 + (\nu - 1)^2/4$.

§ 12.5 Résoudre l'équation

$$x^2 u'' + xu' + \alpha^2 (x^{2\alpha} - m^2)u = 0$$

[Help : poser $x = y^\nu$, et choisir ν pour se ramener à une équation de Bessel. Solution : $u(x) = J_m(x^\alpha)$]

§ 12.6 Combiner les deux questions précédentes pour résoudre

$$xu'' + (p+1)u' + u/4 = 0$$

[Solution : $u(x) = x^{-p/2} J_p(\sqrt{x})$].

§ 12.7 Polynômes de Legendre associés. Soit la fonction $u(x)$ solution de l'équation de Legendre

$$(1-x^2)u'' - 2xu' + n(n+1)u = 0$$

Démontrer alors que la fonction $v(x) = (1-x^2)^{m/2} (d^m/dx^m)u(x)$ est solution de l'équation de Legendre associée

$$(1-x^2)v'' - 2xv' + \left(n(n+1) - \frac{m^2}{(1-x^2)} \right) v = 0$$

Si on sait que le polynôme de Legendre P_n est d'ordre n , que peut on déduire pour P_n^m pour $m > n$? Construire explicitement les trois premiers polynômes de Legendre. [Help : Commencer par démontrer par récurrence que

$$d^m \left[(1-x^2)u'' - 2xu' + n(n+1)u \right] = (1-x^2)d^{m+2}u - 2(m+1)xd^{m+1}u + [n(n+1) - m(m+1)]d^m u$$

où d^m est l'opérateur de dérivation d'ordre m .

§ 12.8 Moment cinétique. Soit l'opérateur $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$. Démontrer que l'opérateur laplacien, en coordonnées sphériques, s'écrit comme

$$\Delta = r^{-2} \left\{ \partial_r r^2 \partial_r + L^2 \right\}$$

Rappel : $L_z = x\partial_y - y\partial_x$ et les autres s'en déduisent par permutation circulaire des indices (x, y, z) . Nous avons déjà vu que $L_z = \partial_\phi$. Démontrer que les harmoniques sphériques sont fonctions propres de L_z , donner les valeurs propres associées.

§ 12.9 Donner la solution générale de l'équation d'onde en coordonnées sphériques

$$\partial_{tt}u = \Delta u$$

Help : en notation opératorielle, l'équation s'écrit

$$\left(\partial_{tt} - r^{-2} \left\{ \partial_r r^2 \partial_r + L^2 \right\} \right) u = 0$$

Comme nous connaissons les fonctions propres de ∂_{tt} ($= \exp(\pm kt)$) et de L^2 ($= Y_n^m(\theta, \phi)$), il suffit de chercher la solution générique sous la forme de

$$u(r, \theta, \phi, t) = R(r)Y_n^m(\theta, \phi)e^{\sigma ikt}$$

où $\sigma = \pm 1$ et $|m| < n$, et obtenir une équation pour $R(r)$. On devrait obtenir, pour R :

$$R(r) = \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{\sigma'(n+1/2)}(kr)$$

où $\sigma' = \pm 1$. Ces fonctions sont parfois appelées des Bessel sphériques.

§ 12.10 Atome d'Hydrogène. Résoudre en coordonnées sphériques l'équation de l'atome d'Hydrogène :

$$i\partial_t\psi = (-\Delta - \alpha/r)\psi$$

On suppose $\alpha > 0$ (interaction attractive). Help : En suivant le même procédé que l'exercice précédent, et en renormalisant convenablement, démontrer que la partie radiale de ψ obéit à l'équation

$$x^2R'' + 2xR' + (-x^2 + \beta x - n(n+1))R = 0$$

où $-E$ est la valeur propre associée à la fonction propre $\exp(iEt)$ de $i\partial_t$; $\beta = \alpha/\sqrt{E}$ (on suppose $E > 0$); $n(n+1)$ est la valeur propre associée à la fonction propre $Y_n^m(\theta, \phi)$. En posant $R(x) = x^s e^{-x} u(x)$ et en choisissant s convenablement, on peut obtenir l'équation

$$xu'' + 2(1+n-x)u' + [\beta - 2(1+n)]u = 0$$

Cette équation est connue sous le nom de l'équation de Laguerre.

§ 12.11 Legendre. Quelque chose autour de l'expansion

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r'^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \theta)$$

12.3 Détour : la mécanique quantique ou pourquoi les valeurs propres ont pris tant d'importance.

Pouvoir développer les solutions d'une EDP comme une somme de fonctions propres était une technique répandue et maîtrisée à la fin du XIXème siècle. Les valeurs propres ont cependant pris une importance extrême avec l'avènement de la mécanique quantique (MQ). La MQ ajoutait quelque chose qui paraissait très étrange aux scientifiques habitués à la propagation des ondes⁷. Pour comprendre cette *crise* psychologique⁸, prenons l'exemple d'une corde vibrante à une dimension sur l'intervalle $[0, L]$ dont l'équation est donnée par

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

La solution sur la base propre de Fourier, d'après ce que nous avons vu plus haut, est donnée par

$$u(x, t) = \sum_n \left(A_n e^{i\omega_n t} + B_n e^{-i\omega_n t} \right) e^{ik_n x} \quad (12.13)$$

où $k_n = (2\pi/L)n$, les $\exp(ik_n x)$ sont une base propre de l'opérateur $\partial^2/\partial x^2$ de valeur propre $k_n^2 = (2\pi n/L)^2$, et $\omega_n = ck_n$. Notons que la fonction $u(x, t)$ représentant un déplacement réel, cela nous impose en plus d'avoir $B_n = A_n^*$.

L'énergie de la corde à un instant donné est la somme de son énergie cinétique et potentielle⁹ et s'écrit

$$\mathcal{E}(u) = \int_0^L \left\{ \frac{\rho}{2} u_t u_t^* + \frac{K}{2} u_x u_x^* \right\} dx \quad (12.14)$$

où u_x désigne $\partial u/\partial x$. Par ailleurs, ρ représente la densité de la corde, K sa constante élastique et $c^2 = K/\rho$. En utilisant la solutions (12.13), on trouve facilement

$$\mathcal{E}(u) = (2LK) \sum_n A_n A_n^* k_n^2 \quad (12.15)$$

7. De la même manière que la mécanique Newtonienne ajoutait quelque chose de très étrange à la science du mouvement répandu en 1680. Notre intuition nous disait que la vitesse d'une charrette que l'on pousse dépend de la force qu'on exerce dessus et qu'elle s'arrête quand nous ne poussons plus. La physique Aristotélicienne postulait donc, en langage moderne, $v = C.F$. La mécanique Newtonienne a modifié ce postulat en imposant la proportionnalité non pas entre la vitesse et la force, mais entre l'accélération et la force : $a = (1/m)F$. Pour interpréter les résultats expérimentaux dans ce cadre, il a fallu supposer l'existence de forces de réaction, de frottement, ... On peut facilement imaginer combien cette mécanique nouvelle paraissait contre-intuitif et étrange aux scientifiques de l'époque. Pour nous qui avons assimilé cette mécanique depuis notre enfance, cette mécanique nous paraît aller de soi. De la même manière, la MQ paraissait étrange au début du XXème, puisque les scientifiques s'étaient forgée une intuition qui allait à l'encontre des postulats de la nouvelle mécanique.

8. Parfois appelé dualité onde-corpuscule.
9. Voir les chapitres consacrés, d'une part aux équations de la physique, d'autre part au calcul variationnel.

A_n est l'amplitude du mode n , et nous voyons que le résultat est la somme des amplitudes des modes au carré, pondéré par leur valeurs propres.

Nous pouvons construire un appareil pour mesurer l'énergie de la corde vibrante de la façon suivante : une caméra prend deux photographies successives de la corde. Par l'analyse de la forme de la corde sur une des photos, nous pouvons explicitement mesurer point par point u_x . Par l'analyse de la hauteur de la corde entre les deux photos successives, nous pouvons mesurer point par point u_t . Ces deux mesures nous permettent ensuite d'effectuer une intégrale point par point et remonter à l'énergie (12.14)¹⁰.

Supposez maintenant que vous avez préparé par exemple $M = 10^6$ cordes vibrantes toutes dans le même état (identiques). En les mesurant les uns après les autres avec l'appareil, on doit toujours trouver la même valeur \mathcal{E} . Les premiers chercheurs investiguant les phénomènes atomiques ont trouvé un résultat différent : A chaque mesure, ils trouvaient une valeur différente, correspondant exactement à une des valeurs propres k_n . La mesure de l'énergie ne donnait pas la même valeur, ni même des valeurs dispersées de façon continue, mais un ensemble discret de valeur. Il s'avère que quand on fait cette mesure un grand nombre de fois, la proportion de fois où l'on tombe sur la même valeur k_n et proportionnelle au coefficient $A_n A_n^*$. La moyenne sur les M mesures donne en effet le résultat attendu \mathcal{E} d'un système classique¹¹.

Cette observation a été intégrée comme un postulat à la mécanique quantique¹², en sus des équations d'évolution de la mécanique quantique (comme par exemple l'équation de Schrödinger). Ce n'est que récemment (les années 1990) que ce postulat a été compris comme une conséquence du phénomène d'interaction entre un système macroscopique et microscopique, appelé *décohérence*.

Dans beaucoup de branche de physique atomique et moléculaire, la quantité pertinente étant l'énergie, les scientifiques ont élaborer des règles de manipulations impliquant uniquement la connaissance des valeurs propres, sans même passer par la case "résoudre l'équation d'évolution temporelle". Voilà pourquoi les valeurs propres sont devenues une partie si fondamentale de la culture des physiciens.

12.4 Les systèmes de Sturm-Liouville.

Revenons à notre propos original sur l'équation $Lu = \lambda u$ où L est un opérateur différentiel de second degré. Nous nous plaçons dorénavant dans l'ensemble des fonctions à valeurs complexes. Nous équipons notre espace vectoriel des fonctions d'un produit scalaire, mais nous allons quelque peu élargir notre définition du produit scalaire :

$$(f, g) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(x)g(x)w(x)dx$$

10. Pour l'investigation des phénomènes à l'échelle atomique, les scientifiques du début de XXème siècle avaient à leur disposition un appareil de mesure basée sur la spectroscopie. Ce sont le caractère discret des raies qui ont commencé à poser problème. Notez que le problème dont on parle ici n'est pas du tout celui de la "divergence ultra-violette" du corps noir. Ce dernier est dû a un postulat de la physique statistique qui exige, dans le cadre de la physique classique, qu'à l'équilibre thermodynamique, on ait $2LKA_n A_n^* k_n^2 = T/2$, ce qui rend la somme (12.15) divergente.

11. La présentation que je donne est bien sur anachronique. Le concept de décomposition sur base propre à travers l'équation de Schrodinger post-date de quelques 20 années la découverte de la nature discrète des raies atomiques.

12. Cela s'appelle l'interprétation de Copenhague (1928) : Une mesure d'un observable \mathcal{O} projette un état quantique mixte sur un des états propres de cet observable, avec une probabilité donnée par la norme au carré de l'amplitude de ce mode propre.

Le lecteur peut vérifier que cette définition possède toutes les bonnes propriétés que l'on exige d'un produit scalaire, si $w(x) \geq 0^{13}$. La fonction $w(x)$ est dite le poids (weight en anglais).

Dans la très grande majorité des cas que l'on rencontre en physique-mathématique, l'opérateur L est hermitien¹⁴ : $(f, Lg) = (Lf, g)$. C'est d'ailleurs précisément ces systèmes où l'opérateur L est hermitien que nous appelons Sturm-Liouville. Les opérateurs hermitiens ont des propriétés remarquables : ils sont diagonalisables et leurs valeurs propres sont réelles. Ces faits ne sont pas étranger au fait qu'ils apparaissent aussi souvent en physique. Nous avons vu que la forme générale de l'opérateur L est

$$L = \alpha(x)d_{xx} + \beta(x)d_x + \gamma(x)$$

où d_x et d_{xx} dénotent les dérivées première et seconde et α, β, γ sont des fonctions à valeurs réelles. Comme on exige de L d'être hermitien, cela limite le choix des fonctions α, β, γ . Si on regarde d'un peu plus près, aucune contrainte ne pèse sur $\gamma(x)$. Si L est hermitien, il est trivial de démontrer que $L + \eta(x)$ est également hermitien. Pour étudier les contraintes qui pèsent sur α et β , nous choisissons donc pour l'instant $\gamma(x) = 0$, cela nous simplifie l'écriture. Formons la différence $I = (Lf, g) - (f, Lg)$. En effectuant une intégration par partie, nous parvenons facilement à

$$I = [(f'g - fg')(aw)]_{-\infty}^{\infty} + \int_{-\infty}^{\infty} (fg' - f'g) [(aw)' - \beta w] dx$$

L'Hermiticité de L nous exige donc que

$$(aw)' = \beta w \tag{12.16}$$

$$[(f'g - fg')(aw)]_{-\infty}^{\infty} = 0 \tag{12.17}$$

L'équation (12.16) définit en fait le poids w que l'on doit choisir en fonction de α et β . La condition (12.17) nous indique que selon l'espace des fonctions que nous avons choisi, nous devons exiger de $w(x)$ de tendre suffisamment rapidement vers 0 quand $x \rightarrow \infty$. Remarquez que $w = 0$ est solution de l'équation (12.16), donc nous pouvons éventuellement connecter une région où $w > 0$ à une région où $w = 0$ et satisfaire ainsi la condition (12.17). Remarquer qu'une fois w choisie convenablement, nous pouvons mettre l'équation différentielle $Lu = \lambda u$ sous la forme de

$$\frac{d}{dx} \left[(aw) \frac{du}{dx} \right] + (\gamma - \lambda)wu = 0$$

C'est sous cette forme que les systèmes Sturm-Liouville ont été formulés. Notez que l'équation (12.16) est une équation différentielle simple dont la solution est donnée par

$$w(x) = \frac{C}{\alpha(x)} \exp \left(\int \frac{\beta}{\alpha} dx \right) \tag{12.18}$$

où par \int nous dénotons une primitive.

§ 12.12 Démontrer qu'utiliser un poids $w(x)$ pour le produit vectoriel revient à faire un changement de variable $x = \phi(s)$ dans un produit scalaire avec un poids 1.

- 13. Il faut que $w(x) > 0$ sur un ensemble de mesure non-nulle, par exemple sur un intervalle
- 14. Nous avons le choix du poids $w(x)$

12.5 Les solutions polynomiales de Sturm-Liouville.

Nous allons à partir de maintenant nous restreindre aux solutions polynomiales des systèmes Sturm-Liouville

$$LP_n = \lambda_n P_n \quad (12.19)$$

où $P_n(x)$ est un polynôme de degré n . Si nous arrivons à trouver de telles solutions pour un système donné, nous aurons la garantie que ces fonctions P_n constituent bien une base de notre espace des fonctions, pourvu que tous les $n \in \mathbb{N}$ soient représentés¹⁵. La recherche des solutions polynomiales impose une forte contrainte pour satisfaire la condition d'hermité (12.17) : $(w\alpha)$ doit tendre très rapidement vers 0 quand $x \rightarrow \infty$, ou doit être = 0 en dehors d'un certain intervalle (à charge pour nous de connecter les régions $w = 0$ et les régions $w > 0$). Nous allons voir plusieurs exemples qui éclaireront cela.

Comme L ne contient au plus que des dérivées d'ordre 2, cela nous impose que les coefficients α, β, γ soient eux même des polynômes, de degrés 2 pour α , 1 pour β et 0 pour γ . (Exercice : le démontrer en considérant les trois premiers polynômes $n = 0, 1, 2$). Nous devons donc considérer tous les systèmes Sturm-Liouville où¹⁶

$$\begin{aligned} \alpha(x) &= \alpha_2 x^2 + \alpha_1 x^1 + \alpha_0 \\ \beta(x) &= \beta_1 x + \beta_0 \\ \gamma(x) &= \gamma_0 \end{aligned}$$

Nous devons donc explorer un espace à six dimensions pour épuiser toutes les combinaisons des coefficients. Pas tout à fait en réalité, cela peut être beaucoup plus simple. Prenons l'équation algébrique élémentaire $ax^2 + bx + c = 0$. Au lieu de résoudre directement cette équation, nous pouvons remplacer x par $x + x_0$ et résoudre

$$ax^2 + (2ax_0 + b)x + (ax_0^2 + bx_0 + c) = 0$$

pour une valeur arbitraire de x_0 . Une fois cette équation résolue, nous pouvons toujours remplacer x par $x - x_0$ pour retrouver la solution de l'équation originale. Si nous choisissons judicieusement $x_0 = -b/2a$, l'équation se transforme en $ax^2 + c' = 0$. On peut encore simplifier la forme de cette équation (en remplaçant par exemple x par x/\sqrt{a}) pour obtenir l'équation

$$x^2 + c' = 0$$

Si nous savons résoudre cette dernière nous savons résoudre l'équation général de second degré : au lieu d'explorer une famille à trois paramètres, nous n'avons qu'à explorer une famille à un seul paramètre.

Nous avons pu effectuer cette simplification formelle et éliminer deux paramètres parce que nous avons 2 degrés de liberté à

15. Cela s'appelle la complétude dont nous avons parlé au chapitre sur l'analyse fonctionnelle et qui découle d'un théorème démontré par Weierstrass que nous n'avons pas donné ici.

16. Vous remarquerez donc que les fonctions de Bessel ne sont pas polynomiales.

notre disposition : le choix de l'origine et de l'échelle de l'axe x . Dans une équation de type (12.19), nous avons 4 degrés de libertés. Par exemple, au lieu de considérer l'opérateur L , nous pouvons étudier l'opérateur aL , où a est un scalaire. Les fonctions propres de cette nouvelle équation restent inchangées, les valeurs propres deviennent $a\lambda$. Cela nous donnera par exemple la possibilité de toujours choisir $\alpha_2 = -1$ (quand $\neq 0$). Nous pouvons également étudier l'opérateur $L + a$: a nouveau, les fonctions propres restent inchangées, les valeurs propres seront déplacées de a . Nous utiliserons cela pour toujours choisir $\gamma_0 = 0$. Nous avons également toujours la liberté de choisir l'origine et l'échelle de l'axe x . Nous aurons donc au plus deux paramètres libres.

Exercices.

§ 12.13 Comment se transforme l'équation de Jacobi

$$(1 - x^2)u'' + [p - q + (p + q + 2)x]u' = \lambda u$$

avec le changement de variable $x \rightarrow 1 - 2x$?

§ 12.14 Démontrer que nous ne pouvons pas satisfaire les conditions d'hermité si $\beta = 0$.

Nous allons maintenant considérer tous les cas possibles.

12.5.1 $\alpha(x)$ quadratique.

Comme nous l'avons dit, nous utilisons un degré de liberté pour choisir $\alpha_2 = -1$. Nous pouvons donc écrire $\alpha(x) = (-x_0 + x)(x_1 - x)$ où x_0 et x_1 sont les deux racines de $\alpha(x)$. Ces deux racines sont soit complexes (et conjuguées l'une de l'autre) soit réelles. Le lecteur peut démontrer qu'avec des racines complexes, il n'est pas possible de remplir les conditions d'hermité. Nous utilisons maintenant deux degrés de liberté dans le choix de l'origine de l'axe x et son échelle pour choisir $x_0 = -1$ et $x_1 = 1$.

§ 12.15 Trouver le changement de variable $y = a(x - b)$ qui transforme effectivement l'opérateur $(-x_0 + x)(x_1 - x)(d^2/dx^2)$ en opérateur $A(1 - y^2)(d^2/dy^2)$

Il nous reste deux paramètres et il est de coutume de les noter $\beta_1 = -(p + q + 2)$ et $\beta_0 = q - p$. La décomposition en fraction simple de β/α s'écrit alors

$$\frac{\beta(x)}{\alpha(x)} = \frac{q + 1}{x + 1} - \frac{p + 1}{1 - x}$$

ce qui nous amène finalement, d'après l'éq.(12.18), à

$$w(x) = (1 + x)^q(1 - x)^p$$

N'oublions pas que nous exigeons $w\alpha \rightarrow 0$ "très rapidement" quand $x \rightarrow \infty$. On peut prendre p, q aussi négative que l'on veut, on ne peut pas satisfaire cette exigence telle quelle. Par contre,

si $p, q > -1$, nous voyons que $w\alpha$ s'annule sur les bords. Nous choisissons donc

$$\begin{aligned} w(x) &= (1+x)^q(1-x)^p \quad \text{si } |x| < 1 \\ &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned}$$

Les polynômes associés à ce choix des paramètres sont appelés des polynômes de Jacobi $J_n^{(p,q)}(x)$. Certains choix de p, q ont obtenu des noms propres. Par exemple, $p = q = -1/2$ nous donne une fonction $w(x) = (1-x^2)^{1/2}$ et les solutions s'appellent les polynômes de Tchebychev ¹⁷. Pour $p = q = 0$, nous obtenons les polynômes de Legendre, avec le poids $w(x) = 1$.

12.5.2 $\alpha(x)$ linéaire.

Nous considérons le cas $\alpha_2 = 0$. Cette fois, nous n'avons qu'un seul paramètre libre. Nous choisissons $\alpha(x) = x$; $\beta(x) = -x + s + 1$. Cela détermine

$$w(x) = x^s e^{-x}$$

Cela nous convient parfaitement pour $x \rightarrow +\infty$, mais pas pour $x \rightarrow -\infty$. Cependant, on peut remarquer que si $s > -1$, nous pouvons connecter la fonction ci-dessus pour $x > 0$ à la fonction $w(x) = 0$ pour $x < 0$. Les solutions de ce système sont appelés les polynômes de Laguerre associés $L_n^{(s)}(x)$. Pour $s = 0$ les solutions s'appellent simplement les polynômes de Laguerre et nous les rencontrerons pour la résolution de l'atome d'hydrogène.

12.5.3 $\alpha(x)$ constant.

Nous n'avons plus de paramètres libres et tous les cas se ramène au choix $\alpha(x) = 1$ $\beta(x) = -2x$ (le coefficient de x négatif ne pourra pas satisfaire l'hermiticité) et nous obtenons

$$w(x) = e^{-x^2}$$

Les solutions sont appelées les polynômes d'Hermite ¹⁸. Nous les rencontrerons très fréquemment dans les problèmes d'oscillateurs harmoniques.

12.6 Valeurs et fonctions propres.

Les valeurs propres des systèmes Sturm-Liouville prennent une forme particulièrement simple. Pour les déterminer, il suffit de regrouper, dans un polynôme d'ordre n , le terme d'ordre n . Nous trouvons alors que

$$\lambda_n = \alpha_2 n(n-1) + \beta_1 n = n(\alpha_2 n + \beta_1 - \alpha_2)$$

Pour les Jacobi, l'équation différentielle est

$$(1-x^2)u'' - ((p+q+2)x - (p-q))u' + n(n+p+q+1)u = 0$$

17. Les polynômes de Tchebychev ont été trouvés par l'auteur du même nom (professeur à l'université de Saint-Petersbourg dans les années 1850-80) à l'occasion de l'étude de la théorie d'interpolation : Soit une fonction donnée sur l'intervalle $[-1, 1]$. On cherche un polynôme de degré n $T_n(x)$ qui coïncide avec $f(x)$ en n points et qui minimise l'écart $(\max_{x \in [-1, 1]} |f(x) - T_n(x)|)$ avec ce dernier. Les solutions sont nos polynômes.

18. Professeur à l'École Polytechnique et à l'ENS dans les années 1850 – 1880.

Pour les Tchebychev, les valeurs propres sont de la forme $\lambda_n = -n^2$ et pour les Legendre de la forme $\lambda_n = -n(n+1)$.

L'équation de Laguerre s'écrit

$$xu'' - (x - (s + 1))u' + nu = 0$$

avec les valeurs propres $\lambda_n = -n$.

L'équation d'Hermite est

$$u'' - 2xu' + 2nu = 0$$

et les valeurs propres sont $\lambda_n = -2n$.

Notez que les valeurs propres sont espacées linéairement dans les deux derniers cas et quadratiquement dans le premier.

On peut calculer de différentes façons les polynômes orthogonaux. On peut poser $f_n(x) = \sum_{i=0}^n a_i x^i$, remplacer l'expression dans l'équation différentielle du polynôme et déduire les coefficients explicitement. Par exemple,

$$P_n(x) = \sum_{m=0}^{[n/2]} \binom{n}{m} \binom{2n-2m}{n} x^{n-2m}$$

$$H_n(x) = \sum_{m=0}^{[n/2]} \frac{1}{m!(n-2m)!} (2x)^{n-2m}$$

où P_n et H_n sont les polynômes de Legendre et d'Hermite. De façon plus générale, la formule de Rodrigues donne les solutions polynomiales des systèmes Sturm-Liouville :

$$f_n(x) = C_n \frac{1}{w} \frac{d^n}{dx^n} (\alpha^n w)$$

Nous omettons la démonstration de cette formule¹⁹, mais un des sous produit de cette démonstrations nous fournit la norme des polynômes orthogonaux :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w(x) f_n^2(x) dx = (-1)^n n! a_n \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^n(x) w(x) dx$$

Comme nous l'avons souvent indiqué, les polynômes orthogonaux sont définis à un coefficient multiplicatif près, et on peut utiliser l'expression ci-dessus pour les normaliser.

12.7 La seconde solution : Le Wronskien.

Nous savons qu'une équation différentielle de second ordre homogène possède deux solutions indépendantes. Or, dans ce que nous avons discuté plus haut, nous n'avons pris en compte qu'une seule de ces solutions. Cependant, trouver la deuxième solution n'est pas trop compliqué.

Soit l'équation différentielle

$$\alpha(x)u'' + \beta(x)u' + \gamma(x)u = 0 \tag{12.20}$$

19. Il suffit d'abord de démontrer que f_n est un polynôme de degrés n et de démontrer ensuite que f_n et f_m sont orthogonale avec le poids w . Comme nous savons que les systèmes de polynômes orthogonaux avec un poids w sont unique (à un coefficient multiplicatif près, voir un des exercices plus bas) nous tenons notre démonstration.

et notons ses deux solutions indépendante $u_1(x)$ et $u_2(x)$. Supposons que nous connaissons $u_1(x)$, nous allons voir que nous pouvons trouver $u_2(x)$. Considérons la fonction $w(x)$ qu'on appelle le Wronskien :

$$w(x) = u_1(x)u_2'(x) - u_2(x)u_1'(x) \quad (12.21)$$

En dérivant une fois la relation ci-dessus, en la multipliant par $\alpha(x)$ et en utilisant la relation (12.20), nous trouvons

$$\alpha w' = \beta w \quad (12.22)$$

Ceci est une équation de premier ordre que nous savons (en théorie) résoudre exactement. Une fois connue $w(x)$, reconsidérons la relation (12.21). Nous voyons que c'est une équation différentielle de premier ordre en $u_2(x)$, puisque nous connaissons $u_1(x)$ et $w(x)$. Nous pouvons donc trouver $u_2(x)$.

12.8 Les solutions non-polynomiales.

La fonction hypergéométrique, les fonctions de Bessel.

12.9 Exercices.

§ 12.16 Calculer la fonction poids pour les équations suivantes ; mettre ces équations sous forme SL :

1. Équation de Legendre $(1 - x^2)y'' - 2xy' + n(n + 1)y = 0$
2. Équation de Mathieu $(1 - x^2)y'' - xy' + n(n + 1)y = 0$
3. Équation de Bessel $x^2y'' + xy' + (k^2x^2 - m^2)y = 0$
4. Équation de Bessel $y'' + (1/x)y' + (k^2 - m^2/x^2)y = 0$
5. Équation de Bessel modifiée : $x^2y'' + vxy' + (x^2 - m^2)y = 0$
6. Équation de Laguerre $xy'' + (1 - x)y' + ny = 0$
7. Équation d'Hermite $y'' - 2xy' + 2ny = 0$
8. $x^3y'' + xy' + 2y = 0$

§ 12.17 Démontrer que le système suivant, où tous les coefficients sont réels,

$$(x^2 + \alpha_1x + \alpha_0)y'' + (\beta_1x + \beta_0)y' - \lambda y = 0$$

n'a pas de solution polynomiale si $\alpha(x) = x^2 + \alpha_1x + \alpha_0$ a deux racines complexes [Help : démontrer d'abord que $w\alpha$ n'est pas suffisamment rapidement décroissant et ensuite qu'on ne peut pas trouver $w\alpha$ continue s'annulant en deux points, pour pouvoir ensuite le connecter à la solution $w\alpha = 0$. Pour démontrer ce dernier point, remarquer que $\alpha(x)$ peut se mettre sous la forme de $(x - a)^2 + b^2$ et que $\int dx/\alpha(x) = (1/b)\text{Arctg}(x - a)/b$].

§ 12.18 Démontrer que le système SL

$$\alpha(x)y'' + (\beta_1x + \beta_0)y' - \lambda y = 0$$

n'a pas de solution polynomiale si $\beta_1x + \beta_0 \equiv 0$.

§ 12.19 Soit $\{P_n\}$ et $\{Q_n\}$ deux ensembles de polynômes orthogonaux, avec le même poids $w(x)$. Démontrer alors que les deux polynômes sont proportionnel : $P_n = a_nQ_n$. Autrement dit, à un coefficient multiplicatif près, les polynômes orthogonaux associés à un poids sont uniques.

§ 12.20 Démontrer que si les polynômes $\{P_n(x)\}$ sont les fonctions propres d'un système SL avec le poids $w(x)$, alors les polynômes $\{P'_n(x)\}$ sont orthogonaux avec le poids $w(x)\alpha(x)$.

§ 12.21 Dédire de la question précédente que les polynômes ultra sphériques $G_n^m(x)$ s'obtiennent à partir des polynômes de Legendre :

$$G_{n-m}^m(x) = \frac{d^m}{dx^m} P_n(x)$$

Quelle est la relation entre les ultra sphériques et les fonctions de Legendre associées ?

§ 12.22 Les polynômes de Tchebychev $T_n(x)$ sont des polynômes de Jacobi pour $p = q = -1/2$. En écrivant l'orthogonalité des ces fonctions (et en supposant $T_n(1) = 1$) déduire que $T_n(\cos(\theta)) = \cos n\theta$.

§ 12.23 A quelle équation obéit la fonction $f_n(x) = (1/\sqrt{x})H_{2n+1}(\sqrt{x})$? Pouvez vous établir une relation entre cette fonction est un polynôme de Laguerre associé ?

§ 12.24 Soit l'équation aux valeurs propres

$$v'' - x^2v = -\lambda v$$

D'après ce que nous avons dit, cette équation n'a pas de solution polynomiale. On peut cependant la mettre sous une meilleure forme. Poser

$$v(x) = e^{f(x)}\phi(x)$$

Et déduire une équation pour la fonction $\phi(x)$. Comment faut-il choisir la fonction $f(x)$ pour éliminer le terme en $-x^2\phi(x)$ (attention au signe choisi) ? Que devient alors l'équation au valeurs propres pour ϕ ? Comment les valeurs propres sont distribuées ? Utiliser ces résultats pour donner la solution complète de l'équation de Schrödinger de l'oscillateur harmonique

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + x^2 \psi$$

sur l'intervalle $x \in]-\infty, +\infty[$

§ 12.25 Quelle est la relation entre la fonction hypergéométrique $F(a, b, c; x)$ solution de

$$x(1-x)u'' + [c - (a+b)x]u' - abu = 0$$

et les polynômes de Jacobi ?

§ 12.26 Démontrer que les polynômes orthogonaux obéissent à la relation de récurrence

$$f_{n+1}(x) = (A_n + B_n x)f_n(x) + C_n f_{n-1}(x)$$

où vous obtiendrez les coefficients A_n, B_n, C_n . [Help : Choisir A_n, B_n pour que $\Delta = f_{n+1} - (A_n + B_n x)f_n$ soit un polynôme de degrés $n - 1$ et projeter cette différence sur la base des f_i pour $i \leq n - 1$. Il faut utiliser le fait que $(f_k, x^l)_w = 0$ si $l < k$]

§ 12.27 Soit $u = \sqrt{w\alpha}y$, où y est la solution d'un système Sturm-Liouville $\alpha y'' + \beta y' = \lambda y$. Démontrer que u obéit à une équation du genre

$$u'' + Ru = 0$$

où il faut expliciter la fonction $R(x)$. Cette forme est le point de départ d'une approximation célèbre, appelée WKB.

13

Les opérateurs différentiels.

La plupart des phénomènes physiques sont décrits par des équations différentielles qui impliquent des opérateurs différentiels. On rencontre souvent les gradients, rotationnelles, divergences et laplaciens et le fait que l'espace dans lequel vivent les physiciens ait trois dimensions a peut-être favorisé leurs usages au dépend d'autres formulations plus symétriques¹. Fondamentalement, ce sont des opérateurs de dérivation et nous allons nous attacher dans ce chapitre à étudier leurs significations et à établir leurs expressions dans divers systèmes de coordonnées.

1. Voir le chapitre 18 sur les formes différentielles

13.1 Métrique et Système de coordonnées.

Nous repérons les points dans l'espace à l'aide d'un système de coordonnées. Par exemple, pour un espace à trois dimensions, nous associons un triplet (q_1, q_2, q_3) à chaque point P de l'espace. Cet acte fondateur nous permet de ramener la géométrie, science des relations entre points de l'espace, dans le domaine de l'analyse et y appliquer toute la puissance de feu dont on y dispose.

Les points de l'espace ont une existence propre, indépendamment de la représentation en triplet que l'on utilise. Que le triplet qu'on utilise soit les coordonnées cartésiennes ou polaires ne change pas le point P ni (soulignons mentalement deux fois ce ni) la distance de ce point à un autre. Si la distance entre deux points est 1 mm, cela ne doit pas dépendre du système de coordonnées cartésienne ou polaire que nous avons choisi. Supposons que nous avons repéré un point P par le triplet (q_1, q_2, q_3) et le point infinitésimalement voisin $P + dP$ par le triplet $(q_1 + dq_1, q_2 + dq_2, q_3 + dq_3)$. Notons ds la distance entre P et $P + dP$. La relation entre la distance ds et le triplet (dq_1, dq_2, dq_3) définit la métrique du système de coordonnées. Nous nous contenterons par la suite de systèmes de coordonnées *orthogonales* (cartésien, polaire, cylindrique,...) pour lesquels, de façon général, nous avons² :

$$ds^2 = h_1^2 dq_1^2 + h_2^2 dq_2^2 + h_3^2 dq_3^2 \quad (13.1)$$

Les quantités h_1, h_2, h_3 dépendent en général des coordonnées q_i . On les appelle les éléments du tenseur métrique. Il est évident que

2. Dans le cas le plus général, l'élément de distance curviligne s'écrit

$$ds^2 = \sum_{i,j} h_{i,j} dq_i dq_j$$

et la matrice H dont les éléments sont les $h_{i,j}$ s'appelle le tenseur métrique. Dans le cas des coordonnées curvilignes orthogonales, les éléments non-diagonaux sont nulles et ds^2 peut s'écrire sous la forme plus simple de 13.1.

si pour un certain déplacement, nous avons $dq_2 = dq_3 = 0$, alors $ds = h_1 dq_1$ tout simplement.

Exemple 13.1 Coordonnées cartésiennes.

On le note souvent par le triplet (x, y, z) . C'est le plus simple des systèmes, pour lequel $h_1 = h_2 = h_3 = 1$.

Exemple 13.2 Coordonnées polaires.

On le note souvent (r, θ, z) . Comme dans ce système,

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + dz^2$$

nous avons $h_1 = 1, h_2 = q_1 = r$ et $h_3 = 1$.

Exemple 13.3 Coordonnées sphériques.

On le note souvent (r, ϕ, θ) . Ici

$$ds^2 = dr^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 + r^2 d\theta^2$$

et donc $h_1 = 1, h_2 = q_1 \sin q_3 = r \sin \theta, h_3 = q_1 = r$.

Exemple 13.4 Coordonnées semi-paraboliques.

On le note souvent (σ, τ, z) . Ce système est relié au cartésien par les relations

$$x = \sigma\tau; y = (\tau^2 - \sigma^2)/2; z = z$$

Démontrez que les éléments du tenseur métrique sont $h_1 = h_2 = \sqrt{\sigma^2 + \tau^2}, h_3 = 1$.

Exemple 13.5 Coordonnées paraboliques.

On le note souvent (σ, τ, ϕ) , relié au système cartésien par

$$x = \sigma\tau \sin \phi; y = \sigma\tau \cos \phi; z = (1/2)(\tau^2 - \sigma^2)$$

Trouvez les éléments du tenseur métrique.

§ 13.1 En coordonnées cartésienne, la surface $q_i = Cte$ est un plan. Donnez des définitions analogues pour les autres systèmes de coordonnées.

En réalité, la démarche est la suivante : une fois que nous avons un système de coordonnées (q_1, q_2, q_3) , c'est la donnée du tenseur métrique qui nous indique quel est ce système, où même plus, si l'espace est plat ou courbé (mais ceci est une autre histoire).

13.2 *Nabla, div et les autres.*

Les opérateurs différentielles ont tous un sens géométrique (disons même plus, physique). Ce ne sont pas juste des règles de dérivation du genre $\partial_1 E_2 - \partial_2 E_1$. Si on connaît ce sens, on peut comprendre le sens profond de l'équation qui les contient. Par ricochet, il devient très facile de déduire leurs expressions dans n'importe quel système de coordonnées. C'est ce à quoi nous allons nous attacher ici. Notons quand même que ces opérateurs ne sont pas si dissemblable qu'il n'y paraît et tous relient, d'une façon ou d'une

autre, un flux à travers un point, un circuit ou une surface fermée à une intégrale. Dès la fin du dix-neuvième siècle, cette similitude a amené E. Cartan à inventer la notion de formes différentielles qui unifie tous ces opérateurs, qui ne sont alors que l'expression d'une opération de dérivation (qu'on appelle extérieure). Ces formes d'une élégance extraordinaire font l'objet du chapitre 18. Ici, nous nous attacherons à une introduction *classique* de ces opérateurs.

13.3 Le gradient.

Soit la fonction $f(P)$ qui à chaque point de l'espace associe une quantité. Le nom savant de cela est un *champ scalaire*. Cela peut être une densité, un potentiel, ... Nous sommes intéressés par savoir de combien cette fonction change si on passe du point P au point voisin $P + ds$. Le gradient est la quantité physique qui nous donne cette information :

$$df = f(P + ds) - f(P) = \mathbf{grad} f \cdot ds \quad (13.2)$$

$\mathbf{grad} f$ qu'on note également ∇f est un *vecteur* dont le produit scalaire avec le déplacement ds donne la variation de f . Ceci est la *définition* du gradient. ∇f à priori dépend du point P . Notez que jusque là, nous avons exprimé la variation indépendamment du système de coordonnées choisi pour repérer les points de l'espace. Une quantité physique ne doit jamais dépendre du système de coordonnées et sa définition doit toujours être donnée de façon intrinsèque, indépendamment des coordonnées. Quand en mécanique, nous écrivons $\mathbf{F} = m d^2 \mathbf{r} / dt^2$, ceci est une relation qui est valable quelque soit le système de coordonnées. La même chose s'applique aux opérateurs différentiels que nous utilisons en physique.

Évidemment, une fois que nous avons exprimé les choses de façon intrinsèque, il faut ensuite faire le boulot et calculer la trajectoire, les lignes du champ, les isopotentiels ... Pour cela, nous devons choisir un système de coordonnées. Donc, nous avons besoin d'exprimer ∇f dans un système de coordonnées, celui qui convient le mieux au problème considéré. Supposons que le point P est repéré par (q_1, q_2, q_3) et le point voisin par $(q_1 + dq_1, q_2, q_3)$. Alors $df = f(q_1 + dq_1, q_2, q_3) - f(q_1, q_2, q_3) = (\partial f / \partial q_1) dq_1$. Le membre de droite de l'équation (13.2) vaut

$$(\nabla f)_1 h_1 dq_1$$

où $(\nabla f)_1$ est la composante du gradient dans la direction 1, et $h_1 dq_1$ la valeur du déplacement ds . Ceci nous donne $(\nabla f)_1 = (1/h_1)(\partial f / \partial q_1)$. En refaisant la même opération pour les trois coordonnées, on obtient :

$$\nabla f = \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}, \frac{1}{h_2} \frac{\partial f}{\partial q_2}, \frac{1}{h_3} \frac{\partial f}{\partial q_3} \right)$$

Exemple 13.6 En coordonnées cartésiennes, nous avons

$$\nabla f = (\partial f / \partial x, \partial f / \partial y, \partial f / \partial z)$$

En coordonnées polaires,

$$\nabla f = (\partial f / \partial r, (1/r) \partial f / \partial \theta, \partial f / \partial z)$$

§ 13.2 Donner l'expression du gradient dans les autres systèmes de coordonnées.

§ 13.3 Écrire l'expression général du gradient dans l'espace à n dimensions.

La seule connaissance du tenseur métrique nous permet de donner l'expression du gradient dans le système de coordonnées en question. Nous allons suivre la même démarche pour tous les autres opérateurs différentiels.

Notons également que la définition (13.2) donne la direction selon laquelle le champs f varie le plus rapidement. A ds fixe, c'est la direction donnée par ∇f qui donne la variation la plus importante.

Un corollaire important de cela est que le vecteur gradient est perpendiculaire aux surfaces de niveau. Une surface de niveau est l'ensemble des points sur lesquels f est constante. Si f est une fonction de n variables, $f(x_1, \dots, x_n) = Cte$ est une (hyper) surface de dimension $n - 1$. Un déplacement ds perpendiculaire au vecteur gradient ne change pas (à l'ordre 1 en ds) la valeur de f ce qui implique que le gradient est perpendiculaire à la surface.

13.4 Champ de vecteurs.

Les quantités que l'on utilise en physique ne sont pas toutes scalaires comme la densité ρ ou le potentiel V . Certaines quantités comme le champs électrique \mathbf{E} ou la vitesse d'un flot \mathbf{J} sont des quantités vectorielles. Nous supposons ici connu la notion de champ de vecteur, le lecteur intéressé par plus de détails et de rigueur pourrait se reporter au chapitre traitant les variétés différentielles. Pour visualiser un champ de vecteur, il suffit de choisir un ensemble de points représentatifs, souvent régulièrement espacés, et de montrer par une flèche le vecteur associé à ces points.

Les lignes de champs sont faciles à imaginer. En chaque point P , la tangente à la ligne de champs est donnée par le champ en ce point. Les lignes de champs de la figure 13.1a sont des droites passant par l'origine, tandis que les lignes de champs de la figure 13.1b sont des cercles centrés sur l'origine. Le calcul des lignes de champs est élémentaire d'après ce que nous venons de dire. Supposons que nous utilisons les coordonnées (q_1, q_2, q_3) et à chaque point $\mathbf{q} = (q_1, q_2, q_3)$ de l'espace nous avons associé le vecteur $(f_1(\mathbf{q}), f_2(\mathbf{q}), f_3(\mathbf{q}))$. Soit une ligne de champ que nous paramétrons par la variable t . Cela veut dire que nous définissons la ligne par trois fonctions $q_1(t), q_2(t), q_3(t)$. D'après ce que nous venons de dire, nous devons avoir

$$dq_i / dt = f_i(\mathbf{q}) \quad i = 1, 2, 3$$

ou encore, en regroupant les trois expressions,

$$\frac{dq_1}{f_1(\mathbf{q})} = \frac{dq_2}{f_2(\mathbf{q})} = \frac{dq_3}{f_3(\mathbf{q})}$$

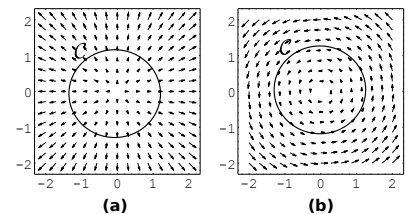


FIGURE 13.1 – Représentation des champs de vecteurs $(f_x = x, f_y = y)$ et $(f_x = -y, f_y = x)$. Une flèche en un point représente la valeur du vecteur \mathbf{f} en ce point.

Nous avons écrit ces expressions pour un espace à trois dimensions, mais cela peut s'appliquer à n'importe quelle dimension.

Exemple 13.7 Soit, à deux dimensions, $f_1 = q_1$ et $f_2 = q_2$. Les équations des lignes de champs sont $dq_1/dt = q_1$ et $dq_2/dt = q_2$. La solution est $q_1 = \alpha q_2$, où α est une constante. Si (q_1, q_2) désigne les coordonnées cartésiennes, alors ceci est une famille de droite passant par l'origine, c'est à dire les lignes de champs de la figure 13.1a.

Exemple 13.8 Soit, à deux dimensions, $f_1 = 0$ et $f_2 = -q_1$. Les équations des lignes de champs sont $dq_1/dt = 0$ et $dq_2/dt = -q_1$. La solution est $q_1 = \alpha, q_2 = -\alpha t$ où α est une constante. Si (q_1, q_2) désigne les coordonnées polaires, alors ceci est une famille de cercles centrés sur l'origine, c'est à dire les lignes de champs de la figure 13.1b.

13.5 Le rotationnel.

La distinction entre les figures 13.1a et b saute aux yeux : dans le premier, les lignes de champs ne se referment pas sur elles mêmes, dans le deuxième, toutes les lignes se referment sur elle même. Dans le premier, les lignes de champs sont comme provenant d'une source à l'origine, dans le deuxième au contraire, aucune source ne saute au yeux a priori. C'est cela que l'opérateur rotationnel, que l'on note **rot** ou parfois $\nabla \times$ (ou **curl** dans la littérature anglo-saxonne) mesure localement. Précisons les choses.

Soit un champ \mathbf{f} . Considérons un point P et un circuit *infinitésimal* C autour de ce point (figure 13.2). Si la projection des lignes de champ de \mathbf{f} sur C se referme, alors $I_C = \int_C \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} \neq 0$. Le rotationnel est l'opérateur qui quantifie l'amplitude de I_C . Il y a cependant un petit détail à régler : la direction du circuit C a autant d'importance que sa taille. Soit $A\mathbf{n}$ le vecteur porteur du circuit C , A étant l'aire de la surface enclose par C et \mathbf{n} le vecteur unitaire perpendiculaire à C , alors nous définissons $\nabla \times \mathbf{f}$ telle que

$$A\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{f} = \int_C \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} \quad (13.3)$$

à l'ordre 1 en A . Si vous n'aimez pas le travail avec les éléments infinitésimaux (quoiqu'ils aient une existence mathématiquement légitime depuis les années 1960), vous pouvez utiliser la définition

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{f} = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{1}{A} \int_C \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} \quad (13.4)$$

où A est la surface entourée par la courbe C .

Comme vous le savez probablement, le **rot** n'est pas un *vrai* vecteur, mais un pseudo-vecteur. En faite, on ne peut donner un sens vectoriel au rotationnel que dans l'espace à trois dimensions. Nous verrons le sens général du rotationnel dans le chapitre consacré soit aux tenseurs, soit aux formes différentielles. Nous continuerons de les traiter classiquement dans ce qui suit.

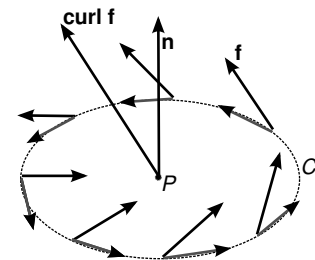


FIGURE 13.2 – Le champ \mathbf{f} , sa projection sur le circuit C entourant le point P , la normale à la surface \mathbf{n} et le rotationnel noté $\nabla \times \mathbf{f}$ ou **curl** \mathbf{f} .

Une fois que nous avons défini le rotationnel de façon (eq.13.3), nous pouvons nous en servir pour l'écrire dans n'importe quel système de coordonnées. Soit le système (q_1, q_2, q_3) et le champs $\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3)$ défini dans ces coordonnées : $f_i = f_i(q_1, q_2, q_3)$. Considérons un petit circuit autour du point P , dans le plan (q_2, q_3) .

Sur la partie PA , notre intégrale vaut (nous omettons d'écrire la variable q_1 qui ne varie pas), à l'ordre 1 en a

$$f_2(q_2, q_3)h_2(q_2, q_3)a \quad (13.5)$$

et sur la partie BC

$$-f_2(q_2, q_3 + b)h_2(q_2, q_3 + b)a$$

et la somme de ces deux parties nous donne

$$-\frac{\partial}{\partial q_3} [h_2 f_2] ab$$

Par le même mécanisme, l'intégration sur la partie AB et CP nous donne

$$\frac{\partial}{\partial q_2} [h_3 f_3] ab$$

La partie gauche de l'eq.(13.3) est par ailleurs, à l'ordre le plus bas en a, b : $h_2 h_3 ab (\mathbf{rot} \mathbf{f})_1$, ce qui nous donne, enfin,

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_1 = \frac{1}{h_2 h_3} \left[\frac{\partial (h_3 f_3)}{\partial q_2} - \frac{\partial (h_2 f_2)}{\partial q_3} \right] \quad (13.6)$$

Les autres composantes se trouvent facilement par une permutation circulaire de $(1, 2, 3)$.

Exemple 13.9 Coordonnées cartésiennes. En coordonnées cartésienne (x, y, z) , $h_1 = h_2 = h_3 = 1$. Nous avons donc

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_x = \left[\frac{\partial f_z}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial z} \right]$$

les deux autres composantes s'obtiennent par permutation circulaire.

Exemple 13.10 Coordonnées polaires. En coordonnées polaire (r, θ, z) , $h_1 = h_3 = 1, h_2 = r$. Nous avons donc

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_r = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial f_z}{\partial \theta} - \frac{\partial (r f_\theta)}{\partial z} \right]$$

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_\theta = \left[\frac{\partial f_r}{\partial z} - \frac{\partial f_z}{\partial r} \right]$$

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_z = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial (r f_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial f_r}{\partial \theta} \right]$$

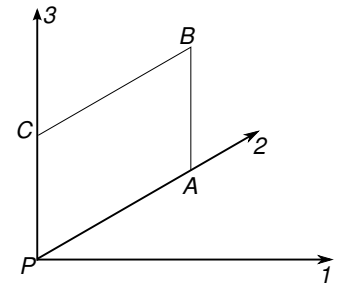


FIGURE 13.3 – un petit circuit autour du point $P = (q_2, q_3)$, où $A = (q_2 + a, q_3)$, $B = (q_2 + a, q_3 + b)$ et $C = (q_2, q_3 + b)$. Noter que le circuit est dans le plan (q_2, q_3) et perpendiculaire à l'axe q_1 .

§ 13.4 Donnez l'expression du rotationnel en coordonnées sphérique et parabolique.

Généralisation.

Quand on se trouve dans l'espace à trois dimensions, nous pouvons caractériser une surface plane par le vecteur orthogonal à celle-ci. Dans le cas général, ceci n'est pas possible et il faut indexer les composantes du rotationnel par deux indices désignant le plan qui contient le circuit sur lequel nous avons effectué l'intégral. Ainsi, nous aurions dû noter l'expression (13.6) en réalité

$$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_{2,3} = \dots$$

où l'indice (2,3) implique que le circuit C se trouvait dans le plan x_2, x_3 . A quatre dimensions par exemple, le rotationnel contient 6 composantes (et $n(n-1)/2$ à n dimensions). Dans l'espace-temps par exemple, le rotationnel d'un vecteur qu'on appelle "potentiel vecteur" possède 6 composantes : les trois où les circuits contiennent une dimension temporelle sont appelées "champ magnétique" et les trois qui ne contiennent que des dimensions spatiales sont appelées "champ électrique".³

3. Le rotationnel dans ce cas est appelé "tenseur électromagnétique". Nous référons le lecteur à un livre avancé en électromagnétisme pour voir cela en détail.

13.6 La divergence.

Le travail d'un comptable est de faire le bilan des sommes dépensées et gagnées par son entreprise. C'est exactement ce travail qu'effectue l'opérateur divergence. Considérons une surface infinitésimale fermée σ autour du point P : quel est le bilan du flux d'un champ \mathbf{f} à travers cette surface ? C'est ce bilan que la divergence quantifie. Plus exactement,

$$dV \mathbf{div} \mathbf{f} = \int_{\sigma} \mathbf{f} d\boldsymbol{\alpha}$$

La démarche pour calculer la divergence est similaire à ce que nous avons fait pour le rotationnel. Considérons le flux (sortant) à travers la surface $ABCD$ (les normales aux surfaces sont par convention orientées *sortant*) :

$$bch_2(q_1 + a, q_2, q_3)h_3(q_1 + a, q_2, q_3)f_1(q_1 + a, q_2, q_3)$$

et le flux (entrant) à travers la surface $PB'C'D'$

$$-bch_2(q_1, q_2, q_3)h_3(q_1, q_2, q_3)f_1(q_1, q_2, q_3)$$

Le bilan de ces deux termes nous donne

$$\frac{\partial(h_2h_3f_1)}{\partial q_1} abc$$

En considérant le flux à travers les quatre autres surfaces, et en notant que $dV = h_1h_2h_3abc$, on obtient finalement

$$\mathbf{div} \mathbf{f} = \frac{1}{h_1h_2h_3} \left(\frac{\partial(h_2h_3f_1)}{\partial q_1} + \frac{\partial(h_3h_1f_2)}{\partial q_2} + \frac{\partial(h_1h_2f_3)}{\partial q_3} \right)$$

Exemple 13.11 Coordonnées cartésiennes. En coordonnées cartésiennes (x, y, z) , $h_1 = h_2 = h_3 = 1$. Nous avons donc

$$\mathbf{div} \mathbf{f} = \frac{\partial(f_x)}{\partial x} + \frac{\partial(f_y)}{\partial y} + \frac{\partial(f_z)}{\partial z}$$

Exemple 13.12 Coordonnées polaires. En coordonnées polaire (r, θ, z) , $h_1 = h_3 = 1$, $h_2 = r$. Nous avons donc

$$\mathbf{div} \mathbf{f} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rf_r)}{\partial r} + \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial(rf_z)}{\partial z} \right)$$

Noter que comme $\partial_z(rf_z) = r\partial_z f_z$, l'expression ci-dessus peut encore se simplifier quelques peu :

$$\mathbf{div} \mathbf{f} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rf_r)}{\partial r} + \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial f_z}{\partial z}$$

§ 13.5 Donnez l'expression de la divergence en coordonnées sphérique et parabolique.

§ 13.6 Comment pourrait on généraliser la divergence pour les espaces à n dimensions ?

Prenons le cas d'un fluide de densité ρ et de champs de vitesse \mathbf{v} . La densité de courant (le débit de la masse) vaut en chaque point $\rho\mathbf{v}$. Si le fluide est incompressible (pensez à l'eau), alors $\mathbf{div} \rho\mathbf{v} = 0$: le flux sortant doit équaler le flux entrant. Si au contraire le fluide est compressible, la différence entre le flux entrant et sortant dans un petit volume provoque une accumulation de la masse en ce point, d'où le sens de l'équation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{div} \rho\mathbf{v} = 0$$

Ceci est également le sens des équations de Maxwell en électromagnétisme, sauf que là, on ne considère pas le flux d'un vecteur mais d'un objet un peu plus complexe qu'on appelle le tenseur électromagnétique.

13.7 Le Laplacien.

Le laplacien d'un champ scalaire est défini en terme des autres opérateurs que nous venons de voir :

$$\Delta f = \mathbf{div}(\mathbf{grad} f)$$

et d'après ce que nous avons dit, il s'exprime simplement en coordonnées curviligne comme

$$\Delta f = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{h_3 h_1}{h_2} \frac{\partial f}{\partial q_2} \right) + \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial f}{\partial q_3} \right) \right]$$

Exemple 13.13 Coordonnées cartésiennes. En coordonnées cartésiennes (x, y, z) , $h_1 = h_2 = h_3 = 1$. Nous avons donc

$$\Delta f = \partial_x^2 f + \partial_y^2 f + \partial_z^2 f.$$

Exemple 13.14 En coordonnées polaire (r, θ, z) , $h_1 = h_3 = 1$, $h_2 = r$.

Nous avons donc

$$\Delta f = \frac{1}{r} \left[\partial_r(r\partial_r f) + (1/r)\partial_\theta^2 f + r\partial_z^2 f \right]$$

qui prend une forme plus simple si l'on fait entrer le facteur $(1/r)$ à l'intérieur du $[\]$.

La signification du laplacien est l'écart à la moyenne. En un point P , le laplacien mesure de combien le champ scalaire f est différent de la moyenne du champ pris sur les points voisins. Voyons cela de plus près. Prenons d'abord le cas à une dimension et supposons que nous utilisons les coordonnées cartésiennes. Autour du point P d'indice x_0 , choisissons deux points distant de h et calculons l'écart à la moyenne d'une fonction f :

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{2} (f(x_0 + h) + f(x_0 - h)) - f(x_0) \\ &= \frac{1}{2} (f(x_0 + h) - f(x_0)) + \frac{1}{2} (f(x_0 - h) - f(x_0)) \\ &= \frac{1}{2} f''(x_0)h^2 + O(h^3) \end{aligned}$$

donc, à un facteur $1/2$ près (qui dépend de la dimension de l'espace), l'écart à la moyenne est donnée par la dérivée seconde multipliée par la distance des points de voisinage au carré h^2 . La généralisation est immédiate. Donnons nous un point P_0 et une sphère de rayon h petit autour de ce point. Calculons la moyenne de l'écart entre la valeur de la fonction au point P de la sphère et le point P_0 . Le point P est repéré par le vecteur $h\mathbf{n}$, c'est à dire que $P = P_0 + h\mathbf{n}$

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{\Sigma} \iint_{\Sigma} (f(P) - f(P_0)) d\Sigma \\ &= \frac{1}{\Sigma} \iint_{\Sigma} (\mathbf{grad} f) h\mathbf{n} d\Sigma \\ &= \frac{h}{\Sigma} \iiint_V \operatorname{div}(\mathbf{grad} f) dV \\ &= \frac{hV}{\Sigma} \operatorname{div}(\mathbf{grad} f) + O(h^3) \end{aligned}$$

La quantité $V/\Sigma = Ch$, où C est un facteur géométrique. A trois dimensions⁴ par exemple, $C=1/3$. Nous retrouvons donc bien la signification du Laplacien de la moyenne.

Par exemple, l'équation de la vibration d'une membrane élastique, dont la hauteur u est relevée en chaque point est

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = k\Delta u$$

En terme de mécanique du point, l'équation ci-dessus est juste la formule $m\gamma = F$: le terme de gauche est l'accélération verticale ; le terme de droite, l'écart à la moyenne de chaque point par rapport à ses voisins, est la force exercée sur ce point.

Une des équations très importante de la physique (électrostatique sans charge) est celle de Laplace (d'où le nom de laplacien)

$$\Delta V = 0$$

4. De façon générale, $V/S = r/d$, où d est la dimension de l'espace et r le rayon de la sphère.

Cela veut dire qu'en tout point x , la fonction $V(x)$ est égale à la moyenne de son voisinage. Ceci veut dire que soit la fonction est localement linéaire autour du point P , soit que les variations le long d'une direction sont compensées par des variations en sens inverse dans d'autres dimension. Prenez par exemple l'image d'un col en montagne : dans une direction, on monte, dans l'autre direction, on descend. Cela implique donc qu'une fonction obéissant à cette équation ne peut pas avoir d'extremum local nul part à l'intérieur du domaine où cette équation est valable.

13.8 Résumons.

Il est temps de mettre toutes ces expressions côte à côte (table 13.1) et voir leur ressemblance. Remarquez, dans la colonne des applications de la table (13.1), la relation entre la partie droite et gauche de chaque égalité. Dans la partie gauche, nous sommes entrain de calculer quelque chose comme le flux d'un champ sur une courbe de 0, 1, 2 dimensions. Dans la partie droite, nous relierons ce flux à l'intégrale d'un opérateur différentiel de ce champ sur une surface de 1,2,3 dimensions qui entoure la courbe précédente. Les trois relations s'appellent formule de Stokes généralisée.

Expression	application
$(\mathbf{grad} f)_1 = \frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}$	$f(b) - f(a) = \int_C \nabla f \cdot d\mathbf{s}$
$(\mathbf{rot} \mathbf{f})_1 = \frac{1}{h_2 h_3} \left[\frac{\partial(h_3 f_3)}{\partial q_2} - \frac{\partial(h_2 f_2)}{\partial q_3} \right]$	$\int_C \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} = \int_S \mathbf{rot} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{n}$
$\mathbf{div} \mathbf{f} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left(\frac{\partial(h_2 h_3 f_1)}{\partial q_1} + \text{permut. circ.} \right)$	$\int_S \mathbf{f} \cdot d\mathbf{n} = \int_V \mathbf{div} \mathbf{f} \cdot dV$
$\Delta f = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) + \dots \right]$	

Remarquez que les relations de Stokes s'obtiennent directement à partir des définitions. Prenons l'exemple du gradient, et donnons nous un circuit C commençant par le point A et finissant par le point B . Découpons ce circuit en N intervalles (bien sûr, nous pensons à N très grand, $\rightarrow +\infty$). Sur chaque intervalle, nous pouvons écrire, à l'ordre 1 en l'inverse de longueur des intervalles, et en utilisant la définition du gradient :

$$\begin{aligned}
 f(P_1) - f(A) &= \nabla f|_A \cdot d\mathbf{s}_1 \\
 f(P_2) - f(P_1) &= \nabla f|_{P_1} \cdot d\mathbf{s}_2 \\
 &\dots \\
 f(B) - f(P_{N-1}) &= \nabla f|_{P_{N-1}} \cdot d\mathbf{s}_N
 \end{aligned}$$

En sommant les deux côtés de ces égalités et en prenant la limite $N \rightarrow \infty$, nous obtenons la relation de Stokes pour le gradient. La relation de Stokes pour les deux autres opérateurs s'obtient de façon similaire.

Nous reviendrons plus tard sur ces notions en leur donnant le caractère général qui leur sied d'abord à travers le cours sur les

TABLE 13.1 – Les opérateurs différentiels en coordonnées curviligne. Pour les opérateurs vectoriels, seul la composante selon q_1 est donnée, les autres se déduisent par permutation circulaire (1,2,3).



FIGURE 13.4 – Découpage d'un circuit en N intervalles

formes différentielles et ensuite quand nous aborderons le calcul tensoriel et les variétés différentielles. Les formes différentielles sont plus élégants, mais les physiciens sont plus habitués au calcul tensoriel. Les deux approches sont très complémentaires, des perspectives différentes de la même chose. Notons simplement qu'avec les formes différentielles, les relations de Stokes se notent, de façon très générale,

$$\int_{d\Sigma} \omega = \int_{\Sigma} d\omega$$

où $d\Sigma$ est l'hyper surface qui entoure l'hyper volume Σ , est $d\omega$ est la dérivée extérieure de ω .

Exercices.

§ 13.7 Démontrer les relations suivantes et surtout, donner leur un sens géométrique en vous inspirant des définitions

1. $\text{rot}(\text{grad} f) = 0$ (Help : considérer des circuits infinitésimaux sur des surfaces de niveau entourant un point P).
2. $\text{div}(\text{rot} f) = 0$
3. $\text{div}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = -(\text{rot} \mathbf{A}) \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot (\text{rot} \mathbf{B})$

§ 13.8 En utilisant les relations locales, démontrez les formules de Stokes du tableau 13.1.

§ 13.9 Nous avons défini le Laplacien d'un champ scalaire. Le Laplacien d'un champ vectoriel est défini par

$$\Delta \mathbf{f} = \text{grad}(\text{div} \mathbf{f}) - \text{rot}(\text{rot} \mathbf{f})$$

Exprimez le Laplacien dans les différents systèmes de coordonnées. Pouvez vous en donner un sens géométrique ?

§ 13.10 Démontrer les relations de Stokes pour le rotationnel et la divergence.

13.9 Notes.

Certaines manipulations impliquant les dq_i peuvent paraître approximatives et sans la rigueur nécessaire. Il n'en est rien. Reprenons par exemple le calcul du rotationnel avec autant de précision que souhaitable.

Quelques points à éclaircir d'avance : Si nous connaissons la fonction (très lisse, infiniment dérivable) f et ses dérivées au point $\mathbf{q} = (q_i^0)$, alors nous pouvons connaître sa valeur en un point proche, par exemple $(q_1^0 + dq_1, q_2^0, q_3^0)$:

$$f(q_1^0 + dq_1, q_2, q_3) = f(\mathbf{q}) + dq_1 \partial_1 f(\mathbf{q}) + (1/2) dq_1^2 \partial_1^2 f(\mathbf{q}) + \dots$$

C'est ce que nous appelons le développement de Taylor. Maintenant, si nous connaissons la fonction f et ses dérivées au point $\mathbf{q} = (q_i^0)$, alors comment évaluer

$$\int_{q_1^0}^{q_1^0 + a} f(q_1, q_2, q_3) dq_1$$

Rien de plus simple à partir du développement de Taylor. Dans l'intervalle d'intégration, nous choisissons le paramétrage $q_1 = q_1^0 + u$

$$\begin{aligned} \int_{q_1^0}^{q_1^0+a} f(q_1, q_2, q_3) dq_1 &= \int_0^a f(q_1^0 + u, q_2, q_3) du \\ &= \int_0^a \left[f(\mathbf{q}^0) + u \partial_1 f(\mathbf{q}^0) + (1/2) u^2 \partial_1^2 f(\mathbf{q}^0) + \dots \right] \\ &= a f(\mathbf{q}^0) + (1/2) a^2 \partial_1 f(\mathbf{q}^0) + (1/6) a^3 \partial_1^2 f(\mathbf{q}^0) + \dots \end{aligned}$$

La dernière ligne a été possible parce que les quantités $f(\mathbf{q})$, $\partial_1 f(\mathbf{q})$, ... sont juste des constantes pour l'intégrale en question : l'intégration se fait sur u ! Dans l'équation 13.5, nous avons simplement écrit le premier ordre, le seul qui est pertinent quand on prend la limite $a, b \rightarrow 0$. Pour vous en persuader, il suffit de faire le calcul à l'ordre supérieur.

Les Transformées de Legendre.

14.1 Définitions.

Nous avons vu plusieurs façon de représenter une fonction, dans l'espace direct ou dans l'espace réciproque. Nous avons vu qu'une transformée (de Fourier, de Laplace, ...) nous prenait une fonction sous une forme et la représentait sous une autre. Par exemple, la fonction $f(x) = \exp(-k|x|)$ pouvait être représentée sous la forme de $\tilde{f}(q) = k/(k^2 + q^2)$ où $\tilde{f}()$ est la TF de $f()$. Ces deux objets sont la représentation de la même information (par exemple un champ électrique), vue sous un angle différent. Par cette nouvelle représentation, certains problèmes peuvent être formulés de façon plus simple. Les représentations que nous avons vu jusque là étaient basées sur le concept d'intégral, nous verrons une nouvelle représentation basée sur la dérivée et la fonction inverse.

Première vue : Une question d'enveloppe.

Une des représentations extrêmement utiles a été introduite par Legendre en exploitant l'idée d'enveloppe. Soit une fonction $g(p)$. Donnons nous une famille de droite $y_p(x) = y = px - g(p)$ comme par exemple la figure (14.1). Chaque droite Δ_p est définie par sa pente p et l'ordonnée à l'origine (le croisement avec l'axe y), $-g(p)$. A vrai dire, pour caractériser la famille de droite, il nous suffit seulement de nous donner la fonction $g(p)$. Ce que nous voyons quand on trace une telle famille est l'apparition de l'enveloppe de la famille $f(x)$, c'est à dire une courbe qui est tangente à chacune des membres de la famille. Évidemment, comme nous allons le voir sous peu, n'importe qu'elle dépendance $g(p)$ ne peut pas générer une enveloppe¹. Mais l'idée à retenir est qu'à la fonction $g(p)$ nous pouvons associer la fonction $f(x)$.

L'opération inverse est encore plus facile : si on se donne une fonction $f(x)$, il est très facile d'obtenir sa famille de droites enveloppes : A chaque point x_0 , on calcule la tangente $p = f'(x_0)$. L'équation de la droite est alors donné par $y - f(x_0) = p(x - x_0)$ ou encore

$$y = [f(x_0) - px_0] + px$$

Remarquer que dans le crochet, p et x_0 ne sont pas indépendant : à

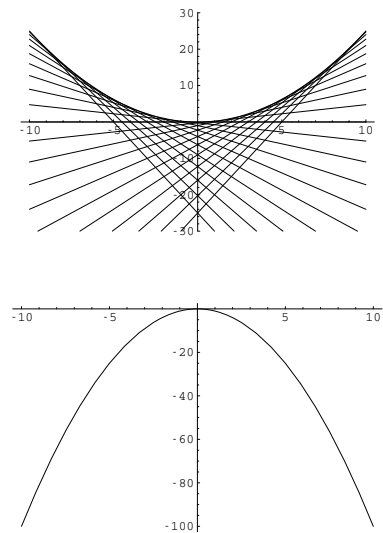


FIGURE 14.1 – La fonction $g(p)$ vue comme l'enveloppe d'une famille de droite $px - g(p)$.

1. Il faut que la fonction soit convexe ou concave, autrement dit que la dérivée seconde ne change pas de signe ou encore que la dérivée première soit monotone.

chaque valeur de p correspond une valeur x_0 . Nous posons

$$g(p) = x_0 p - f(x_0),$$

où $g(p)$ est fonction de p seulement. Plus exactement, comme $x_0 = f'^{-1}(p)$, nous avons

$$g(p) = p f'^{-1}(p) - f(f'^{-1}(p))$$

Cette notation est plus exacte puisque la dépendance est explicitement soulignée, mais elle est plus lourde. On utilise plus volontiers la première notation, gardant bien en tête que x_0 est une fonction de p . D'ailleurs, une fois qu'une certaine familiarité a été acquise, on oublie même l'indice et on écrit directement² $g(p) = px - f(x)$ (Fig.14.2).

Exemple 14.1 Considérons la fonction $f(x) = x^2/2$. En un point $x_0, p = f'(x_0) = x_0$ où encore $x_0 = p$. La famille des courbes enveloppe est donc donnée par $g(p) = p^2 - p^2/2 = p^2/2$.

§ 14.1 Trouver la transformée de Legendre des fonctions $y = e^x, y = x^n/n, y = 1/2 + \log x$. Faire attention à la convexité du domaine x .

§ 14.2 Une façon plus symétrique de définir les transformées de Legendre est de dire que deux fonctions $f(\cdot)$ et $g(\cdot)$ sont les transformées de Legendre l'une de l'autre si

$$g' = (f')^{-1}$$

c'est à dire que la dérivée de l'une est la fonction inverse de l'autre. Vérifier cette définition sur les exemples de l'exercice précédent.

§ 14.3 Utiliser la définition précédente pour démontrer que

$$xy = f(x) + g(y)$$

si $y = (f')^{-1}(x)$.

Enveloppe d'enveloppe.

Nous pouvons continuer ce jeu : considérons maintenant la fonction $g(p)$; nous pouvons trouver la famille de droite $\Delta_s : y = sp - h(s)$ dont la fonction $g(p)$ est l'enveloppe. Donnons nous un point p_0 , la tangente en ce point est $s = g'(p_0)$ et la droite possède donc l'équation

$$y = [g(p_0) - sp_0] + sp$$

et donc $h(s) = sp_0 - g(p_0)$ où $s = g'(p_0)$.

Exemple 14.2 Continuons avec la fonction $g(p) = p^2/2$. Par définition, $s = g'(p_0) = p_0$ ou encore $p_0 = s$. Nous avons donc $h(s) = s^2 - s^2/2 = s^2/2$. Ce que nous voyons ici est que $h(s) = f(s)$, c'est à dire que l'enveloppe de l'enveloppe est la fonction originale!

Nous allons démontrer cela de façon générale, mais le message à retenir est que les fonctions $g(p)$ et $f(x)$ sont duales vis à vis de cette transformation qu'on appelle transformation de Legendre. La

2. Voilà pourquoi le signe - a été choisi dans la définition de la droite tangente $y = px - g(p)$ plutôt que $y = px + g(p)$. Cela nous permet une symétrie entre la fonction et sa transformée que l'on peut écrire $f(x) + g(p) = px$.

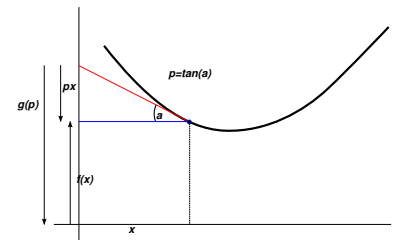


FIGURE 14.2 – Représentation graphique d'une transformation de Legendre. Soit une courbe \mathcal{C} représenté par la fonction $y = f(x)$. Prenez une règle, donnez une pente p à la règle et bougez la jusqu'à tangenter votre courbe \mathcal{C} . Notez la hauteur $g(p)$ à laquelle la règle croise l'axe y . Refaire l'opération pour toutes les pentes p et vous avez votre transformé.

transformée de Legendre revient à définir une fonction non pas en fonction des valeurs qu'elle prend en un point x , mais en fonction de sa pente en ce point.

Reprenons, en partant de $f(x)$, nous définissons

$$g(p) = px_0 - f(x_0) \quad (14.1)$$

$$p = f'(x_0) \quad (14.2)$$

Calculons maintenant dg/dp , sachant que les deux variables p et x_0 sont relié par la relation (14.2).

$$dg/dp = x_0 + p \cdot dx_0/dp - df(x_0)/dp$$

Or, $df(x_0)/dp = f'(x_0) \cdot dx_0/dp = p \cdot dx_0/dp$. Nous arrivons à cette relation de dualité

$$\frac{dg}{dp} = x_0$$

L'équation de la droite tangente à $g(p)$ en un point p_0 s'écrit donc

$$y = x_0 p - [x_0 p_0 - g(p_0)]$$

L'expression entre crocher n'est rien d'autre que $f(x_0)$ d'après (14.1).

Deuxième vue : Transformée de Legendre et Extremum.

Il existe une interprétation alternative de la transformée de Legendre, basée sur le concept de minimum, et qui est très utilisée par exemple en thermodynamique.

Soit la fonction convexe $y = f(x)$. Pour une pente donnée p , donnons nous la droite $y = px$, et cherchons la valeur de x qui extrémise la distance entre les deux courbes (Fig.14.3)

$$g(x, p) = px - f(x)$$

Il n'est pas difficile de voir que l'extremum est réalisé pour

$$f'(x_0) = p$$

et la distance extremum entre les deux courbes est fonction de p seul

$$g(p) = px_0 - f(x_0)$$

A vrai dire, ce que nous venons de faire généralise le concept de minimum d'une fonction (convexe). Son minimum habituel est simplement le point associé à la pente nulle.

Avec cette représentation, il est coutume d'écrire

$$g(p) = \max_x (px - f(x))$$

Remarquons que c'est ce concept que l'on utilise en thermodynamique pour définir les potentiels thermodynamiques et passer de l'un à l'autre. Prenons par exemple l'énergie libre d'un système (un cylindre contenant un seul gaz par exemple) $F(V, N, T)$ où le volume V , la température T et le nombre de molécule N sont contrôlé

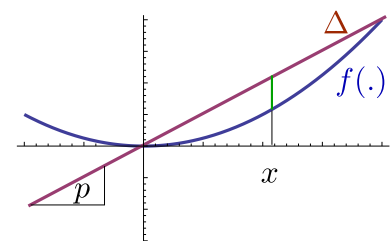


FIGURE 14.3 – Transformée de Legendre vue comme un minimum.

et fixé par l'expérimentateur. A chaque valeur de ces paramètres, nous pouvons théoriquement mesurer l'énergie libre.

Couplons maintenant le système à un réservoir de pression P et laissons le système libre de varier son volume (via un piston par exemple). Considérons la quantité

$$G(P, V, N, T) = F(V, N, T) + PV$$

Nous savons que le système fera varier son volume et atteindre un volume V^* pour minimiser G , qui à ce moment ne dépend que de P : $G = G(P, N, T)$. Le nouveau volume du système est donné par

$$\partial_V F = -P$$

et nous sommes passés de l'énergie libre (une fonction de volume) à l'enthalpie libre (une fonction de la pression). Si l'on connaît l'un, on connaît l'autre ; le choix du potentiel thermodynamique dépend des conditions de l'expérience. Noter qu'en thermodynamique, le travail reçu par le système est $W = -PV$, ce qui introduit des petits changements de signe dans les transformées de Legendre : $G = F - W = F + PV$.

Troisième vue : $D^{-1}.Inv.D$

Nous avons vu deux interprétations des transformées de Legendre : comme une enveloppe, qui se rencontre dans des questions d'optique et de la forme des cristaux, et comme une généralisation des minima, qui se rencontre en thermodynamique et en mécanique analytique. Voyons ici une troisième vue, plus opératoire (cf chapitre 10). Soit l'opérateur D qui associe à une fonction une fonction dérivée : $f'() = D.f()$. L'opérateur inverse D^{-1} est l'antidérivation (ou intégration non définie) : $D^{-1}f'() = f()$ et nous avons bien sûr (à une constante additive près) $DD^{-1} = I$, ce qui veut dire que

$$DD^{-1}f() = D^{-1}Df() = f()$$

Définissons aussi l'opérateur *inverse* Inv , qui à une fonction associe sa fonction inverse :

$$f^{-1}() = Inv.f()$$

par exemple, $\log() = Inv.\exp()$. L'opérateur Inv est sa propre inverse $Inv.Inv.f() = f()$.

La transformée de Legendre $g()$ d'une fonction $f()$ est une combinaison de ces opérateurs :

$$g() = D^{-1}.Inv.D.f() \quad (14.3)$$

La figure 14.4 montre cette relation de façon graphique. Soit la fonction $f()$; dérivons-la et prenons sa fonction inverse $f'^{-1}()$. Donnons-nous, dans le plan s, u , le graphe de cette fonction $u = f'^{-1}(s)$. Nous définissons la fonction $g(p)$ comme l'intégrale de cette fonction jusqu'à la valeur p

$$g(p) = \int^p f'^{-1}(s) ds$$

Tournons maintenant les axes de 90° . La courbe maintenant représente la fonction $s = f'(u)$; en l'intégrant jusqu'à la valeur x , nous avons

$$f(x) = \int^x f'(u) du$$

La somme de ces deux surfaces est le rectangle px , sachant que $x = f'^{-1}(p)$ ou $p = f'(x)$. Nous avons donc

$$f(x) + g(p) = px$$

Cela nous donne une définition symétrique de la transformation de Legendre.

Recette.

Dorénavant, nous allons laisser tomber les x_0 et les p_0 , la signification étant entendu. Nous écrivons

$$g(p) = px - f(x)$$

ayant en tête que x est dépendante de p , avec la dépendance $f'(x) = p$. De même, pour la transformation inverse, nous écrivons

$$f(x) = px - g(p)$$

ayant en tête que p est une fonction de x

§ 14.4 Montrer que la transformée de Legendre de $f(x) = e^x$ est $g(p) = p \log p - p$. En reprenant la Transformée de Legendre, démontrer qu'on retrouve la fonction originale. Trouver la TL de la fonction $f(x) = x^{2n}$.

14.1.1 Transformée de Legendre-Fenchel.

Nous avons vu qu'une des définition de la transformée de Legendre de la fonction $f(x)$ est

$$g(p) = \max_x (px - f(x))$$

Jusque là, nous avons supposé que $f(x)$ est dérivable. Or, la définition ci-dessus n'a pas besoin de la dérivabilité de la fonction $f()$ et généralise la transformée aux fonctions non-dérivable. On appelle cette généralisation la transformée de Legendre-Fenchel (voir les exercices 14.14,14.15).

Transformée de Legendre à par rapport à une seule variable d'une fonction de plusieurs variables.

Soit une fonction $f(x_1, x_2, \dots)$ de plusieurs variables; nous pouvons prendre la transformée de Legendre par rapport à une seule variable, par exemple x_1 et définir la fonction $g(p_1, x_2, x_3, \dots)$ par exactement les mêmes procédures. Dans ce cas les autres variables sont traitées comme des paramètres et nous avons

$$g(p_1, x_2, x_3, \dots) = p_1 x_1 - f(x_1, x_2, \dots)$$

où x_1 est une fonction de p_1 à travers la relation $p_1 = \partial f / \partial x_1$. Nous pouvons noter cela par $x_1 = x_1(p_1; x_2, \dots)$

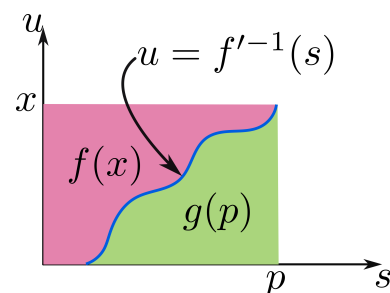


FIGURE 14.4 – Interprétation graphique de la transformée de Legendre défini par la relation (14.3).

Exemple 14.3 Soit la fonction $f(x, y) = x^2 y^2 / 2$. Nous avons

$$p = \frac{\partial f}{\partial x} = y^2 x \quad (14.4)$$

ou en inversant $x = p/y^2$. La transformée de Legendre par rapport à x est

$$g(p, y) = \frac{p^2}{2y^2}$$

Il est intéressant de comparer la dérivée de ces deux fonctions par rapport à y :

$$\frac{\partial g}{\partial y} = -p^2/y^3 ; \quad \frac{\partial f}{\partial y} = yx^2$$

Mais si maintenant nous nous souvenons de la relation (14.4) entre p et x , nous constatons que

$$\frac{\partial g}{\partial y} = -\frac{\partial f}{\partial y}$$

La relation que nous avons constaté entre les deux fonctions entre les dérivées par rapport aux autres variables dans l'exemple précédent n'est pas une coïncidence ; elle est tout à fait général. Reprenons de façon générale la fonction

$$g(p, y) = px - f(x, y) \quad (14.5)$$

où $x = x(p, y)$ est une fonction de p : $p = \partial_x f$. Dérivons $g()$ par rapport à y en gardant bien en tête, et que maintenant, nous considérons p et y comme les deux variables indépendantes :

$$\frac{\partial g}{\partial y} = p \frac{\partial x}{\partial y} - \frac{\partial x}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial y}$$

Cependant, comme précisément $p = \partial_x f$, les deux premiers termes de la relation ci-dessus s'annulent et nous avons

$$\frac{\partial g}{\partial y} = -\frac{\partial f}{\partial y} \quad (14.6)$$

14.1.2 Transformée de Legendre à plusieurs dimensions.

Soit la fonction $f(\mathbf{x}) = f(x_1, \dots, x_n)$. Sa transformée de Legendre est définie comme

$$g(p_1, \dots, p_n) = \sum_{k=1}^n p_k x_k - f(x_1, \dots, x_n)$$

où

$$p_i = \frac{\partial f}{\partial x_i}$$

On peut écrire plus simplement cela en utilisant la notation vectorielle

$$g(\mathbf{p}) = \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - f(\mathbf{x})$$

où

$$\mathbf{p} = \frac{df}{d\mathbf{x}}$$

Voir le chapitre sur les tenseurs pour les opérations vectorielles.

14.2 Application à travers la physique.

Les transformées de Legendre apparaissent un peu partout en physique, à chaque fois que les dérivées prennent une vie propre. Par exemple, nous pouvons imposer la valeur d'une fonction en un point comme paramètre de contrôle, où au contraire, la valeur de la tangente comme paramètre de contrôle.

L'action en mécanique.

Considérons une équation différentielle de second ordre

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (14.7)$$

Bien sûr, nous savons résoudre ce cas simple, mais supposons un instant que nous ne le savons pas. Posons $p = \dot{x}$, l'équation ci-dessus se transforme alors en deux équations de premier ordre :

$$\frac{d}{dt}x = p \quad (14.8)$$

$$\frac{d}{dt}p = -\omega^2 x \quad (14.9)$$

L'avantage de cette transformation est de produire une interprétation géométrique d'une équation différentielle en terme de flux. Nous avons un espace à deux dimension $P = (x, p)$ que nous appellerons désormais *l'espace de phase*³ ; Si nous sommes à un point $P = (x, p)$ au temps t , au temps $t + dt$ nous serons au points $P + dP = (x + dx, p + dp)$ où le vecteur (dx, dp) est donnée par les équations (14.8,14.9). Nous pouvons même aller plus loin, définir une fonction $H(x, p) = p^2/2 + \omega^2 x^2/2$ et réécrire les équations du mouvement comme

$$\frac{d}{dt}x = \frac{\partial H}{\partial p} \quad (14.10)$$

$$\frac{d}{dt}p = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad (14.11)$$

Le vecteur $(\partial_p H, -\partial_x H)$ est un vecteur orthogonal au vecteur **grad** H . Les "orbites" dans l'espace de phase sont données par les courbes $H(x, p) = Cte$, une constante que nous nommons en général l'énergie E . Pour voir cela, considérons une courbe $H(x, p) = E$. En bougeant le long de cette courbe de (dx, dp) , nous avons⁴

$$dH = (\partial_x H)dx + (\partial_p H)dp$$

Nous voyons que si (dx, dp) sont données par les équations (14.10,14.11), $dH = 0$.

L'équation (14.7) est assez simple, mais nous pouvons maintenant systématiser notre démarche à toutes les équations dérivées d'un Lagrangien, de façon presque automatique, à travers une transformation de Legendre. En mécanique classique, nous avons une fonction de deux variables appelée Lagrangien $\mathcal{L}(\dot{x}, x)$. Nous

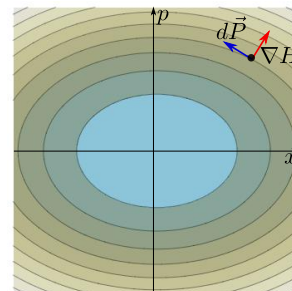


FIGURE 14.5 – En un point P de l'espace des phases, le mouvement infinitésimal $d\vec{P}$ se fait perpendiculairement au gradient de l'Hamiltonien en ce point. Les courbes de niveaux sont ceux de l'Hamiltonien $H(x, p)$.

3. L'espace des phases n'est pas un espace Euclidien : nous n'y définissons pas la "distance" entre points. Par contre, on peut y définir une structure symplectique, où les formes différentielles (voir chapitre 18) telles que $dx dp$ jouent un grand rôle. Cette géométrisation de la mécanique est traité dans les livres de mécanique analytique.

4. revoir le chapitre 17 sur les équations à dérivées partielles de premier ordre

savons (voir le chapitre 11) que la trajectoire suivie par une particule obéit à l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = 0 \quad (14.12)$$

Noter que $\mathcal{L}(\dot{x}, x)$ est considéré comme une fonction de deux variables indépendantes x et \dot{x} (et éventuellement de t). Le lagrangien d'une particule à une dimension cartésienne par exemple est définie par

$$\mathcal{L}(\dot{x}, x, t) = (m/2)\dot{x}^2 - V(x, t) \quad (14.13)$$

et son équation d'Euler-Lagrange est donc

$$m \frac{d}{dt} \dot{x} = - \frac{\partial V}{\partial x}$$

que nous connaissons comme la loi de Newton $F = ma$.

Allons plus loin, et transformons l'équation de second ordre d'Euler-Lagrange en deux équations de premier ordre, dit d'Hamilton. Pour cela, nous prenons la transformée de Legendre de \mathcal{L} par rapport à la variable \dot{x} :

$$p = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} \quad (14.14)$$

$$H(p, x) = p\dot{x} - \mathcal{L} \quad (14.15)$$

$H(p, x, t)$ est appelé Hamiltonien. La relation (14.14) définit⁵ \dot{x} comme une fonction (implicite) de la variable indépendante p . Par exemple, pour le lagrangien (14.13), nous avons $\dot{x} = p/m$. Nous pouvons réécrire l'équation d'Euler-Lagrange (14.12) comme

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = - \frac{\partial H}{\partial x}$$

Ce qui est la deuxième équation d'Hamilton (14.11). La relation $\partial_x \mathcal{L} = -\partial_x H$ vient du fait que nous sommes entrain de dériver par rapport à une variable qui ne participe pas à la transformation de Legendre (voir la relation 14.6).

Par ailleurs, la dualité de la transformation de Legendre nous indique que si $p = \partial_{\dot{x}} \mathcal{L}$, alors $\dot{x} = \partial_p H$, en d'autre terme

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p} \quad (14.16)$$

ce qui est notre première équation d'Hamilton (14.10).

Exemple 14.4 En mécanique relativiste, l'action est donné par

$$\mathcal{S} = \int_a^b -m \cdot ds$$

où $ds^2 = dt^2 - dx^2$ est l'élément d'arc entre deux événements. En notant $\beta = dx/dt$, nous avons

$$\mathcal{L}(\beta) = -m\sqrt{1 - \beta^2}$$

5. Via une résolution/inversion de l'équation

Ce qui nous donne

$$p = d\mathcal{L}/d\beta = m\beta/\sqrt{1-\beta^2}$$

ou encore $\beta = p/\sqrt{p^2 + m^2}$ ou finalement

$$H(p) = \sqrt{p^2 + m^2}$$

Relations que nous voyons plus souvent sous la forme

$$E^2 - p^2 = m^2$$

Les potentiels thermodynamiques.

Prenons d'abord un exemple simple. Supposons que l'on connaisse l'énergie libre d'un système $F(V, T, \dots)$ pour toute température et volume fixés (penser : gaz parfait dans un cylindre à volume fixe). Nous allons mettre en contact notre système avec un réservoir de pression (une force constante par unité de surface) et laisser libre le volume (penser : piston capable de se mouvoir dans le cylindre pour). L'énergie libre de notre système est maintenant $G(V, T, p, \dots) = F(V, T, \dots) + pV$.

$F()$ est toujours notre énergie libre à volume fixe, pV le travail effectué par le changement de volume. Le *principe du minimum* en thermodynamique nous affirme que le volume V va varier (penser : le gaz se détend ou se comprime) jusqu'à atteindre une valeur d'équilibre V^* telle que l'énergie libre soit *minimum*. Dans ce cas, V^* est une fonction de p, T, \dots est l'énergie libre vaut

$$G(T, p, \dots) = F(V^*, T, \dots) + pV^*$$

où V^* est tel que $p = -\partial F/\partial V|_{V=V^*}$.

Nous voyons donc que $G(T, p, \dots)$ est la transformée de Legendre de l'énergie libre $F(V, T, \dots)$ par rapport à la variable V . On appelle d'ailleurs G enthalpie libre pour bien marquer cette distinction. Vous avez remarqué que les conventions de signe en thermodynamique ont induit quelques changements de signe par rapport à nos définitions d'avant, mais cela ne change pas les concepts.

De façon générale, considérons l'énergie libre d'un système $F(T, X_1, X_2, \dots, X_n)$ où les X_i sont des paramètres extensifs. La variable conjuguée au paramètre extensif X_i est $x_i = -\partial F/\partial X_i$.

Si maintenant nous mettons notre système en contact avec un réservoir de X_i à x_i fixée, la quantité extensive X_i va évoluer pour minimiser la quantité $\Phi = F(T, X_1, X_2, \dots, X_n) + x_i X_i$ où $x_i X_i$ est le travail effectué par le changement de X_i . Le nouveau potentiel thermodynamique Φ dépend du paramètre intensif x_i et non du paramètre extensif X_i . Nous pouvons ainsi passer d'un potentiel thermodynamique à un autre en prenant des transformées de Legendre successives. Le choix du potentiel thermodynamique adéquat pour un problème se fait en fonction des paramètres (intensif ou extensif) que l'expérimentateur peut contrôler. Les délices des définitions

de la thermodynamique font que le signe de la variable conjuguée x_i n'est pas toujours - la dérivée partielle, mais parfois +. Il faut prendre cela en compte lors des passages entre les potentiels.

Optique géométrique et caustiques.

Quand on regarde la surface de la mer par une belle journée, on distingue des endroits sur la mer fortement éclairés : la surface n'étant pas plane, certaines directions *concentrent* la lumière. De façon générale, considérons une courbe que l'on présente comme l'interface d'une surface réfléchissante. Quand on éclaire cette courbe par une lumière parallèle, l'enveloppe des rayons réfléchis forme une nouvelle courbe qu'on appelle une *caustique*. Cette courbe n'est rien d'autre que la transformée de Legendre de la courbe réfléchissante.⁶

La forme des cristaux et les évolutives.

Une goutte d'eau est sphérique. La raison est une question de minimisation de la surface. La surface a en effet un coût en terme d'énergie libre qui est donné par la tension de surface γ . Dans le cas d'un liquide, la tension de surface est isotrope, la forme est donc sphérique. Dans le cas des solides cristallins cependant, γ est fonction de l'orientation de la face $\gamma = \gamma(\mathbf{n})$ où \mathbf{n} est le vecteur de l'orientation cristalline. Le cristal prend donc une forme qui reflète l'anisotropie de γ .

Étant donné la fonction $\gamma(\mathbf{n})$, Wulff a proposé autour des années 1900 une construction graphique à base d'enveloppe (figure 14.6) : en chaque point de la courbe $\gamma(\mathbf{n})$, définissons le vecteur $\mathbf{p}(\mathbf{n})$ tangent à la courbe γ . Il n'est pas difficile de démontrer que la forme du cristal $r(\mathbf{n})$ est la transformée de Legendre-Fenchel (de $\mathbf{p}(\mathbf{n})$). Si la fonction γ est dérivable (lisse), la forme du cristal est une homothétie de la courbe γ . Or justement, dans le cas des cristaux, γ présente des singularités dans les directions privilégiées, et c'est pourquoi on utilise la transformée de Legendre-Fenchel de la tangente (voir l'exercice consacré).

Certaines classe d'équations différentielles.

Des équations différentielles où la dérivée apparaît sous une forme plus compliquée que la fonction peuvent avoir une solution simple en transformée de Legendre. Considérons par exemple l'équation pour $y(x)$

$$y = xy' + f(y')$$

Il est évident que si l'on passe de (x, y) à (p, z) où la fonction $z(p)$ est la transformée de Legendre de $y(x)$, nous avons par définition des transformée de Legendre $y - xy' = -z$ et donc

$$z(p) = -f(p)$$

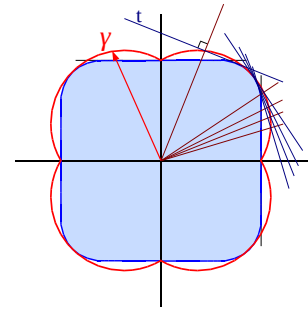


FIGURE 14.6 – La forme des cristaux et la construction de Wulff, ici à 2 dimensions. On trace d'abord, en coordonnées polaire, la courbe $\gamma(\theta)$ (ici en rouge). A chaque point de la courbe, on trace une droite perpendiculaire à $\gamma(\theta)$. L'enveloppe de ces courbes (en bleu) est la forme du cristal. (source : wikipedia)

6. voir C. Bellver-Cebreros and M. Rodriguez-Danta "Caustics and the Legendre transform", Optics Communications 92 (1992) 187-192

Il suffit donc simplement d'inverser la transformée pour trouver la fonction $y(x)$.

Exemple 14.5 Résoudre $y = xy' - y^2/2$. Nous avons immédiatement $z(p) = p^2/2$, et donc $y(x) = x^2/2$

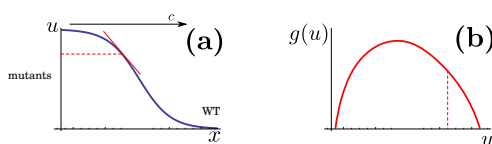
Les ondes de Fisher.

Le concept que l'on voit ici n'est pas une transformée de Legendre, mais une transformation proche. Fisher est un des pères fondateurs de la théorie de l'évolution moderne. Vers 1930, il a utilisé un modèle simple pour étudier la propagation des mutants bénéfiques au sein d'une population étendue dans l'espace. Soit $u(x, t)$ la densité locale relative de mutants au temps t à l'abscisse x , et soit s leur avantage sélectif (fitness). L'équation de Fisher est

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + su(1 - u) \quad (14.17)$$

nous voyons que l'équation de Fisher est une équation de la chaleur, avec un terme non-linéaire $u(1 - u)$ en plus. L'origine de ce terme vient des modèles d'évolution, mais notons que dans les régions de l'espace où soit il n'y a pas de mutant ($u = 0$) soit le mutant est dominant ($u = 1$), ce terme vaut zéro. Ce terme supplémentaire ne contribue que dans les régions frontières entre les mutants et les sauvages⁷.

Cette équation a été généralisée par Kolmogorov et intervient dans de très nombreux domaines de la physique comme la propagation d'un domaine magnétique sous champs). Nous nous intéressons au cas où une moitié de l'espace est occupée par le mutant et l'autre moitié par le sauvage (WT), et nous voulons calculer comment la frontière se déplace vers la région des sauvages (figure 14.7a).



7. En évolution, sauvage (Wild type en anglais) veut simplement dire non-mutant

FIGURE 14.7 – La propagation d'onde de Fisher.

Nous cherchons de plus des solutions propagatives $u(x, t) = u(x - ct)$ où c est la vitesse de propagation du front. En posant $s = x - ct$, l'équation (14.17) se transforme en une équation différentielle ordinaire de second ordre non-linéaire :

$$D \frac{d^2 u}{ds^2} + c \frac{du}{ds} + su(1 - u) = 0 \quad (14.18)$$

Faisons maintenant un changement de fonction et posons

$$g(u) = -\frac{du}{ds}$$

(figure 14.7b). En dérivant une fois la relation ci-dessus par rapport à s , nous avons

$$\frac{d^2 u}{ds^2} = -\frac{du}{ds} \frac{dg}{du} = g \frac{dg}{du}$$

et nous pouvons donc écrire une équation plus simple pour g à partir de (14.18) :

$$Dg \frac{dg}{du} + cg + su(1-u) = 0 \quad (14.19)$$

Remarquons que quand $u \rightarrow 0$, $g(u) \rightarrow 0$ et donc $dg/du = g/u$. En posant $p = dg/du|_{u=0}$, en divisant par u l'équation (14.19) et en considérant la région $u \rightarrow 0$, nous obtenons

$$Dp^2 + cp + s = 0 \quad (14.20)$$

Et nous voyons qu'une solution existe seulement si

$$c \geq 2\sqrt{Ds}$$

Nous pouvons donc trouver une infinité de solution propagative de vitesses différentes. Cependant, la vitesse qui est sélectionnée et la vitesse *minimum*

$$c = 2\sqrt{Ds}$$

Cela est facile à voir par résolution numérique ; des arguments analytiques peuvent également être donné pour prouver cela, mais cela nous emmènerait dans des détails techniques en dehors de ce cours.

Exemple 14.6 largeur du front

La largeur du front est définie par

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} u(1-u) dx$$

Calculer ce largeur pour la solution propagative.

Help : Montrer que vous pouvez définir la vitesse du front par

$$c = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathbb{R}} [u(x,t) - u(x,0)] dx$$

échanger l'ordre de dérivation sur t et intégration sur x , utiliser l'équation de Fisher (14.17) pour démontrer que $W = c/s$.

Un peu plus sur les enveloppes.

Notre façon de calculer les enveloppes était légèrement limité, et par exemple ne nous permet pas de calculer de quelle famille un cercle est l'enveloppe. Cela vient de notre définition d'une droite par l'équation $y = px - g$. Généralisons un peu l'équation d'une famille de droite, paramétré par une variable t :

$$\Delta_t : u(t)x + v(t)y + w(t) = 0$$

où nous supposons que $u(t)$ et $v(t)$ ne s'annule pas ensemble. L'enveloppe de ces droites peut également être paramétré par la même variable t et nous le représentons donc par $(x(t), y(t))$. L'équation d'enveloppe s'écrit donc

$$u(t)x(t) + v(t)y(t) + w(t) = 0 \quad (14.21)$$

$$u(t)x'(t) + v(t)y'(t) = 0 \quad (14.22)$$

En différentiant (14.21) et en y retranchant (14.22), nous obtenons deux nouvelles équations :

$$\begin{aligned}u'(t)x(t) + v'(t)y(t) + w'(t) &= 0 \\u(t)x(t) + v(t)y(t) + w(t) &= 0\end{aligned}$$

Ce qui nous donne directement l'équation de l'enveloppe :

$$\begin{aligned}x(t) &= \frac{vw' - v'w}{uv' - u'v} \\y(t) &= \frac{v'w' - v'w}{uv' - u'v}\end{aligned}$$

Exercices.

§ 14.5 TL de quelques fonctions

Calculer la transformée de Legendre des fonctions

$$\begin{aligned}f(x) &= x - 2 + \sqrt{x^2 + 4} \\f(x) &= \frac{x}{1-x} \quad x \in]-\infty, 1[\\f(x) &= \frac{1}{x} \quad x \in]0, \infty[\\f(x) &= -\log x \quad x \in]0, \infty[\end{aligned}$$

§ 14.6 TL à plusieurs variable.

Calculer la transformée des fonctions

$$\begin{aligned}f(x, y) &= \frac{1}{2}x^2y^2 \\f(x, y) &= \frac{1}{2}x^2 + y^2\end{aligned}$$

Peut-on calculer la transformée de la fonction $f(x, y) = xy$?

§ 14.7 Propriétés de la TL.

Soit $f^*(p)$ la transformée de Legendre de la fonction $f(x)$. Démontrer que

$$\begin{aligned}g(x) = f(x+a) &\implies g^*(p) = f^*(p) - ap \\g(x) = f(x) + a &\implies g^*(p) = f^*(p) - a \\g(x) = af(x) &\implies g^*(p) = af^*(p/a) \\g(x) = f_1(x) + f_2(x) &\implies g^*(p) = f_1^*(x) + f_2^*(x)\end{aligned}$$

§ 14.8 Parabole.

Soit une ligne D et un point F en dehors de cette ligne. Soit la famille de ligne bissectrice du segment joignant F à un point de D (figure 14.8). Quelle est l'enveloppe de ces lignes ? [Réponse : parabole de foyer F et de directrice D . Pour voir cela, choisir D comme l'axe des x , et $F = (0, a)$ sur l'axe y . L'équation des droites bissectrices est donnée par $y = px - (1/2)a(1 - p^2)$ où p est la pente de la bissectrice. Comme $g(p) = (1/2)a(1 - p^2)$, la transformée de Legendre, $f(x) = (1/2a)x^2 + a/2$ est l'enveloppe].

§ 14.9 Approximation.

Soit la fonction convexe $f(x)$ tel que $f(0) = f'(0) = 0$. Trouver sa transformée de Legendre $g(p)$ par la technique des perturbations au plus petit ordre de p .

§ 14.10 Approximation II.

Soit la fonction convexe $f(x)$ tel que $f(0) = 0$. Trouver sa transformée de Legendre $g(p)$ par la technique des perturbations au plus petit ordre de p . Ce n'est pas une erreur de mise en page et une répétition de la question précédente.

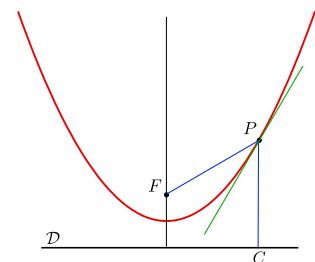


FIGURE 14.8 – Une parabole est définie comme le lieu des points à égale distance d'un point F (foyer) est d'une droite D (directrice). Soit un point P quelconque d'une parabole, et C un point de la droite tel que PC est orthogonale à D (par définition, $FP = PC$); une des propriétés de la tangente en point P est qu'elle bissecte l'angle FPC et donc le segment FC . C'est pour cela qu'une parabole concentre la lumière parallèle en son foyer.

§ 14.11 Asymptote.

La fonction convexe $f(x)$ possède une asymptote $ax + b$ quand $x \rightarrow \infty$.
Démontrer que sa transformée de Legendre $g(p) \rightarrow \infty$ quand $p \rightarrow a$.

§ 14.12 Hamiltonien.

Démontrer que les équations d'Hamilton (14.10,14.11) reste valable pour un Lagrangien dépendant du temps $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\dot{x}, x, t)$.

§ 14.13 Variation d'Hamiltonien.

Démontrer que le long de la trajectoire suivie par la particule,

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t}$$

En d'autre terme, si H ne contient pas explicitement la variable t , il se conserve le long d'un trajectoire : les courbes de niveaux de H sont les trajectoire dans l'espace des phases.

§ 14.14 Transformée de Legendre-Fenchel

Considérer la fonction (figure 14.9.a)

$$f(x) = \begin{cases} (x - a)^2/4 & \text{si } x > 0 \\ (x + a)^2/4 & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

où nous supposons $a > 0$.

1. Démontrer que sa transformée de Legendre-Fenchel

$$g(p) = \max_x (px - f(x))$$

est donnée par (figure 14.9.b)

$$g(p) = \begin{cases} p(p + a) & \text{si } p > 0 \\ p(p - a) & \text{si } p < 0 \end{cases}$$

Pour cela, dans la figure 14.9.a, considérer deux droites de pente positif et négatif et appliquer la définition.

2. Démontrer que la transformée de Legendre-Fenchel de la fonction $g(p)$ et la fonction

$$f_{ff}(x) = \begin{cases} (x - a)^2/4 & \text{si } x > a \\ 0 & \text{si } -a < x < a \\ (x + a)^2/4 & \text{si } x < -a \end{cases}$$

En d'autre terme, en prenant deux fois la transformée de Legendre, nous n'obtenons pas la fonction originale, mais son enveloppe convexe.

§ 14.15 Chapeau Méxiquin.

Soit la fonction *non convexe*

$$f(x) = -\frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{4}x^4$$

Trouver sa transformée de Legendre $g(p)$ pour p petit et montrer qu'elle a une singularité à $p = 0$. Si vous savez manipuler les équations de troisième ordre, calculer $g(p)$ complètement et montrer que la TL de $g(p)$ est la fonction $f(x)$ pour $|x| > 1$ et zéro sinon.

§ 14.16 Forme des cristaux à deux dimensions.

soit la courbe $\gamma(\theta)$ dérivable et convexe. L'énergie libre de surface est donnée par

$$F = \int_{\theta} \gamma(\theta)r(\theta)d\theta$$

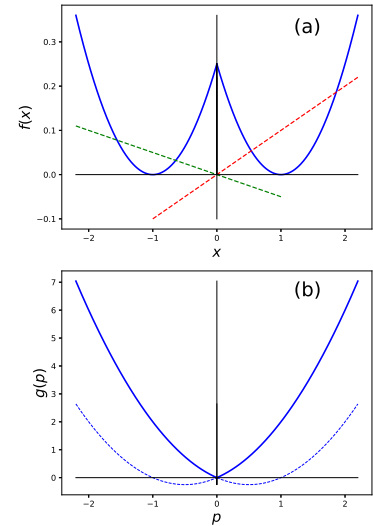


FIGURE 14.9 – (a) la fonction $f(x)$ (trait plein); en pointillé, deux droites de pente positif et négatif. (b) la fonction $g(p)$ (trait plein).

Parmi toutes les fonctions $r(\theta)$ à surface du cristal S constant

$$S = \frac{1}{2} \int_{\theta} r^2(\theta) d\theta$$

montrer que celle qui minimise F est donnée par

$$r(\theta) \sim \gamma(\theta)$$

Supposer maintenant que γ possède des singularités de sa dérivée dans certaines directions et obtenir la construction de Wulff.

Aperçu d'algèbre linéaire.

15.1 Les vecteurs et les formes.

La structure que nous avons beaucoup utilisé dans ce cours est celui d'espace vectoriel. Il est utile de rappeler les résultats essentiels de l'algèbre linéaire.

Nous disposons d'un espace vectoriel \mathcal{E} sur un corps de scalaire \mathcal{S} (en général, \mathbb{R} ou \mathbb{C}). Cela veut dire que nous savons définir l'opération d'addition entre vecteurs et l'opération de multiplication d'un vecteur par un scalaire, et toutes les propriétés que nous attendons de ces choses :

- Si $u, v \in \mathcal{E}$, alors $u + v \in \mathcal{E}$
- Si $a \in \mathcal{S}$ et $u \in \mathcal{E}$, alors $au \in \mathcal{E}$
- Il existe un vecteur unique « nul » $\vec{0} \in \mathcal{E}$ tel que $u + \vec{0} = u$
- Pour $a \in \mathcal{S}$ et $u, v \in \mathcal{E}$, nous avons $a(u + v) = au + av$

Il existe beaucoup de notations pour distinguer dans un texte les vecteurs des scalaires, comme par exemple \vec{u} ou \mathbf{u} . Paul Dirac a utilisé une notation particulièrement élégante et qui dans ce chapitre nous sera très utile : nous noterons un vecteur par le symbole $|u\rangle$.

Pour pouvoir décrire notre espace à l'aide de nombres, nous avons besoin d'une *base*, c'est à dire d'un nombre N de vecteurs linéairement indépendants, qui décrit complètement notre espace (la base est complète). Soit $\{e\} = \{|e_1\rangle, |e_2\rangle, \dots, |e_N\rangle\}$ une telle base. Linéairement indépendant veut dire que

$$\sum_{i=1}^N a^i |e_i\rangle = 0 \implies a^i = 0$$

La complétude veut dire que n'importe quel élément de \mathcal{E} peut se décomposer sur cette base :¹

$$\forall |x\rangle \in \mathcal{E}, \exists x^i \in \mathcal{S} \text{ tel que } |x\rangle = \sum_{i=1}^N x^i |e_i\rangle$$

les scalaire x^i sont appelés les *composants* du vecteur $|x\rangle$ dans la base $\{e\}$. Vous avez remarqué² qu'ici, nous utilisons des indices pour énumérer les vecteurs et des exposants pour énumérer les composants. Nous pouvons *représenter* le vecteur par ses composants dans une base par un tableau de N lignes et d'une colonne.

1. Le vecteur $|x\rangle$ peut être représenté graphiquement par un tableau qu'on appelle, par abus de langage, un *vecteur colonne* :

$$\begin{pmatrix} x^1 \\ x^2 \\ \vdots \\ x^N \end{pmatrix}$$

Pour des besoins de typographie, nous pouvons aussi le représenter comme

$$(x^1, \dots, x^N)^T$$

où l'exposant T (transposition) veut dire « redresser », ou échanger les lignes et les colonnes.

2. Cette convention a été introduit par Ricci, le père du calcul tensoriel, dans les années 1880.

Évidemment, le choix de la base n'est pas unique et dépend de notre goût et du problème à résoudre.

Étant donné notre espace \mathcal{E} , nous disposons aussi d'un univers parallèle, appelé espace dual $\tilde{\mathcal{E}}$ (figure (15.1)). Les objets de cet espace dual sont des *fonctions* « scalaires » linéaires sur \mathcal{E} , appelées des « formes linéaires ». Cela veut dire qu'un objet f de $\tilde{\mathcal{E}}$, appliqué à un vecteur, retourne un scalaire :

$$f(|u\rangle) = a \in \mathcal{S}$$

et cet opération est linéaire :

$$f(a|u\rangle + b|v\rangle) = af(|u\rangle) + bf(|v\rangle)$$

Par exemple, la fonction qui, appliquée à un vecteur $|x\rangle$, retourne x^i , la i -ème composante du vecteur dans une base donnée $\{e\}$, est une forme de l'espace dual. Dans l'espace des fonctions, la forme δ qui associe à la fonction $g(\cdot)$, le scalaire $g(0)$ en est un autre exemple ³.

Dans notre notation, nous utiliserons le symbole $\langle f|$ pour désigner les formes. Au lieu d'écrire $f(|x\rangle)$, nous écrirons $\langle f|x\rangle$. Par abus de langage, on peut dire qu'on *multiplie* un vecteur par la gauche par une forme.

Les formes héritent leurs propriétés des vecteurs, et on peut ainsi définir l'addition entre les formes et leurs multiplications par un scalaire. Ainsi, la forme $\langle f| + \langle g|$ est définie comme la forme qui, appliquée à un vecteur quelconque $|x\rangle$, retourne le scalaire $\langle f|x\rangle + \langle g|x\rangle$:

$$(\langle f| + \langle g|)|x\rangle = \langle f|x\rangle + \langle g|x\rangle$$

Il n'est pas difficile de voir que l'espace dual $\tilde{\mathcal{E}}$ a lui même une structure d'espace vectoriel. D'ailleurs, si \mathcal{E} est de dimension finie N , $\tilde{\mathcal{E}}$ a aussi exactement la même dimension. Pour voir cela, donnons nous une base $\{e\} = \{|e_1\rangle, \dots, |e_N\rangle\}$ de l'espace direct, et appelons $\langle e^i|$ l'élément de l'espace dual tel que ⁴

$$\langle e^i|e_j\rangle = \delta_j^i$$

Pour un de ces éléments appliqué à un vecteur nous avons

$$(\langle e^i|)|x\rangle = (\langle e^i|) \sum_j x^j |e_j\rangle = x^i$$

en d'autre terme, appliquer $\langle e^i|$ au vecteur $|x\rangle$ produit la i -ème composante de $|x\rangle$ dans la base $\{e\}$.

Les éléments $\langle e^i|$ constituent une base de l'espace dual.

§ 15.1 Démontrer ce résultat.

La base $\{\tilde{e}\} = \{\langle e_1|, \dots, \langle e_N|\}$ est la base duale de $\{e\}$. Un élément quelconque $\langle y|$ s'écrira dans cette base comme

$$\langle y| = \sum_{i=1}^N y_i \langle e^i|.$$

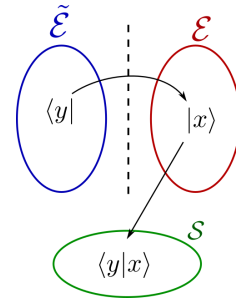


FIGURE 15.1 – L'espace dual de \mathcal{E} , noté ici $\tilde{\mathcal{E}}$, est celui des fonction linéaire sur \mathcal{E} : ce sont des fonction $y(\cdot)$ qui prennent un vecteur en entrée et produise un scalaire en sortie. Dans nos notations, nous écrivons cette relation comme $\langle y|x\rangle$.

3. Cette forme s'appelle le delta de Dirac

4. Rappelons que symbole de Kronecker $\delta_j^i = 1$ si $i = j$, sinon il vaut zéro.

Il ne vous a pas échappé que nous avons énuméré les éléments de la base dual par des exposants, et leurs composantes par des indices. Ces choix de notations nous permettent de distinguer⁵ les deux types d'objets que nous manipulons ; cette notation nous permet aussi un certain degré de vérification automatique des expressions que l'on écrit : dans un produit, nous devons toujours avoir un indice haut et un indice bas.

La forme $\langle y |$ peut être représentée par ses composantes disposées en ligne

$$(y_1, \dots, y_N)$$

Par un abus de langage, on appelle cela « un vecteur ligne ». L'application d'une forme à un vecteur possède une expression très simple quand nous disposons de leurs décompositions dans des bases duales :⁶

$$\begin{aligned} \langle y | x \rangle &= \left(\sum_{i=1}^N y_i \langle e^i | \right) \left(\sum_{j=1}^N x^j | e_j \rangle \right) \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N y_i x^j \langle e^i | e_j \rangle \\ &= \sum_{i=1}^N y_i x^i \end{aligned}$$

Noter que ce genre d'expression implique un indice et un exposant. Insistons sur le fait que ce que nous venons de faire *n'est pas* un produit scalaire, que nous n'avons même pas définie encore. On pourrait enrichir notre structure par un tel objet, mais pour l'instant nous n'en avons pas besoin⁷.

Exemple 15.1 Soit l'espace des fonctions $f()$ définies sur les points de l'espace $P = (x^1, \dots, x^N)^T \in \mathbb{R}^N$. Donnons nous un petit vecteur déplacement $|h\rangle = (h^1, \dots, h^N)^T$. Nous pouvons écrire, au premier ordre en h :

$$f(P + |h\rangle) - f(P) = \sum_{i=1}^N \frac{\partial f(P)}{\partial x^i} h^i$$

La forme linéaire $df = (\partial_1 f(P), \dots, \partial_N f(P))$ n'est pas le *gradient* au point P . Le gradient possède une signification géométrique que nous aurons quand nous aurons enrichi notre structure par un produit scalaire (voir le chapitre sur les opérateurs différentielles). Notons pour l'instant df n'est pas un vecteur, mais une forme linéaire.

15.2 Les applications linéaires.

Revenons à notre espace vectoriel \mathcal{E} . Dans cette espace, nous pouvons définir des applications (fonctions) linéaires qui, à un vecteur, associent un autre *vecteur* de façon linéaire. Si M est une application linéaire, alors $M(|x\rangle) \in \mathcal{E}$ et

$$M(a|x\rangle + b|y\rangle) = aM(|x\rangle) + bM(|y\rangle)$$

5. Même si les deux espaces se ressemblent beaucoup, leurs objets n'ont pas toujours des comportements similaires, et c'est pourquoi il est crucial de pouvoir les distinguer. Dans l'ancien temps, on parlait de covariant et de contravariant pour distinguer les composantes des formes de celles des vecteurs.

6. Graphiquement, on note cela par

$$(y_1, \dots, y_N) \begin{pmatrix} x^1 \\ \vdots \\ x^N \end{pmatrix} = \sum y_i x^i$$

7. Il existe de nombreux espaces de physique où le produit scalaire n'est pas défini, comme par exemple l'espace-temps relativiste ou l'espace des phases en mécanique. Cette absence ne nous empêche pas d'utiliser toute la puissance de l'algèbre linéaire.

Par exemple, dans l'espace physique habituel, la rotation autour d'un axe est une application linéaire. Pour alléger nos notations, nous laissons tomber les parenthèses et nous écrivons $M|x\rangle$ au lieu de $M(|x\rangle)$.

15.2.1 Les matrices.

Nous avons vu que si nous disposons d'une base $\{e\}$, nous pouvons écrire un vecteur à l'aide de ses N composantes. Cette base nous permet aussi de représenter M par des nombres. Voyons cela de plus près.

Supposons que nous connaissons le résultat de l'application de M à tous les vecteurs de la base. Cela veut dire que nous appliquons M au vecteur $|e_i\rangle$, et que nous décomposons le résultat à nouveau sur la base $\{e\}$:

$$M|e_i\rangle = \sum_{j=1}^N M_i^j |e_j\rangle \tag{15.1}$$

Les nombre M_i^j sont appelés les *éléments de la matrice* de M . Nous pouvons les disposer dans un tableau $N \times N$ où, à la ligne j et colonne i , nous plaçons le nombre M_i^j . Nous pouvons donc voir la matrice (M) comme des vecteurs colonnes $M|e_i\rangle$ disposés côte à côte (figure 15.2).

Soit maintenant un vecteur quelconque $|x\rangle = (x^1, \dots, x^N)^T$. Nous pouvons calculer l'action de M sur ce vecteur :

$$\begin{aligned} |y\rangle = M|x\rangle &= M \sum_i x^i |e_i\rangle \\ &= \sum_{i=1}^N x^i M|e_i\rangle && \text{(puisque } M \text{ est linéaire)} \\ &= \sum_{i=1}^N x^i \sum_{j=1}^N M_i^j |e_j\rangle && \text{(par définition de } M) \\ &= \sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^N x^i M_i^j \right) |e_j\rangle && \text{(échange de l'ordre de sommation)} \end{aligned}$$

Nous voyons donc que la j -ème composante de $|y\rangle$ est

$$y^j = \sum_{i=1}^N M_i^j x^i$$

On peut voir y^j comme le résultat de l'application de la forme linéaire formée par la i -ème ligne de la matrice (M) au vecteur $|x\rangle$ (figure 15.3).

Exemple 15.2 Rotation

Considérons l'espace euclidien à deux dimensions, muni d'une base orthogonale $\{e_x, e_y\}$, et étudions l'opération⁸ R_θ , rotation d'angle θ . Nous avons

$$\begin{aligned} R_\theta |e_x\rangle &= \cos \theta |e_x\rangle + \sin \theta |e_y\rangle \\ R_\theta |e_y\rangle &= -\sin \theta |e_x\rangle + \cos \theta |e_y\rangle \end{aligned}$$

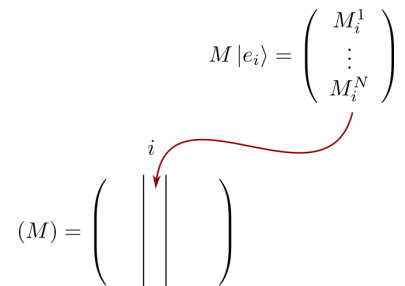


FIGURE 15.2 – Pour représenter une application linéaire M par une matrice (M) , écrire le vecteur $M|e_i\rangle$ comme un vecteur colonne et le placer sur la colonne i de la matrice.

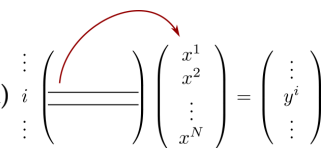


FIGURE 15.3 – La composante y^j est obtenu en appliquant la forme linéaire i -ème ligne de (M) au vecteur $|x\rangle$.

8. A vrai dire, comme nous n'avons pas encore défini de produit scalaire, nous ne pouvons pas encore définir de rotation. Une rotation est une application linéaire qui conserve le produit scalaire. Mais ne chipotons pas.

La matrice de R_θ dans cette base s'écrit :

$$(R_\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

§ 15.2 géométrie euclidienne

Écrire dans le même espace, les matrices des opérations de projection sur les deux axes et sur les diagonales, de symétries par rapport aux deux axes et à l'origine.

15.2.2 Extension du domaine du possible.

Il n'est pas difficile de voir que l'ensemble \mathcal{F} des applications linéaires sur \mathcal{E} a lui même la structure d'un espace vectoriel de dimension N^2 . Nous pouvons y définir l'opération « addition » ($M_1 + M_2$) et « multiplication par un scalaire » (aM) en les héritant de leurs définitions dans l'espace vectoriel \mathcal{E} . Par exemple, l'application $M_1 + M_2$ est celle qui, appliquée à un vecteur quelconque $|x\rangle$, produit le vecteur $M_1|x\rangle + M_2|x\rangle$.

§ 15.3 Démontrer que \mathcal{F} a une structure d'espace vectoriel de dimension N^2 .

Si nous nous sommes donnés une base $\{e\}$ dans l'espace \mathcal{E} , nous possédons déjà une base $\{\bar{e}\}$ dans l'espace dual. Nous pouvons continuer cette opération de *héritage* pour nous donner une base de l'espace \mathcal{F} . Nous noterons les éléments de cette base $|e^i\rangle \langle e_j|$ avec la définition

$$\left(|e_j\rangle \langle e^i|\right) |x\rangle = \langle e^i|x\rangle |e_j\rangle$$

Dans cette base, nous pouvons écrire l'application M comme

$$M = \sum_{i,j} M_i^j |e_j\rangle \langle e^i| \tag{15.2}$$

Les éléments M_i^j sont les éléments de la matrice (M).

§ 15.4 En appliquant l'application M définie par la relation (15.2), démontrer que les éléments de matrices définies par la relation (15.2) et la relation (15.1) sont bien les mêmes.

Nous avons défini l'application M comme une application linéaire de l'espace des vecteurs : $M : \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}, |x\rangle \mapsto M|x\rangle$. Mais nous voyons ici que nous pouvons aussi le définir comme une application linéaire de l'espace dual $M : \tilde{\mathcal{E}} \rightarrow \tilde{\mathcal{E}}, \langle x| \mapsto \langle x|M$. Son action sur un élément de la base dual est

$$\begin{aligned} \langle e^k|M &= \langle e^k|\sum_{i,j} M_i^j |e_j\rangle \langle e^i| \\ &= \sum_i M_i^k \langle e^i| \end{aligned}$$

Nous voyons dans l'expression (15.2) que nous avons plusieurs façon de nous représenter la matrice (M) :

- Comme des vecteurs colonnes $\left(\sum_j M_i^j |e_j\rangle\right)$ disposés les uns à côtés des autres (en énumérant sur l'indice bas i qui désigne les colonnes)

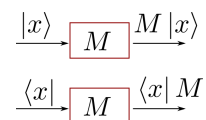


FIGURE 15.4 – L'application linéaire M peut être vue comme une application $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}$ sur l'espace des vecteur ou comme une application $\tilde{\mathcal{E}} \rightarrow \tilde{\mathcal{E}}$ sur l'espace des formes.

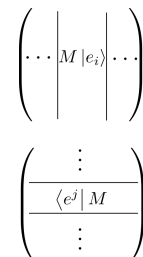


FIGURE 15.5 – On peut représenter la matrice (M) comme (i) une collection de vecteurs colonnes $M|e_i\rangle$ disposés côte à côte ou (ii) comme une collection de « vecteurs lignes » disposés les uns au-dessus des autres.

— Comme des vecteurs lignes $(\sum_i M_i^j \langle e^i |)$ disposés les uns *au-dessus* des autres (en énumérant sur l'indice haut j qui désigne les lignes) (voir figure (15.5)).

L'expression (15.2) nous permet d'ailleurs de trouver les éléments de matrice (M) dans n'importe quelle base :

$$M_i^j = \langle e^j | M | e_i \rangle \quad (15.3)$$

Pour trouver M_i^j , nous multiplions M par la gauche par $\langle e^j |$, le résultat est une forme linéaire que l'on multiplie par la droite par $| e_i \rangle$.

15.2.3 Sur-extension du domaine du possible.

Nous savons ce qu'est une application linéaire. Nous pouvons de même définir une application *bilinéaire* $f(.,.)$ sur un espace vectoriel : C'est une fonction qui prend en entrée *deux vecteurs* (qui peuvent appartenir à des espaces différents ou au même espace), et produit en sortie un *scalaire*. De plus, elle fait cela de façon linéaire pour les deux arguments :

$$\begin{aligned} f & : \mathcal{A} \times \mathcal{B} \rightarrow \mathcal{S} \\ x \in \mathcal{A}, y \in \mathcal{B} & , f(x, y) \in \mathcal{S} \\ f(ax + bx', y) & = af(x, y) + bf(x', y) \\ f(x, ay + by') & = af(x, y) + bf(x, y') \end{aligned}$$

Un exemple typique est le produit scalaire habituel, qui prend deux vecteurs en entrée et produit un scalaire en sortie.

Nous voyons maintenant que l'application M peut être définie de façon symétrique comme une application bilinéaire sur l'espace $\mathcal{E} \times \mathcal{E}$: en d'autre terme, M prend comme entrée une forme et un vecteur, et produit en sortie un scalaire. Nos notations nous permettent d'écrire le résultat $M(\langle y |, | x \rangle)$ comme

$$\langle y | M | x \rangle$$

Ces trois façon de voir M sont complètement équivalentes. Selon le problème que nous avons à résoudre, nous choisissons la définition qui nous convient : $M | x \rangle$ comme vecteur, $\langle y | M$ comme forme ou $\langle y | M | x \rangle$ comme scalaire. Il est très utile de pouvoir naviguer entre ces définitions, comme nous le verrons par la suite.

15.3 Algèbre des applications.

Nous pouvons définir un *algèbre* dans un ensemble A si nous pouvons définir des opérations de multiplication et d'addition à l'intérieur de cet ensemble : si $a, b \in A$ alors $a + b, ab \in A$. Ces opérations doivent de plus avoir des propriétés d'associativité et de distributivité⁹ : $(ab)c = a(bc)$ et $a(b + c) = ab + ac$. Les nombres réels sont un bon exemple d'ensemble muni d'algèbre.

9. Nous devons aussi avoir un élément neutre pour les deux opérations, ainsi que disposer de l'inverse des éléments.

Un espace vectoriel a priori n'a pas d'algèbre : on ne peut pas multiplier deux vecteurs pour produire un autre¹⁰. Mais l'espace des applications linéaires peut s'équiper d'un algèbre. Nous définissons le produit $M_1 M_2$ comme l'application M qui au vecteur $|x\rangle$ associe le vecteur $M_1 (M_2 |x\rangle)$: pour appliquer $M_1 M_2$ à un vecteur, on y applique d'abord M_2 ; on applique ensuite M_1 au résultat précédent. On peut démontrer qu'ainsi, l'espace des applications linéaires possède (presque) un algèbre en bonne et due forme.

§ 15.5 Démontrer la distributivité de l'associativité pour ce produit. Démontrer que cette algèbre n'est pas commutative, $AB \neq BA$ en général.

Si nous connaissons la représentation matricielle de deux applications A et B , il est facile de trouver la représentation de $C = AB$ en utilisant la définition (15.2) et en se souvenant que $\langle e^j | e_k \rangle = \delta_k^j$:

$$\begin{aligned} C &= \left(\sum_{i,j} A_j^i |e_i\rangle \langle e^j| \right) \left(\sum_{k,\ell} B_\ell^k |e_k\rangle \langle e^\ell| \right) \\ &= \sum_{i,j,k,\ell} A_j^i B_\ell^k \langle e^j | e_k \rangle |e_i\rangle \langle e^\ell| \\ &= \sum_{i,\ell} \left(\sum_j A_j^i B_\ell^j \right) |e_i\rangle \langle e^\ell| \end{aligned}$$

en d'autres terme,

$$C_\ell^i = \sum_j A_j^i B_\ell^j$$

On peut voir C_ℓ^i comme l'application de la forme linéaire à la ligne i de la matrice A au vecteur à la colonne ℓ de la matrice B (figure (15.6)).

Nous avons dit que nous avons presque un algèbre des applications. La question que nous n'avons pas abordé est celle de l'inverse : Étant donné une application M , existe-t-il une application M^{-1} telle que $MM^{-1} = M^{-1}M = I$? La réponse est a priori non : si une application M renvoie deux vecteurs différents vers le même vecteur, il n'est pas possible d'inverser sans ambiguïté l'opération. Penser par exemple à l'opération de projection sur un sous-espace.

Au contraire, si les vecteurs $M.\{e\}$ sont linéairement indépendants, nous pouvons inverser l'application. L'outil qui mesure cette propriété des applications s'appelle le *déterminant*, que nous aborderons un peu plus loin dans ce chapitre.

15.4 Changement de base.

Pour caractériser les vecteurs et les applications par des nombres, nous avons dû choisir une base $\{e\}$. Le choix de cette base est arbitraire ; en général nous essayons de choisir une base qui simplifie les calculs. Quand nous travaillons sur la propagation des ondes dans un cristal par exemple, nous choisissons une base selon les directions privilégiées de notre cristal. Cependant, les mesures que

10. On peut définir facilement un produit intérieur (le produit scalaire) et un produit extérieur (le produit vectoriel), mais le résultat de ces produits n'est pas à l'intérieur de l'espace vectoriel initial. Dans certains cas, on peut définir un vrai produit, comme pour les nombres complexes (dimension 2) ou les quaternions (dimension 4), ou de façon général des espaces de dimension n^p , où n et p sont entiers.

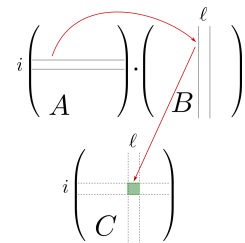


FIGURE 15.6 – L'élément C_ℓ^i de la matrice $C = AB$ s'obtient en appliquant la i -ème ligne de A à la ℓ -ème colonne de B .

nous faisons sont dans la base du laboratoire $\{f\}$, imposée par la disposition de nos instruments. Il nous faut pouvoir ramener nos mesures dans la base du cristal, ou au contraire exprimer nos théories dans la base du laboratoire. Les changements de bases sont donc notre pain quotidien et nous devons les maîtriser.

15.4.1 Transformation des vecteurs et des formes.

Soit notre ancienne base $\{e\}$ et nous nouvelle base $\{f\}$ dans notre espace vectoriel \mathcal{E} . Nous pouvons décomposer les vecteurs de $\{f\}$ dans la base $\{e\}$:

$$|f_i\rangle = \sum_j P_j^i |e_j\rangle \tag{15.4}$$

Nous pouvons voir les coefficients P_j^i comme les éléments de la matrice de l'application P (figure 15.7) :

$$|f_i\rangle = P |e_i\rangle \tag{15.5}$$

Nous appelons cette application, définie par la relation (15.5), l'application de *passage* de l'ancienne base $\{e\}$ à la nouvelle base $\{f\}$. Pour être précis, nous devrions noter cette application

$$P = T_{\{e\} \rightarrow \{f\}}$$

mais cette notation est lourde et nous laissons tomber cette précision, sauf quand vraiment nécessaire pour lever l'ambiguïté.

L'application P est évidemment inversible, sinon $\{f\}$ ne serait pas une base, et possède une inverse P^{-1} :

$$|e_i\rangle = P^{-1} |f_i\rangle \tag{15.6}$$

nous voyons que l'application P^{-1} est celle de passage de la base $\{f\}$ à la base $\{e\}$:

$$P^{-1} = T_{\{f\} \rightarrow \{e\}}$$

Dans l'espace dual \mathcal{E}^* , nous avons une base $\{\tilde{e}\}$ définie par la relation $\langle e^i | e_j \rangle = \delta_j^i$. De même, la base dual $\{\tilde{f}\}$ est définie par la relation $\langle f^i | f_j \rangle = \delta_j^i$. Quelle est l'application de passage $Q = T_{\{\tilde{e}\} \rightarrow \{\tilde{f}\}}$? En d'autres termes, nous cherchons l'application Q tel que

$$\langle f^i | = \langle e^i | Q$$

Pour trouver Q , il suffit d'utiliser la définition de la base duale :

$$\begin{aligned} \delta_j^i &= \langle f^i | f_j \rangle \\ &= \langle e^i | QP | e_j \rangle \\ &= (QP)_j^i \end{aligned}$$

où les $(QP)_j^i$ sont les éléments de la matrice (QP) dans la base $\{e\}$. Nous voyons que dans cette base, nous devons avoir $QP = I$.

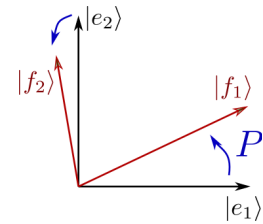


FIGURE 15.7 – L'application de passage P transforme les vecteurs $|e_i\rangle$ en vecteurs $|f_i\rangle$. L'application P^{-1} réalise l'opération inverse.

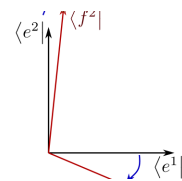


FIGURE 15.8 – Les formes de la base duale se transforment à l'opposé des vecteurs, par l'application P .

Comme une application linéaire ne dépend pas d'une base, ceci est vrai en général et donc (figure 15.8)

$$Q = P^{-1}$$

Nous voyons ici le fait fondamental qui nous fait distinguer les vecteurs et les formes : dans des opérations de changement de bases, ces deux types d'objets se comportent de façon contraire. Par exemple, lors d'un changement de base, le gradient, qui est une forme, se transforme au contraire des vecteurs. Résumons ce trait important :

$$\begin{aligned} P &= T_{\{e\} \rightarrow \{f\}} \\ P^{-1} &= T_{\{\tilde{e}\} \rightarrow \{\tilde{f}\}} \end{aligned}$$

15.4.2 Transformation des coordonnées.

Supposons que l'on pèse avec une balance un objet et qu'on l'on voit afficher $W = 500\text{gr}$. Nous devons cependant faire nos calculs en Kg. Le Kg est notre nouvelle base et nous avons $1\text{Kg} = 1000\text{gr}$. La matrice de passage (1×1) de l'ancienne base vers la nouvelle est donc $P = 1000 : \text{Kg} = P.\text{gr}$ ou encore $\text{gr} = P^{-1}\text{Kg}$. Dans l'ancienne base (gr), la coordonnée de notre objet était $W_{\text{gr}} = 500$. Dans la nouvelle base (Kg), la coordonnée de notre objet est 0.5, ce que l'on peut écrire par

$$W = 500\text{gr} = 500P^{-1}\text{Kg} = 0.5\text{Kg}$$

Nous voyons ici sans surprise que la *coordonnée* se transforme à l'opposé de l'unité de mesure. Bien sûr, le poids est propre à l'objet et ne dépend pas de nos unités. Si nous voulons que la quantité $W = W_u U$ (où U est notre unité de mesure et W_u la coordonnée dans cette unité) se conserve, W_u et U doivent se transformer à l'opposé l'un de l'autre.

Cette constatation triviale se généralise bien sûr à N dimensions. Dans la base $\{e\}$, un vecteur quelconque s'écrit $|x\rangle = \sum_i x_e^i |e_i\rangle$ où nous avons ajouté l'indice « e » à x^i pour bien préciser que ce sont les coordonnées dans l'ancienne base. Nous cherchons à connaître les coordonnées x_f^j du vecteur $|x\rangle$ dans la nouvelle base. Il nous suffit d'utiliser la relation 15.6 :

$$\begin{aligned} |x\rangle &= \sum_i x_e^i |e_i\rangle \\ &= \sum_{i,j} x_e^i (P^{-1})_i^j |f_j\rangle \\ &= \sum_j \left(\sum_i (P^{-1})_i^j x_e^i \right) |f_j\rangle \end{aligned}$$

Comme $|x\rangle = \sum_j x_f^j |f_j\rangle$, nous avons les coordonnées dans la nouvelle base :

$$x_f^j = \sum_i (P^{-1})_i^j x_e^i$$

Sans surprise, les coordonnées se transforment à l'inverse des vecteurs. Dans l'ancien temps, les coordonnées d'un vecteur étaient appelées *contravariant* pour bien insister sur ce fait. En regroupant ces nombres dans des vecteurs colonnes et matrices, nous pouvons écrire (voir figure 15.9)

$$(x_f)^T = (P^{-1})(x_e)^T \quad (15.7)$$

Il va de soit ¹¹ que les coordonnées des formes varient dans le sens opposé, c'est pourquoi parfois ces coordonnées sont appelées *covariantes*.

Un tout petit peu de calcul en plus, en utilisant la relation 15.3, nous donne la relation entre la matrice $(M)_f$ de l'application M dans la base $\{e\}$ et la matrice $(M)_e$ de la même application dans la base $\{f\}$:

$$(M)_f = (P^{-1})(M)_e(P) \quad (15.8)$$

Exemple 15.3 Soit la base $\{e\}$ une base orthonormée de l'espace euclidien bidimensionnel, et $\{f\}$ les mêmes vecteurs « tournés » de $\pi/6$. La matrice de passage est

$$P = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & -1 \\ 1 & \sqrt{3} \end{pmatrix} ; \quad P^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & 1 \\ -1 & \sqrt{3} \end{pmatrix}$$

Le vecteur $|x\rangle$ avec les coordonnées $(1,1)^T$ dans la base $\{e\}$ aura les coordonnées

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & 1 \\ -1 & \sqrt{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} + 1 \\ \sqrt{3} - 1 \end{pmatrix}$$

dans la base $\{f\}$. La matrice de l'application M de projection sur le vecteur $|e_1\rangle$ dans la base $\{e\}$ s'écrit :

$$(M)_e = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

dans la base $\{f\}$, cette matrice s'écrit :

$$\frac{1}{4} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & 1 \\ -1 & \sqrt{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & -1 \\ 1 & \sqrt{3} \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 3 & -\sqrt{3} \\ -\sqrt{3} & 1 \end{pmatrix} \quad (15.9)$$

§ 15.6 En écrivant la matrice de l'application M directement dans la base $\{f\}$, vérifier l'expression (15.9).

Exemple 15.4 changement de variable

Nous sommes dans un espace de points P^{12} que nous repérons par des coordonnées x^i ($i = 1, \dots, n$) et nous nous donnons une fonction des points $f(P) = f(x^1, \dots, x^n)$. D'un point P_0 , nous nous déplaçons à un point voisin $P_0 + |t\rangle$ où dans notre système de coordonnées, $|t\rangle = (h^1, \dots, h^n)$. Le changement induit dans la fonction est

$$df = \sum_i \frac{\partial f}{\partial x^i} h^i$$

$$\begin{pmatrix} x_f^1 \\ x_f^2 \\ \vdots \\ x_f^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_e^1 \\ x_e^2 \\ \vdots \\ x_e^N \end{pmatrix}$$

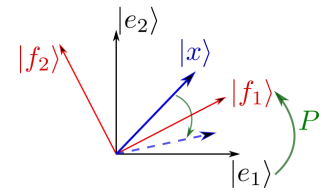


FIGURE 15.9 – Le vecteur $|x\rangle$ « apparaît » dans la base $\{f\}$ comme le vecteur $P^{-1}|x\rangle$ apparaît dans la base $\{e\}$. Ceci est la signification de la relation 15.7.

11. Sinon, refaire un petit calcul analogue à ce que nous avons fait ci-dessus

12. En langage distingué, on appelle cela une variété différentielle, ou manifold en anglais.

que l'on peut voir comme l'application de la forme $\langle \partial f |$ au vecteur $|t\rangle$.

Supposons maintenant que nous changeons de système de coordonnées $x^i \rightarrow y^i$ où

$$y^i = y^i(x^1, \dots, x^n)$$

Par exemple, à deux dimensions, nous choisissons

$$y^1 = x^1 + x^2 ; \quad y^2 = x^1 - x^2 \quad (15.10)$$

Les coordonnées du vecteur $|t\rangle$ deviennent k^i :

$$k^i = \sum_j \frac{\partial y^i}{\partial x^j} h^j \quad (15.11)$$

Nous voyons qu'ici, la matrice $Q_j^i = \partial y^i / \partial x^j$ doit correspondre à la matrice de P^{-1} , puisque les coordonnées des vecteurs varient de façon contravariant. La matrice P est formé donc d'éléments

$$P_j^i = \partial x^i / \partial y^j$$

Les éléments de la forme $\langle \partial f |$ varient de façon covariant et donc dans la nouvelle base,

$$(\partial f)_i^{(y)} = P_i^j (\partial f)_j^{(x)}$$

ce que l'on écrit communément

$$\frac{\partial f}{\partial y^i} = \sum_j \frac{\partial x^j}{\partial y^i} \frac{\partial f}{\partial x^j} \quad (15.12)$$

Nous voyons que nos relations de changement de variable que nous apprenons en analyse sont une conséquence de changement de base de façon générale.

Dans l'exemple de la relation (15.10) ci dessus, nous avons par exemple

$$\frac{\partial f}{\partial y^1} = \frac{\partial x^1}{\partial y^1} \frac{\partial f}{\partial x^1} + \frac{\partial x^2}{\partial y^1} \frac{\partial f}{\partial x^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x^1} + \frac{\partial f}{\partial x^2} \right)$$

15.5 Les invariants : trace et déterminant.

15.5.1 Volume et déterminant.

Nous voulons mesurer, dans un espace vectoriel de dimension N , le volume V (un scalaire) délimité par les vecteurs $|e_1\rangle \dots |e_N\rangle$. Pour plus de simplicité, posons pour l'instant $N = 2$.

1. Nous exigeons d'abord de notre volume d'être *signé* et antisymétrique :

$$V(|e_1\rangle, |e_2\rangle) = -V(|e_2\rangle, |e_1\rangle)$$

Cela est typiquement le genre de concept que nous utilisons dans les intégrales. Cela nous impose que le volume entouré par deux même vecteurs soit nul :

$$V(|x\rangle, |x\rangle) = 0$$

puisque 0 est le seul nombre pour lequel nous ayons $a = -a$.

2. Ensuite, nous voulons que notre volume soit bilinéaire : si on multiplie un côté par deux, le volume est doublé :

$$V(a|e_1 + b|e_2, |e_3\rangle) = aV(|e_1\rangle, |e_3\rangle) + bV(|e_2\rangle, |e_3\rangle)$$

et bien sûr, la même chose pour le deuxième argument.

A l'aide de ces deux propriétés, nous pouvons mesurer le volume de n'importe quel éléments par rapport un volume donné $V_{12} = V(|e_1\rangle, |e_2\rangle)$. Prenons deux vecteurs $|f_1\rangle, |f_2\rangle$ et décomposons les sur les $|e_i\rangle$:

$$|f_i\rangle = \sum_j M_i^j |e_j\rangle$$

Nous utilisons maintenant les propriétés de volumes :

$$\begin{aligned} V(|f_1\rangle, |f_2\rangle) &= V\left(\sum_j M_1^j |e_j\rangle, \sum_k M_2^k |e_k\rangle\right) \\ &= \sum_{j,k} M_1^j M_2^k V(|e_j\rangle, |e_k\rangle) \end{aligned}$$

Dans la somme ci-dessus, le volume est nul si $j = k$. En utilisant l'anti-symétrie du volume, nous avons donc :

$$\begin{aligned} V(|f_1\rangle, |f_2\rangle) &= (M_1^1 M_2^2 - M_1^2 M_2^1) V_{12} \\ &= |M| V_{12} \end{aligned}$$

où $|M|$ est un raccourci de notation que nous appelons *déterminant* de M . Nous pouvons voir les M_i^j comme les éléments de la matrice de l'application M dans la base $\{e\}$. Le déterminant de M mesure le changement de volume induit par l'application de M aux vecteurs enclosant un volume initial. Si le volume est nul, cela veut dire que les vecteurs $M|e_i\rangle$ ne sont pas linéairement indépendant, que l'on peut écrire un comme une combinaison linéaire des autres.

Le déterminant est une propriété géométrique de l'application et bien sûr *ne dépend pas* de la base choisie. Son principe de calcul reste le même que pour le cas à deux dimensions : Dans la matrice de M , nous choisissons N éléments *différents* $M_1^{i_1} M_2^{i_2} \dots M_N^{i_N}$ et nous sommes sur le produit signé de tous ces éléments :

$$|M| = \sum_{\sigma} \epsilon(\sigma) \prod_{i=1}^N M_i^{\sigma(i)} \tag{15.13}$$

ici, σ est une permutation du $(1, \dots, N)$. Par exemple, $\sigma = (132)$ est une permutation de (123) où nous avons $\sigma(1) = 1, \sigma(2) = 3, \sigma(3) = 2$. Pour N éléments, nous avons $N!$ permutations possible. Le symbole $\epsilon(\sigma)$ désigne le signe de la permutation (± 1) σ et nous indique combien de transposition nous devons effectuer pour remettre la permutation dans le bon ordre : pour un nombre pair de permutation, le signe est $+1$, pour un nombre impair, -1 . Ainsi, $\epsilon(132) = -1$.

Exemple 15.5 $N = 3$

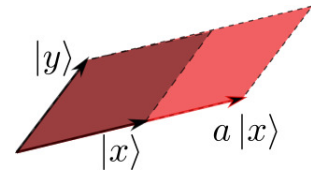


FIGURE 15.10 – Le volume enclos par deux vecteurs est une application bilinéaire anti-symétrique. Si on multiplie un des côtés par a par exemple, le volume est multiplié par a . Si on échange l'ordre des deux vecteurs, le signe du volume change.

A trois dimensions, nous avons, en choisissant d'abord toutes les permutations paires et ensuite celles impaires :

$$|M| = M_1^1 M_2^2 M_3^3 + M_1^2 M_2^3 M_3^1 + M_1^3 M_2^1 M_3^2 \\ - M_1^1 M_2^3 M_3^2 - M_1^3 M_2^2 M_3^1 - M_1^2 M_2^1 M_3^3$$

D'après la définition géométrique du déterminant, il est évident que nous devons avoir

$$|AB| = |A| |B|$$

Par ailleurs,

$$|aA| = a^N |A|$$

si on multiplie tous les côtés par a , le volume est multiplié par a^N .

15.5.2 La trace.

Considérons l'application $I + \epsilon M$. Ce genre d'expression apparaît en physique par exemple quand nous avons une équation différentielle de type

$$\frac{d}{dt} |x\rangle = M |x\rangle \quad (15.14)$$

qui est une autre façon d'écrire $|x(t + dt)\rangle = (I + dtM) |x(t)\rangle$.

Nous pouvons développer le déterminant de cette application en puissance de ϵ :

$$|I + \epsilon M| = 1 + \epsilon a_1(M) + \dots + \epsilon^N a_N(M) \quad (15.15)$$

où les N coefficients a_i ne dépendent que de l'application M . Ces N coefficients sont des *invariants*, des éléments que l'on peut calculer à partir de la matrice de l'application, mais qui ne dépendent pas de la base choisie. Parmi ces coefficients, deux se rencontrent très souvent dans des problèmes de physique : a_N qui n'est d'autre que $|M|$ et a_1 que l'on appelle *la trace* de l'application M .

Pour calculer la trace, donnons nous une base et exprimons la matrice de $I + \epsilon M$ dans cette base. Le diagonal de la matrice est formé d'éléments de type $1 + \epsilon M_i^i$, tandis que les éléments hors-diagonaux sont de la forme ϵM_j^i . Si nous calculons son déterminant, nous voyons que nous allons avoir un terme diagonal

$$\prod_i (1 + \epsilon M_i^i) = 1 + \epsilon \sum_i M_i^i + O(\epsilon^2)$$

tandis que tous les autres termes sont de type

$$O(\epsilon^m) \quad m \geq 2$$

En effet, pour les autres termes, nous pouvons au plus prendre $N - 2$ éléments diagonaux et deux éléments hors diagonaux, donc ils sont au moins d'ordre ϵ^2 (refaire l'exemple 15.5 pour bien voir cela). Si nous développons donc le déterminant en puissance de ϵ , nous avons

$$|I + \epsilon M| = 1 + \epsilon \text{Tr}(M) + O(\epsilon^2) \quad (15.16)$$

où nous avons défini la *trace* d'une application par

$$\text{Tr}(M) = \sum_i M_i^i \quad (15.17)$$

Noter que la définition intrinsèque de la trace est donnée par la relation (15.16). Son calcul s'effectue par les éléments de la matrice dans une base donnée (relation 15.17) en sommant sur les éléments diagonaux, mais le résultat est indépendant de la base choisie.

La trace a plusieurs propriétés simple :

1. $\text{Tr}(aA + bB) = a\text{Tr}(A) + b\text{Tr}(B)$
2. $\text{Tr}(AB) = \text{Tr}(BA)$

Pour voir la validité de la dernière proposition, donnons nous une base et explicitons la trace des matrices AB et BA :

$$\begin{aligned} \text{Tr}(AB) &= \sum_i \sum_k A_k^i B_i^k \\ &= \sum_k \sum_i B_i^k A_k^i \\ &= \text{Tr}(BA) \end{aligned}$$

Cette propriété nous remontre, par ricochet, que la trace de la matrice est indépendante de la base. Soit (M_f) la matrice de l'application M dans la base $\{f\}$:

$$\text{Tr}(M_f) = \text{Tr}(P^{-1}M_eP) = \text{Tr}(PP^{-1}M_e) = \text{Tr}(M_e)$$

Exemple 15.6 Volume dans l'espace de phase

Soit $V(t)$ le volume enclos par N vecteurs obéissant à une équation différentielle de type (15.14). Par définition de la trace, nous avons

$$\frac{dV}{dt} = \text{Tr}(M)$$

Considérons maintenant un système hamiltonien où la coordonnée et l'impulsion (x, p) obéissent à l'équation de Hamilton :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p} \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial x} \end{aligned}$$

où la fonction $H(x, p)$ est l'Hamiltonien du système. En regroupant (x, p) dans un vecteur $|u\rangle$ et en choisissant la matrice de M comme

$$(M) = \begin{pmatrix} 0 & \partial_p H \\ -\partial_x H & 0 \end{pmatrix}$$

nous pouvons écrire les équation d'Hamilton sous forme vectoriel $d_t |u\rangle = M |u\rangle$. Si nous désignons par V le volume enclos par deux vecteurs, nous voyons que

$$\frac{dV}{dt} = \text{Tr}(M) = 0$$

En d'autre terme, le volume dans l'espace de phase se conserve (figure 15.11).

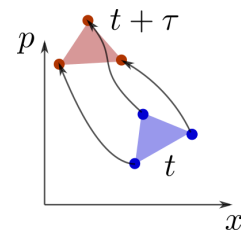


FIGURE 15.11 – Pour des points qui se déplacent dans l'espace de phase selon les équations de Hamilton, le volume enclos se conserve.

15.6 Vecteurs et valeurs propres.

Soit l'application M sur un espace vectoriel \mathcal{E} . Supposons que nous pouvons décomposer \mathcal{E} en deux sous-espace \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 dis-joints¹³ tel que

$$M\mathcal{E}_i \subset \mathcal{E}_i$$

en d'autres termes, le résultat de l'application de M à un vecteur d'un de ces sous-espace reste dans ce sous-espace. Nous appelons ces espaces des sous-espace *propres*¹⁴ de la l'application M .

Donnons nous maintenant une base $\{|e_1\rangle, \dots, |e_n\rangle$ tel que les premiers vecteurs de la base se trouvent dans \mathcal{E}_1 et les autres dans \mathcal{E}_2 :

$$|e_1\rangle, \dots, |e_m\rangle \in \mathcal{E}_1 ; |e_{m+1}\rangle, \dots, |e_n\rangle \in \mathcal{E}_2$$

Alors la matrice de M dans cette base prend une forme *bloc-diagonal* :

$$\left(\begin{array}{c|c} M_1 & 0 \\ \hline 0 & M_2 \end{array} \right) \tag{15.18}$$

où (M_1) est une matrice $m \times m$ et (M_2) est une matrice $(n - m) \times (n - m)$; les 0 dans la relation (15.18) sont des *matrices* nulles.

Le nombre 2 n'a rien de spécial : si nous pouvons partitionner l'espace \mathcal{E} en ℓ sous-espaces propres tel que $M\mathcal{E}_i \subset \mathcal{E}_i$ et que nous choisissons précisément notre base pour que les divers vecteurs appartiennent à ces sous-espaces, alors la matrice de M dans cette base est formée de ℓ blocs :

$$\left(\begin{array}{cccc} \boxed{M_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \boxed{M_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \boxed{M_\ell} \end{array} \right) \tag{15.19}$$

où la matrice (M_i) a la dimension du sous-espace \mathcal{E}_i .

Dans certains cas, nous pouvons pousser la partition à l'extrême et trouver précisément n sous-espaces propres de M , chacun de dimension 1. On dit alors que M est *diagonalisable*. Comme les sous-espaces propres sont de dimension 1, si $|v_i\rangle \in \mathcal{E}_i$, alors obligatoirement $M|v_i\rangle = \lambda_i|v_i\rangle$ où λ_i est un nombre spécifique au sous-espace \mathcal{E}_i . Les vecteurs de chacun de ces sous-espaces sont appelés *vecteurs propres* de l'application M et les coefficients λ_i des *valeurs propres*. Dans la base propre de M , sa matrice est purement diagonal¹⁵

$$M_j^i = \lambda_i \delta_j^i$$

Ces vecteurs et valeurs jouent un rôle central dans tous les problèmes physiques impliquant l'algèbre linéaire.

Évidemment, il faut trouver ces vecteurs et valeurs propres. Supposons que λ est une valeur propre et considérons l'application

$$M' = M - \lambda I$$

13. $\mathcal{E}_1 \cap \mathcal{E}_2 = \{|0\rangle\}$; $\mathcal{E}_1 \cup \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}$

14. Cela ne reflète pas, bien sûr, l'hygiène de ces sous-espace.

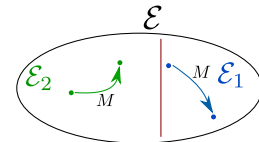


FIGURE 15.12 – Si l'application M peut partitionner l'espace \mathcal{E} en deux sous-espaces tel que $M\mathcal{E}_i \subset \mathcal{E}_i$, alors sa matrice dans une base de ces sous-espace est bloc-diagonale (relation 15.18).

15.

$$(M) = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix}$$

Si nous appliquons M' à un vecteur propre $|v\rangle$ de valeur propre λ , alors

$$M'|v\rangle = M|v\rangle - \lambda|v\rangle = |0\rangle$$

et par conséquent, $|M - \lambda I| = 0$. Nous pouvons utiliser cette constatation pour *chercher* les valeurs propres en résolvant l'équation, appelée caractéristique,

$$|M - \lambda I| = 0$$

une fois que nous avons trouvé les valeurs propres, nous pouvons trouver les vecteurs propres en résolvant un système linéaire (voir plus bas, section 15.8). Il ne vous a pas échappé que les coefficients de cette équation algébrique d'ordre N sont justement les N invariants a_k de la relation (15.15) multipliés par $(-1)^k$.

Exemple 15.7 Matrice 2×2

Soit la matrice

$$(M) = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de M sont solution de l'équation

$$\begin{aligned} (a - \lambda)(d - \lambda) - bc &= \lambda^2 - (a + d)\lambda + ad - bc \\ &= \lambda^2 - \text{Tr}(M) + |M| = 0 \end{aligned}$$

Pour une rotation par exemple, $a = b = \cos \theta$ et $c = -b = \sin \theta$ et donc l'équation caractéristique est

$$\lambda^2 - 2 \cos \theta \lambda + 1 = 0$$

Pour $\theta \neq 0, \pi$, l'équation caractéristique n'a pas de solution réelle et la matrice n'est pas diagonalisable sur le corps des réelles.

Exemple 15.8 Projection

Pour la projection¹⁶ P sur un vecteur quelconque $|v\rangle$ dans un espace à n dimensions, soit le sous-espace $\mathcal{E}_0 \perp |v\rangle$. Nous avons

$$P|v\rangle = |v\rangle ; P\mathcal{E}_0 = \{|0\rangle\}$$

L'application P possède deux valeurs propres 1 et 0, le deuxième ayant une multiplicité de $n - 1$.

§ 15.7 Symétries

Trouver les valeurs et vecteurs propres de symétries P par rapport à un hyperplan dans l'espace à n dimensions. De même pour l'opération d'inversion par rapport à l'origine. Écrire la matrice de P dans chaque cas dans la base propre.

15.7 Le produit scalaire.

Dans la précédente section, nous avons introduit un concept géométrique dans l'espace vectoriel, celui de volume : $V : \mathcal{E}^N \rightarrow \mathbb{S}$ (une application à valeur scalaire totalement anti-symétrique de N vecteurs). Nous pouvons introduire un autre concept, tout aussi important, celui du produit scalaire¹⁷ que nous avons déjà abordé

16. La projection ne peut pas être définie sans une base ou un produit scalaire. Nous supposons ici que nous disposons d'un produit scalaire et que nous effectuons des projections orthogonales.

17. Le genre d'application que l'on se donne, et ce qui reste invariant pour ces applications, nous définit la géométrie de l'espace dans lequel on travaille. Nous retrouvons l'espace Euclidien, les angles, les normes, ... en nous donnant un produit scalaire. Nous avons cependant des espaces où nous n'avons pas de produit scalaire,

au chapitre 2.

Un produit scalaire (\cdot, \cdot) est une application à valeur scalaire, bilinéaire, définie positive et symétrique. C'est une fonction qui prend deux vecteurs en entrée et produit un scalaire en sortie, et fait cela de façon linéaire pour ses deux arguments. Définie positive veut dire que

$$(|x\rangle, |x\rangle) \geq 0$$

et nous n'avons l'égalité¹⁸ que si $|x\rangle = |0\rangle$.

Le choix du corps de scalaire alourdit un peu les notations. Symétrique, avec un peu d'abus de langage, veut dire ici

$$\begin{aligned} (|x\rangle, |y\rangle) &= (|y\rangle, |x\rangle) & \text{si } \mathcal{S} = \mathbb{R} \\ &= (|y\rangle, |x\rangle)^* & \text{si } \mathcal{S} = \mathbb{C} \end{aligned}$$

La relation ci-dessus nous oblige à préciser ce que bilinéaire veut dire si les scalaires sont des complexes¹⁹ :

$$\begin{aligned} (|x\rangle, a|y\rangle) &= a(|x\rangle, |y\rangle) \\ (a|x\rangle, |y\rangle) &= a^*(|x\rangle, |y\rangle) \end{aligned}$$

Nous avons déjà vu au chapitre 2 qu'un produit scalaire nous permet de définir une norme pour les vecteurs.

15.7.1 Bijection entre espace.

Le point qui nous intéresse le plus ici et la relation entre le produit scalaire et les formes. Si nous nous donnons un produit scalaire, on fixe (et fige) la géométrie de l'espace. Ceci nous permet aussi d'identifier de façon intrinsèque l'espace \mathcal{E} et son dual $\tilde{\mathcal{E}}$. Jusque là, nous considérons ces deux espaces de façon séparée. Avec un produit scalaire, on peut à chaque vecteur, de façon intrinsèque, associer de façon unique une forme et vice et versa : au vecteur $|x\rangle$, nous associons la forme $\langle x|$ tel que

$$\langle x|y\rangle = (|x\rangle, |y\rangle) \quad \forall |y\rangle \in \mathcal{E} \tag{15.20}$$

En d'autres termes, au vecteur $|x\rangle$ on associe la forme $\langle x|$ tel que l'application de $\langle x|$ à n'importe quel vecteur $|y\rangle$ produit la même valeur que le produit scalaire du vecteur $|x\rangle$ avec le vecteur $|y\rangle$.

Nous sommes tellement habitués à cette identification entre forme et vecteur que nous ne réalisons même pas que nous manipulons des objets différents : on "couche" un vecteur colonne pour le transformer en "vecteur ligne" et on n'en parle plus. Voyons cela de plus près : Donnons nous un espace vectoriel sur des réels munis d'un produit scalaire et choisissons une base orthonormée tel que

$$(|x\rangle, |y\rangle) = \sum_i x^i y^i$$

où x^i et y^i sont les coordonnées de nos vecteurs. Au vecteur $|x\rangle$, nous associons la forme $\langle x|$ de coordonnées $x_i = x^i$; la forme est

18. Dans certains espaces, comme l'espace-temps relativiste, nous n'avons pas de produit scalaire, mais de "pseudo" produit. La "distance" entre deux points peut-être nulle sans que les deux points soient confondus.

19. Deux choix équivalents sont possibles pour savoir qui se complexifie en sortant du produit.

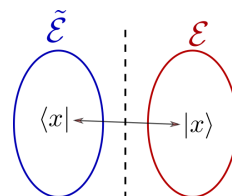


FIGURE 15.13 – Le produit scalaire, via la relation 15.20, permet d'établir une bijection intrinsèque entre l'espace \mathcal{E} et son dual $\tilde{\mathcal{E}}$.

d'ailleurs souvent noté $(x)^T$, où T désigne l'opération de transposition.

Mais supposons que nous avons une base quelconque. Dans cette base, le produit scalaire de notre géométrie s'écrit

$$(|x\rangle, |y\rangle) = \sum_i g_{ij} x^i y^j$$

où les g_{ij} sont appelés les éléments (covariant) du tenseur métrique. Nous reviendrons plus en détail sur ce tenseur au prochain chapitre. Au vecteur $(x^1, \dots, x^N)^T$ dans cette base, nous associons la forme (x_1, \dots, x_N) tel que

$$x_i = \sum_j g_{ij} x^j$$

Exemple 15.9 Dans l'espace temps relativiste, le tenseur métrique est diagonal formé de 1 sauf $g_{00} = -1$. Au 4-vecteur $(dt, dx, dy, dz)^T$, nous associons la 4-forme $(-dt, dx, dy, dz)$.

15.7.2 L'application adjointe.

Ayant à notre disposition un produit scalaire, nous pouvons associer à une application M une application *adjointe* M^\dagger qui est définie par

$$(|x\rangle, M|y\rangle) = (M^\dagger|x\rangle, |y\rangle) \quad \forall |x\rangle, |y\rangle \in \mathcal{E}$$

Si nous avons une base orthonormée $\{e\}$, alors il est facile de voir que la *matrice* de M^\dagger est la transposée hermitienne de la matrice de M

$$\begin{aligned} (M^\dagger) &= (M)^T \quad \text{si } \mathcal{S} = \mathbb{R} \\ &= (M^*)^T \quad \text{si } \mathcal{S} = \mathbb{C} \end{aligned}$$

§ 15.8 Démontrer qu'une application et son adjointe ont nécessairement les mêmes valeurs propres.

§ 15.9 Démontrer que $|A| = |A^\dagger|$.

Si $M = M^\dagger$, l'application est appelé Hermitien et elle a de nombreuses propriétés sympathiques. Par exemple, elle a N valeurs propres réelles (en comptant la multiplicité), et les vecteurs propres d'une application Hermitienne sont orthogonales. Le fait d'avoir N valeurs propres n'est pas étonnant, un polynôme de degré N possède N racines complexes (voir chapitre 19). Par contre, elles sont *réelles*. Supposons que le corps des scalaires est \mathbb{C} , alors

$$\begin{aligned} \lambda_i^* &= (|v_i\rangle, M|v_i\rangle) \\ &= (M|v_i\rangle, |v_i\rangle) \\ &= \lambda_i \end{aligned}$$

où v_i est un vecteur propre normé associé à la valeur λ_i . Prenons

deux vecteurs propres et formons leur produit scalaire :

$$\begin{aligned} \langle |v_i\rangle, |v_j\rangle \rangle &= \frac{1}{\lambda_i} \langle M |v_i\rangle, |v_j\rangle \rangle \\ &= \frac{1}{\lambda_i} \langle |v_i\rangle, M |v_j\rangle \rangle \\ &= \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \langle |v_i\rangle, |v_j\rangle \rangle \end{aligned}$$

si $\lambda_i \neq \lambda_j$, cette relation n'est satisfaite que si $\langle |v_i\rangle, |v_j\rangle \rangle = 0$.

§ 15.10 Compléter la démonstration pour le cas où une des valeurs propres est nulle.

15.8 Résolution de système linéaire.

Une grande partie de la vie d'un physicien passe à résoudre l'équation linéaire

$$A |x\rangle = |b\rangle \quad (15.21)$$

où $|b\rangle$ est un vecteur connu, et nous souhaitons trouver le vecteur $|x\rangle$ qui, sous l'effet de la fonction A , produit $|b\rangle$. L'exemple le plus simple d'un tel système est

$$\begin{aligned} a_1^1 x^1 + a_2^1 x^2 &= b^1 \\ a_1^2 x^1 + a_2^2 x^2 &= b^2 \end{aligned}$$

que le lecteur sait résoudre depuis son plus tendre enfance. Dans la plupart des cas qui nous intéressent, le nombre d'équations et d'inconnues est (beaucoup) plus élevé, voir infini pour une équation différentielle du genre $\partial_t \psi = H\psi$. Nous allons ici étudier ces systèmes de façon générale.

15.8.1 Existence et unicité.

Avant de commencer à résoudre effectivement la relation (15.21), nous devons répondre à deux questions préliminaires : (i) Est-ce qu'une solution existe ? (ii) Si oui, est-ce que cette solution est unique ? Pour pouvoir répondre à la deuxième question (unicité), nous devons d'abord réfléchir au problème plus simple du système (dit *homogène*)

$$A |x\rangle = |0\rangle \quad (15.22)$$

où $|0\rangle$ est le vecteur nul.

Donnons-nous une base où $|x\rangle = (x^1, \dots, x^n)^T$ et la matrice (A) est une collection de N vecteurs (colonnes) $\{|A_1\rangle, |A_2\rangle, \dots, |A_N\rangle\}$. La relation (15.22) peut être réécrite comme

$$\sum_{i=1}^N x^i |A_i\rangle = |0\rangle \quad (15.23)$$

En d'autres termes, les vecteurs $|A_i\rangle$ ne sont pas indépendants si le système (15.22) possède une solution, et dans ce cas, le déterminant de A doit être nul :

$$(\exists |x\rangle | A |x\rangle = |0\rangle) \implies |A| = 0 \quad (15.24)$$

Donc²⁰, si $|A| \neq 0$, le système homogène (15.22) *ne peut pas* avoir de solution. L'implication (15.24) va en réalité dans les deux sens : si $|A| = 0$, les vecteurs $|A_i\rangle$ ne sont pas indépendants, par conséquent des nombres x^i existent pour que la relation (15.23) soit satisfaite, et ces nombres sont justement la solution de l'équation homogène (15.22). Donc pour savoir si le système homogène (15.22) possède une solution, nous pouvons simplement calculer $|A|$ et vérifier si il vaut zéro.

On appelle le noyau de A et on note $\ker(A)$ l'ensemble des vecteurs $|x\rangle \in \mathcal{E}$ tel que $A|x\rangle = |0\rangle$. Évidemment, $|0\rangle \in \ker(A)$, mais de façon plus général, il est trivial de démontrer que $\ker(A)$ est lui-même un espace vectoriel.

Exemple 15.10 Projection

Considérons dans l'espace 3d habituel, l'opération P_{xy} de projection d'un vecteur dans le plan xy . Dans ce cas, $\ker(P_{xy}) = \{a|e_z\rangle\}$: tous les vecteurs parallèles à $|e_z\rangle$ appartiennent au noyau de P_{xy} .

§ 15.11 Projection

Quel est le noyau de P_z , projection sur l'axe z ? Quelle est sa dimension ?

Exemple 15.11 solvabilité des équations différentielles

Revenons maintenant à savoir si l'équation (15.21) possède *une solution unique*. Supposons que nous connaissons une solution $|x_0\rangle$; alors il est évident que $|x_0\rangle + |y\rangle$ où $|y\rangle \in \ker(A)$ est aussi une solution : si $\ker(A) \neq \{|0\rangle\}$, en d'autres termes si le noyau de A est plus grand que le simple vecteur nul, alors la solution n'est pas unique.

Pour savoir si *une solution existe*, nous devons nous intéresser à l'opérateur adjoint A^\dagger , et surtout à son noyau $\ker(A^\dagger)$. Prenons le produit scalaire de l'équation (15.21) avec un vecteur quelconque de ce noyau $|y\rangle \in \ker(A^\dagger)$:

$$(|y\rangle, A|x\rangle) = (|y\rangle, |b\rangle) \tag{15.25}$$

Or,

$$(|y\rangle, A|x\rangle) = (A^\dagger|y\rangle, |x\rangle) = 0$$

et la relation (15.25) ne peut être satisfaite que si $|b\rangle$ est orthogonal à tous les vecteurs du noyau de A^\dagger , la relation que nous écrivons sous forme de

$$|b\rangle \perp \ker(A^\dagger)$$

Nous pouvons donc résumer la condition d'existence est d'unicité du système (15.21) :

Existence : si $|b\rangle \perp \ker(A^\dagger)$

Unicité : si $\ker(A) \neq \{|0\rangle\}$ (ou de façon équivalente, $|A| \neq 0$).

Exemple 15.12 un problème trivial

Considérons le système trivial

$$\begin{aligned} x + 2y &= 1 \\ 2x + 4y &= 3 \end{aligned}$$

20. Rappelons que les deux propositions $(P \implies Q)$ et $(\sim Q \implies \sim P)$ sont équivalentes.

que nous pouvons écrire sous forme (15.21) en posant

$$(A) = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 2 & 4 \end{pmatrix} ; |b\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 3 \end{pmatrix}$$

Nous constatons d'abord que $|A| = 0$ donc la solution, si elle existe, n'est pas unique. Un vecteur de type $|r\rangle = (-2t, t)^T$ appartient au noyau de A . Ici, la matrice (A) est symétrique et donc $A = A^+$. Or,

$$(|r\rangle, |b\rangle) = t \neq 0$$

donc le système ne peut pas avoir de solution. Par contre, si $|b\rangle = (1, 2)^T$, alors des solutions existent et ont la forme générale

$$|x\rangle = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -2t \\ t \end{pmatrix}$$

15.8.2 Résoudre un système.

Considérons le système

$$\begin{aligned} x + 2y &= -1 \\ x - 2y &= 4 \end{aligned}$$

Nous savons que ce système possède une solution unique puisque $|A| = -4 \neq 0$. Pour résoudre ce système, nous utilisons une des équations pour *éliminer* une des variables, par exemple $x = 2y + 4$ qu'on injecte dans l'autre équation pour aboutir à $4y = -5$, c'est à dire une seule équation qui se résout simplement par $y = -5/4$, et on peut revenir en arrière pour trouver $x = 2(-5/4) + 4 = 3/2$.

Cette méthode se généralise aisément à N dimensions ou on réduit par cette méthode le système à $N - 1$ dimension en éliminant une des variables et on procède par récurrence. Cette méthode est continue sous le nom d'algorithme (ou pivot) de Gauss.

Les numériciens ont inventé de nombreuses améliorations de cette méthode en exploitant certaines propriétés particulière à chaque système. Le lecteur intéressé peut consulter un livre spécialisé dans ce domaine.

15.8.3 Inverser une application.

Trouver l'inverse d'une application revient à résoudre N systèmes linéaires. En effet, pour connaître A^{-1} , nous devons trouver son effet sur les N vecteurs de base. Or, si on résout

$$A |x_i\rangle = |e_i\rangle,$$

nous connaissons par définitions $A^{-1} |e_i\rangle = |x_i\rangle$: la matrice de A^{-1} est donnée par la disposition de ces N vecteurs côte à côte.

Exemple 15.13 Matrice 2×2

Soit la matrice

$$A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$

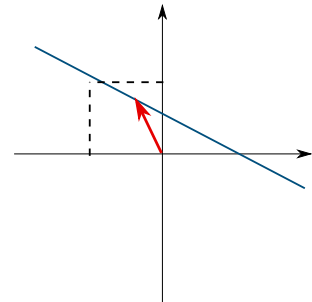


FIGURE 15.14 – Tout vecteur dont le point final se trouve sur la droite $x + 2y = 1$ est la solution du système $x + 2y = 1$; $2x + 4y = 2$.

On suppose $|A| \neq 0$. Nous résolvons d'abord par la méthode de Gauss

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} |x_1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (15.26)$$

dont la solution est

$$|x_1\rangle = \frac{1}{ad-bc} \begin{pmatrix} d \\ -c \end{pmatrix} \quad (15.27)$$

Nous résolvons ensuite

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} |x_2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (15.28)$$

dont la solution est

$$|x_2\rangle = \frac{1}{ad-bc} \begin{pmatrix} -b \\ a \end{pmatrix} \quad (15.29)$$

Nous avons donc

$$A^{-1} = \frac{1}{ad-bc} \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix}$$

En réalité, nous n'avons pas vraiment à résoudre la deuxième équation. Remarquons que si nous permutons les deux lignes dans l'équation 15.28, nous retrouvons la même forme que l'équation 15.26 :

$$\begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix} |x_2\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

et donc, en recopiant la solution 15.27, sa solution est :

$$|x_2\rangle = \frac{1}{bc-ad} \begin{pmatrix} b \\ -a \end{pmatrix}$$

qui est bien sûr la même chose que 15.29.

L'exemple que nous venons de voir ci-dessus se généralise à toutes les dimensions : on résout le système pour un vecteur de la base, et on trouve les autres solutions par permutation de ligne. Cette méthode est connue sous le nom de la co-matrice.

§ 15.12 Matrice 3×3

Trouver explicitement l'inverse d'une matrice 3×3 .

§ 15.13 Permutation de ligne

Soit I la matrice identité, et $P_{m,n}$ la même matrice où l'on a échangé les ligne m et n :

$$(P_{m,n})_j^i \begin{cases} I_j^i & i \neq m, n \\ I_j^m & i = n \\ I_j^n & i = m \end{cases}$$

Démontrer que la matrice $B = P_{m,n}A$ est la matrice A où les lignes m et n qui ont été échangées.

15.8.4 Trouver les vecteurs propres d'une applications.

Supposons que pour l'application A , nous avons trouvé une des valeurs propres en résolvant l'équation caractéristique. Nous cherchons maintenant à trouver les vecteurs propres²¹ associés à cette valeur. Nous cherchons donc le vecteur $|v\rangle$ tel que

$$A |v\rangle = \lambda |v\rangle$$

ou encore

$$(A - \lambda I) |v\rangle = 0 \quad (15.30)$$

Nous savons que ce système possède au moins une solution, puisque $|A - \lambda I| = 0$. De plus, si $|v\rangle$ est solution, $a |v\rangle$ l'est également aussi. Donnons nous une base quelconque et posons, sans perte de généralité, $v^1 = 1$. Nous avons maintenant $n - 1$ inconnus v^2, \dots, v^n qui doivent obéir au système

$$\begin{aligned} a_2^1 v^2 + \dots + a_n^1 v^n &= \lambda - a_1^1 \\ (a_2^2 - \lambda) v^2 + \dots + a_n^2 v^n &= -a_1^2 \\ &\dots \\ a_2^n v^2 + \dots + (a_n^n - \lambda) v^n &= -a_1^n \end{aligned}$$

Nous avons n équations et $n - 1$ inconnus. Bien sûr, par définition, ces équations ne sont pas indépendantes et nous pouvons en oublier une, par exemple justement la première et résoudre le système restant²².

Nous pouvons reformuler cela de façon matricielle : Au lieu de résoudre

$$\left(\begin{array}{c|ccc} a_1^1 - \lambda & a_2^1 & \dots & a_n^1 \\ \hline a_1^2 & a_2^2 - \lambda & \dots & a_n^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_1^n & a_2^n & \dots & a_n^n - \lambda \end{array} \right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ v^2 \\ \vdots \\ v^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (15.31)$$

nous oublions la première ligne et nous faisons passer la première colonne de la matrice de l'autre côté de l'égalité :

$$\left(\begin{array}{ccc|c} a_2^2 - \lambda & \dots & a_n^2 & \\ \vdots & \ddots & \vdots & \\ a_2^n & \dots & a_n^n - \lambda & \end{array} \right) \cdot \begin{pmatrix} v^2 \\ \vdots \\ v^n \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} a_1^2 \\ \vdots \\ a_1^n \end{pmatrix} \quad (15.32)$$

Si on trouve tous les vecteurs propres associés à toutes les valeurs propres, la collection de ces vecteurs mis côte à côte est, *par définition*, la matrice de passage $T_{\{e\} \rightarrow \{v\}}$.

15.8.5 Les systèmes rectangulaires.

Ce que nous venons de voir pour le calcul de vecteurs propres est un cas typique de système *rectangulaire*. Jusque là, nous avons autant d'équations que d'inconnues. Dans beaucoup de cas pratique, ces deux nombres peuvent être différents. Si nous avons plus

21. Si il y a m vecteurs indépendant, nous disons que la multiplicité de λ est m .

22. Si le déterminant du système restant est nul, c'est que $v^1 = 0$ dans cette base et il faut mettre un autre composant à zéro.

d'équation que d'inconnu, le système est dit *surdéterminé*. Dans le cas contraire, le système est *sous déterminé*. Dans l'exemple des vecteurs propres, le déterminant était nul et nous avons en réalité moins d'équations que d'inconnues, ce que nous avons contourné en écrivant $n - 1$ inconnu en fonction du premier.

Pour les systèmes surdéterminés, nous pouvons à nouveau chercher les conditions d'existence par les méthodes précédentes. Prenons l'exemple trivial

$$\begin{aligned}x + y &= 1 \\x - y &= 3 \\3x + y &= 5\end{aligned}$$

où nous pouvons vérifier que $x = 2, y = -1$ est bien la solution. Ici, c'est assez facile de voir que la troisième équation est une combinaison des deux précédentes. Nous cherchons à systématiser la recherche de l'existence. Sous forme matricielle, le système ci-dessus peut s'écrire comme $A|x\rangle = |b\rangle$

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \\ 3 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 3 \\ 5 \end{pmatrix} \quad (15.33)$$

L'adjoint de la matrice de (A) est

$$(A^T) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 3 \\ 1 & -1 & 1 \end{pmatrix}$$

et nous devons chercher son noyau $\ker(A^T) = \{|u\rangle \mid A^T|u\rangle = 0\}$. Or, le système $A^T|u\rangle = 0$ est sous-déterminé (nous avons plus d'inconnues que d'équations) et sa solution générale est

$$|u\rangle = t(2, 1, -1)^T$$

Nous voyons ici que le second membre de l'équation (15.33) est orthogonal à $|u\rangle$:

$$(2, 1, -1)(1, 3, 5)^T = 2 + 3 - 5 = 0$$

Comme $|b\rangle \perp \ker(A^T)$, une solution existe.

De façon générale, soient deux espaces vectoriels \mathcal{E} et \mathcal{E}' , et des applications linéaires $A : \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}'$. Nous supposons que dans chaque espace, nous possédons un produit scalaire. A une application A , nous pouvons associer une application adjointe $A^\dagger : \mathcal{E}' \rightarrow \mathcal{E}$ tel que

$$(|u\rangle, A|v\rangle) = (A^\dagger|u\rangle, |v\rangle) \quad (15.34)$$

et ceci $\forall |v\rangle \in \mathcal{E}, |u\rangle \in \mathcal{E}'$. Dans l'expression (15.34), le produit de droite est dans l'espace \mathcal{E} et celui de gauche dans l'espace \mathcal{E}' . Sans surprise, nous pouvons démontrer que pour les corps des réels, la matrice de A^\dagger est la transposée de la matrice de A .

Considérons le système

$$A|v\rangle = |b\rangle$$

Si nous prenons le produit scalaire avec un vecteur $|u\rangle \in \ker(A^T)$, nous avons une solution si et seulement si

$$(|u\rangle, |b\rangle) = 0.$$

15.9 Détour : Étude des équations différentielles linéaires.

Une des applications des concepts que nous avons vu dans ce chapitre est l'étude des équations différentielles linéaires et des conditions d'existence et d'unicité de la solution. Ceci est une application de la résolution des systèmes rectangulaires que nous avons vu plus haut.

15.9.1 Qu'est ce qu'une équation différentielle.

Avant de commencer, étudions un système linéaire très simple. Nous avons $n + 1$ inconnues²³ y_0, y_1, \dots, y_n reliées par les équations

$$y_i = ay_{i-1} \quad i = 1, \dots, n \quad (15.35)$$

où a est un scalaire. Nous remarquons que nous avons une équation de moins que le nombre d'inconnues : c'est un système rectangulaire dont la solution n'est pas unique, mais défini à une constante multiplicative près. Fixons donc une des inconnues, par exemple y^0 et calculons les autres inconnues en fonction de celle-ci. Matriciellement, cette équation s'écrit

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ -a & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & -a & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ay_0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

L'équation (15.35), qu'on appelle une équation de récurrence, est particulièrement simple à résoudre :

$$y_k = a^k y_0 \quad (15.36)$$

Considérons maintenant l'équation différentielle

$$y' = \alpha y \quad (15.37)$$

où nous cherchons la fonction inconnue $y(x)$ sur l'intervalle $[0, L]$. Discrétisons l'intervalle en $n + 1$ points distant de ℓ : x_0, \dots, x_n où $x_0 = 0, x_n = L$ et $x_k = k\ell$. Nous cherchons maintenant les inconnues $y_n = y(x_n)$. Nous pouvons écrire la dérivée au point x_n par

$$y'_n = (1/\ell)(y_{n+1} - y_n)$$

et par conséquent, l'équation différentielle (15.37) devient

$$y_{n+1} = (1 + \alpha\ell)y_n \quad (15.38)$$

23. Nous utilisons ici des *indices* pour éviter les confusions avec les puissances.

Nous voyons donc qu'en discrétisant, l'ED se transforme en un système linéaire et sa solution, d'après (15.36) est

$$y_k = (1 + \alpha\ell)^k y_0$$

Faisons maintenant $\ell \rightarrow 0$, donc $\alpha\ell \ll 1$ et $\log(1 + \alpha\ell) \approx \alpha\ell$. Nous avons

$$(1 + \alpha\ell)^k = \exp(k \log(1 + \alpha\ell)) \approx \exp(\alpha k \ell) = \exp(\alpha x_k)$$

La solution de notre équation différentielle est donc

$$y_k = y_0 e^{\alpha x_k}$$

que l'on écrit plus communément $y(x) = y_0 e^{\alpha x}$.

Résumons la démarche pour résoudre une ED : nous discrétisons l'intervalle, nous résolvons le système linéaire résultant, et nous revenons au domaine continu en faisant tendre le pas de discrétisation vers 0.

La chose la plus importante à retenir ici est que les opérations de dérivation nous font *perdre des points*. Nous avons dans cet exemple, $n + 1$ points, mais nous n'avons que n dérivées²⁴. C'est la raison fondamentale pour laquelle les conditions initiales font partie intégrante d'une équation différentielle : sans elles, le système est sous-déterminé (rectangulaire). Une dérivée d'ordre r nous fait perdre r points et nous avons donc besoin d'autant de conditions aux bords²⁵.

24. C'est pourquoi nous avons fixé y_0 pour réduire le nombre d'inconnue.

25. Pas forcément initiales

§ 15.14 Equations non-homogène

Résoudre, par la technique de discrétisation, les équations

$$\begin{aligned} y' - ay &= b \\ y' - a(x) &= b(x) \end{aligned}$$

avec la condition initial $y(0) = y_0$

§ 15.15 Equations de second ordre

Résoudre, par la technique de discrétisation, l'équation

$$y'' - \omega^2 y = 0$$

avec la condition initial $y(0) = y_0, y'(0) = v_0$.

15.9.2 *Existence et unicité.*

Dans l'espace des fonctions, nous définissons un produit scalaire comme

$$(f(), g()) = \int_{L_1}^{L_2} f(x)g(x)dx$$

où $f() \in \mathcal{F}_1$ et $g() \in \mathcal{F}_2$. Pour plus de généralité, nous n'exigeons pas l'égalité entre \mathcal{F}_1 et \mathcal{F}_2 .

Nous pouvons écrire une équation différentielle linéaire sous la forme de

$$(a_n D^n + a_{n-1} D^{n-1} + \dots a_0) y = b$$

où $D^n = d^n/dx^n$, avec ses conditions aux bords. Avant de commencer de résoudre l'équation, nous devons établir l'existence et l'unicité de la solution.

Prenons par exemple l'équation

$$y'' + y = \eta(x) \quad (15.39)$$

$$y(0) = y(1) = 0 \quad (15.40)$$

sur l'intervalle $[0, 1]$, que l'on peut écrire $\mathcal{L}y() = \eta()$. L'opérateur \mathcal{L} contient l'ensemble des deux équations précédente. Nous cherchons notre solution dans l'ensemble \mathcal{F}_1 des fonctions deux fois dérivable qui s'annulent en $x = 0$ et 1 .

Pour connaître l'existence, nous devons connaître l'opérateur adjoint \mathcal{L}^\dagger dans un espace de fonction \mathcal{F}_2 . Pour trouver l'adjoint de l'opérateur D nous étudions le produit scalaire :

$$(f, Dg) = \int_0^1 f(x)g'(x)dx = [f(x)g(x)]_0^1 - \int_0^1 f'(x)g(x)dx = (-Df, g)$$

où nous avons utilisé le fait que $g() \in \mathcal{F}_1$ pour annuler le crochet. Nous voyons donc que $D^\dagger = -D$, sans conditions particulières sur $f()$: l'espace \mathcal{F}_2 est donc plus large que l'espace \mathcal{F}_1 . De même,

$$\begin{aligned} (f, D^2g) &= [f(x)g'(x)]_0^1 - \int_0^1 f'(x)g'(x)dx \\ &= -[f'(x)g(x)]_0^1 + \int_0^1 f''(x)g(x)dx = (D^2f, g) \end{aligned}$$

Donc $(D^2)^\dagger = D^2$, mais cette fois, pour avoir la nullité du premier crochet, nous devons nous restreindre aux fonctions nulle sur le bord. L'opérateur adjointe est donc $\mathcal{L}^\dagger = D^2 + 1$ sur l'espace \mathcal{F}_1 . Pour connaître l'existence de solution, nous devons chercher le noyau de \mathcal{L}^\dagger en résolvant le système

$$y'' + y = 0 \quad (15.41)$$

$$y(0) = y(1) = 0 \quad (15.42)$$

Nous voyons que nous n'avons pas de solutions autre que $y(x) = 0$ pour cette équation et donc $\ker(\mathcal{L}^\dagger) = \{0\}$. Comme le noyau est seulement la fonction 0, nous avons sans problème $\eta(x) \perp \ker(\mathcal{L}^\dagger)$ et par conséquent, le système (15.39,15.40) possède une solution quelque soit le second membre $\eta(x)$. De plus, ici, $\mathcal{L}^\dagger = \mathcal{L}$, donc $\ker(\mathcal{L}) = \{0\}$, ce qui implique que la solution est unique. Par exemple, pour $\eta(x) = 1$, nous pouvons calculer exactement la solution

$$y(x) = -\cos(x) + \left(\frac{\cos(1) - 1}{\sin(1)} \right) \sin(x) + 1$$

Physiquement, cela veut dire qu'un oscillateur harmonique de période $T = 2\pi$, soumis à une force constante, peut revenir à sa position originale au bout du temps $x = 1$, pourvu que l'on choisissent une vitesse initiale adaptée.

Compliquons un peu les choses : qu'en est-il de l'équation (15.39) avec les conditions $y(0) = y(\pi) = 0$? L'intervalle d'étude est cette fois $[0, \pi]$, mais pratiquement rien de ce que nous avons dit plus haut ne change jusqu'à l'étude du noyau de \mathcal{L}^\dagger . Cette fois, l'équation

$$y'' + y = 0 \quad (15.43)$$

$$y(0) = y(\pi) = 0 \quad (15.44)$$

possède la solution $y(x) = C \sin(x)$ et donc $\ker(\mathcal{L}^\dagger) = \{C \sin(x)\}$. Pour qu'une solution existe, nous devons avoir la *condition de solvabilité*

$$\int_0^\pi \eta(x) \sin(x) dx = 0$$

Spécifiquement, pour $\eta(x) = 1$, cette condition n'est pas réalisée et l'équation ne possède pas de solution. Par contre, pour $\eta(x) = \sin(mx)$, une (ou des) solution existe. Par contre, cette solution n'est pas unique : si $y(x)$ est une solution, alors $y(x) + C \sin(x)$ est aussi une solution.

Ce que nous venons de voir ici pour un exemple particulier se généralise aisément à toutes les équations différentielles linéaires. Nous laissons cette tâche au lecteur.

§ 15.16 Étudier la solvabilité de l'équation (15.39) avec les conditions aux bords

$$y(0) = y'(0) = y(1) = y'(1) = 0$$

et donnez une interprétation physique de la condition obtenue.

§ 15.17 Étudier la solvabilité de l'équation

$$\begin{aligned} y' + y &= \eta(x) \\ y(0) = a &; \quad y(1) = b \end{aligned}$$

en fonction des paramètres a, b et de la fonctions $\eta(\cdot)$.

Les tenseurs en physique.

Le mot tenseur peut évoquer des objets avec beaucoup d'indices et d'exposants du genre ζ_{ijk}^{ml} qui multiplient d'autres objets de ce genre et où il faut se souvenir que certains varient de façon *contra-variante* et d'autres de façon *covariante*. En fait, ce sont des objets très simples, qui généralisent les applications linéaires que nous avons vu au chapitre précédent (chapitre 15) , et leurs représentations matricielles. Le lecteur déjà familier avec ces dernières (voir le chapitre 15) n'aura aucun mal à manipuler les tenseurs. Comme on va le voir par la suite, les tenseurs sont partout en physique et donnent beaucoup de sens aux diverses formules.

Contrairement au chapitre précédent, nous ne conservons pas les notations de Dirac ici : elles sont peu utilisées dans la littérature des tenseurs¹. Les coordonnées (contravariantes) des *vecteurs* sont notées x^i , tandis que les coordonnées (covariantes) des formes sont notées x_i . La position de l'indice (haut ou bas) nous indique quel genre d'objet nous sommes en train de manipuler.

1. Au delà du rang 2, la notation perd quelque peu de son élégance

16.1 Les tenseurs (mixte) de rang 2.

Prenons le cas d'une force appliquée à une masse m . Comme Newton l'avait affirmé, le *vecteur* accélération² de la particule, \mathbf{a} , est relié au *vecteur* force, \mathbf{F} , par la relation

$$\mathbf{a} = \frac{1}{m} \mathbf{F} \quad (16.1)$$

Dit en langage de mathématicien, il existe une application linéaire qui, appliquée au vecteur \mathbf{F} produit le vecteur \mathbf{a} . Comme nous l'avons maintes fois souligné, linéaire veut dire que (i) si l'on double la force, l'accélération est doublée; (ii) si la force est considérée comme la somme de deux autres forces, l'accélération produite sera la somme des accélérations produites par chacune de ces forces. Si on note par A cette application, nous avons

$$A(\lambda \mathbf{F}_1 + \mu \mathbf{F}_2) = \lambda A(\mathbf{F}_1) + \mu A(\mathbf{F}_2) \quad \lambda, \mu \in \mathbb{R}$$

C'est la définition d'une application linéaire. Comme c'est très simple *et* très fondamental, ça ne mange pas de pain de le rappeler.

2. le concept de *vecteur* en tant que tel a émergé 150 ans après Newton.

En physique, nous avons l'habitude d'appeler cela le principe de superposition.

Notre application linéaire dans ce cas était triviale : prendre le vecteur \mathbf{F} et le multiplier par un scalaire $1/m$. Prenons le cas maintenant d'une onde électromagnétique qui entre dans un matériau diélectrique. Localement, le matériau devient polarisé, et le vecteur polarisation \mathbf{P} est relié au champ électrique \mathbf{E} par

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E} \tag{16.2}$$

La polarisation est bien sûr reliée linéairement au champ électrique : si on double le champ, la polarisation est doublée etc. Mais \mathbf{P} n'a aucune raison d'être *parallèle* à \mathbf{E} ! Le matériau, s'il est cristallin, possède des axes privilégiés. Il est plus polarisable dans certaines directions et les composantes de \mathbf{E} parallèles à ces directions sont plus amplifiées. Le vecteur polarisation résultant a priori n'est donc pas parallèle au champ électrique. La susceptibilité électrique (c'est son nom) χ n'est donc pas un scalaire, mais un tenseur (une application linéaire)³. Quand on veut manipuler et mesurer ces choses, il faut les représenter par des nombres. Comme nous l'avons dit, nous nous donnons alors une base et nous représentons un vecteur par ses composantes E^i ou P^i . La représentation de χ est une matrice, dont les éléments sont χ_j^i et numériquement, la relation (16.2) s'écrit

$$P^i = \sum_j \chi_j^i E^j \tag{16.3}$$

L'expression ci-dessus est juste le produit de la matrice de χ par le vecteur colonne \mathbf{E} , écrit de façon explicite.

Pour le physicien, la susceptibilité est une propriété fondamentale du matériau, au même titre que sa masse. De même, les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{P} ont une existence propre, indépendamment de comment nous les mesurons. Ceci veut dire que dans différentes bases, les *composantes* des vecteurs, E^i et P^i auront différentes valeurs, mais si on les manipule correctement, on retrouvera les mêmes vecteurs originaux. De même pour les éléments χ_j^i : quelque soit la base que nous avons choisie⁴, en suivant la relation (16.3), on doit toujours retrouver le même vecteur polarisation. Cela va de soi si nous savons que ces nombres ne sont que des représentations des vecteurs et applications linéaires, et que nous disposons des mécanismes précis pour les calculer, une fois donnée une base. Cela allait un peu moins de soi au début du vingtième siècle quand l'algèbre linéaire n'était pas aussi démocratisée que de nos jours. On présentait alors un tenseur χ_j^i comme une collection de nombres avec des règles de transformations précises lors des changements de base. C'était un peu comme faire de l'arithmétique avec des chiffres latins (quel est le résultat de MCLXLIV+MLCLXII ?) et malheureusement, cette conception des tenseurs reste encore vivante de nos jours.

Nous reviendrons plus tard à ces règles de manipulation pratique des chiffres, que nous avons déjà abordé au chapitre précé-

3. Dans le temps, on faisait beaucoup de distinction entre un scalaire, un vecteur et un tenseur. Bien sûr, on peut voir un scalaire comme une matrice diagonale avec tous ses éléments égaux : le produit d'une application identité par un nombre.

4. Par exemple, base 1 : x horizontal et selon le rayon laser qui rentre dans le cristal, z vertical et y perpendiculaire aux deux autres ; base 2 : x, y, z parallèle aux axes principaux du cristal ; base 3 : x dans la direction de l'étoile polaire, y pointant vers le soleil et z vers le centre de la galaxie. Les deux premières bases sont couramment utilisées par l'opticien : la première est le référentiel du laboratoire très naturel à utiliser ; Dans la deuxième, la matrice de la susceptibilité est diagonale (ou dit autrement, les axes du cristal constituent les vecteurs propres de χ) et donc les calculs y sont très simple. La base 3 n'a jamais été utilisée à ma connaissance pour faire de l'optique.

dent pour les changements de bases. Pour l'instant nous allons nous habituer un peu plus à ces concepts. A propos, le titre de cette section était "les tenseurs mixte de rang 2". C'est un terme savant pour désigner les applications linéaires de \mathcal{E} dans \mathcal{E} . Un scalaire est un tenseur de rang 0 (zéro) et une application linéaire est un tenseur mixte de rang 2 (il faut deux indices pour énumérer les éléments).

Prenons maintenant un autre exemple, une fonction vectorielle dans l'espace \mathbb{R}^3 , $\mathbf{u}(x, y, z) = (u^1(x, y, z), u^2(x, y, z), u^3(x, y, z))$ ⁵. Si nous connaissons la valeur de la fonction au point (x_0, y_0, z_0) , la valeur de la fonction au point $(x_0 + dx, y_0 + dy, z_0 + dz)$ est $\mathbf{u}(x_0, y_0, z_0) + d\mathbf{u}$, où

$$d\mathbf{u} = Dd\mathbf{r} \quad (16.4)$$

où $d\mathbf{r} = (dx, dy, dz)$. La relation ci-dessus n'est pas autre chose que $du = u'(x_0)dx$ pour les fonctions d'une seule variable et le tenseur D généralise la notion de dérivée. Évidemment, nous savons que les composantes de ce tenseur s'écrivent

$$D_j^i = \frac{\partial u^i}{\partial x^j}$$

où nous avons remplacé les coordonnées x, y, z par x^1, x^2, x^3 (cela est beaucoup plus pratique). Remarquez qu'à priori, nous n'avons rien fait d'autre que d'écrire le développement à l'ordre 1 de chaque composante u^i et de regrouper le tout sous forme d'une matrice. La relation (16.4) est cependant plus profond et met l'accent sur la linéarité de la relation entre $d\mathbf{r}$ et $d\mathbf{u}$ ⁶.

Ce que vous devez retenir à ce point est que les tenseurs généralisent la notion de multiplication à des objets de dimension supérieur à 1.

16.2 Convention de sommation.

Les tenseurs sont devenus populaires à partir des années 1920, après les travaux fondateurs de Ricci et Levi-Civita dans les années 1880. Einstein par exemple a formulé sa théorie de relativité générale en termes tensoriels. Il a remarqué que quand on écrivait des sommes du genre (16.3), l'indice sur lequel on sommait (j dans le cas cité) était toujours répété dans deux quantités (χ_j^i et E^j dans ce cas). Du coup, autant oublier le signe "somme" et accepter que quand un indice est répété deux fois (une fois en haut, une fois en bas), cela veut dire qu'il faut sommer sur cet indice. Cette convention est tellement pratique qu'elle a été adoptée partout. La relation (16.3) s'écrit, avec notre convention, $P^i = \chi_j^i E^j$. Si nous étions dans un espace à quatre dimensions, la relation $\xi_{ij} = \lambda_{ij}^{kl} \zeta_{kl}$ (peut importe ce que cela veut dire) est une façon plus concise d'écrire

$$\xi_{ij} = \sum_{l=1}^4 \sum_{k=1}^4 \lambda_{ijkl} \zeta_{kl}$$

5. par exemple la vitesse d'un écoulement en chaque point de l'espace.

6. Si l'on déforme un solide, chacun de ses points est déplacé. Nous pouvons définir une fonction vectorielle $\mathbf{u}(x, y, z)$ qui relate le déplacement de chaque point. Le tenseur D que nous avons défini ci-dessus (ou plutôt sa version symétrisée) est appelé dans ce cas le tenseur des déformations et constitue le socle de la théorie d'élasticité.

Si les composantes d'un vecteur \mathbf{x} dans la base $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ sont x^1, x^2, x^3 , nous pouvons, en suivant cette convention, écrire simplement $\mathbf{x} = x^i \mathbf{e}_i$. Nous suivrons cette convention dans ce chapitre.

16.3 Définition des tenseurs.

Au chapitre précédent, nous avons vu une application linéaire M comme

1. Une application linéaire $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}$ (prend un *vecteur* en entrée et produit un *vecteur* en sortie),
2. Une application linéaire $\tilde{\mathcal{E}} \rightarrow \tilde{\mathcal{E}}$ (prend une *forme* en entrée et produit une *forme* en sortie),
3. Comme une application bilinéaire $\mathcal{E} \times \tilde{\mathcal{E}} \rightarrow \mathcal{S}$ ((prend une *forme* et un *vecteur* en entrée et produit un *scalaire* en sortie).

Ces trois représentations sont en tous points équivalents. Cela est encore plus claire si nous utilisons la notation de Dirac du tenseur mixte de rang 2 :

$$M = M_j^i |e_i\rangle \langle e^j|.$$

Nous voyons que son application à un vecteur $|x\rangle$ (multiplication par la gauche) produit le *vecteur*

$$M|x\rangle = M_j^i \langle e^j|x\rangle |e_i\rangle$$

tandis que son application à une forme $\langle y|$ (multiplication par la droite) produit la forme

$$\langle y|M = M_j^i \langle y|e_i\rangle \langle e^j|$$

Enfin, son application à un vecteur $|x\rangle$ et une forme $\langle y|$ produit le scalaire

$$\langle y|M|x\rangle = M_j^i \langle y|e_i\rangle \langle e^j|x\rangle$$

L'application de M à un type d'objet *neutralise* son dual dans M .

Nous pouvons maintenant généraliser ce concept :

Définition 2 Tenseur

Un tenseur M de rang $r = p + q$ (ou (p, q)) est une application r -linéaire de $\mathcal{E}^q \times \tilde{\mathcal{E}}^p \rightarrow \mathcal{S}$: il prend p formes et q vecteurs en entrée et produit linéairement un scalaire en sortie. Dans une base $\{e\}$ (et donc sa base dual $\{\tilde{e}\}$), ses éléments s'écrivent

$$M_{j_1 \dots j_q}^{i_1 \dots i_p} = M \left(|e_{j_1}\rangle \dots |e_{j_q}\rangle ; \langle e^{i_1}| \dots \langle e^{i_p}| \right) \quad (16.5)$$

on dit qu'il a p composantes contravariant (indice haut) et q composantes covariant (indice bas).

En notation de Dirac, on pourrait représenter un tel objet par

$$M = M_{j_1 \dots j_q}^{i_1 \dots i_p} |e_{i_1}\rangle \dots |e_{i_p}\rangle \langle e^{j_1}| \dots \langle e^{j_q}|$$

qui montre bien que cet objet "*mange*" q vecteurs et p formes. Par ailleurs, on voit bien que si on l'applique à seulement n vecteurs et m formes, le résultat est un tenseur de rang $(p - m, q - n)$.

16.4 Exemples de tenseurs.

Pour s'habituer à la relation (16.5), le mieux est de regarder de plus près quelques exemple.

16.4.1 Rang 1.

Commençons par un tenseur de composant x^i : c'est un tenseur à un seul indice, donc de rang 1 ; la position de l'indice est en haut, donc c'est un tenseur contravariant de rang 1 : il prend *une forme* en entrée et produit un scalaire, que l'on peut écrire $x^i y_i$ où les y_i sont les composantes de la forme. Manifestement, ce tenseur est un vecteur.

Le cas analogue est un tenseur de composant y_i , un tenseur covariant de rang 1, qui n'est autre chose qu'une forme. Étant donné par exemple une fonction scalaire de points dans l'espace, nous avons, à l'ordre 1,

$$f(P + |t\rangle) - f(P) = \partial_i f t^i \quad (16.6)$$

où dans un système de coordonnées x^1, \dots, x^n que nous nous sommes donnés, les t^i sont les coordonnées du vecteur $|t\rangle$ et le tenseur⁷

$$\partial_i f = \frac{\partial f}{\partial x^i}$$

et un tenseur covariant de rang 1. De façon général, la dérivation par rapport aux coordonnées produit des formes (des tenseurs covariants).

16.4.2 Rang 2.

Nous avons déjà longuement étudié les tenseurs mixtes de rang 2 du genre M_j^i au chapitre précédents. L'exemple typique de ce tenseur provient de la dérivation d'un champ de vecteur⁸ $u(x) = (u^1(x), u^2(x), \dots, u^n(x))$ où x est la coordonnée du point P . Pour un déplacement t autour du point P , nous avons pour le vecteur du

$$du = \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^j} \right) t^j$$

Le tenseur $D_j^i = \partial_j u^i$ est un tenseur mixte de rang 2.

En théorie d'élasticité par exemple, quand on déforme un corps sous l'effet de forces extérieures, chaque point du corps se déplace selon un *vecteur* de déplacement u . Le tenseur de *déformation* ϵ est la forme symétrisée du tenseur que nous venons de voir⁹ :

$$\epsilon_j^i = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u^i}{\partial x^j} \right) + \left(\frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right) \right) \quad (16.7)$$

Bien sûr, nous avons aussi des tenseurs purement covariant ou contravariant de rang 2. Si nous poussons le développement de Taylor d'une fonction scalaire (relation (16.6)) au second ordre, nous avons

$$df = (\partial_i f) t^i + \frac{1}{2} (\partial_{ij}^2 f) t^i t^j$$

7. Il devient vite fatigant de faire la distinction entre un tenseur et ses composantes.

8. Nous avons également abandonné les ket et les bras ici.

9. La partie antisymétrique, $\partial_j u^i - \partial_i u^j$ ne joue pas de rôle dans l'élasticité classique, mais se couple aux *dislocations* de la théorie de plasticité.

où le tenseur

$$\partial_{ij}^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^i \partial x^j}$$

est un tenseur covariant de rang 2. En géométrie, la distance ds entre deux points voisins dans un système de coordonnées quelconque est donnée par

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad (16.8)$$

où le tenseur covariant g_{ij} est appelé le tenseur métrique. Quand les scalaires sont les réelles, ce tenseur joue un très grand rôle en géométrie, sa donnée fixe en réalité le type d'espace géométrique dans lequel nous nous trouvons. Un espace "plat" est un espace où il existe un système de coordonnées où le tenseur métrique est l'identité.

Le tenseur métrique sert également à définir le produit scalaire dans un système de coordonnées quelconque :

$$(|x\rangle, |y\rangle) = g_{ij} x^i y^j \quad (16.9)$$

Le produit scalaire nous permet de définir le *vecteur gradient* : pour une fonction scalaire $f()$ de points dans l'espace, nous avons

$$f(P + |t\rangle) - f(P) = (\nabla f, |t\rangle) \quad (16.10)$$

$$= g_{ij} (\nabla f)^i t^j \quad (16.11)$$

que nous avons plus souvent l'habitude de noter

$$df = (\nabla f) \cdot \vec{t}$$

Nous savons par ailleurs que

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial x^i} \right) t^i \quad (16.12)$$

En comparant les expressions (16.10),(16.12), nous pouvons donner l'expression du vecteur gradient dans n'importe quel système de coordonnées.

16.4.3 Tenseur de rang supérieur à deux.

Nous avons vu la relation ((16.3)) entre polarisation et champ électrique. Cependant, dans certains matériaux très recherchés en optique et télécommunication, il existe des traces de non-linéarité :

$$P^i = \chi_j^i E^j + \left(\chi^2 \right)_{jk}^i E^j E^k + \left(\chi^3 \right)_{jkl}^i E^j E^k E^l$$

Les tenseurs χ^2 et χ^3 sont les susceptibilités non-linéaires pour la génération de second et troisième harmonique. Une grande attention est donnée à la taille (du verbe tailler) du cristal pour maximiser les coefficients non-linéaires pour ces usages.

16.5 Monter et descendre les indices.

Nous avons vu au chapitre précédent que quand on se donne un produit scalaire, on identifie l'espace des vecteurs et l'espace des formes : on établit une bijection entre ces deux espaces, à chaque vecteur $|x\rangle$, nous associons une forme unique $\langle x|$ de sorte que quelque soit le vecteur $|y\rangle$

$$(|x\rangle, |y\rangle) = \langle x|y\rangle \quad (16.13)$$

Cette définition nous permet, étant donné le tenseur métrique, d'obtenir les composantes covariantes de $\langle x|$:

$$x_i = g_{ij}x^j \quad (16.14)$$

On dit que nous avons abaissé l'indice de x^j . On peut voir la relation (16.14) comme une relation qui nous donne x_i une fois que nous avons précisé x^i et g_{ij} . Nous pouvons aussi le voir comme un système linéaire, et chercher les x^i si nous nous sommes donnés les x_i :

$$x^i = g^{ij}x_j \quad (16.15)$$

où le tenseur *contravariant* g^{ij} est l'inverse de g_{ij} :

$$g^{ij}g_{jk} = \delta_k^i$$

Dans la relation (16.15), on dit que nous avons "monté" l'indice.

Prenons par exemple l'espace temps relativiste, où le (pseudo) produit scalaire est la matrice diagonale $g_{00} = -1$, $g_{ii} = 1$ si $i > 0$. Un calcul trivial nous montre que $g^{ij} = g_{ij}$. Au quadrivecteur potentiel A^μ , nous associons le quadri-forme A_μ tel que $A_0 = -A^0$. Le Lagrangien du champ est donné par une expression du genre $A_\mu A^\mu$. Le tenseur électromagnétique est définie par

$$F_{\mu,\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu}$$

Contrairement à l'élasticité, le tenseur électromagnétique est antisymétrique et possède par conséquent seulement 6 coefficients indépendant. Il est habituel de regrouper ces coefficients par trois et les appeler champs électrique et magnétique.

16.6 Exercices.

Le but de ces exercices est de nous habituer à manipuler les tenseurs et la convention de sommation.

§ 16.1 Multiplication de tenseurs

Soient A et B deux tenseurs de rang 2. On définit leur produit $C = AB$ comme le tenseur qui, appliqué à n'importe que vecteur u , produirait le vecteur $A(Bu)$. Démontrez que les composantes de ces tenseurs obéissent à la relation

$$C_j^i = A_k^i B_j^k \quad (16.16)$$

Solution. Soit u un vecteur quelconque et $v = Bu$. En terme de composantes, nous avons

$$v^i = B_j^i u^j$$

Soit $w = Av$, nous avons de même¹⁰

$$\begin{aligned} w^\ell &= A_i^\ell v^i \\ &= A_i^\ell B_j^i u^j \end{aligned}$$

La quantité $C_j^\ell = A_i^\ell B_j^i$ relie donc linéairement le vecteur u au vecteur w à travers l'application successive des tenseurs B et A . De part sa définition intrinsèque, les C_j^ℓ sont¹¹ les composantes du tenseur $C = AB$.

§ 16.2 Trace

La trace (voir 15.5.2) d'un tenseur A de rang 2 est un *scalaire*, défini par

$$\text{tr}(A) = A_i^i$$

Démontrer que

$$\text{tr}(AB) = \text{tr}(BA)$$

§ 16.3 Invariance de la trace

L'inverse P^{-1} d'un tenseur P est un tenseur tel que quelque soit un vecteur u , $PP^{-1}u = P^{-1}Pu = u$. En d'autre terme, $PP^{-1} = P^{-1}P = I$. Utiliser le résultat de l'exercice 16.2 pour démontrer que

$$\text{tr}(P^{-1}AP) = \text{tr}(A)$$

Comme nous le verrons plus tard, cela montre que $\text{tr}(A)$ est plus qu'une simple addition de chiffre et que c'est un *invariant* du tenseur avec une signification géométrique intrinsèque.

§ 16.4 $f(\|\mathbf{x}\|)$

Soit le vecteur \mathbf{x} de composante x^i . Soir la fonction $f()$ qui associe à ce vecteur sa norme :

$$f(\mathbf{x}) = x = \|\mathbf{x}\| = (g_{ij}x^i x^j)^{1/2}$$

où g_{ij} et le tenseur métrique symétrique ($g_{ij} = g_{ji}$). En développant à l'ordre 1 l'expression $f(\mathbf{x} + \mathbf{t}) - f(\mathbf{x}) = \nabla f \cdot \mathbf{t}$, démontrer que $\nabla x = \mathbf{x}/x$ et $\nabla(1/x) = \mathbf{x}/x^3$. Montrer de façon générale que pour une fonction scalaire de la norme d'un vecteur

$$\nabla f(x) = f'(x) \frac{\mathbf{x}}{x}$$

on peut voir le vecteur \mathbf{x}/x comme le vecteur *unitaire* parallèle à \mathbf{x} , qu'on note parfois \mathbf{u}_x ou même $\hat{\mathbf{x}}$

[Help] : il suffit de se souvenir que $(a + u)^\alpha = a^\alpha + \alpha a^{\alpha-1}u + \dots$

§ 16.5 $f(\mathbf{p}\mathbf{x})$

En suivant la démarche de l'exercice précédent, démontrer que

$$\nabla(\mathbf{p}\mathbf{x}) = \mathbf{p}$$

où \mathbf{p} est un vecteur fixe et donné. Démontrer de façon générale que

$$\nabla f(\mathbf{p}\mathbf{x}) = \mathbf{p} f'(\mathbf{p}\mathbf{x})$$

où $f()$ est une fonction scalaire.

§ 16.6 Dipôle : potentiel électrique

Un dipôle électrique est constitué de deux charge $\pm q$ reliées de façon rigide à une distance d . On appelle moment dipolaire la quantité $\mathbf{p} = q\mathbf{d}$ (le vecteur \mathbf{d} va de la charge négative à la charge positive). Soit $q\phi(r)$ le potentiel électrique au point \mathbf{r} de l'espace crée par une charge unique q à l'origine. Démontrer que le champ crée par le dipôle au point \mathbf{r} , quand $r \gg d$, est

$$\phi_p(\mathbf{r}) = -\mathbf{p} \cdot \nabla \phi$$

Expliciter cette relation si $\phi(\mathbf{r}) = K/r$.

10. Remarquez que la convention de sommation rend la manipulation des tenseurs presque aussi aisée que celle des scalaires.

11. Vous aurez remarqué que le nom des indices n'a aucune importance.

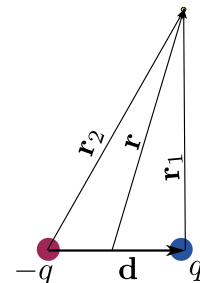


FIGURE 16.1 – Un dipôle électrique et son

§ 16.7 Dipôle : champ électrique

Sachant que le vecteur champ $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, démontrer que le champ associé au potentiel¹² q/r d'une charge q est

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (q/r^2)\mathbf{u}_r$$

et que le champ crée par un dipôle est

$$\mathbf{E} = \frac{3}{r^5}(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r})\mathbf{r} - \frac{1}{r^3}\mathbf{p} \quad (16.17)$$

§ 16.8 Energie d'interaction Dipôle-Dipôle

Sachant que l'énergie \mathcal{E} d'un dipôle \mathbf{p} dans un champ \mathbf{E} est $\mathcal{E} = \mathbf{p}\cdot\mathbf{E}$, montrer que l'énergie d'interaction de deux dipôles distant de \mathbf{r} est

$$\mathcal{E} = \frac{3}{r^5}(\mathbf{p}_1\cdot\mathbf{r})(\mathbf{p}_2\cdot\mathbf{r}) - \frac{1}{r^3}\mathbf{p}_1\cdot\mathbf{p}_2$$

Expliciter l'énergie en fonction des composantes.

§ 16.9 Le tenseur quadripolaire

Quelle est la charge totale et le moment dipolaire de l'objet présenté dans la figure 16.2? Déduire le champ créé par ce quadripôle à une distance $r \gg d$ en vous inspirant de l'exercice précédent. Pouvez vous généraliser?

§ 16.10 Elasticité

La relation (16.7) a défini le tenseur des déformations qui est le *gradient* du champ de déplacement¹³. Il existe aussi un tenseur des contraintes σ_j^i qui prend en compte les pressions à l'intérieur du solide. Isolons un cube de côté a autour du point P . Sur la face j , la force exercée selon la direction i est

$$\sigma_j^i = (1/a^2) f_j^i$$

La théorie d'élasticité linéaire suppose que la relation entre ϵ et σ est linéaire. Écrivez l'expression du tenseur de raideur C , déterminer son rang et le nombre de ses coefficients. Sachant que ϵ et σ sont symétriques, déduire le nombre de coefficient indépendants de C . A combien peut on réduire le nombre de coefficient si l'on suppose le matériau isotrope?

§ 16.11 Courbure tenseur de courbure d'une surface 2d plongé dans un monde 3d. Courbure de Gauss

§ 16.12 tenseur de déformation crée par une force ponctuelle à la surface ; par un dipôle de force ;

§ 16.13 Énergie d'interaction entre deux marches à la surface d'un cristal. Instabilités élastiques

§ 16.14 tenseur hydrodynamique et la viscosité, à la Landau.

§ 16.15 Le tenseur métrique. Les opérateurs différentiels : grad, curl, div.

§ 16.16 Un peu de géométrie différentielle.

§ 16.17 Le tenseur électromagnétique en relativité, le lien avec le chapitre précédent.

16.7 Les tenseurs et la géométrie de l'espace.

Jusque là, nous avons parlé des vecteurs comme des objets abstraits ayant des propriétés d'addition et de multiplication. Ainsi, nous avons pu parler de l'espace des fonctions comme un espace

12. Nous laissons tomber le coefficient $K = 1/\pi\epsilon_0$

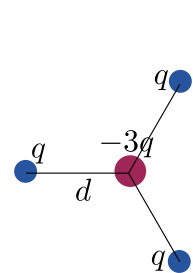


FIGURE 16.2 – Un quadripôle pur.

13. Le gradient d'une fonction scalaire est un vecteur, un tenseur d'ordre 1. Le gradient d'une fonction vectorielle est un tenseur d'ordre 2.

vectorel. C'est ce que nous appelons la théorie algébrique des tenseurs.

Les tenseurs cependant ont été développés pour la géométrie¹⁴ et c'est là qu'ils sont massivement utilisés. Nous allons en donner un petit aperçu.

A partir de maintenant, nous allons restreindre le sens que l'on donne aux vecteurs. Plaçons nous dans un espace physique/géométrique (dans un plan, sur une sphère à 4d, ...); qu'entendons nous par le vecteur \mathbf{u} ? Nous nous rendons compte que tous les vecteurs que nous manipulons dans ce genre d'espace sont associés à des *déplacements*, ou en d'autre terme en transformation de points. Prenons le vecteur vitesse par exemple, nous le mesurons puisqu'il correspond précisément à un déplacement. Le vecteur accélération est également associé à un déplacement. Prenons maintenant le vecteur force \mathbf{F} . Si nous y réfléchissons, nous voyons que nous ne mesurons *jamais* une force, mais nous mesurons *toujours* un déplacement induit (par exemple un ressort qui se détend) et nous en *déduisons* la force en faisant confiance à un modèle. Tous les vecteurs que l'on mesure en physique sont de cette sorte.

16.7.1 Système de coordonnées et variété différentielle.

Dans la géométrie élémentaire que nous apprenions, nous pouvions "voir" l'espace que l'on étudiait de l'extérieur et penser aux points et aux vecteurs en terme assez abstrait. Mais quand nous nous trouvons dans cet espace, comment pouvons nous raisonner? Comment savoir si deux vecteurs sont identiques ou non? comment savoir si notre espace est courbe ou plate?

Nous devons maintenant donner un sens précis aux objets tel que points et vecteurs que l'on manipule. Donnons nous un système de coordonnées (x^1, \dots, x^n) pour repérer nos points dans l'espace¹⁵. Jusque là, nous insistions sur le fait que les objets que l'on manipule ont une existence intrinsèque indépendamment des coordonnées, mais quand nous nous trouvons dans un espace, les coordonnées sont les seuls données dont nous disposons. Si nous sommes sur terre, dans un petit voisinage, nous pouvons définir les directions nord-sud et est-ouest à l'aide du soleil et repérer un objet en "marchant x pas vers le nord et y pas vers l'est". A plus grande échelle, nous pouvons mesurer la latitude en regardant la hauteur du soleil à midi et la longitude en mesurant la différence entre notre midi et le midi de Londres que nous connaissons par ce que nous avons emmené une horloge avec nous¹⁶. Peut importe, nous pouvons, dans l'espace où l'on se trouve, établir un système de coordonnées. De plus, dans notre monde, nous avons des objets que nous estimons *invariants*: nous acceptons qu'un bâton (que nous prenons pour le bâton étalon) ne change pas de taille quand nous le déplaçons ou que nous le tournons¹⁷. Ceci nous permet, en tout point de l'espace, de définir une métrique pour mesurer la

14. La mécanique analytique ou la relativité générale sont en fait des théories géométriques.

15. que nous appelons en langage mathématique une variété différentielle (manifold en anglais). En mathématiques plus avancées, nous apprenons des méthodes géométriques directes qui ne font pas appel au système de coordonnées, mais ici nous restons modeste.

16. Le problème de longitude, que l'on peut aussi résoudre en observant les éclipses des lunes de Jupiter, a été résolu dans les années 1740.

17. Ceci était une des difficultés à comprendre la relativité en 1905: la longueur du bâton pouvait changer. Il a fallu comprendre que l'espace physique est à quatre dimension, et l'invariant n'est pas celui habituel, mais l'invariant de Lorentz: $ds^2 = dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$.

distance (au carré) entre deux points voisins

$$d^2(P_1, P_2) = g_{ij}h^i h^j$$

où $h^i = P_1^i - P_2^i$. Notons qu'à priori, $g = g(P)$: le tenseur métrique varie d'un point de l'espace à un autre. Par exemple, si nous utilisons les coordonnées polaires, au point $(x^1 = r, x^2 = \theta)$, nous avons

$$(g) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & (x^1)^2 \end{pmatrix}$$

ce que nous écrivons plus communément $ds^2 = dr^2 + r^2 (d\theta)^2$.

Prenons maintenant deux points voisins, $P_0 = (x^i)^T$ et $P_1 = (x^i + h^i)^T$. Nous pouvons définir un vecteur $\vec{t} = P_0 \vec{P}_1 = (h^i)^T$ au point P_0 . Le vecteur \vec{t} transforme le point P_0 en point P_1 , ce que nous pouvons écrire comme

$$P_1 = P_0 + \vec{t}$$

Notons que pour décrire le vecteur \vec{t} , nous avons utilisé la base naturelle $\{e\}$ au point P_0 . Le vecteur \vec{e}_i de cette base¹⁸ est le vecteur de déplacement dans la direction x^i : en nous déplaçant le long de ce vecteur, nous ne changeons que la valeur de la i -ème coordonnée et par conséquent, nous pouvons écrire

$$\vec{t} = h^i \vec{e}_i. \quad (16.18)$$

Le produit scalaire entre deux vecteurs \vec{x} et \vec{y} est

$$(\vec{x}, \vec{y}) = g_{ij}x^i y^j \quad (16.19)$$

Il est très important de souligner que les vecteurs \vec{t} sont définis¹⁹ au point P_0 et dans un petit voisinage de celui-ci. Si nous voulons avoir les propriétés nécessaires des vecteurs (commutativité, multiplication par un scalaire, ...) nous devons nous contenter d'un voisinage infinitésimal du point P_0 .

Par exemple, en coordonnées polaire, à partir du point $P_0 = (R, \Theta)$, l'addition de deux vecteurs $\vec{t}_1 = (r, 0)$ et $\vec{t}_2 = (0, \theta)$ ne nous emmène pas au point $P_1 = (R + r, \Theta + \theta)$ (figure 16.3). Pour voir cela, nous pouvons passer en coordonnées cartésiennes. Dans ces coordonnées,

$$P + \vec{t}_1 = (R + r, \Theta)_{\text{pol}} = ((R + r) \cos \Theta, (R + r) \sin \Theta)_{\text{cart}}$$

et nous en déduisons qu'en coordonnées cartésiennes,

$$\vec{t}_1 = (r \cos \Theta, r \sin \Theta)_{\text{cart}}$$

Par la même démarche, nous avons

$$\vec{t}_2 = (R(\cos(\Theta + \theta) - \cos \Theta), R(\sin(\Theta + \theta) - \sin \Theta))_{\text{cart}}$$

et donc $P + \vec{t}_1 + \vec{t}_2$ nous emmène au point

$$P'_1 = \begin{pmatrix} R \cos(\Theta + \theta) + r \cos \Theta \\ R \sin(\Theta + \theta) + r \sin \Theta \end{pmatrix}_{\text{cart}}$$

18. Ce vecteur est souvent noté ∂_{x^i} .

19. En langage mathématique, on dit que $\vec{t} \in T_M(P_0)$, le vecteur \vec{t} appartient à l'espace tangent au point P_0 .

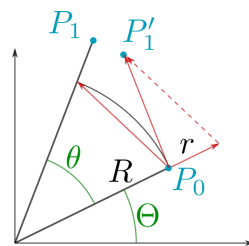


FIGURE 16.3 – En coordonnées quelconques, les vecteurs de $T_M(P)$ ne sont définis que dans un voisinage du point P .

ce qui n'est pas le point

$$P_1 = \begin{pmatrix} (R+r) \cos(\Theta + \theta) \\ (R+r) \sin(\Theta + \theta) \end{pmatrix}_{\text{cart}}$$

Nous voyons que les points P_1 et P'_1 sont différents en général. Cependant, dans la limite où r et θ sont infiniment petit, les deux expressions coïncident à l'ordre 1 en r et θ .

Nous avons dans cet exemple à notre disposition des coordonnées cartésiennes, et nous pouvons penser que la définition de vecteurs limités au voisinage du point P_0 est dû à notre mauvais choix de système de coordonnées. En général, le choix du système de coordonnées nous est imposé; de plus, nous ne savons même pas si un système de coordonnées cartésiennes peut exister: si nous sommes dans des espaces courbes (comme à la surface d'une sphère), nous savons que cela n'existe pas. La seule chose dont nous disposons est le tenseur métrique. Nous devons nous contenter en général de définition de vecteur dans un petit voisinage.

Notons enfin que la définition de base naturelle que nous avons donné ici (relation 16.18) diffère un peu de ce qu'on utilise en physique. Le vecteur \vec{e}_i ici est juste le vecteur qui pointe dans la direction i , il n'a pas de *dimension* autre que celle de la coordonnée i . En physique cependant, nous utilisons des vecteurs *normés*. Supposons que nous nous déplaçons seulement dans la direction i , le déplacement induit est

$$ds = \sqrt{g_{ii}} dx^i$$

où dans cette expression, nous inhibons momentanément la règle de sommation sur l'indice répété. En physique, nous définissons alors le vecteur unitaire

$$\vec{u}_i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \vec{e}_i$$

Cette définition n'est utile cependant que si la base est orthogonale, $g_{ij} = 0$ si $i \neq j$. Nous voyons que

$$(\vec{u}_i, \vec{u}_i) = \frac{1}{g_{ii}} (\vec{e}_i, \vec{e}_i) = 1$$

Dans la base naturelle, le vecteur \vec{t} s'écrit

$$\vec{t} = h^1 \vec{e}_1 + h^2 \vec{e}_2 + \dots + h^n \vec{e}_n$$

tandis que dans la base normée, le même vecteur s'écrit

$$\vec{t} = h^1 \sqrt{g_{11}} \vec{u}_1 + \dots + h^n \sqrt{g_{nn}} \vec{u}_n$$

En coordonnées polaire par exemple, le vecteur, dans la base naturelle $\vec{t} = (dr, d\theta)$ au point (r, θ) s'écrit

$$\vec{t} = dr \vec{u}_r + rd\theta \vec{u}_\theta$$

16.7.2 Vecteur : une autre façon de voir.

La définition de l'espace tangent peut paraître un peu abstrait. Nous pouvons voir les vecteurs d'une autre façon. Donnons nous des courbes γ qui passent par un point P . Une courbe est un ensemble de points que l'on peut décrire à l'aide d'un seul paramètre $u \in \mathbb{R} : \gamma = \gamma(u)$. Nous supposons que pour $u = 0$, la courbe passe par $P : \gamma(0) = P$. Donnons nous maintenant une courbe γ_a en particulier, et notons $P' = \gamma_a(h)$ où h est petit (infinitésimal). Nous pouvons écrire

$$P' = \gamma_a(0) + \left. \frac{d\gamma_a}{du} \right|_0 h = P + h\vec{t}$$

où nous avons défini le vecteur

$$\vec{t} = \left. \frac{d\gamma_a}{du} \right|_0$$

Naturellement, la dérivée ne décrit les variations qu'à l'ordre 1.

16.7.3 Connexion affine.

Dans la géométrie élémentaire que nous apprenions, nous savions comment établir l'égalité (ou l'identité) entre deux vecteurs : Donnons nous deux segments avec des flèches (des vecteurs) en deux points de l'espace. Pour savoir si il s'agit du même vecteur, il nous suffisait de déplacer un des vecteurs sans le modifier jusqu'à l'autre vecteur et voir si les deux se superposaient.

Mais maintenant, nous sommes dans l'espace en question, ou encore l'espace en question est courbe. Comment peut-on définir l'opération de déplacement sans déformation d'un vecteur ? Cette opération cruciale s'appelle transport parallèle et constitue le cœur de la géométrie.

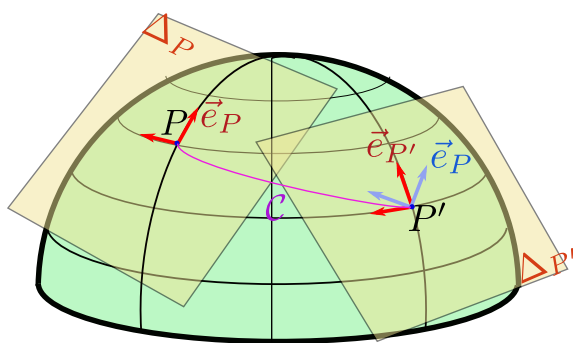


FIGURE 16.4 – Exemple de Connexion affine sur une sphère où les coordonnées sont les longitudes et les latitudes. Au points P et P' , dans les plans tangents, les vecteurs de la base naturelle (en rouge) pointent donc vers le nord et l'ouest. Pour pouvoir comparer le vecteur "nord" \vec{e}_P au point P et le vecteur "nord" $\vec{e}_{P'}$ au point P' , nous *roulons* sans glissement le plan Δ_P le long de la courbe C qui relie les deux points et transportons ainsi le vecteur \vec{e}_P dans le plan $\Delta_{P'}$, où on peut le décomposer sur la base naturelle en P' . Cette façon particulière (roulement de plan) d'établir la comparaison entre vecteurs est appelée connexion de Levi-Civita.

Soit une base naturelle $\{e\}$ au point P et $\{e'\}$ au point P' proche. Notons par h^i les coordonnées du vecteur $\vec{h} = P\vec{P}'$. Comme les deux points sont proches, nous supposons que nous pouvons écrire (voir par exemple la figure 16.4)

$$\vec{e}'_i = \vec{e}_i + \omega_i^j \vec{e}_j \quad (16.20)$$

où les ω_i^j sont les règles qui nous permettent de comparer les deux bases. D'un autre côté, ces règles doivent dépendre linéairement

(n'oublions pas que les deux points sont proches) du vecteur \vec{PP}' , en d'autres termes, nous devons avoir

$$\omega_i^j = \Gamma_{ik}^j h^k \quad (16.21)$$

Les coefficients Γ_{hk}^j sont appelés les symboles de Christoffel et nous permettent de "copier" un vecteur d'un point à un point proche.

Soit le vecteur \vec{v} dans la base $\{e'\}$, sa copie dans la base $\{e\}$ s'écrit

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \tilde{v}^i \vec{e}'_i \\ &= \tilde{v}^i \vec{e}_i + \tilde{v}^i \omega_i^j \vec{e}_j \end{aligned}$$

En d'autres termes, dans la base $\{e\}$ où $\vec{v} = v^i \vec{e}_i$, le i -ème composant de ce vecteur, v^i , s'écrit (après un petit joujou avec les indices)

$$v^i = \tilde{v}^i + \tilde{v}^j \Gamma_{jk}^i h^k \quad (16.22)$$

en terme de ces coordonnées \tilde{v}^i dans la base $\{e'\}$.

Exemple 16.1 Coordonnées cartésiennes

En coordonnées cartésiennes, sans mystère, nous devons avoir

$$\Gamma_{ik}^j = 0.$$

Exemple 16.2 Coordonnées polaires

Soit le point $P = (r, \theta)$ et $P' = (r + dr, \theta + d\theta)$. Pour trouver la connexion, nous passons par les coordonnées cartésiennes :

$$\begin{aligned} \vec{e}_r &= \cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y \\ \vec{e}_\theta &= -r \sin \theta \vec{e}_x + r \cos \theta \vec{e}_y \end{aligned}$$

Nous trouvons ces relations en considérant des petits déplacements : un déplacement h^1 dans la direction \vec{e}_r provoque un déplacement $h \cos \theta$ dans la direction x . un déplacement h^2 dans la direction θ provoque un déplacement $h^2 r \cos \theta$ dans la direction y . Noter que nos vecteurs naturels ne sont pas normés, d'où l'expression un peut différent de \vec{e}_θ . En développant à l'ordre 1, nous avons

$$\begin{aligned} \vec{e}'_r &= \vec{e}_r + (-\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_y) d\theta \\ &= \vec{e}_r + \frac{d\theta}{r} \vec{e}_\theta \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \vec{e}'_\theta &= \vec{e}_\theta + (-\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_y) dr - (\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y) r d\theta \\ &= \vec{e}_\theta + \frac{dr}{r} \vec{e}_\theta - r d\theta \vec{e}_r \end{aligned}$$

Nous pouvons écrire ces relations comme

$$\begin{aligned} d\vec{e}_r &= \frac{1}{r} d\theta \vec{e}_\theta \\ d\vec{e}_\theta &= -r d\theta \vec{e}_r + \frac{dr}{r} \vec{e}_\theta \end{aligned}$$

En comparant à l'expression $d\vec{e}_i = \Gamma_{ik}^j h^k \vec{e}_j$ nous trouvons les seuls coefficients non nul :

$$\Gamma_{12}^2 = 1/r ; \Gamma_{22}^1 = -r ; \Gamma_{21}^2 = 1/r \quad (16.23)$$

Noter que la relation (16.20) donne \vec{e}'_i en terme de \vec{e}_i . Nous pouvons inverser cette relation pour écrire

$$\vec{e}_i = \vec{e}'_i - \omega_i^j \vec{e}'_j. \tag{16.24}$$

Par conséquent, en suivant la même démarche, nous pouvons trouver les coordonnées de la copie, du vecteur (au point P) $\vec{v} = v^i \vec{e}_i$ au point P' en inversant la relation 16.22 :

$$\vec{v}^i = v^i - v^j \Gamma_{jk}^i h^k \tag{16.25}$$

§ 16.18 Démontrer que la relation (16.24) est valide à l'ordre 1 en ω_i^j

16.7.4 Connexion de Levi-Civita.

Les exemples que nous venons de voir ne sont pas des vues “intérieures”, nous avons utilisé des informations sur l’existence d’une base cartésienne et de sa relation avec la base naturelle. La seule donnée dont nous disposons de l’intérieur est le tenseur métrique g . Nous devons établir une relation entre ce tenseur et la connexion affine²⁰ Γ .

Pour cela, nous utilisons le fait que le produit scalaire doit être invariant : le produit scalaire de deux vecteurs \vec{x} et \vec{y} au point P' doit être le même que le produit scalaire de ces deux même vecteurs au point P . Notons $\vec{h} = P\vec{P}' = (h^k)^T$ et notons x^i et y^j les coordonnées de nos vecteurs au point P' . Pour mener à bien ce calcul, nous devons être vigilant à la manipulation de nos indices²¹. Au point P' , nous avons

$$(\vec{x}, \vec{y})_{P'} = g_{ij}(P')x^i y^j = g_{ij}(P)x^i y^j + \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} h^k x^i y^j$$

Au point P , les coordonnées des deux vecteurs sont \vec{x}^i et \vec{y}^j (relation 16.22) et à l’ordre 1 en h^k , nous avons

$$\begin{aligned} (\vec{x}, \vec{y})_P &= g_{ij}(P)\vec{x}^i \vec{y}^j \\ &= g_{ij}x^i y^j + g_{ij}x^\ell \Gamma_{\ell k}^i y^j h^k + g_{ij}x^i \Gamma_{\ell k}^j y^\ell h^k \end{aligned}$$

Par conséquent, nous devons avoir

$$\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} x^i y^j h^k = \left(g_{ij}x^\ell \Gamma_{\ell k}^i y^j + g_{ij}x^i \Gamma_{\ell k}^j y^\ell \right) h^k \tag{16.26}$$

et cela, quelque soit x^i, y^j et h^k . Pour que cette relation soit valable $\forall h$, nous devons avoir

$$\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} x^i y^j = g_{ij}x^\ell \Gamma_{\ell k}^i y^j + g_{ij}x^i \Gamma_{\ell k}^j y^\ell$$

Ensuite, dans l’expression de droite, nous permutons les indices $i \leftrightarrow \ell$ dans le premier terme et $j \leftrightarrow \ell$ dans le deuxième; nous utilisons ensuite le “quelque soit” $x^i y^j$ pour aboutir à

$$\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} = g_{\ell j} \Gamma_{ik}^\ell + g_{i\ell} \Gamma_{jk}^\ell. \tag{16.27}$$

20. qu’on appelle la connexion Levi-Civita

21. En passant, nous remarquerons également l’extrême élégance de la règle de sommation sur les indices, qui nous permet d’exprimer et gérer succinctement une foultitude de sommation.

$$\frac{g_{ij}}{\partial x^k} = g_{jl} \Gamma_{ik}^\ell + g_{il} \Gamma_{jk}^\ell$$

FIGURE 16.5 – Remarquer le placement des indices i, j, k des deux côtés (toujours en bas) de la relation métrique-connexion (16.27).

Nous remarquons que ceci est juste un système linéaire de n^3 équations et de n^3 inconnus qui sont les symboles de Christoffel ²².

Pour aller plus loin, nous remarquons d'abord que g est symétrique : $g_{ij} = g_{ji}$. En permutant les indices $i \leftrightarrow j$ dans la relation (16.27), nous voyons que nous devons avoir une symétrie analogue pour Γ :

$$\Gamma_{ik}^\ell = \Gamma_{ki}^\ell$$

Nous appelons ce genre de connexion "sans torsion" ²³.

Résoudre maintenant le système linéaire (16.27) est juste une question d'habile permutations d'indices et d'utilisation de la symétrie, en suivant le schéma de la figure (16.5) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} &= g_{\ell j} \Gamma_{ik}^\ell + g_{i\ell} \Gamma_{jk}^\ell \\ \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} &= g_{\ell k} \Gamma_{ij}^\ell + g_{i\ell} \Gamma_{jk}^\ell \quad (k \leftrightarrow j) \\ \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} &= g_{\ell j} \Gamma_{ik}^\ell + g_{k\ell} \Gamma_{ji}^\ell \quad (k \leftrightarrow i) \end{aligned}$$

En sommant la première et la troisième équation et en retranchant la deuxième, nous trouvons :

$$2g_{\ell j} \Gamma_{ik}^\ell = \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} \quad (16.28)$$

Sous forme matricielle, cette relation est de la forme $g\Gamma = R$, où Γ et R sont des tableaux à trois dimension et g une matrice au sens habituelle. Pour résoudre le système, il nous suffit de multiplier par la matrice inverse. La solution du système $a_{ij}x^i = v_j$ par exemple est $x^i = a^{ij}v_j$ où $a^{jk}a_{ki} = \delta_i^j$. De même, la solution du système (16.28) est

$$\Gamma_{ik}^\ell = \frac{1}{2} g^{\ell j} \left(\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \right) \quad (16.29)$$

Remarquer que dans la relation (16.28), la sommation est à gauche sur l'indice ℓ . Dans le système résolu (16.29), la sommation est à droite, sur l'indice j . Le terme est négative quand la dérivation est par rapport à j , positif sinon.

Exemple 16.3 Coordonnées polaires

Pour $g_{11} = 1$, $g_{22} = r^2$, nous avons $g^{11} = 1$ et $g^{22} = r^{-2}$. Le seul terme non-nul dans la dérivation est $\partial_1 g_{22} = 2r$. Nous avons donc pour les termes non-nuls

$$\begin{aligned} \Gamma_{22}^1 &= \frac{1}{2} g^{11} \left(0 + 0 - \frac{\partial g_{22}}{\partial x^1} \right) + 0 = -r \\ \Gamma_{21}^2 = \Gamma_{12}^2 &= \frac{1}{2} g^{22} \left(0 + \frac{\partial g_{22}}{\partial x^1} - 0 \right) + 0 = \frac{1}{r} \end{aligned}$$

qui sont heureusement les mêmes termes que nous avons trouvé dans la relation (16.23).

Si les coordonnées sont normales ($g_{ij} = 0$ si $i \neq j$), la relation (16.29) se simplifie. Nous voyons qu'obligatoirement, les seuls

22. Ici, la métrique est donnée et nous cherchons la connexion. Nous aurions pu faire la démarche inverse et nous donner la connexion et chercher la métrique; dans ce cas, cette relation est une équation à dérivée partielle de premier ordre.

23. Comme le lecteur l'aura deviné, nous pouvons aussi imaginer des espaces avec torsion, quand c'est Γ qui est la quantité fondamentale; la torsion locale de l'espace est précisément l'écart à la symétrie de la connexion $S_{ik}^\ell = (\Gamma_{ik}^\ell - \Gamma_{ki}^\ell) / 2$.

termes non-nuls doivent avoir au moins deux indices en communs :

$$\Gamma_{i\ell}^{\ell} = \Gamma_{\ell i}^{\ell} = \frac{1}{2g_{\ell\ell}} \frac{\partial g_{\ell\ell}}{\partial x^i} \quad (16.30)$$

$$\Gamma_{ii}^{\ell} = -\frac{1}{2g_{\ell\ell}} \frac{\partial g_{ii}}{\partial x^{\ell}} \quad (16.31)$$

où $g_{ii} = 1/g^{ii}$ et les relations doivent s'entendre sans la règle de sommation.

§ 16.19 Connexion sphérique

Sur la surface unité et les points repérés par les coordonnées sphérique (θ, ϕ) , le métrique est donné par

$$ds^2 = (d\theta)^2 + \cos^2 \theta (d\phi)^2.$$

Trouver la connexion affine correspondante.

16.7.5 Dérivation covariante.

Toutes nos théories physiques sont des théories "locales" : on écrit des équations différentielles qui relient la variation d'une certaine quantité à une autre quantité. Par exemple l'équation $\Delta V = \rho$ relie les dérivées seconde du potentiel électrique à la quantité de charge en un point de l'espace.

Si nous avons une fonction scalaire $f(P)$, calculer sa variation quand on se déplace dans une direction \vec{h} ne présente pas de difficulté majeure :

$$\nabla_{\vec{h}} f(P) = h^{-1} \left(f(P + \vec{h}) - f(P) \right) \quad (16.32)$$

où $h^{-1} = \sqrt{(\vec{h}, \vec{h})}$ est la norme de \vec{h} . Si nous avons un système de coordonnées, alors à l'ordre 1

$$f(P + \vec{h}) - f(P) = \frac{\partial f}{\partial x^i} h^i$$

A la fonction scalaire $f()$, nous avons associé la quantité scalaire $\nabla_{\vec{h}} f()$ qui dépend de la fonction *et* du vecteur de déplacement.

Les choses sont légèrement plus compliqué si nous avons un champs de vecteur $\vec{u}(P)$ défini dans l'espace. Pour savoir de combien le vecteur \vec{u} a varié en passant de P à $P' = P + \vec{h}$, nous devons d'abord créer une copie \vec{u}' du vecteur du point P en point P' ($\vec{u}(P) \rightarrow \vec{u}'(P')$) et ensuite calculer la différence $\delta\vec{u} = \vec{u}'(P') - \vec{u}(P')$.

Supposons que nous avons un système de coordonnées x^i . Au point P et P' , $\vec{u}(P) = u^i(P)\vec{e}_i(P)$ et $\vec{u}(P') = \tilde{u}^i(P')\vec{e}_i(P')$. Nous créons une copie du vecteur de P' en P (relation (16.22))

$$\vec{u}'(P) = (\tilde{u}^i + \tilde{u}^j \Gamma_{jk}^i h^k) \vec{e}_i$$

et nous en soustrayons $u^i(P)\vec{e}_i(P)$:

$$\begin{aligned} \delta u^i &= \tilde{u}'^i(P) - u^i(P) \\ &= \tilde{u}^i - u^i + \tilde{u}^j \Gamma_{jk}^i h^k \end{aligned}$$

Comme les u^i sont fonction des coordonnées, nous avons

$$\tilde{u}^i - u^i = \frac{\partial u^i}{\partial x^k} h^k$$

et donc finalement, à l'ordre 1 en h^k , nous avons

$$\delta u^i = \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^k} + u^j \Gamma_{jk}^i \right) h^k$$

Nous avons, en coordonnées curvilignes générales, l'apparition d'un terme supplémentaire $u^j \Gamma_{jk}^i$ dans l'expression de la dérivée d'un vecteur. Nous appelons ce résultat la dérivation covariante (indépendant du système de coordonnées) du vecteur \vec{u} selon la direction \vec{h} :

$$\nabla_{\vec{h}} \vec{u} = \frac{1}{h} \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^k} + u^j \Gamma_{jk}^i \right) h^k \vec{e}_i \quad (16.33)$$

où $h = \sqrt{(\vec{h}, \vec{h})}$ est la norme de \vec{h} .

Nous pouvons généraliser ce résultat à un champ de tenseur de rang quelconque.

16.7.6 Courbure locale.

Comment savoir si l'espace où l'on se trouve est courbe ou non ? Quand nous voyons notre espace de l'extérieur, la question est assez facile. Mais quand nous sommes dans l'espace ?

Comme nous vivons sur une sphère, la question pour nous s'est posé très tôt et on savait y répondre depuis au moins l'an 1000 et les travaux de Biruni. Nous pouvons par exemple mesurer la somme des angles d'un triangle : la courbure est relié à l'écart de cette somme par rapport à π , correctement normalisé par l'air du triangle. Une autre façon de dire la même chose est de transporter un vecteur le long d'un circuit fermé (en utilisant la connexion affine) et de mesurer sa variation une fois qu'il est de retour au point d'origine (figure 16.6).

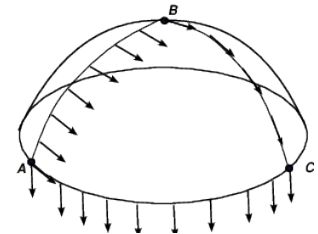


FIGURE 16.6 – Pour mesurer la courbure locale en un point, il faut transporter un vecteur le long d'un circuit fermé.

Pour formaliser cela, donnons nous, à un point P un vecteur \vec{v} et deux vecteurs du circuit \vec{a} et \vec{b} . Transportons \vec{v} le long du circuit infinitésimal porté par le bi-vecteur $\vec{a} \wedge \vec{b}$. Au retour au point de départ, la différence $d\vec{v}$ entre le vecteur de départ et le vecteur d'arrivé nous donne la courbure. Nous pouvons écrire

$$d\vec{v} = R_p(\vec{v}; \vec{a}, \vec{b}) dS \quad (16.34)$$

où dS est l'air du petit circuit fermé. R_p est une application linéaire qui prend trois vecteurs en entrée et nous retourne un vecteur en sortie, c'est donc un tenseur de rang 4 ; la seule façon correcte d'écrire la relation (16.34) dans un système de coordonnées est

$$d\vec{v}^\ell = R_{ijk}^\ell a^i b^j v^k dS \quad (16.35)$$

Noter que les deux premiers indices réfèrent les vecteurs du circuit, tandis que le dernier pointe vers le vecteur voyageur ; l'exposant

note la différence. Nous utilisons la relation (16.25) pour effectuer ce circuit. Le calcul est un peu long mais sans difficulté, et nous aboutissons à

$$R_{ijk}^{\ell} = \partial_j \Gamma_{ik}^{\ell} - \partial_i \Gamma_{jk}^{\ell} + \Gamma_{ik}^p \Gamma_{jp}^{\ell} - \Gamma_{jk}^p \Gamma_{ip}^{\ell} \quad (16.36)$$

§ 16.20 Courbure de Riemann

Démontrer le résultat (16.36).

§ 16.21 Symétries de la courbure

Démontrer, sur la relation (16.36) que la courbure de Riemann est antisymétrique pour la permutation de ses deux premiers indices :

$$R_{ijk}^{\ell} = -R_{jik}^{\ell}$$

Comment aurait on pu obtenir ce résultat directement à partir de la relation (16.35) ?

§ 16.22 Courbure covariante.

Nous pouvons définir la courbure covariante en *abaissant* l'exposant de la courbure de Riemann :

$$R_{ijkl} = g_{\ell p} R_{ijk}^p$$

Démontrer la symétrie

$$R_{ijkl} = R_{klij}$$

et l'identité de Bianchi :

$$R_{ijkl} + R_{jkil} + R_{kijl} = 0$$

16.7.7 Géodésiques.

Soient deux points P_0 et P_1 repérés à l'aide de leurs coordonnées. Quelle est le plus court chemin, le *géodésique*, qui les relie ? Donnons nous une courbe simple \mathcal{C} qui relie les deux points et paramétrisons la à l'aide d'un paramètre $u \in [0, 1]$. Pour $u = 0$, nous sommes au point P_0 , pour $u = 1$ nous sommes au point P_1 . A chaque point de la courbe \mathcal{C} , nous pouvons associer une valeur de u . Les coordonnées des points le long de la courbe sont des fonctions de u :

$$x^i = x^i(u)$$

et nous cherchons des fonctions particulières de façon à minimiser la longueur²⁴ totale de la courbe. Entre deux points voisins $P(u)$ et $P(u + du)$ la distance est

$$ds = \sqrt{g_{ij} dx^i dx^j} = \sqrt{g_{ij} \frac{dx^i}{du} \frac{dx^j}{du}} du$$

et nous devons donc minimiser

$$L[\mathcal{C}] = \int_0^1 \sqrt{g_{ij} \frac{dx^i}{du} \frac{dx^j}{du}} du \quad (16.37)$$

Comme vous le savez probablement, les équations avec des racines carrés deviennent vite horrible. Cependant, la courbe qui minimise

$$S[\mathcal{C}] = \int_0^1 g_{ij} \frac{dx^i}{du} \frac{dx^j}{du} du \quad (16.38)$$

est la même que celle qui minimise la longueur, et nous n'utilisons par la suite que l'expression (16.38).

24. Minimiser la longueur ou la longueur au carré revient au même tant que l'on manipule des quantités positives.

§ 16.23 Donner un argument simple pourquoi les expressions (16.37) et (16.37) donnent le même résultat.

Nous voyons que le problème de trouver le géodésique est un problème classique de calcul de variation. N'oublions pas que le métrique g_{ij} est lui-même une fonction des coordonnées x^i . Le Lagrangien ici est

$$\mathcal{L} = g_{ij} \frac{dx^i}{du} \frac{dx^j}{du}$$

et il suffit d'écrire les équations d'Euler-Lagrange pour déduire les géodésiques.

Exemple 16.4 Plan Cartésiens.

Dans un espace à deux dimensions, nos coordonnées sont x, y et le métrique est l'identité. Le Lagrangien est

$$\mathcal{L} = \left(\frac{dx}{du}\right)^2 + \left(\frac{dy}{du}\right)^2$$

et les équations d'EL sont

$$\frac{d^2x}{du^2} = 0 \quad ; \quad \frac{d^2y}{du^2} = 0$$

dont la solution générale s'écrit $x = au + b$; $y = cu + d$. En éliminant la variable u , on peut écrire l'équation sous la forme

$$\alpha x + \beta y = c$$

qui est bien sûr une droite comme nous nous y attendions.

Exemple 16.5 Plan avec coordonnées polaires.

Dans un espace à deux dimensions, nos coordonnées sont x, y et le métrique est $g_{xx} = 1, g_{yy} = x^2$. Le Lagrangien est

$$\mathcal{L} = \left(\frac{dx}{du}\right)^2 + x^2 \left(\frac{dy}{du}\right)^2$$

Les équations d'EL s'écrivent

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{du^2} &= x \left(\frac{dy}{du}\right)^2 \\ x^2 \frac{dy}{du} &= h \end{aligned}$$

où h est une constante arbitraire. Il est facile de vérifier que la solution de ce système est

$$\begin{aligned} x^2 &= u^2 + h^2 \\ \tan(y - y_0) &= \frac{u}{h} \end{aligned}$$

Bien sûr, si nous appelons nos coordonnées r, θ au lieu de x, y , nous retrouvons bien l'équation paramétrique d'une droite en coordonnées polaires (figure 16.7).

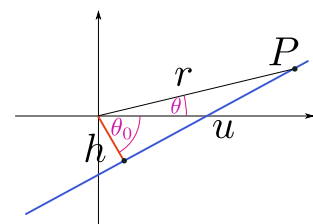


FIGURE 16.7 – En coordonnées polaire, une droite est caractérisée par deux paramètres h et θ_0 . Les coordonnées d'un point P sur la droite sont paramétrisées par u , où nous avons $r^2 = u^2 + h^2$ et $\tan(\theta - \theta_0) = u/h$.

En mécanique classique, dans un espace vide, une particule bouge le long d'une ligne droite, un géodésique de cet espace. Quand cette particule réagit avec un champ, sa trajectoire est modifiée. Mais nous pouvons modifier cette interprétation : la particule bouge toujours le long d'un géodésique, le champ d'interaction est remplacé par une métrique non-uniforme. Cette interprétation est le point de départ de la relativité générale.

16.7.8 Géodésique et transport parallèle.

Les géodésiques offrent une autre façon de relier la connexion affine et la métrique. Nous pouvons alternativement définir le géodésique comme une courbe dont les vecteurs tangents en chaque point sont parallèles entre eux.

Une courbe est donnée par les n fonctions de ses coordonnées en fonction d'un paramètre s : $x^i = x^i(s)$. La tangente u en un point est

$$\vec{u}(s) = \frac{dx^i}{ds} \vec{e}_i$$

et pour que deux points voisins sur la courbe aient des tangentes parallèles, il faut que la dérivée covariante de la fonction ci-dessus, quand on se déplace le long de la courbe, soit nulle. Rappelons la définition de la dérivée covariante d'un champ de vecteur :

$$d\vec{u} = \left[(\partial u^i / \partial x^j) + u^k(x) \Gamma_{kj}^i \right] dx^j \vec{e}_i$$

comme nous nous déplaçons le long de la courbe, les dx^j ne sont pas quelconques, mais données par $dx^j = (dx^j / ds) ds$. Le premier terme dans le crochet se réécrit simplement alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^i}{\partial x^j} \frac{dx^j}{ds} &= \frac{du^i}{ds} \\ &= \frac{d^2 x^i}{ds^2} \end{aligned}$$

La variation (en fonction de s , la seule variable indépendante) du vecteur tangent le long de la courbe s'écrit donc

$$d\vec{u} = \left[\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kj}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^j}{ds} \right] ds \vec{e}_i$$

Remarquez que le deuxième terme dans le crochet $\Gamma_{kj}^i \dot{x}^k \dot{x}^j$ (qui est une somme sur les k et j) s'écrit de façon plus symétrique $(1/2)(\Gamma_{kj}^i + \Gamma_{jk}^i) \dot{x}^k \dot{x}^j$. Le calcul tensoriel implique souvent l'extraction de partie symétrique et antisymétrique et une notation a été inventé à cet effet : $(\)$ indique la partie symétrique et un $[\]$ la partie antisymétrique.

$$\begin{aligned} \Gamma_{(jk)}^i &= (1/2)(\Gamma_{kj}^i + \Gamma_{jk}^i) \\ \Gamma_{[jk]}^i &= (1/2)(\Gamma_{jk}^i - \Gamma_{kj}^i) \end{aligned}$$

Pour conclure : la courbe \mathcal{C} donnée par les n équations $x^i = x^i(s)$ est un géodésique si ces fonctions obéissent aux n équations

différentielles

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{(kj)} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0 \quad i = 1, \dots, n \quad (16.39)$$

Il suffit maintenant de comparer l'expression de la géodésique obtenu de cette façon avec celle obtenue par la métrique pour relier la connexion affine et le métrique. Notez qu'ici, notre approche est plus générale, puisque nous ne supposons plus que Γ soit symétrique pour la permutation de ces indices. Par contre, l'expression ci-dessus nous montre que la métrique n'est relié qu'à la partie symétrique de la connexion. Si nous menions ce calcul en détail, nous verrons que nous obtenons la connexion de Levi-Civita.

La partie antisymétrique dénote une *torsion*. Si on revient à l'image de Cartan du transport parrallèle (figure 16.4), cela veut dire que le plan tangent, en se déplaçant le long de la courbe qui relie deux points, subit également une rotation sur lui-même.

Équation à dérivée partielle du premier ordre.

Le monde des équations à dérivées partielles (EDP) est vaste, et des centaines de livres, souvent extrêmement pédagogiques, leur sont consacrées. Les EDP les plus utilisées en physique sont de second ordre pour l'espace, et de premier ou de second ordre pour le temps. Ce sont les équations de la chaleur, de Laplace et de Poisson, et l'équation d'onde. Nous n'allons pas traiter ces équations de façon générale; les méthodes des chapitres précédents (TF, TL, Green,...) sont les outils de base par lesquels ces EDP linéaires sont abordées.

Les EDP linéaires *de premier ordre* sont par contre exactement soluble par la méthode des caractéristiques, au moins en théorie. Il est utile d'en donner un bref aperçu.

17.1 La méthode des caractéristiques.

Prenons d'abord le cas simple de l'équation

$$\partial_t \phi + c \partial_s \phi = 0$$

que nous savons résoudre de différente façon (par les TF, ou par les méthodes opératorielle, voir par exemple le chapitre 10). En tout cas, il est facile de vérifier que la solution générale de cette équation est

$$\phi(s, t) = g\left(\frac{s}{c} - t\right) \quad (17.1)$$

Pour trouver la forme de $g()$ qui correspond à une condition initiale donnée $\phi(s, 0) = \phi_0(s)$ (où $\phi_0(s)$ est connue, par exemple $\phi_0(s) = s$), il suffit de mettre $t = 0$ dans la relation ci-dessus pour trouver que $g(s/c) = \phi_0(s)$ ou encore $g(s) = \phi_0(cs)$. La solution qui correspond à notre condition initiale est donc (cf figure 17.1)

$$\phi(s, t) = \phi_0(s - ct)$$

On peut dire que la solution initiale se propage dans le temps (si nous envisageons t comme le temps). Nous voyons ici une particularité des EDP : Pour une équation différentielle ordinaire (ODE), ce n'est que les coefficients des fonctions que l'on trouve par la condition initiale, la forme de la solution est fixe; pour une EDP, la forme même de la solution dépend des conditions initiale.

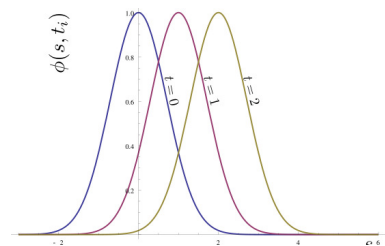


FIGURE 17.1 – La fonction $\phi_0(s - ct)$ en fonction de s à différent t pour $\phi_0(u) = \exp(-u^2)$ et $c = 1$.

Prenons maintenant une EDP légèrement plus générale :

$$\partial_t \phi + P(s) \partial_s \phi = Q(s) \phi \quad (17.2)$$

En nous inspirant du cas simple précédent, nous cherchons la solution sous forme de

$$\phi(s, t) = f(s) g(W(s) - t) \quad (17.3)$$

D'une certaine façon, la fonction $g()$ va nous donner la *propagation* de la condition initiale tandis que la fonction $f()$ est la modulation de l'*amplitude*. Nous devons maintenant déterminer $f(), g()$ et $W()$. A priori, nous n'avons rien gagné d'autre que l'augmentation du nombre de fonctions inconnues. Mais nous gagnons la liberté d'imposer des contraintes à ces fonctions qui ramènerons le problème à des choses plus connues.

Nous avons, pour les dérivées partielles de ϕ :

$$\partial_t \phi = -f(s) g'(R) \quad (17.4)$$

$$\partial_s \phi = f'(s) g(R) + W'(s) f(s) g'(R) \quad (17.5)$$

où R nous évite d'écrire $W(s) - t$. En insérant (17.4, 17.5) dans l'équation (17.2), nous avons :

$$(-1 + P(s)W'(s)) f(s) g'(R) + (P(s)f'(s) - Q(s)f(s)) g(R) = 0. \quad (17.6)$$

Une solution évidente de (17.6) est donnée par :

$$P(s)f'(s) - Q(s)f(s) = 0 \quad (17.7)$$

$$P(s)W'(s) = 1 \quad (17.8)$$

L'équation (17.7) est une équation différentielle linéaire homogène de premier ordre en $f()$ et sa solution est donnée par $f(s) = \exp(A(s))$, où $A'(s) = Q(s)/P(s)$. La relation (17.8) s'intègre directement : $W(s) = \int ds/P(s)$. La fonction g reste indéterminée comme précédemment, son choix dépendant des conditions initiales imposées au système.

Exemple 17.1 Nous souhaitons résoudre une équation de diffusion avec un terme de dérive linéaire, appelé Ornstein-Uhlenbeck :

$$\partial_t p = \partial_x(kxp) + D\partial_x^2 p \quad (17.9)$$

avec la condition initiale (CI)

$$p(x, 0) = \delta(x - x_0) \quad (17.10)$$

où δ est la fonction de Dirac. $p(x, t)$ est une densité de probabilité de présence à l'instant t à l'abscisse x , et la condition initiale veut simplement dire que toute la probabilité est condensée en x_0 à l'instant $t = t_0$. Soit $\phi(s, t)$ la transformée de Fourier en x de $p(x, t)$:

$$\phi(s, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{isx} p(x, t) dx$$

l'équation (17.9) se transforme alors en

$$\partial_t \phi + ks \partial_s \phi = -Ds^2 \phi \tag{17.11}$$

avec la condition initiale

$$\phi(s, 0) = e^{isx_0} \tag{17.12}$$

L'équation (17.11) est une EDP de premier ordre similaire à (17.2), avec $P(s) = ks$ et $Q(s) = -Ds^2$. Nous avons alors $A(s) = -Ds^2/2k$ et $W(s) = \log(s)/k$. La solution est donc :

$$\phi(s, t) = \exp(-Ds^2/2k) g(\log(s)/k - t) \tag{17.13}$$

Nous pouvons vérifier par dérivation directe que l'expression (17.13) est bien solution de (17.11). Il nous reste à utiliser la CI (17.12) en mettant $t = 0$ pour trouver $g()$, ce qui donne :

$$g(r) = \exp \left\{ \frac{D}{2k} e^{2kr} + ix_0 e^{kr} \right\}$$

et la solution complète avec la condition initiale (17.12) s'écrit :

$$\phi(s, t) = \exp \left[\frac{-Ds^2}{2k} (1 - e^{-2kt}) + isx_0 e^{-kt} \right]$$

La fonction ϕ est appelé, en probabilité, la fonction caractéristique associé à la densité de probabilité p . La moyenne et la variance se calcule aisément si on connaît ϕ :

$$\begin{aligned} \langle X \rangle &= \int xp(x)dx = -i \frac{\partial \phi}{\partial s} \Big|_{s=0} \\ \langle X^2 \rangle &= \int x^2 p(x)dx = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} \Big|_{s=0} \end{aligned}$$

Notons quelques cas importants dans la solution générale (17.3). D'abord, si la condition initiale est $\phi(s, 0) = f(s)$, alors $g(r) = 1$! toute la dépendance du temps contenu dans la fonction $g()$ disparaît est la solution est $\phi(s, t) = f(s)$. La fonction $f(s)$ est la solution *stationnaire* : si on commence avec cette condition, on y reste. Ceci est l'équivalent d'un point d'équilibre pour les équations différentielles ordinaires, et la solution stationnaire peut être stable ou instable.

Ensuite, notons que si $f(s) = 1$,

$$\phi(s, t) = \phi_0 [W^{-1}(W(s) - t)]$$

où $W^{-1}()$ désigne la fonction inverse de $W()$. La condition initiale se propage continuellement en se déformant éventuellement. Si par exemple $W(s) = s/c$, $\phi(s, t) = \phi_0(s - ct)$; si $W(s) = \sqrt{s/a}$, $\phi(s, t) = \phi_0((\sqrt{s} - \sqrt{at})^2)$ (cf figure 17.2).

Finalement, si la condition initiale est $\phi(s, 0) = 1$, la solution est simplement

$$\phi(s, t) = \frac{f(s)}{f(W(s) - t)}$$

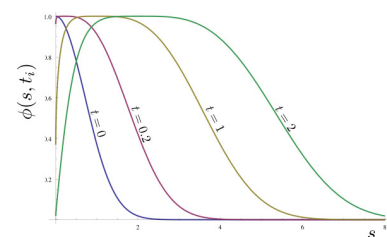


FIGURE 17.2 – La fonction $\phi(s, t) = \phi_0 [W^{-1}(W(s) - t)]$ en fonction de s à différent t pour $\phi_0(u) = \exp(-u^2)$ et $W(s) = \sqrt{s}$.

Exercices.

§ 17.1 Calculer, pour le processus d'Ornstein, $\langle X(t) \rangle$ et $Var(X(t)) = \langle X^2(t) \rangle - \langle X(t) \rangle^2$.

§ 17.2 Croissance exponentielle. Pour une croissance exponentielle, l'équation maîtresse s'écrit :

$$\partial_t p(n, t) = (n - 1)p(n - 1, t) - np(n, t)$$

où $p(n, t)$ est la probabilité pour une population d'avoir la taille n à l'instant t . En utilisant plutôt la transformée de Laplace

$$\phi(s, t) = \sum_n p(n, t)e^{-ns}$$

Calculer $\langle n(t) \rangle$ et $Var(n(t))$. La condition initiale est $p(n, 0) = \delta_{n, n_0}$. Ceci est également connu sous le nom de processus de Poisson.

§ 17.3 (Plus ardu). On démarre avec une population initiale de bactérie n_0 , dont les taux de mort et naissance sont égaux et valent α . Calculer $\langle n(t) \rangle$ et $Var(n(t))$.

Nous verrons que l'équation maîtresse dans ce cas s'écrit :

$$\partial_t p(n, t) = (n - 1)p(n - 1, t) + (n + 1)p(n + 1, t) - 2np(n, t) \quad (17.14)$$

avec la condition initiale $p(n, 0) = \delta_{n, n_0}$. $p(n, t)$ est la probabilité pour la population, à l'instant t , d'avoir la taille n .

Pour résoudre l'éq.(17.14), vous avez plus intérêt à utiliser la transformée de Laplace :

$$\phi(s, t) = \sum_n p(n, t)e^{-ns}$$

17.2 Interprétation géométrique.

Nous avons donné la méthode des caractéristiques comme une recette. Mais cette recette découle d'une interprétation géométrique très simple : les dérivées premières sont les pentes de la fonction selon les diverses directions. Prenons d'abord le cas de l'équation

$$P(s, t)\partial_s \phi + R(s, t)\partial_t \phi = 0 \quad (17.15)$$

Nous pouvons représenter la solution $\phi(s, t)$ comme une surface : $\phi(s, t)$ étant la hauteur à la position (s, t) . Si nous pouvions connaître les courbes de niveau de cette surface, nous aurions déjà une très bonne connaissance de la solution (voir figure 17.3). Bien sûr, les courbes de niveaux ne contiennent qu'une partie de l'information : nous devons connaître aussi la valeur (la hauteur) de chaque courbe, puisque une infinité de fonction peuvent avoir les mêmes courbes de niveaux. Si par exemple, la courbe \mathcal{C} est une courbe de niveau de la fonction $\phi(s, t)$, elle est aussi une courbe de niveau de la fonction $f(\phi(s, t))$, où $f(\cdot)$ est une fonction quelconque (figure 17.4).

La résolution d'une EDP de première ordre est donc divisée en deux parties : dans la première partie, nous déterminons les courbes de niveaux par la méthode des caractéristiques, et dans une deuxième partie, en utilisant une condition initiale, nous donnons la valeurs de chaque courbe.

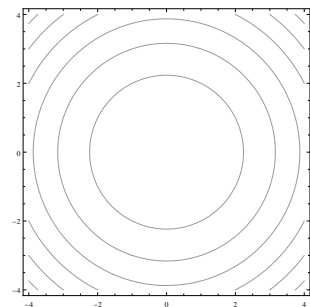


FIGURE 17.3 – Exemple de courbe de niveau d'une fonction $\phi(s, t)$

Voyons d'abord la première partie. Quand on parcourt une courbe de niveau, la valeur de la fonction $\phi()$ y reste constante. Supposons maintenant que nous sommes à une position (s, t) . Comment se déplacer d'une quantité (ds, dt) pour que la valeur de la fonction ϕ reste constante? Quelle doit être le rapport entre le déplacement dans la direction ds et le déplacement dans la direction dt pour ne pas changer d'altitude? Noter que se donner une relation entre ds et dt en tout point définit une courbe dans le plan (s, t) . Par exemple, $dy/dx = -x/y$ définit l'équation d'un cercle de centre origine; le rayon de ce cercle est donné par une condition initiale.

La variation de $\phi()$ en fonction de (ds, dt) est

$$d\phi = (\partial_s \phi) ds + (\partial_t \phi) dt$$

En comparant cette expression à (17.15), nous voyons qu'il suffit de choisir ds proportionnel à $P(s, t)$ et dt proportionnel à $R(s, t)$ pour que $d\phi = 0$. Autrement dit, pour avoir $d\phi = 0$, il suffit de choisir

$$\frac{ds}{P(s, t)} = \frac{dt}{R(s, t)} \quad (17.16)$$

Comme vous le remarquez, l'expression ci-dessus est une équation différentielle ordinaire donnant la forme de la courbe qu'on appelle caractéristique.

Exemple 17.2 L'équation $t\partial_s \phi - s\partial_t \phi = 0$: les courbes de niveaux sont données par $s ds + t dt = 0$, autrement dit par $s^2 + t^2 = C$. Ce sont des cercles centrés sur l'origine.

Appliquons cela à l'équation plus simple que nous avons traité au début de ce chapitre :

$$\partial_t \phi + P(s) \partial_s \phi = 0 \quad (17.17)$$

Les courbes de niveau sont données par

$$\frac{ds}{P(s)} = \frac{dt}{1}$$

En intégrant les deux côtés, nous avons donc

$$W(s) - t = C$$

où $W'(s) = 1/P(s)$ et C est une constante d'intégration. La fonction $W(s) - t = C$ nous donne donc les courbes de niveau, et la solution générale de l'équation (17.17) est donc de la forme

$$\phi(s, t) = g(W(s) - t)$$

La fonction g doit être trouvée en utilisant les conditions aux bords. Ceci est le sens de la "recette" de résolution que nous avons donné au début de ce chapitre, dans le cas simple où le second membre est nul.

Très bien, nous connaissons les courbes de niveaux. Mais pour vraiment connaître ϕ , il faut connaître la valeur de cette fonction

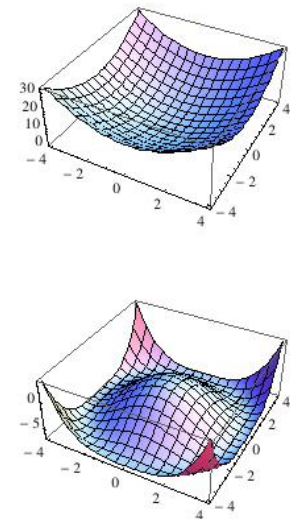


FIGURE 17.4 – Deux fonctions $\phi_1(s, t) = r^2$ et $\phi(s, t) = -r^2 + 0.035r^4$, où $r^2 = s^2 + t^2$ ayant les mêmes courbes de niveaux que la figure 17.3.

sur chaque courbe. Comment déterminer cela ? Évidemment, à l'aide des conditions initiales. Si par exemple, on se donne $\phi(s, 0) = I(s)$, nous connaissons alors la valeur de ϕ sur la courbe de niveau qui passe par $(s, 0)$. Autrement dit, en transportant les hauteurs $\phi(s, 0)$ le long des courbes de niveau, on reconstruit la surface $\phi(s, t)$. Ceci est le sens de la détermination de la fonction $g()$ par les conditions initiales dans la section précédente. Nous avons donc la méthode générale de la résolution d'une EDP de premier ordre.

Exemple 17.3 Équation d'onde. Soit l'équation $c\partial_x\phi - \partial_t\phi = 0$, avec la condition initiale $\phi(x, 0) = f(x)$. Les courbes caractéristiques sont $dx/c = -dt$, autrement dit $x = -ct + x_0$. En inversant cette relation, nous trouvons $x_0 = x + ct$. Nous trouvons donc que

$$\phi(x, t) = f(x + ct)$$

Nous avons appelé cette équation "équation d'onde" puisque l'équation $c^2\partial^2\phi/\partial x^2 - \partial^2\phi/\partial t^2 = 0$ se factorise en

$$(c\partial_x - \partial_t)(c\partial_x + \partial_t)\phi = 0$$

Si ϕ est solution de $c\partial_x\phi - \partial_t\phi = 0$ ou de $c\partial_x\phi + \partial_t\phi = 0$, alors ϕ est solution de l'équation d'onde.

17.3 Généralisation.

A partir de là, nous pouvons généraliser notre analyse à l'équation

$$P(s, t)\partial_s\phi + R(s, t)\partial_t\phi = Q(s, t, \phi)$$

avec les conditions initiales $\phi(s, 0) = I(s)$. Les courbes caractéristiques données par (17.16) ne sont plus des courbes de niveau, mais la variation de ϕ le long des courbes est donnée par une équation différentielle ordinaire. Supposons que la solution de $ds/P = dt/R$ soit donnée par $s = f(t, s_0)$ ¹, c'est à dire $ds/dt = f'(t, s_0) = P/R$. Quand on se déplace le long d'une courbe caractéristique $s = f(t, s_0)$, la variation de ϕ est

$$\begin{aligned} d\phi &= ds\partial_s\phi + dt\partial_t\phi \\ &= (P\partial_s\phi + R\partial_t\phi)(dt/R) \\ &= (Q/R)dt \end{aligned}$$

Donc, le long de ces courbes, ϕ est solution de l'équation

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{Q(s, t, \phi)}{R(s, t)} \quad (17.18)$$

où $s = s(t)$. La stratégie pour trouver la solution est une modification de ce que nous avons dit précédemment :

1. Trouver la courbe caractéristique $s = f(t, s_0)$, l'inverser pour trouver $s_0 = g(s, t)$.

1. Pour être plus général, nous aurions du écrire $f(s, t, s_0) = 0$

2. Résoudre l'équation différentielle *ordinaire* (17.18) où $s = f(t, s_0)$ soumise à la condition initiale $\phi(0) = I(s_0)$, le long d'une courbe caractéristique.

Exemple 17.4 Nous souhaitons Résoudre l'équation $\partial_s \phi + P(t) \partial_t \phi = Q(t) \phi$ avec la condition initiale $\phi(s, 0) = I(s)$. Notez que nous n'avons pas de dépendance explicite en s dans cette équation.

Les courbes caractéristiques sont $ds/1 = dt/P(t)$. Si nous appelons $W(t)$ une primitive de $1/P(t)$, (la fonction W est connue, puisque P l'est) les courbes caractéristiques sont données par $W(t) - s = W(0) - s_0$. Le long de ces courbes, nous choisissons t comme variable indépendante (nous avons le choix du paramétrage) et donc, le long de ces courbes,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{Q(t)}{P(t)} \phi$$

Si nous appelons $A(t)$ une primitive de Q/P , alors la solution générale de l'équation ci-dessus est

$$\phi(t) = C. \exp(A(t)).$$

Toutes les courbes passant par t (quelque soit leur ordonnée s) ont la forme ci-dessus. Vous pouvez voir cela comme le croisement entre la surface ϕ et le plan t . La caractéristique passant par le point (s, t) passe par le point $(s_0, 0)$ où $s_0 = W(t) - s - W(0)$. La solution complète de l'équation s'écrit donc comme

$$\phi(s, t) = I(W(t) - s - W(0).) \exp(A(t))$$

Nous laissons au lecteur le soin de revoir la première section de ce chapitre à la lumière de ces développements.

Les formes différentielles et la dérivation extérieure.

18.1 Introduction.

L'analyse des fonctions d'une seule variable est simple : nous savons prendre la dérivée première, seconde, ... et cela a un sens direct (pente, courbure,...). Quand on aborde les fonctions de plusieurs variables, les choses commencent à se compliquer. Les opérateurs différentiels prennent alors des noms étranges comme gradient, divergence, rotationnel,... Et nous découvrons qu'il existe des relations entre ces êtres : prendre la *circulation* le long d'une courbe fermée revient à calculer le *flux* d'un rotationnel à travers la surface engendrée par cette courbe ; calculer le flux à travers une surface fermée revient à prendre l'intégrale de la divergence *dans* le volume,... Si vous êtes très versé dans la manipulation de ces objets, vous savez peut-être ce que vaut **grad(divf)** par cœur !

Tout cela n'est pas très joli. D'abord, nous avons de la peine à distinguer la signification de tous ces opérateurs et des relations qui existent entre eux ; ensuite, cette analyse vectorielle ne marche qu'à *trois* dimensions¹ ; Enfin, les équations mathématiques deviennent confuses : pourquoi la dérivée temporelle du champ magnétique devrait être liée au rotationnel du champ électrique ? On sent bien qu'il y a des arguments de géométrie derrière cela, mais quoi exactement ?

A partir du début du vingtième siècle, des mathématiciens comme Poincaré et Cartan ont réalisé que derrière tout ce chaos, il y avait de l'ordre, exactement comme la découverte de l'existence des atomes a donné un sens à la chimie. Les atomes en question ici s'appellent des formes différentielles, et nous allons les étudier plus en détails. Disons simplement que toutes ces relations entre opérateurs ne sont en fait que des généralisations du Théorème Fondamental de l'analyse :

$$\int_a^b F'(x)dx = F(b) - F(a)$$

1. Et cela par un malentendu qui fait correspondre un vecteur aux produit vectoriel dans le cas des espaces à trois dimensions.

18.2 Les 1-formes.

Une 1-forme est une application linéaire qui agit sur un vecteur et produit un nombre. Le lecteur est probablement habitué déjà à ce concept : en notation matricielle, les (vrais) vecteurs sont représentés par des colonnes (vecteur colonne) ; ceci dit, nous avons également des vecteurs *lignes*. Ces vecteurs lignes sont ce qu'on appelle des 1-formes. L'application d'une forme \tilde{u} à un vecteur v revient à "multiplier" son "vecteur" ligne par le vecteur colonne de v pour produire un nombre.

Bien. Ceci dit, une colonne de nombre est juste une *représentation* d'un vecteur, qui dépend de la base choisie. Les vecteurs sont des objets géométriques qui ne dépendent évidemment pas de leurs représentations². De la même manière, les 1-formes ne sont pas des vecteurs lignes qui est juste une façon de les représenter par des nombre : Le scalaire $\tilde{u}(v)$ ne dépend pas de la base que nous avons choisie.

Pour développer notre théorie, il est pratique de nous donner une base. Prenons, pour simplifier les choses, un espace *plat* à 3 dimensions, où nous nous donnons trois vecteurs indépendants $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ et \mathbf{e}_z . N'importe quel vecteur peut maintenant être représenté par une combinaison du genre $\mathbf{v} = a_x\mathbf{e}_x + a_y\mathbf{e}_y + a_z\mathbf{e}_z$ où les coefficients a_y sont des nombres.

De la même façon, nous pouvons nous donner une base dans l'espace des formes et écrire une 1-forme ω comme une combinaisons de ces 1-formes de base. C'est ici que les mathématiciens ont introduit une notation qui peut paraître déroutant aux physiciens³, mais qui s'avère extrêmement féconde. Il existe par exemple un (unique) 1-forme ω_x tel que

$$\omega_x(\mathbf{e}_x) = 1; \omega_x(\mathbf{e}_y) = 0; \omega_x(\mathbf{e}_z) = 0$$

Nous appellerons cette 1-forme dx . Ici, dx n'a rien d'infinitésimal, sa représentation est le vecteur ligne $(1, 0, 0)$. De la même façon, nous définissons les 1-formes dy et dz . Ainsi, $dy(a_x\mathbf{e}_x + a_y\mathbf{e}_y + a_z\mathbf{e}_z) = a_y$.

Un exemple de 1-forme est la force f en mécanique⁴. Quand sous l'action de cette force, un point matériel bouge du point P_1 au point P_2 , le travail (qui un scalaire) de cette force est $f(P_1\vec{P}_2)$, c'est à dire l'application de la 1-forme f au vecteur $P_1\vec{P}_2$. Donnons nous par exemple un champ de force constant $f = 2dx + 3dy$ et supposons que le déplacement⁵ $P_1\vec{P}_2 = 3\mathbf{e}_x + 2\mathbf{e}_y$. Alors le travail de cette force est

$$W = 2dx(3\mathbf{e}_x + 2\mathbf{e}_y) + 3dy(3\mathbf{e}_x + 2\mathbf{e}_y) = 6 + 6 = 12$$

Généralisons un peu plus. De la même façon que nous définissons un champ de vecteur (pensez le champ de déplacement $\mathbf{u}(x, y, z)$ des points d'un corps matériel sous l'action des forces), nous pouvons définir un champ de 1-forme comme par exemple

$$\omega = f(x, y)dx + g(x, y)dy$$

2. C'est la différence entre une personne et une photo de cette personne.

3. Utiliser ces notations demande un peu de schizophrénie de la part de l'étudiant physicien, qui doit désapprendre ses propres notations.

4. Oui, la force n'est pas un vecteur, mais un 1-forme

5. Oui, le déplacement est un vecteur.

L'application de cette 1-forme à un vecteur $P_1\vec{P}_2$ produit un scalaire qui dépend non seulement du vecteur $P_1\vec{P}_2$, mais également de la localisation de ce vecteur dans l'espace⁶. Si le vecteur est "petit", que le point P_0 qui désigne son milieu est de coordonnées (x_0, y_0) , et que nous pouvons le représenter par le vecteur colonne $(h, k)^T$, alors

$$\omega(P_1\vec{P}_2) = f(x_0, y_0)h + g(x_0, y_0)k$$

A vrai dire, le mot "différentielle" dans "forme différentielle" sous-entend bien que nous nous adressons qu'aux "petits" vecteurs; l'action des formes sur des plus grands objets s'obtient par la sommation de leurs actions sur les petits, ce qu'on désigne par intégration. Nous verrons cela plus bas.

18.3 Intégration des 1-formes.

Nous avons une idée assez claire de ce que veut dire l'intégrale d'une fonction d'une variable sur un intervalle $[a, b]$. Nous devons maintenant définir exactement ce que l'on entend par l'intégration des 1-formes le long d'un chemin C reliant deux points A et B .

Géométriquement, cela est très simple : Donnons nous une 1-forme ω , un chemin C et $N + 1$ points le long de la courbe ($P_0 = A, P_1, \dots, P_i, \dots, P_N = B$). Nous définissons

$$\int_C \omega = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N \omega(\overrightarrow{P_i P_{i+1}})$$

En clair, nous appliquons le 1-forme à tous les "petits" vecteurs dont l'union constitue le chemin. Remarquez que nous avons transféré, pour l'intégration ici le poids du "petit" des formes aux vecteurs.

Ceci dit, comment faire l'intégration concrètement? Soit la forme $\omega = f(x, y)dx + g(x, y)dy$ et le chemin C . Nous pouvons donner l'équation de la courbe sous forme paramétrique $x = x(t)$ et $y = y(t)$ pour $t \in [a, b]$. Nous avons alors, selon les opérations classiques de l'analyse⁷, $dx = x'(t)dt$ et $dy = y'(t)dt$. Nous avons alors

$$\int_C f(x, y)dx + g(x, y)dy = \int_a^b \{f(x, y)x'(t) + g(x, y)y'(t)\} dt$$

Exemple 18.1 Intégrons la forme $\omega = ydx + xdy$ le long du quart de cercle de rayon 1 parcouru dans le sens positif. Nous pouvons paramétriser le quart de cercle par $x = \cos t$ et $y = \sin t$ pour $t \in [0, \pi/2]$. Nous avons alors

$$\int_C \omega = \int_0^{\pi/2} (-\sin^2(t) + \cos^2(t)) dt = 0$$

L'intégration de $-ydx + xdy$ le long du même chemin nous donnerai $\pi/2$.

En physique, nous ne faisons souvent pas de distinction entre 1-forme et vecteur. Ainsi, le 1-forme $\omega = adx + bdy$ est souvent

6. Il existe une différence entre un vecteur abstrait, c'est à dire un objet appartenant à un espace vectoriel, et un vecteur géométrique reliant deux points P_1 et P_2 . Les deux concepts sont fortement connectés, mais différents.

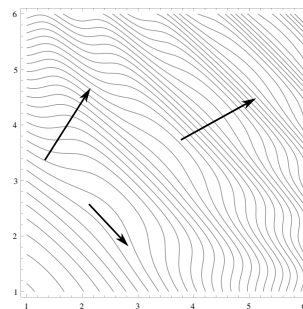


FIGURE 18.1 – Comment représenter les 1-formes? Dans l'espace à 2 dimensions, une très bonne représentation sont les lignes de flux. Ainsi, l'action d'une 1-forme sur un vecteur est le nombre de ligne que ce vecteur coupe. Ici, nous l'avons ainsi représenté. Le lecteur est déjà familier avec cette représentation comme courbes de niveau pour certaines 1-formes. Pour ces formes là, ceci est une bonne représentation du gradient, comme nous le verrons plus bas. De façon générale, nous pouvons, dans un espace à n dimensions, représenter les 1-formes par des hyper surfaces.

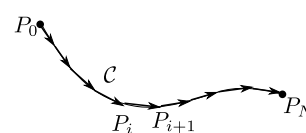


FIGURE 18.2 – Intégration des 1-formes.

7. Les formes différentielles ne font que généraliser les concepts d'analyse.

remplacé par le vecteur $\mathbf{f} = (a, b)^T$. L'intégrale $\int_C \omega$ est écrit dans ces notations comme

$$\int_C \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s}$$

où $d\mathbf{s}$ est un élément infinitésimal et le "point" désigne le produit scalaire.

18.4 les n -formes et les n -vecteurs.

Dans l'espace, nous avons des points, des vecteurs (reliant deux points proches), et des 1-formes. Nous pouvons maintenant généraliser ces concepts et construire des objets plus complexes. Par exemple, nous pouvons construire des bi-vecteurs. De la même manière qu'un vecteur \vec{v} peut être utilisé pour "porter" un segment de ligne orienté, un bi-vecteur $\vec{v}_1 \wedge \vec{v}_2$ peut être utilisé pour porter un élément de surface orientée⁸. Ainsi, nous avons

$$\begin{aligned} \vec{v} \wedge \vec{v} &= 0 \\ \vec{v}_1 \wedge \vec{v}_2 &= -\vec{v}_2 \wedge \vec{v}_1 \end{aligned}$$

un bi-vecteur a toute les propriétés usuelles de distributivité qu'on attend de lui. Par exemple, $\vec{v}_1 \wedge (\vec{v}_2 + \vec{v}_3) = \vec{v}_1 \wedge \vec{v}_2 + \vec{v}_1 \wedge \vec{v}_3$. Si dans l'espace $n = 3$ des vecteurs, nous avons pris $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ comme éléments de la base, Dans l'espace des bi-vecteurs, nous pouvons définir $\vec{e}_1 \wedge \vec{e}_2, \vec{e}_2 \wedge \vec{e}_3, \vec{e}_3 \wedge \vec{e}_1$ comme les éléments de la base. De façon générale, dans un espace à n dimensions, la dimension de l'espace des bi-vecteurs est $\binom{n}{2}$. Un hasard malheureux (ou heureux, selon les points de vue) fait que si $n = 3$, l'espace des bi-vecteurs est de dimension 3 également. Une certaine habitude s'est alors instaurée de représenter le bi-vecteur par un vecteur (normale à la surface), en mettant en garde l'utilisateur que ces vecteurs sont un peu anormaux, qu'il faut les appeler "axial", etc.

Bien, les 2-formes sont de la même manière une généralisation des 1-forme. Une 2-forme ω s'applique à un bi-vecteur pour produire un scalaire de façon bilinéaire. Ainsi, la 2-forme $dx dy$ appliquée⁹ à $\vec{e}_1 \wedge \vec{e}_2$ produit le nombre 1. Une 2-forme constante peut-être vue comme un flux; appliqué à une surface, cela produit le flux à travers cette surface.

18.5 L'intégration des k -formes.

Tout ce que nous avons dit sur les 1-forme se généralise aux k -formes. Nous appellerons un k -surface un objet que l'on peut paramétrer par k variables. Une courbe par exemple est une 1-surface, une surface au sens habituel est une 2-surface, un volume un 3-surface et ainsi de suite. Dans un espace à n dimensions, nous pouvons donner un sens très précis à l'intégration d'un k -forme ω sur un k -surface S : nous découpons S en N "petits" éléments

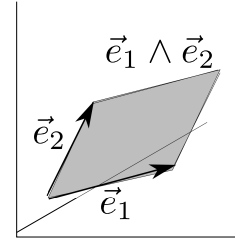


FIGURE 18.3 – un bi-vecteur

8. L'opération \wedge est appelé "produit extérieur".

9. La convention est d'omettre le \wedge entre dx et dy .

portés par des k -vecteurs a_i et nous définissons

$$\int_{\mathcal{D}} \omega = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N \omega(a_i)$$

Le calcul effectif se fait par une paramétrisation de \mathcal{D} . Par exemple, une 2-forme dans l'espace à 3d peut être représentée par

$$\omega = f(x, y, z) dx dy + g(x, y, z) dy dz + h(x, y, z) dz dx$$

Pour calculer concrètement l'intégrale $\int_{\mathcal{S}} \omega$, on paramétrise la surface par deux variables

$$x = a(u, v); y = b(u, v); z = c(u, v)$$

avec $(u, v) \in \mathcal{D} \subset \mathbb{R}^2$. Nous avons alors

$$dx = \frac{\partial a}{\partial u} du + \frac{\partial a}{\partial v} dv$$

et l'élément $dx dy$ par exemple devient

$$dx dy = \left(\frac{\partial a}{\partial u} du + \frac{\partial a}{\partial v} dv \right) \left(\frac{\partial b}{\partial u} du + \frac{\partial b}{\partial v} dv \right)$$

Or, comme $du du = dv dv = 0$ et $du dv = -dv du$, nous trouvons simplement

$$dx dy = \left(\frac{\partial a}{\partial u} \frac{\partial b}{\partial v} - \frac{\partial a}{\partial v} \frac{\partial b}{\partial u} \right) du dv$$

et ainsi pour les autres éléments. La parenthèse représente bien sûr ce que nous appelons un Jacobien, c'est à dire le déterminant de la matrice des dérivées. Quand vous passez des vecteurs e_1, e_2 aux vecteurs f_1, f_2 par une transformation linéaire A , le déterminant de A est le scalaire qui relie les surfaces portées par les deux jeux de vecteurs. Ceci est la *définition* du déterminant, indépendamment de la base choisie pour exprimer la matrice de A . Le Jacobien apparaît ici puisque nous sommes passé des dx, dy, dz aux du, dv par une transformation linéaire donnée par la matrice des dérivées.

Connexion avec l'analyse vectorielle.

En analyse vectorielle classique, nous rencontrons souvent l'intégrale d'un champ de vecteur le long d'une courbe, de surface, de volume, ... Par exemple, nous savons que le travail effectué par un champ de force le long d'une courbe est appelé *circulation* du vecteur. Soit le vecteur $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)^T$. Sa circulation C le long d'une courbe \mathcal{C} est définie par

$$C = \int_{\mathcal{C}} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{t}$$

où $d\mathbf{t}$ est un petit vecteur tangent à la courbe au point P , et $\mathbf{f} \cdot d\mathbf{t}$ représente le produit scalaire entre ces deux vecteurs. En langage de forme différentielles, au vecteur \mathbf{f} est associée la 1-forme $\tilde{f} = f_x dx + f_y dy + f_z dz$ et la circulation est simplement

$$C = \int_{\mathcal{C}} \tilde{f}$$

De même, le flux Φ d'un champ de vecteur \mathbf{f} à travers une surface S est définie par

$$\Phi = \int_S \mathbf{f} \cdot \mathbf{n} \, dS \quad (18.1)$$

où dS est un élément infinitésimal de surface, \mathbf{n} est le vecteur "normal" à cet élément, et $\mathbf{f} \cdot \mathbf{n}$ représente le produit scalaire. En langage des formes différentielles, au "vecteur" $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)^T$ est associée la 2-forme $\tilde{f} = f_x dydz + f_y dzdx + f_z dx dy$ et le flux est simplement

$$\Phi = \int_S \tilde{f} \quad (18.2)$$

La définition habituelle du flux en analyse vectorielle est problématique à cause de la définition du vecteur \mathbf{n} normal à la surface en un point. A trois dimensions, un petit élément de surface peut éventuellement être représenté par un vecteur (qu'on appelle alors axial); à dimension supérieure cependant, un élément de surface ne peut pas être représentée par un vecteur et la définition (18.1) n'est plus valide. La définition (18.2) en terme de forme différentielle reste bien sûr toujours valide.

18.6 La dérivation extérieure.

Jusque là, les p -formes ne nous ont apporté rien de nouveau. Leur vrai beauté apparaît avec la dérivation. Nous allons d'abord donner la technique et nous viendrons ensuite sur le sens.

La dérivation extérieur transforme une p -forme en une $(p + 1)$ -forme. Le principe est le suivant : quand on rencontre une expression du genre $A(x, y, z, \dots) dx dy \dots$, on prend le différentiel de A au sens usuel $(\partial A / \partial x) dx + \partial A / \partial y dy + \dots$ et on multiplie par l'élément $dx dy \dots$ qui était devant. Si on rencontre des $dx dx$, et bien cela vaut zéro et on ne s'en occupe pas; enfin, on arrange de façon cohérente les divers $dx dz$, ... Cela sera sans doute plus claire à travers des exemples. Dans les exemples ci-dessous, nous prenons un espace à trois dimensions.

Exemple 18.2 Soit la 0-forme $\omega = f(x, y, z)$. Alors, trivialement,

$$d\omega = (\partial f / \partial x) dx + (\partial f / \partial y) dy + (\partial f / \partial z) dz$$

Nous voyons donc que $d\omega$ représente ce qu'en général nous appelons un gradient et notons ∇f .

Exemple 18.3 Soit la 1-forme $\omega = A(x, y, z) dx + B(x, y, z) dy + C(x, y, z) dz$. La dérivation de la première partie nous donne

$$\begin{aligned} d[A(x, y, z) dx] &= [(\partial A / \partial x) dx + (\partial A / \partial y) dy + (\partial A / \partial z) dz] dx \\ &= -(\partial A / \partial y) dx dy + (\partial A / \partial z) dz dx \end{aligned} \quad (18.4)$$

Nous somme passé de la première ligne à la seconde en notant que $dx dx = 0$ et nous avons réarrangé le $dy dx$ en $-dx dy$. En

continuant l'opération sur les deux autres parties restantes et en regroupant les termes, nous trouvons finalement

$$\begin{aligned} d\omega &= [-(\partial A/\partial y) + (\partial B/\partial x)] dx dy \\ &+ [-(\partial B/\partial z) + (\partial C/\partial y)] dy dz \\ &+ [(\partial A/\partial z) - (\partial C/\partial x)] dz dx \end{aligned}$$

Vous avez bien sûr reconnu ce qu'en analyse vectorielle nous noterions par une "rotationnelle". Il suffit, pour reconnaître les notations habituelles, de remplacer A par F_x , B par F_y et C par F_z .

Exemple 18.4 Soit la 2-forme $\omega = A(x, y, z) dx dy + B(x, y, z) dy dz + C(x, y, z) dz dx$. Le seul terme non nul de la dérivation de la première partie est le terme $(\partial A/\partial z) dz dx dy$ que l'on réarrange en $(\partial A/\partial z) dx dy dz$ en permutant d'abord dz et dx , ensuite dz et dy ($-1 \times -1 = 1$, d'où le signe positif du réarrangement). En regroupant tout les termes, nous obtenons

$$d\omega = [(\partial A/\partial z) + (\partial B/\partial x) + (\partial C/\partial y)] dx dy dz$$

qui, en notations vectorielles, désignerait une "divergence" (Remplacer A par F_z , B par F_x et C par F_y pour les notations habituelles).

Nous voyons donc que les divers opérateurs différentiels de l'espace à trois dimensions ne sont que des formes déguisées de la dérivation (extérieure) des formes différentielles. C'est pour cela que le gradient, associé à une 1-forme, est toujours intégré le long d'une courbe, tandis que la rotationnelle, associée à une 2-forme, est intégrée sur une surface (on calcule toujours le flux d'une rotationnelle à travers une surface); enfin, la divergence, associée à une 3-forme est toujours intégrée dans un volume. Noter également que les opérateurs différentiels habituels ne sont bien défini que dans l'espace à trois dimensions, tandis que la dérivation des formes extérieures se fait indépendamment de la dimension et de façon presque mécanique, sans avoir à apprendre par cœur quoique ce soit. Si par ailleurs, vous êtes incapable de vous souvenir de la forme des opérateurs différentiels dans d'autres systèmes de coordonnées, transformez les formes ci-dessus en coordonnées polaire ou sphérique et dérivez les pour vous convaincre de la simplicité de manipulation des formes (voir les exercices).

Le point le plus fondamental est le corpus géométrique que les formes nous procurent et avec lequel nous allons nous familiariser par la suite.

Que signifie géométriquement la dérivation extérieure? Commençons par la dérivation d'une 1-forme ω à un point P de l'espace. Donnons nous deux "petits" vecteurs \vec{a} et \vec{b} et faisons un circuits \mathcal{C} autour du point P en suivant alternativement ces deux vecteurs. Appelons I l'intégrale de notre 1-forme le long de ce chemin. Nous définissons alors la 2-forme $d\omega$ comme la 2-forme qui, appliquée

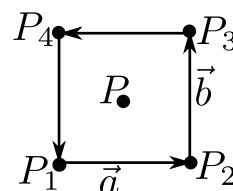


FIGURE 18.4 – Dérivation des 1-formes.

au bi-vecteur $\vec{a} \wedge \vec{b}$, produirait le même scalaire I :

$$d\omega(\vec{a} \wedge \vec{b}) \stackrel{\text{def}}{=} \int_C \omega$$

à la limite quand les deux vecteurs $\rightarrow 0$. La technique que nous avons donnée plus haut calcule explicitement la 2-forme. Voyons cela de plus près. Prenons pour simplifier la 1-forme $\omega = f(x, y)dx + g(x, y)dy$ et posons $\vec{a} = (2h, 0)^T$ et $\vec{b} = (0, 2k)^T$. Si (x, y) sont les coordonnées du point P , les coordonnées du milieu du segment P_1P_2 par exemple est $(x, y - k)$. Donc,

$$\begin{aligned} \omega(\overrightarrow{P_1P_2}) + \omega(\overrightarrow{P_3P_4}) &= (f(x, y - k) - f(x, y + k)) (2h) \\ &= -\frac{\partial f}{\partial y}(4hk) \end{aligned}$$

En calculant l'application de ω aux deux autres vecteurs restants, nous trouvons finalement que

$$\int_C \omega = \left(\frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial y} \right) (4hk)$$

Ce qui est exactement ce que produit la 2-forme $d\omega$ appliquée à $\vec{a} \wedge \vec{b}$.

Cette construction se généralise aisément à la dérivation des n -formes. Pour la dérivation d'une 2-forme ω par exemples, nous nous donnons trois "petits" vecteurs autour d'un point P , et calculons la somme I de l'application de la 2-forme à toutes ces surfaces (correctement orientées). Il existe une 3-forme qui, appliquée au tri-vecteur en question, produit le même nombre et correspond bien sûr à notre $d\omega$.

Lemme de Poincaré.

Ce lemme est quelque chose de tellement évident qui n'a pas mérité le nom de théorème; ceci dit, nous l'utilisons constamment dans divers contexte en lui donnant des noms différents (par exemple les deux premières équations de Maxwell). Le voici :

$$d(d\omega) = 0$$

Dériver deux fois une k -forme produit la $(k + 2)$ -forme nulle! Prenons par exemple une 0-forme dans l'espace à 2 dimensions $f(x, y)$ et dérivons là deux fois :

$$\begin{aligned} df &= \frac{\partial f}{\partial x}dx + \frac{\partial f}{\partial y}dy \\ d^2f &= \left(-\frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \right) dx dy = 0 \end{aligned}$$

Ceci a un caractère très général : quelque soit la forme que vous prenez, en la dérivant deux fois, vous tombez sur des expressions où nous avons des dérivées secondes croisées qui apparaissent deux fois avec des signes opposées.

Si par ailleurs, le lecteur a bien compris la signification géométrique de la dérivation extérieure, il n'aura pas de mal à démontrer le lemme de façon générale, sans faire appel aux coordonnées.

§ 18.1 Démontrer pourquoi en calcul vectoriel, nous avons les identités

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla f) &= 0 \\ \operatorname{div}(\nabla \times \mathbf{u}) &= 0\end{aligned}$$

Changement de variable.

Une des beautés des formes différentielles est la facilité qu'elles ont à gérer les changements de variables, de façon presque automatique. Prenons par exemple la forme $\omega = dx dy$ en coordonnées cartésiennes à 2 dimensions qui nous sert à mesurer l'aire d'une courbe fermée. En coordonnées polaire nous avons

$$\begin{aligned}x &= r \cos \theta & ; & \quad y = r \sin \theta \\ dx &= \cos \theta dr - r \sin \theta d\theta & ; & \quad dy = \sin \theta dr + r \cos \theta d\theta\end{aligned}$$

et donc $\omega = r dr d\theta$. Obtenir une forme dans un autre système de coordonnées est juste une question de multiplication des formes. Cet exemple nous sert également à illustrer que la dérivation extérieure est indépendante du système de coordonnées choisi. En système cartésien, nous avons par exemple $\omega = d\eta$ où $\eta = (x dy - y dx)/2$. En coordonnées polaires, le même calcul nous amène à

$$\eta = (1/2)r^2 d\theta$$

et nous voyons bien que $d\eta = r dr d\theta$. La "recette" pour effectuer la dérivation extérieure se charge de rendre cette opération libre des coordonnées.

§ 18.2 Démontrer cela de façon générale.

Manipulation des dérivations.

La première chose à maîtriser, comme dans le cas de la dérivation usuelle, est la règle de la dérivation d'un produit, qui s'écrit légèrement différemment :

$$d(\omega_1 \omega_2) = (d\omega_1)\omega_2 + (-1)^{\operatorname{deg}(\omega_1)} \omega_1 (d\omega_2)$$

où deg mesure la dimensionnalité de notre forme. Le signe est une conséquence de la commutativité des formes :

$$\omega_1 \omega_2 = (-1)^{\operatorname{deg}(\omega_1)} \omega_2 \omega_1$$

§ 18.3 Démontrer, en analyse vectorielle à 3 dimensions, que

$$\operatorname{div}(\vec{A} \times \vec{B}) = \operatorname{div}(\vec{A})\vec{B} - \vec{A} \cdot \operatorname{div}(\vec{B})$$

Exemple fondamental : le champ électromagnétique.

Soit la 1-forme $A = -A_0 dt + A_1 dx + A_2 dy + A_3 dz$ dans l'espace à quatre dimension. Nous avons l'habitude d'appeler $A_0 = V$ le potentiel électrique et $\vec{A} = (A_1, A_2, A_3)^T$ le potentiel vecteur. Le signe $-$ dans la coordonnée associée à dt est dû à la signature de notre espace-temps. Nous pouvons construire la forme dA . La seule complication est d'ordonner correctement les choses à 4d :

$$\begin{aligned} dA &= -((\partial_x A_0)dx + (\partial_y A_0)dy + (\partial_z A_0)dz) dt \\ &- ((\partial_t A_1)dx + (\partial_t A_2)dy + (\partial_t A_3)dz) dt \\ &+ (-\partial_y A_1 + \partial_x A_2) dx dy \\ &+ (-\partial_z A_2 + \partial_y A_3) dy dz \\ &+ (\partial_z A_1 - \partial_x A_3) dz dx \end{aligned}$$

Nous avons pris la peine de séparer les différentes contributions selon les conventions usuelles¹⁰. Par exemple, la 1-forme qui multiplie dt

$$E = -(\partial_x A_0 + \partial_t A_1)dx + (\partial_y A_0 + \partial_t A_2)dy + (\partial_z A_0 + \partial_t A_3)dz$$

est appelé (tri-) vecteur "champ électrique" et défini (en analyse vectoriel) comme

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\nabla} V - \partial_t \vec{A}$$

La 2-forme qui reste (tout ce qui ne contient pas dt)

$$B = (-\partial_y A_1 + \partial_x A_2) dx dy + (-\partial_z A_2 + \partial_y A_3) dy dz + (\partial_z A_1 - \partial_x A_3) dz dx$$

est appelé tri-vecteur champ magnétique. Nous voyons ici pourquoi \vec{B} n'est pas un vrai vecteur, puisqu'en réalité, il est associé à une 2-forme :

$$B_x = -\partial_z A_2 + \partial_y A_3; \dots$$

ou encore, écrit dans les notations pédestres :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

Séparer ainsi les coordonnées temporelles et spatiales nous oblige à alourdir inutilement nos notations, et pire, nous aveugler devant des évidences. Par le lemme de Poincaré, nous avons

$$d^2 A = 0$$

En séparant péniblement les divers coordonnées, nous obtenons ce que l'on appelle les deux premières équations de Maxwell.

Voyons cela de plus près. Dans la dérivation de dA , nous voyons que seul les termes de la 2-forme B produisent des 3-formes en $dx dy dz$, ce que nous écrivons, en notation vectoriel, par

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

En regroupant maintenant les autres termes en par exemple $dx dy dt$, ..., nous trouvons trois autres identités que l'on écrit, en notation vectorielle, par

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}$$

10. En donnant les indices 0 à 3 à nos coordonnées, nous avons simplement quelque chose du genre

$$dA = (\partial_{x^i} A_j - \partial_{x^j} A_i) dx^i dx^j$$

où nous nous sommes données quelques conventions pour ordonner correctement les paires (i, j) et sommer les indices répétés.

Un peu plus de travail sur les formes différentielles nous montrera que les deux autres équations de Maxwell s'écrivent comme

$$d(*dA) = \mu_0(*J)$$

où $*$ est appelé l'opération de Hodge (nous verrons le sens géométrique plus bas) et J est la 1-forme courant électrique : $J = -\rho dt + j_1 dx + j_2 dy + j_3 dz$.

18.7 théorème de Stokes.

Le théorème fondamental de l'analyse relie l'intégration de la dérivée d'une fonction aux valeurs de cette fonction aux bords :

$$\int_a^b F'(x) dx = F(b) - F(a) \quad (18.5)$$

Ceci est en fait une forme particulière du théorème de Stokes. Donnons nous un domaine ¹¹ S de dimension p dans un espace de dimension n . Une sphère pleine (le point P de coordonnées (x, y, z) appartient à la sphère de rayon R centrée sur l'origine si $x^2 + y^2 + z^2 < R^2$) est par exemple un domaine de dimension trois dans un espace de dimension 3. La boule ($z = 0, x^2 + y^2 < R^2$) est un domaine de dimension 2 dans un espace de dimension 3. Notons ∂S la frontière du domaine S . La coque $x^2 + y^2 + z^2 = R^2$ du premier exemple et le cercle $z = 0, x^2 + y^2 = R^2$ du deuxième exemple sont les frontières de leurs domaines. Le théorème de Stokes s'écrit

$$\int_{\partial S} \omega = \int_S d\omega \quad (18.6)$$

où ω est une $(p-1)$ -formes. C'est pour cela par exemple que l'intégrale d'une fonction (une 1-forme) le long d'une courbe fermée est égale à l'intégrale de la rotationnelle de cette fonction (la 2-forme dérivée) à travers la surface délimité par cette courbe. En réalité, c'est ce théorème que les physiciens appelle théorème de Stokes

$$\int_S \mathbf{rot} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} = \int_{\partial S} \mathbf{f} \cdot d\mathbf{l} \quad (18.7)$$

Mais nous n'avons pas à nous limiter là. Le flux d'un champ de vecteur à travers une surface S (une 2-forme) égale à l'intégrale de la divergence de ce champ (la 3-forme dérivée) dans le domaine D délimité par la surface. En physique, nous écrivons cela comme

$$\int_S \mathbf{f} \cdot d\mathbf{s} = \int_D \mathbf{div} \mathbf{f} dV \quad (18.8)$$

Enfin, nous avons appris que si une fonction est le gradient d'une autre, alors son intégrale le long d'un chemin reliant les point A et B ne dépend pas du chemin :

$$\int_C \mathbf{grad} f \cdot d\mathbf{l} = f(B) - f(A) \quad (18.9)$$

Comme vous le constatez, ces théorèmes de grad, rot et div ne sont que des applications du théorème de Stokes aux 1, 2 et 3 formes dans un espace de dimension 3.

11. Nous avons à supposer que le domaine est compact.

Aperçu de la démonstration du théorème de Stokes.

La démonstration suit de très près la définition de la dérivée extérieure.

18.8 Intégration par partie.

Le théorème de Stokes nous donne la possibilité de généraliser l'intégration par partie

$$\int_I fg' dx = [fg]_I - \int_I f'g dx$$

à n'importe quelle dimension. Nous savons que

$$(d\omega_1)\omega_2 = d(\omega_1\omega_2) - (-1)^{\deg(\omega_1)}\omega_1(d\omega_2)$$

Nous en déduisons que

$$\begin{aligned} \int_S (d\omega_1)\omega_2 &= \int_S d(\omega_1\omega_2) - (-1)^{\deg(\omega_1)} \int_S \omega_1(d\omega_2) \\ &= \int_{\partial S} \omega_1\omega_2 - (-1)^{\deg(\omega_1)} \int_S \omega_1(d\omega_2) \end{aligned}$$

18.9 Un peu de géométrie : vecteurs, 1-formes et leurs associations.

18.9.1 La théorie.

Jusque là, nous avons travaillé dans des espaces (que nous avons munis d'un système de coordonnées quelconque), nous y avons défini des vecteurs et des formes et nous avons développé notre théorie. Or, la plupart des espaces qui intéressent les physiciens, comme par exemple notre espace habituel à trois dimensions, possède en plus, une *métrique*¹² : nous savons mesurer la "taille" d'un vecteur et la *distance* entre deux points. Ce concept de métrique était absent dans les sections précédentes ; cependant, toutes les théories physiques que nous élaborons dépendent des *distances* entre points et nous devons maintenant ajouter ce concept si nous voulons que notre mathématiques servent à quelque chose. Cette section nous servira à faire la connexion entre les formes différentielles et d'une part les opérateurs différentiels (gradient, rot, ...) vu au chapitre 13 et d'autre part les tenseurs vu au chapitre 16. Le lecteur remarquera avec quel simplicité les formes automatisent les dérivations fastidieuses du chapitre 13.

Vecteurs.

Commençons par les vecteurs. Prenons un espace, c'est à dire un ensemble de points muni du concept de "proche". Nous pouvons associer de façon bijective cet espace, que nous appelons une *variété différentielle* (*manifold* en anglais) à un ensemble \mathbb{R}^n , et nous appelons alors n la dimension de l'espace. Cette association s'appelle

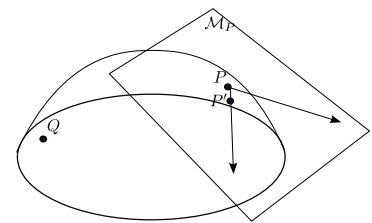


FIGURE 18.5 – L'espace (la variété différentielle) considéré ici est la surface de la sphère. L'espace tangent \mathcal{M}_P au point P où l'on définit les vecteurs est le plan tangent au point P . Tant que le point P' est infiniment proche de P , nous pouvons le considérer appartenant en même temps au sphère et au plan, et utiliser un vecteur de \mathcal{M}_P pour l'atteindre à partir de P par un vecteur. Pour un point plus lointain comme Q , cela n'est plus possible.

12. Un ensemble de points n'a pas de structure, c'est un peu comme un sac de points. En se donnant le concept de "voisinage" et de proche, nous transformons ces points en une sorte de tissu, nous leur donnons une structure. On dit que nous avons muni notre espace d'une topologie. Noter que cela ne contient pas encore le concept de distance, qui est un concept beaucoup plus précis et restrictif que le concept de "proche". En topologie, il n'y a pas de distinction entre cube et sphère, ce sont le même type d'objet.

“se donner un système de coordonnées” et nous repérons alors un point P par ses coordonnées (x^1, x^2, \dots, x^n) . A chaque point P de l'espace, nous pouvons définir des *vecteurs* $\mathbf{v} = \vec{PP'}$ entre ce point et l'ensemble des points P' (infiniment) proche de lui. L'ensemble \mathcal{M}_P de ces vecteurs $\{\mathbf{v}\}_P$ est appelé l'espace tangente du point P . Nous pouvons utiliser notre système de coordonnées pour définir une base dans cet espace vectoriel. Par exemple, $\mathbf{e}_1 = (1, 0, 0, \dots, 0)$, $\mathbf{e}_2 = (0, 1, 0, \dots, 0)$, ... Ainsi, pour le point le point $P = (x^1, x^2, \dots, x^n)$ et $P' = (x^1 + h^1, x^2 + h^2, \dots, x^n + h^n)$ (où nous supposons les h^i petit), nous pouvons écrire $P' = P + h^i \mathbf{e}_i$ (figure 18.5). Notez que par convention, un indice répété une fois en haut une fois en bas dénote une sommation. Cela nous évite d'alourdir les notations en traînant le symbole \sum partout.

Notez que cette définition de vecteur ne contient pour l'instant aucune notion de la norme d'un vecteur (ceci viendra bientôt); elle est basée purement sur le système de coordonnées choisi.

Formes.

Passons maintenant aux formes. Une 1-forme est une application linéaire qui s'applique à un vecteur et produit un nombre. L'ensemble \mathcal{M}_p^* des 1-formes s'appliquant aux vecteurs de \mathcal{M}_p forme lui-même un espace vectoriel que nous appelons l'espace cotangente. La forme dx^i par exemple est telle que $dx^i(\mathbf{e}_j) = \delta_j^i$; ce sont ces formes (sous le nom de dx ou dy) que nous utilisons aux sections précédentes. Remarquez que comme nous avons un système de coordonnées, nous pouvons associer à chaque vecteur $\mathbf{v} = h^i \mathbf{e}_i$ une 1-forme $\omega = h_i dx^i$ où $h_i = h^i$. Cependant, cette association est quelque peu artificielle est dépend de notre choix de système de coordonnées. Tous les concepts géométriques sont indépendants des systèmes de coordonnées : ces derniers sont juste une aide pour la manipulation, mais ne doivent pas nous cacher les significations géométriques.

Notons que nous pouvons donner une définition un peu plus formelle des 1-formes dérivées des fonctions. Soit une fonction $f(\cdot)$ définie sur notre variété différentielle. La 1-forme df est définie, au point P , par son action sur un vecteur quelconque $\mathbf{v} \in \mathcal{M}_P$ par

$$df(\mathbf{v}) = \frac{1}{\epsilon} (f(P + \epsilon \mathbf{v}) - f(P))$$

quand $\epsilon \rightarrow 0$. Prenons par exemple la fonction $f(P) = x^i$, i.e. la fonction qui associe à un point P sa i -ème coordonnée. Nous voyons que pour la forme dx^i , nous avons $dx^i(\mathbf{e}_j) = \delta_j^i$.

Distance, produit scalaire et le tenseur métrique.

Passons maintenant au concept¹³ qui transforme un espace topologique en un espace métrique et qui nous permet de distinguer une sphère d'une ellipsoïde : le concept de distance et de produit scalaire. Nous avons déjà rencontré ce concept au début de ce cours

13. Le concept de distance est lui-même contenu dans le concept des invariants. Se donner des *invariants*, comme le fait par exemple que tourner un bâton ne change pas sa taille, c'est se donner une distance. A la fin de XIX-ème siècle, la géométrie a été redéfinie en ces termes par des mathématiciens tels que Felix Klein.

(chapitre 2) et nous connaissons sa définition axiomatique : le produit scalaire associe à deux vecteurs, de façon linéaire, un *nombre*. En géométrie, se donner un produit scalaire fixe la structure de l'espace. Le produit scalaire $\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle$ entre deux vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} est indépendant du système de coordonnées. Cependant, si nous nous sommes donnés un système de coordonnées et un produit scalaire, nous pouvons exprimer le produit scalaire entre le vecteur $\mathbf{u} = h^i \mathbf{e}_i$ et le vecteur $\mathbf{v} = k^j \mathbf{e}_j$ par

$$\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle = g_{ij} h^i k^j$$

Les quantités g_{ij} sont appelés les éléments du tenseur métrique g . Si on choisit un autre système de coordonnées, leurs valeurs changent de façon à laisser invariant $\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle$. En général, g dépend du point P de l'espace. La distance entre deux point P et P' infiniment proche est donnée par

$$d(P, P') = \|\vec{PP'}\| = \sqrt{\langle \vec{PP'}, \vec{PP'} \rangle}$$

Exemple 18.5 Soit un système de coordonnées (x^1, x^2) . Soit $\mathbf{u} = h^i \mathbf{e}_i$ et $\mathbf{v} = k^j \mathbf{e}_j$ deux vecteurs au point $P = (x^1, x^2)$. Le produit scalaire

$$\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle = h^i k^j$$

qui est indépendant du point P définit un espace plat muni de coordonnées cartésiennes. Ici, le tenseur métrique est l'identité $g_{ij} = \delta_{ij}$. De même, si nous pouvons munir un espace de ce produit scalaire, nous disons que nous avons un espace plat muni de coordonnées cartésienne.

Exemple 18.6 Soit un système de coordonnées (x^1, x^2) . Soit $\mathbf{u} = h^i \mathbf{e}_i$ et $\mathbf{v} = k^j \mathbf{e}_j$ deux vecteurs au point $P = (x^1, x^2)$. Le produit scalaire

$$\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle = h^1 k^1 + (x^1)^2 h^2 k^2$$

dépend cette fois explicitement du point de l'espace P . La distance d entre le point P et le point voisin $P' = (x^1 + h^1, x^2 + h^2)$ est donné par

$$d(P, P') = (h^1)^2 + (x^1)^2 (h^2)^2$$

Ici, le tenseur métrique est

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & (x^1)^2 \end{pmatrix}$$

Si nous avons utilisé la notation $x^1 = r$ et $x^2 = \theta$, le lecteur aura immédiatement reconnu que nous sommes en train d'utiliser des coordonnées polaires.

Il est important de noter que dans ce système de coordonnées, au point $P = (r, \theta)$, nous avons pour les vecteurs de base $\|\mathbf{e}_r\| = 1$ et $\|\mathbf{e}_\theta\| = r$: un des vecteurs n'est pas normé. Nous pouvons

bien sûr choisir d'autres vecteurs de base normés, comme par exemple $\mathbf{e}'_\theta = (1/r)\mathbf{e}_\theta$, mais le choix imposé par le système de coordonnées n'est pas normé.

§ 18.4 Donner le tenseur métrique à trois dimensions pour les coordonnées cylindriques et sphériques.

§ 18.5 Sur la surface de la sphère unité où les points sont repéré par (θ, ϕ) , trouver le tenseur métrique hérité de la distance euclidienne.

§ 18.6 Démontrer que même si le tenseur métrique n'est pas symétrique, nous pouvons toujours le symétriser en choisissant

$$g'_{ij} = (g_{ij} + g_{ji})/2$$

et que cette symétrisation ne change pas le produit scalaire. Ceci est la raison pourquoi on choisit toujours un tenseur métrique symétrique.

Association forme-vecteur.

Nous sommes maintenant en mesure d'établir une association intrinsèque entre les éléments de \mathcal{M}_P et \mathcal{M}_P^* : à un vecteur \mathbf{u} , nous associons la forme $\omega = \langle \mathbf{u}, \cdot \rangle$. L'action de cette forme sur un vecteur \mathbf{v} est

$$\omega(\mathbf{v}) = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle$$

Comme le produit scalaire ne dépend pas du choix du système de coordonnées, cette association l'est également. Cette association est souvent appelée isomorphisme musicale, et on note $\omega = \mathbf{u}^\flat$. En calcul tensoriel, on appelle cette opération "abaissement d'indice". Dans les notations de Dirac en mécanique quantique, un vecteur est noté par un ket, comme par exemple $|u\rangle$, et sa forme associée par un bra $\langle u|$. L'opération inverse, l'association d'un vecteur à une forme, est notée $\mathbf{u} = \omega^\sharp$. En calcul tensoriel, on appelle cela "élévation d'indice".

Jusque là, nous voyions les formes comme des objets agissant sur des vecteurs, mais la définition ci-dessus nous permet de rendre cette opération complètement symétrique et considérer les vecteurs comme des objets agissant sur des 1-formes. Ainsi, $\mathbf{v}(\omega) = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle$ où $\omega = \mathbf{u}^\flat$. De même, le produit scalaire dans l'espace cotangente se définit à partir de sa définition dans l'espace tangente : $\langle \omega, \eta \rangle = \langle \omega^\sharp, \eta^\sharp \rangle$.

Nous pouvons expliciter cette association dans un système de coordonnées quelconque. Soit le vecteur $\mathbf{u} = h^i \mathbf{e}_i$ et sa forme associée $\omega = \mathbf{u}^\flat = \alpha_i \tilde{e}^i$. Pour éviter les confusion entre vecteur, nombre et forme, nous mettons pour l'instant un tilde sur les éléments de base des formes : $\tilde{e}^j(\mathbf{e}_i) = \delta_i^j$. Soit maintenant un vecteur $\mathbf{v} = k^i \mathbf{e}_i$. Par définition des formes et du produit scalaire, nous avons

$$\begin{aligned} \omega(\mathbf{v}) &= \alpha_i k^i \\ \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle &= g_{ij} h^j k^i \end{aligned}$$

En comparant ces deux expressions, nous voyons que nous devons avoir

$$\alpha_i = g_{ij} h^j$$

Si nous connaissons les composants du vecteur, les composants de sa forme associée s'obtiennent par une simple multiplication tensorielle¹⁴. Il est d'ailleurs d'usage de noter les composants de la forme par le même symbole que les composants de son vecteur associé, mais avec un indice abaissé. Ainsi, à la place de α_i , nous aurions du utiliser h_i et écrire la relation comme $h_i = g_{ij}h^j$.

En inversant cette relation, nous pouvons trouver les composants du vecteur si nous connaissons les composants de la 1-forme :

$$h^i = g^{ij}h_j$$

où les g^{ij} sont les éléments de l'inverse du tenseur métrique g^{-1} . De façon symétrique, le produit scalaire entre deux formes de composantes h_i et k_j est donnée par $g^{ij}h_ik_j$.

Dans la plupart des cas, nous utilisons un système de coordonnées où le tenseur métrique est diagonale : $g_{ij} = 0$ si $i \neq j$. Dans ce cas, le tenseur inverse s'obtient par une simple inversion des nombres : $g^{ii} = 1/g_{ii}$ et le passage des composants de formes au vecteur s'obtient facilement.

Exemple 18.7 Dans l'espace de Minkowski de la relativité restreinte de dimension 4, en coordonnées cartésiennes, le tenseur (pseudo-)métrique est diagonale et donnée par $g_{00} = -1$; $g_{ii} = 1$ pour $i > 0$. Au quadri-vecteur (A_0, A_1, A_2, A_3) est associée la quadri-1-forme $(-A_0, A_1, A_2, A_3)$.

18.9.2 Application au calcul vectoriel.

En physique, nous manipulons constamment des objets que l'on appelle gradient, rotationnel, divergence et laplacien. Au chapitre 13, nous avons vu comment obtenir l'expression de ces objets dans un système de coordonnées quelconque. Nous pouvons maintenant les revisiter à travers le concept des formes différentielles et de façon beaucoup plus générale. Cependant, pour ne pas alourdir trop les expressions, nous nous contentons de cas où le tenseur métrique est symétrique et les coordonnées curvilignes sont orthogonales.

Le gradient.

Soit une variété différentielle où nous avons une fonction intrinsèque $f(\cdot)$. Par fonction intrinsèque, nous entendons une fonction qui à chaque point de l'espace associe un nombre, indépendamment du système de coordonnées choisit. Par exemple, une fonction qui mesure la courbure locale de l'espace, ou en physique, une fonction qui mesure la densité ou la température en un point.

Si nous connaissons la valeur de la fonction au point P , sa valeur au point P' proche est donnée par

$$f(P') = f(P) + \nabla f \cdot \vec{PP}'$$

où ∇f est appelé (vecteur) gradient. Ce vecteur est celui associé à la forme df . L'expression des composants de ∇f dans n'importe quel

14. En langage courant, on obtient un vecteur ligne en multipliant une matrice et un vecteur colonne

système de coordonnées s'obtient facilement si nous comprenons son association avec les formes.

Donnons nous un système de coordonnées orthogonales x^i et le tenseur métrique g_{ij} diagonal dans ce système. Nous avons

$$df = (\partial f / \partial x^i) dx^i$$

Nous avons donc, pour les composantes du vecteur gradient,

$$(\nabla f)^i = g^{ij} (\partial f / \partial x^j)$$

En coordonnées orthogonales, où $g_{ij} = g^{ij} = 0$ si $i \neq j$, et $g^{ii} = 1/g_{ii}$, nous avons¹⁵

$$\nabla f = \sum_{i=1}^n \frac{1}{g_{ii}} \frac{\partial f}{\partial x^i} \mathbf{e}_i \quad (18.10)$$

15. Nous utilisons explicitement le symbole \sum quand il peut y avoir ambiguïté.

Remarquez que la base naturelle est en général non-normée :

$\|\mathbf{e}_i\| = \sqrt{g_{ii}}$. Si nous choisissons une base normée $\mathbf{e}'_i = (1/\sqrt{g_{ii}})\mathbf{e}_i$, nous avons alors

$$\nabla f = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{\partial f}{\partial x^i} \mathbf{e}'_i \quad (18.11)$$

Dans la plupart des problèmes de physique, nous utilisons des bases normées et l'expression (18.11) est celle qui est le plus rencontrée.

Exemple 18.8 A deux dimensions et en coordonnées polaires (r, θ) , nous avons $g_{rr} = 1$ et $g_{\theta\theta} = r^2$. Le gradient est donc

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial r} \mathbf{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \mathbf{u}_\theta$$

où \mathbf{u}_r et \mathbf{u}_θ sont les vecteurs normés radial et orthoradial.

§ 18.7 Donner l'expression du gradient en coordonnées cylindriques et sphériques.

Le rotationnel.

Soit un champ de vecteurs intrinsèque $\mathbf{v}(P)$ dans notre espace. Nous parlons par exemple du champ de vitesse dans un fluide ou du champ électromagnétique. Nous souhaitons calculer son rotationnel. Le rotationnel n'est pas un vecteur, mais un bi-vecteur. Dans l'espace à trois dimension, nous pouvons faire une bijection entre les bi-vecteurs et les vecteurs, et c'est pourquoi, à cette dimension, nous parlons du vecteur rotationnel. Pour rester simple, nous nous contentons de dimension trois ici et laissons la généralisation au lecteur à travers un exercice. Le développement consiste à (i) passer du vecteur à la 1-formes ; (ii) dériver la forme ; (iii) revenir de l'espace des deux formes à l'espace des bi-vecteurs.

Au vecteur $\mathbf{v} = v^i \mathbf{e}_i$, nous associons la 1-forme

$$\omega = \mathbf{v}^\flat = \sum g_{ii} v^i \tilde{\mathbf{e}}^i$$

où nous avons noté $\tilde{\mathbf{e}}^i$ à la place de dx^i pour plus de symétrie. La dérivation extérieure de cette forme nous donne

$$d\omega = \left(\frac{\partial(g_{22}v^2)}{\partial x^1} - \frac{\partial(g_{11}v^1)}{\partial x^2} \right) \tilde{\mathbf{e}}^1 \wedge \tilde{\mathbf{e}}^2 + \text{permut. circ.}$$

le bi-vecteur associée à cette 2-forme est donc

$$\vec{\text{rot}}\mathbf{v} = \frac{1}{g_{11}g_{22}} \left(\frac{\partial(g_{22}v^2)}{\partial x^1} - \frac{\partial(g_{11}v^1)}{\partial x^2} \right) \mathbf{e}_1 \wedge \mathbf{e}_2 + \text{permut. circ.} \quad (18.12)$$

Notez à nouveau que le rotationnel est donné ici dans une base non-normée. Si nous utilisons une base normée $\mathbf{e}'_i = (1/\sqrt{g_{ii}})\mathbf{e}_i$, alors le champs de vecteur s'écrit $\mathbf{v} = v^i \mathbf{e}'_i$ où $v^i = v^i / \sqrt{g_{ii}}$. En réécrivant l'expression (18.12) dans cette nouvelle base, nous avons

$$\vec{\text{rot}}\mathbf{v} = \frac{1}{\sqrt{g_{11}}\sqrt{g_{22}}} \left(\frac{\partial(\sqrt{g_{22}}v^2)}{\partial x^1} - \frac{\partial(\sqrt{g_{11}}v^1)}{\partial x^2} \right) \mathbf{e}'_1 \wedge \mathbf{e}'_2 + \text{permut. circ.} \quad (18.13)$$

Exemple 18.9 En coordonnées cylindrique (r, θ, z) , nous avons $g_{rr} = 1$ et $g_{\theta\theta} = r^2$ et $g_{zz} = 1$. Le composant du rotationnel selon $\mathbf{u}_r \wedge \mathbf{u}_\theta$ (que l'on associe à la composante selon le vecteur \mathbf{u}_z) est donc

$$\left(\vec{\text{rot}}\mathbf{v} \right)_z = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rv^\theta)}{\partial r} - \frac{\partial(v^r)}{\partial \theta} \right)$$

§ 18.8 Donner l'expression complète du rotationnel en cylindrique et sphérique.

La divergence.

Le calcul de la divergence procède de la même façon que précédemment. Il faut seulement noter que la divergence est définie dans un n -volume et est le résultat de l'intégration d'un $n - 1$ vecteur. Considérons, à trois dimensions, un bi-vecteur

$$\mathbf{r} = v^3 \mathbf{e}_1 \wedge \mathbf{e}_2 + v^1 \mathbf{e}_2 \wedge \mathbf{e}_3 + v^2 \mathbf{e}_3 \wedge \mathbf{e}_1$$

auquel on associe un 2-forme

$$\omega = g_{11}g_{22}v^3 \tilde{e}^1 \wedge \tilde{e}^2 + \text{permut. circ.}$$

La dérivée de cette forme nous donne la 3-forme

$$d\omega = \left(\frac{\partial(g_{11}g_{22}v^3)}{\partial x^3} + \frac{\partial(g_{22}g_{33}v^1)}{\partial x^1} + \frac{\partial(g_{11}g_{33}v^2)}{\partial x^2} \right) \tilde{e}^1 \wedge \tilde{e}^2 \wedge \tilde{e}^3$$

et un retour dans l'espace des vecteur produit

$$\text{divr} = \frac{1}{g_{11}g_{22}g_{33}} \left(\frac{\partial(g_{11}g_{22}v^3)}{\partial x^3} + \frac{\partial(g_{22}g_{33}v^1)}{\partial x^1} + \frac{\partial(g_{11}g_{33}v^2)}{\partial x^2} \right) \mathbf{e}_1 \wedge \mathbf{e}_2 \wedge \mathbf{e}_3$$

Comme précédemment, cette expression est pour des vecteurs de base non-normés. Pour des vecteur normés, on trouve l'expression habituel

$$\text{divr} = \frac{1}{\sqrt{g_{11}g_{22}g_{33}}} \left(\frac{\partial(\sqrt{g_{11}g_{22}}v^3)}{\partial x^3} + \frac{\partial(\sqrt{g_{22}g_{33}}v^1)}{\partial x^1} + \frac{\partial(\sqrt{g_{11}g_{33}}v^2)}{\partial x^2} \right) \mathbf{e}'_1 \wedge \mathbf{e}'_2 \wedge \mathbf{e}'_3$$

Le triple produit vectoriel, au signe près vaut une fois le volume unité. Le signe dépend de l'orientation de l'espace. Bien sûr, un 3-vecteur ne peut pas valoir un scalaire, mais l'espace des 3-vecteurs est de dimensions 1, et nous les associons donc aux scalaires.

18.10 L'opérateur de Hodge.

n -forme volume.

Un opérateur différentiel fondamental dont nous n'avons pas encore parlé est le laplacien. Nous savons qu'en analyse vectoriel, cet opérateur est relié à une *dérivée seconde*, mais nous ne pouvons évidemment pas l'utiliser tel quel, puisque d'après le lemme de Poincaré, pour une k -forme ω , $d(d\omega) = 0$. L'opérateur de Hodge nous permet de donner un sens précis au "laplacien" pour les k -forme.

Dans l'espace à n dimension, il existe une n -forme fondamentale que nous appelons *volume*. Soit une région de l'espace D et soit une fonction $f()$ tel que $f(P) = 1$ si $P \in D$ et $f(P) = 0$ sinon. Alors

$$\int f(P)\phi$$

mesure le *volume* de la région D . Dans un espace plat muni de coordonnées cartésiennes x^i , la n -forme volume est simplement

$$\phi = dx^1 \dots dx^n$$

Dans un espace muni de coordonnées curviligne et un tenseur métrique g , au n -vecteur $\mathbf{e}'_1 \wedge \mathbf{e}'_2 \dots \wedge \mathbf{e}'_n$ correspond la n -forme volume

$$\phi = \sqrt{|\det g|} dx^1 \dots dx^n$$

où $\det g$ est le déterminant du tenseur métrique, autrement dit, dans les notations de la sous section précédente où g est supposé diagonal,

$$\det g = g_{11}g_{22} \dots g_{nn}$$

En coordonnées cylindrique, $\det g = r^2$ et nous déduisons donc que $\phi = r dr d\theta dz$, ce que nous aurions également pu obtenir par changement de coordonnées en partant de $\phi = dx dy dz$. De même, en coordonnées sphérique, $\phi = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$.

L'étoile de Hodge.

L'opérateur de Hodge \star associe (de façon unique et linéaire) à une k -forme $\omega = dx^1 \dots dx^k$ une $(n - k)$ -forme $\star\omega$ telle que

$$\eta(\star\omega) = \langle \eta, \omega \rangle \phi \quad \forall \eta \quad (18.14)$$

En gros, $\star\omega$ complète ω pour former (à un facteur près), le n -forme volume. L'association d'un vecteur à un bi-vecteur telle que nous le faisons pour le rotationnel est en faite une telle opération.

Nous avons pas mal utilisé cet opérateur sans lui donner un nom. Prenons l'espace à $n = 3$ muni de coordonnées cartésiennes où $g = 1$. Alors, par exemple,

$$\star dx = dy dz ; \star dy = dz dx ; \star dz = dx dy$$

Nous voyons alors que $dx^i(\star dx^i) = 1 dx dy dz$ pour $i = 1, 2, 3$. La seule petite complication est de bien gérer le signe, c'est à dire

le degré de permutation que cela nous impose. De même, il est facile de voir que $*1 = dx dy dz$ et $*dx dy dz = 1$. Listons quelques propriétés de $*$:

1. $*$ est linéaire.
2. $*(f\omega) = f(*\omega)$ où f est une fonction et ω une k -forme.
3. $*1 = \phi$ et $*\phi = 1$

La relation (18.14) est en fait une recette explicite pour calculer $*\omega$. Prenons une 1-forme dx^k et calculons $*dx^k$. D'abord, nous voyons que

$$dx^i(*dx^k) = 0 \text{ si } i \neq k$$

et par ailleurs,

$$dx^k(*dx^k) = \langle dx^k, dx^k \rangle \phi = \frac{1}{g_{kk}} \sqrt{|\det g|} dx^1 \dots dx^n$$

Nous en déduisons donc que

$$*dx^k = (-1)^{k+1} \frac{1}{g_{kk}} \sqrt{|\det g|} dx^1 \dots dx^{k-1} dx^{k+1} \dots dx^n$$

Exemple 18.10 Coordonnées polaires

En coordonnées polaire (r, θ, z) , nous avons $g_{rr} = 1$, $g_{\theta\theta} = r^2$ et $g_{zz} = 1$. Nous avons donc

$$*dr = rd\theta dz \tag{18.15}$$

$$*d\theta = -\frac{1}{r} dr dz \tag{18.16}$$

$$*dz = rdrd\theta \tag{18.17}$$

Exemple 18.11 Coordonnées sphériques

En coordonnées sphérique (r, θ, ϕ) , nous avons $g_{rr} = 1$, $g_{\theta\theta} = r^2$ et $g_{\phi\phi} = r^2 \sin^2 \theta$ et $\sqrt{|\det g|} = r^2 \sin \theta$ Nous avons donc

$$*dr = r^2 \sin \theta d\theta d\phi \tag{18.18}$$

$$*d\theta = -\sin \theta dr d\phi \tag{18.19}$$

$$*d\phi = \frac{1}{\sin \theta} dr d\theta \tag{18.20}$$

Le Laplacien.

Prenons maintenant une fonction $f(x, y, z)$, c'est à dire une 0-forme. Nous avons alors

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz$$

$$*df = \frac{\partial f}{\partial x} dy dz + \frac{\partial f}{\partial y} dz dx + \frac{\partial f}{\partial z} dx dy$$

$$d(*df) = \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right) dx dy dz$$

Et nous voyons que $d(*df)$ nous donne bien le laplacien sous forme d'une 3-forme. En d'autres termes,

$$\Delta f = *d * df$$

En notant $\delta = *d$, nous voyons qu'en langage de forme différentielle, $\Delta f = \delta^2 f$. Par ailleurs, il suffit de connaître $*dx^i$ dans un système de coordonnées pour pouvoir dériver aisément l'expression du Laplacien dans ce système.

Exemple 18.12 Coordonnées polaires

Soit une fonction $f(r, \theta, z)$. Nous avons

$$df = \frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial f}{\partial z} dz$$

et donc, en utilisant les expressions (18.15-18.17), nous avons

$$*df = r \frac{\partial f}{\partial r} d\theta dz - \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} dr dz + r \frac{\partial f}{\partial z} dr d\theta$$

et en dérivant une fois de plus

$$\begin{aligned} d(*df) &= \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + r \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right\} dr d\theta dz \\ &= \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right\} r dr d\theta dz \end{aligned}$$

Pour passer de la première ligne à la seconde, nous avons simplement sorti r de $\{ \}$; ainsi, le terme restant en dehors de $\{ \}$ a exactement la forme de n -volume ϕ . Comme $*\phi = 1$, nous en déduisons, en appliquant un $*$ supplémentaire, que le terme entre $\{ \}$ dans la seconde ligne est le Laplacien.

Exemple 18.13 Coordonnées sphériques

Soit une fonction $f(r, \theta, \phi)$. Nous avons

$$df = \frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial f}{\partial \phi} d\phi$$

En utilisant les expressions (18.18-18.20), nous avons

$$*df = r^2 \sin \theta \frac{\partial f}{\partial r} d\theta d\phi - \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} dr d\phi + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi} dr d\theta$$

En dérivant une fois de plus et en mettant $r^2 \sin \theta$ en facteur, nous avons

$$d*df = \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} \right\} r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$$

Le terme entre $\{ \}$ est donc le Laplacien en coordonnées sphériques.

§ 18.9 Donner l'expression complète de Laplacien dans un système de coordonnées curvilignes orthogonales quelconque.

18.11 Quelques applications.

18.11.1 Équation de conservation.

Vous rencontrez cette équation partout en physique, sous des formes diverses et variées. Elle dit simplement que la variation de

“quelque chose” dans un volume égale la quantité de ce “quelque chose” qui entre dans ce volume moins la quantité de ce “quelque chose” qui en sort. Le “quelque chose” peut être la concentration d’une substance, l’énergie emmagasinée dans le volume, une probabilité de présence, ...¹⁶ Les systèmes qui obéissent à cette loi sont dits *conservatifs*. La quantité entrante moins la quantité sortante se dit flux. Notons par ρ le “quelque chose” et par \mathbf{J} son flux. Appliquée à un volume infinitésimal $dx dy dz$, l’équation de conservation s’écrit

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}\mathbf{J} = 0 \tag{18.21}$$

Si nous parlons d’un fluide en mouvement, alors $\rho(\mathbf{x})$ est la concentration en un point de l’espace, $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ la vitesse du fluide et $\mathbf{J} = \rho(\mathbf{x})\mathbf{v}(\mathbf{x})$. Dans le cas d’une substance qui diffuse, le flux \mathbf{J} est proportionnel au gradient de la concentration¹⁷ (la chaleur diffuse du chaud vers le froid, l’encre se dilue dans l’eau,...) $\mathbf{J} = -K\text{grad}\rho$, ce qui, réinjecté dans l’équation de conservation, nous donne l’équation de diffusion $\partial\rho/\partial t = K\nabla^2\rho$.

En langage des formes, cette équation acquiert une interprétation géométrique. Prenons d’abord le cas de l’espace à une dimension spatiale et une dimension temporelle, et considérons un élément infinitésimal dt, dx (les deux cotés d’un carré dans l’espace-temps, si vous voulez) et la forme $\omega = \rho dx - J dt$ ¹⁸. L’équation de conservation n’est alors rien d’autre que

$$d\omega = 0$$

A 3+1 dimensions (ou plus si affinité), il faut considérer la forme

$$\omega = \rho dx dy dz - (J_x dy dz + J_y dz dx + J_z dx dy) dt$$

Cette forme est analogue à ce qu’en physique nous appelons un quadri-vecteur. Nous verrons plus bas une application de ce concept au champ électromagnétique.

Exercices.

§ 18.10 Périmètre et surface. Soit A l’aire enfermée par une courbe \mathcal{C} . Démontrer que nous avons

$$A = (1/2) \int_{\mathcal{C}} x dy - y dx$$

En déduire que l’aire d’une ellipse est πab , où a et b sont les axes majeur et mineur. Comment cette expression est reliée à l’expression habituelle

$$A = \int_a^b f(x) dx$$

de la surface entre une courbe et l’axe x ?

§ 18.11 Air d’une courbe fermée. Nous souhaitons calculer l’air enfermée par une courbe \mathcal{C} donnée en coordonnées polaires par l’équation

$$r(\theta) = \sum_{n=0}^N a_n \cos(n\theta)$$

dont un exemple est donné par la figure 18.6.

16. Le quelque chose peut être l’argent d’une entreprise, et les comptables sont responsable, sur leur denier personnel, de faire respecter cette loi. L’étudiant en physique perd au plus quelques points à l’examen.

17. Cela se démontre facilement en physique statistique et s’appelle la réponse linéaire.

18. Le signe “-” vient de notre convention de compter en négatif le flux entrant. Cela paraît aussi arbitraire que la charge de l’électron. Historiquement, cela vient du fait que la surface est orientée pour que la normale pointe vers l’extérieur.

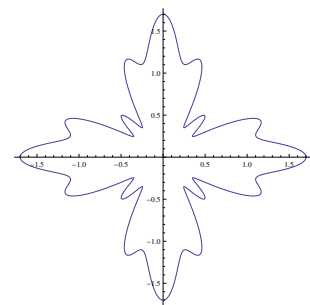


FIGURE 18.6 – Une feuille donnée par l’équation $r = 1 + (1/2) \cos(4\theta) + (1/5) \cos(16\theta)$

1. Démontrer que $\int_0^{2\pi} \cos^2(n\theta) d\theta = \pi$ si $n \neq 0$ et 2π si $n = 0$. De même, démontrer que $\int_0^{2\pi} \cos(n\theta) \cos(m\theta) d\theta = 0$ si $m \neq n$.
2. Démontrer que la 2-forme différentielle $\omega = dx dy$ dérive de la 1-forme $\eta = (1/2)(x dy - y dx)$.
3. Donner l'expression de ω et η en coordonnées polaires.
4. Vérifier qu'en coordonnées polaires, nous avons bien $\omega = d\eta$.
5. En utilisant la forme polaire de ces formes, et en utilisant le théorème de Stokes, démontrer que l'air enfermée par la courbe vaut

$$A = \pi \left(a_0^2 + (1/2) \sum_{n=1}^N a_n^2 \right)$$

§ 18.12 Volume. Démontrer que la 3-forme volume $dx dy dz$ dérive de la 2-forme

$$\frac{1}{3} (x dy dz + y dz dx + z dx dy)$$

en déduire le volume d'une sphère, d'un ellipsoïde de révolution et d'un ellipsoïde générale.

§ 18.13 Association bi-vecteur, 2-forme. Dans un espace à 3 dimensions, donner la relation entre bi-vecteur et 2-formes en en coordonnées généralisées orthogonale. Utiliser ce résultat pour trouver l'association en coordonnées cylindriques et sphériques.

§ 18.14 Opérateurs différentielles en analyse vectorielle. Trouver l'expression du laplacien à $n = 3$ en coordonnées généralisées orthogonales. Utiliser ce résultat pour trouver ce résultat en coordonnées cylindriques et sphériques.

§ 18.15 D'Alembertien. Dans l'espace-temps ($n = 4$), la 4-forme volume est donnée en coordonnées cartésienne par

$$\phi = -dt dx dy dz$$

Étant données la fonction $f(t, x, y, z)$, donner l'expression de $d(*df)$. C'est ce que l'on appelle couramment le D'Alembertien qui gouverne toutes les équations d'ondes.

§ 18.16 Équations de Maxwell. En partant du lagrangien (??), faire une variation sur A , intégrer par partie les formes résultantes pour déduire les équations du Maxwell en présence du champ.

quelques exemples d'intégration des formes.

est ce que $dw = 0$ implique $w = d\alpha$? exemple pratique sur le rot.

équation de maxwell complète

transformation de Lorentz et les équations de Maxwell, la modification du courant,

relativité

démonstration de stockes pour les deux formes.

l'opérateur *, le laplacien $d(*df)$, en déduire le laplacien en coordonnées curviligne, le lien entre la minimisation de $df \wedge *df$ et $d(*df) = 0$. Éventuellement, si possible, faire le lien avec le chapitre précédent et le calcul des surfaces minimales.

Peut être faire une vague introduction à la géométrie des surfaces et la relation avec les courbures.

Faire le lien avec les tenseurs antisymétriques du prochain chapitre.

Théorie des fonctions analytiques.

19.1 Introduction.

De très bon livres sont consacrés à la théorie des fonctions complexes, je ne donne ici qu'un très bref aperçu des rudiments nécessaires à la manipulation de ces fonctions. Le lecteur intéressé pourra, (devra) se reporter à un livre consacré à ce thème pour goûter toute la beauté de ces fonctions.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les fonctions d'une variable complexe $f(z)$, en étendant ce que nous savons de la théorie des fonctions réelles. Le lecteur est déjà quelque peu habitué à cette théorie, puisque l'utilisation par exemple de la fonction $\exp(z)$ ne lui pose pas de problème.

Dans ce que nous allons voir, certains aspects des fonctions analytiques peuvent paraître "miraculeux" comparés à ce que nous savons sur les fonctions réelles. Avant d'aller plus loin, j'aimerais relever le caractère miraculeux.

La première surprise que l'on verra plus bas dans les fonctions analytiques est qu'il suffit de les connaître dans un petit domaine pour les connaître partout! C'est comme si en retrouvant un morceau d'une dent d'un fossile, on arrivait à reconstituer jusqu'à la moindre détail l'organisme entier.

Ceci n'est pas du au caractère complexe, mais à la dimensionnalité. Prenons une fonction réelle $f(x)$ infiniment dérivable au point x_0 et dont nous connaissons toutes les dérivées. Nous pouvons alors connaître la valeur de la fonction en un point proche $x_1 = x_0 + h$:

$$f(x_1) = \sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)}(x_0)h^n/n!$$

L'ennui est qu'en général, nous ne pouvons pas nous éloigner trop du point x_0 : pour des valeurs h un peu trop grand, il se peut très bien que la série diverge. Comme exemple, considérer par exemple la fonction $(1-x)^{-1}$ dont la série de Taylor pour $x_0 = 0$ diverge pour $x \geq 1$. Le point $x = 1$ est une barrière infranchissable sur l'axe réelle. Or, pour les fonctions complexes, le point $z = 1$ est un point que l'on peut contourner, puisque nous avons deux dimensions à notre disposition.

La deuxième surprise est la caractère infiniment dérivable des

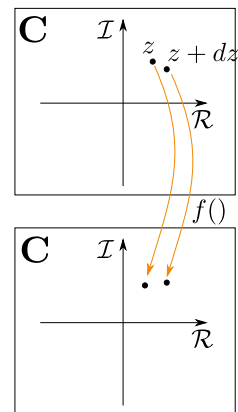


FIGURE 19.1 – Une fonction complexe $f()$ est une application $\mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$. La fonction $f()$ est analytique dans un domaine si $f(z + dz) = f(z) + Adz + O(|dz|^2)$. La constante A est appelé la dérivée $f'(z)$ de la fonction au point z .

fonctions analytiques. Pour une fonction réelle, le fait d'être une fois dérivable ne donne pas d'obligation particulière et la fonction peut ne pas posséder de dérivée seconde. Par contre, pour les fonctions complexes, le concept de dérivation est plus contraignant : la dérivabilité impose des relations entre les composantes tellement fortes que la fonction devient infiniment dérivable¹. Cela a également d'autres conséquences. Par exemple, une fonction analytique ne peut pas être bornée dans le plan² !

19.2 Les fonctions complexes.

Nous allons dans ce chapitre étudier d'un peu plus près les fonctions complexes $f : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$. Ce sont des "machines" qui prennent un nombre complexe en entrée et en produisent un nombre complexe en sortie. A priori, nous pouvons voir les fonctions complexes comme des fonctions de $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$: un nombre complexe z n'est qu'une collection de deux nombres réelles (x, y) qu'on écrit par convention $x + iy$. Considérons par exemple la fonction complexe

$$f(z) = z^2$$

Si nous écrivons $z = x + iy$, alors $z^2 = (x^2 - y^2) + 2ixy$ et au lieu d'étudier la fonction ci-dessus, nous pouvons étudier les deux fonctions

$$\begin{aligned} u(x, y) &= x^2 - y^2 \\ v(x, y) &= 2xy \end{aligned}$$

simultanément ou séparément. Mais en faisant cela, nous nous priverions d'un résultat important : nous ne définissons pas à priori l'opération multiplication entre deux couples de réelles. Mais pour l'ensemble \mathbb{C} , l'opération multiplication (et bien sûr l'addition) a un sens. Nous disons que nous avons muni \mathbb{C} d'une structure algébrique, et cela nous permet de faire la même chose avec les nombres complexes que nous faisons avec les nombres réels.

19.3 Les fonctions analytiques.

Nous allons aller un peu plus loin et nous restreindre aux fonctions analytiques. Une fonction $f : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$ est analytique au point z si d'abord f est continue en z et qu'il existe une constante A tel que

$$f(z + h) = f(z) + A.h + O(h^2) \quad \forall h$$

c'est à dire qu'en gros, les petits déplacements autour du point z provoquent un changement *proportionnel* aux déplacements dans la fonction $f(z)$. Cela paraît une généralisation anodine de la dérivée des fonctions réelles, il n'en est rien. Le mot proportionnel ici utilise les multiplications dans \mathbb{C} et les conséquences sont profondes. Citons quelques conséquences étranges :

1. Parfois, des contraintes apparemment bénignes ne le sont pas tant que cela. Nous avons vu un exemple avec l'espace \mathcal{L}_2 des fonctions : la simple contrainte d'intégrabilité réduit fortement l'ensemble des fonctions et permet de disposer d'une base dénombrable.
2. à moins d'être une constante. Ceci impliquera qu'un polynôme de degré n doit avoir n racines complexes, comme nous le verrons plus bas.

1. Une fonction analytique dans un domaine D est infiniment analytiques : toutes ses dérivées sont analytiques.
2. Connaissant la fonction dans une petite région D , on la connaît partout dans le plan complexe³
3. Intégrer une fonction analytique sur un contour fermé revient à calculer une quantité relié à la fonction en quelques points seulement.

3. Imaginer reconstituer une voiture, peinture y compris, en observant la trace des pneus.

Voyons donc d'abord ce que veut dire analytique. Notons $z = x + iy$ et $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$ (les parties réelles et imaginaire de la fonction f) et $h = h_x + ih_y$. Alors, par définition,

$$A = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{u(x + h_x, y + h_y) - u(x, y) + i(v(x + h_x, y + h_y) - v(x, y))}{h_x + ih_y}$$

Il suffit maintenant de développer les deux fonctions u et v l'ordre 1 en h_x et h_y et considérer les deux cas $h_x = 0$ et $h_y = 0$ pour voir que A est défini de façon unique si et seulement si

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \tag{19.1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \tag{19.2}$$

Autrement dit, pour qu'une fonction complexe soit analytique, ses parties réelle et imaginaire doivent être intimement liées via les relation (19.1,19.2). Notons que cela a pour conséquences que $\Delta u = \Delta v = 0$, c'est à dire que les deux fonctions doivent être harmonique.

Exemple :

démontrer que les fonctions $f(z) = z, z^2, \exp(z)$ sont analytique dans le plan entier, mais que la fonction $f(z) = \bar{z}$ ne l'est nulle part.

19.4 Intégration dans le plan complexe.

La définition de l'intégrale dans le plan complexe est hérité directement de l'intégration dans \mathbb{R} : Soit une courbe \mathcal{C} reliant deux point z_A et z_B . Nous découpons la courbe en N morceaux, chaque morceaux étant une courbe \mathcal{C}_i reliant le point z_i au point z_{i+1} le long de la courbe \mathcal{C} . Soit $dz_i = z_{i+1} - z_i$. Alors, l'intégrale est définie par

$$\int_{\mathcal{C}} f(z) dz = \sum_{i=1}^N f(z_i) dz_i \tag{19.3}$$

quand $N \rightarrow \infty$ et $\max(|dz_i|) \rightarrow 0$.

Bien sûr, il serait extrêmement peut pratique d'utiliser cette définition pour calculer effectivement une intégrale. Mais une courbe n'est qu'un objet unidimensionnel, nous pouvons donc ramener le calcul de l'intégrale complexe à ce que nous savons faire en réel,

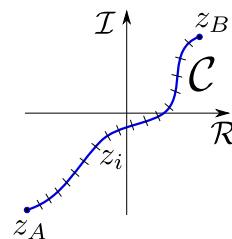


FIGURE 19.2 – Pour intégrer une fonction $f()$ le long d'une courbe \mathcal{C} , on découpe cette dernière en N morceau z_i ($N \rightarrow \infty$) et on effectue la somme 19.3.

via une paramétrisation de la courbe : Donnons nous une variable réelle $t \in [a, b]$ et une fonction complexe $z = z(t)$ dérivable telle que quand t parcourt l'intervalle $[a, b]$, z parcourt la courbe \mathcal{C} . Alors,

$$\int_{\mathcal{C}} f(z)dz = \int_a^b f(z(t))z'(t)dt \quad (19.4)$$

La théorie d'intégration nous assure bien sûr que l'intégrale ne dépend pas du choix du paramètre t .

Exemple 19.1 Intégrer $1/z$ le long du cercle $|z| = 1$. Nous pouvons paramétrer le cercle par $z = e^{i\theta}$, $\theta \in [0, 2\pi]$, auquel cas $z'(\theta) = iz(\theta)$ et

$$\int_{|z|=1} dz/z = \int_0^{2\pi} i d\theta = 2\pi i$$

Le lecteur peut vérifier que l'intégrale sur le même cercle de la fonction $f(z) = z^n$, $n \neq -1$, $n \in \mathbb{Z}$ donnera zéro. Nous aurions aussi pu paramétrer le cercle par $z = e^{i\theta^2}$, $\theta \in [0, \sqrt{2\pi}]$, le lecteur vérifiera que cela ne change rien.

Exemple 19.2 L'intégrale de la fonction $1/z$ le long du demi-cercle supérieur $C_1 : |z| = 1, \text{Im}(z) \geq 0$, $z_0 = 1, z_1 = -1$ en utilisant la même paramétrisation vaut

$$\int_{C_1} dz/z = \int_0^{\pi} i\theta = \pi i$$

tandis que la même intégrale, mais pris le long du cercle inférieure C_2 , nous donne

$$\int_{C_2} dz/z = \int_0^{-\pi} i\theta = -\pi i$$

Exemple 19.3 Intégrer la fonction z^2 le long de la droite C_1 menant de $z_0 = 0$ à $z_1 = 1 + i$. En posant $z = (1 + i)t$, nous avons

$$\begin{aligned} \int_{C_1} z^2 dz &= \int_0^1 (1+i)^2 t^2 (1+i) dt \\ &= (1+i)^3 \left[t^3/3 \right]_0^1 = (1+i)^3/3 \end{aligned}$$

Pour intégrer la même fonction le long du quart de cercle $C_2 : |z - i| = 1$ menant au mêmes points finaux nous pouvons utiliser le paramétrage $z = i + \exp(i\theta)$, $dz = i \exp(i\theta)d\theta$. Nous aurons alors

$$\int_{C_2} z^2 dz = \int_{-\pi/2}^0 (i + \exp(i\theta))^2 i \exp(i\theta) d\theta$$

Ce qui en développant les parenthèses, nous donne à nouveau $(1 + i)^3/3$. Le lecteur pourra vérifier que l'intégration de la fonction z^2 le long de n'importe quel courbe simple ayant les mêmes points finaux donnera toujours le même résultat.

En comparant les exemples 19.2 et 19.3, nous voyons une différence fondamentale : dans le deuxième cas, l'intégrale ne dépend

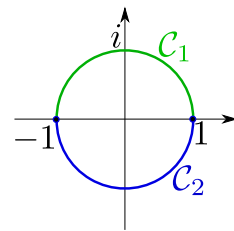


FIGURE 19.3 – L'intégrale de la fonction $1/z$ de $z = 1$ à $z = -1$ le long de deux courbes différentes ne donne pas le même résultat.

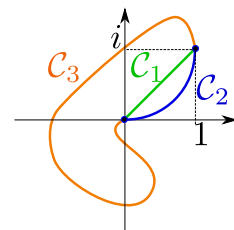


FIGURE 19.4 – L'intégrale de la fonction z^2 de $z = 0$ à $z = 1 + i$ le long de n'importe quelle courbe C_i donne le même résultat.

pas de la courbe reliant les deux points z_0 et z_1 , mais *seulement* de ces deux points. Dans le premier cas au contraire, deux trajets reliant les deux points finaux donnent des intégrales différentes. Ce qui fait la différence entre ces deux cas est le point fondamental de la théorie des fonctions analytiques : Dans le premier cas, la fonction $1/z$ n'est pas analytique en $z = 0$ et les deux courbes C_1 et C_2 sont de part et d'autre de la singularité. Dans le deuxième cas, z^2 est analytique partout, et l'intégrale ne dépend pas du trajet. Cela nous mène au :

Théorème fondamental de l'intégration (Cauchy-Goursat).

Si la fonction $f(z)$ est analytique dans un domaine D et si la courbe fermée C est à l'intérieure de ce domaine, alors

$$\oint_C f(z)dz = 0$$

Pour démontrer la version "light" de ce théorème, nous supposons que $f'(z)$ est continue dans le domaine D . Dans ce cas, en notant $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$ et $dz = dx + idy$, nous avons

$$\oint_C f(z)dz = \oint_C udx - vdy + \oint_C udy + vdx$$

Prenons la première intégrale, et appelons R le domaine enclos par la courbe C . Dans ce cas, nous pouvons appliquer le théorème de Green (ou de Stokes) connu pour l'intégration dans le plan :

$$\oint_C udx - vdy = - \iint_R \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) dx dy$$

mais le terme entre parenthèse est nul à cause de l'analyticité de la fonction f . Le même raisonnement tient pour le second intégrande, et achève la démonstration.

Cette démonstration n'est pas très bonne, puisqu'elle exige la continuité de $f'(z)$ à priori. Ce pré-requis est de trop, ce qui a été démontré par Goursat vers 1900.

La conséquence direct de ce théorème est que dans un domaine D où $f(z)$ est analytique, son intégrale entre deux points A et B ne dépend pas du chemin d'intégration, mais seulement des points A et B :

$$\int_{C_1} f(z)dz = \int_{C_2} f(z)dz$$

C_1 et C_2 étant deux chemins quelconques reliant A et B . En effet, considérons la courbe fermée C formée de l'union de C_1 et de $-C_2$, c'est à dire de C_2 parcouru dans le sens inverse. Dans ce cas,

$$\begin{aligned} \oint_C f(z) &= 0 \\ &= \int_{C_1} f(z)dz + \int_{-C_2} f(z)dz \\ &= \int_{C_1} f(z)dz - \int_{C_2} f(z)dz \end{aligned}$$

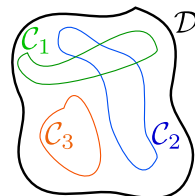


FIGURE 19.5 – Si $f()$ est analytique à l'intérieur d'un domaine D , son intégrale le long de n'importe quelle courbe fermée dans D est nulle.

L'image qu'il faut retenir est le plan complexe où les points de singularité pour la fonction $f(z)$ constituent des tiges verticales : les chemins d'intégration peuvent être déformés à souhait sans modifier le résultat d'intégration tant qu'ils ne croisent pas "une tige" (figure 19.6).

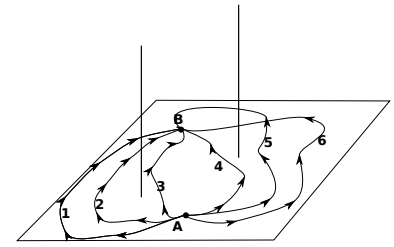


FIGURE 19.6 – Intégration d'une fonction $f(z)$ entre deux points A et B le long d'un chemin i . Les points singuliers de la fonction sont marqués par les "tiges" verticales. Les chemins qui peuvent se déformer les uns dans les autres sans traverser les tiges donnent la même valeur pour l'intégrale de $f(z)$. Ici les chemins 1 et 2 ; 3 et 4 ; 5 et 6 sont équivalents.

19.5 Conséquences du Cauchy-Goursat.

Le théorème de Cauchy-Goursat a des conséquences profondes d'où coule l'essence de la théorie des fonctions analytiques. Nous énumérons les trois plus importantes.

19.5.1 Connaître localement = Connaître globalement.

Ceci est probablement la propriété la plus frappante des fonctions analytiques : connaître la valeur d'une fonction analytique sur une courbe fermée C revient à connaître la valeur de cette fonction partout à l'intérieur du domaine enclos par cette courbe. De plus, la relation entre les valeurs de la fonction sur la courbe et la valeur de la fonction en un point z à l'intérieur du domaine est très simple : la valeur de f en z est la somme des valeurs que prend f sur la courbe, pondérées par les séparations à ce point (la courbe est parcourue dans le sens positif) :

$$f(z) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta$$

Ceci est connu comme la formule intégrale de Cauchy. Pour le démontrer, il suffit de considérer la courbe C et le cercle C' de rayon ϵ centré autour du point z

(figure 19.7). Dans le domaine \mathcal{D} entre les deux courbes, la fonction $f(\zeta)/(\zeta - z)$ (considérée comme une fonction de ζ) est analytique ; d'après Cauchy-Goursat donc, son intégrale le long des deux courbes donne le même résultat. Le long de la courbe C' , nous pouvons utiliser le paramétrage $\zeta = z + \epsilon \exp(i\theta)$, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} \oint_{C'} \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta &= \int_0^{2\pi} \frac{f(z + \epsilon e^{i\theta})}{\epsilon e^{i\theta}} i\epsilon e^{i\theta} d\theta \\ &= i \int_0^{2\pi} \left(f(z) + f'(z)\epsilon e^{i\theta} + O(\epsilon^2) \right) d\theta \end{aligned}$$

Nous pouvons choisir le cercle autour de z aussi petite que l'on veut. Quand $\epsilon \rightarrow 0$, le seul terme qui contribue⁴ à l'intégrale est le premier : $if(z) \int_0^{2\pi} d\theta = 2i\pi f(z)$. Cela démontre donc la formule intégrale de Cauchy. L'essentiel est de retenir que nous avons pu démontrer ce théorème parce que nous avons pu ramener l'intégration le long de C à l'intégration le long de C' , une conséquence directe du Cauchy-Goursat.

Réfléchissons un peu à la formule intégrale. En analyse réelle, il ne suffit pas de connaître la valeur d'une fonction en deux points

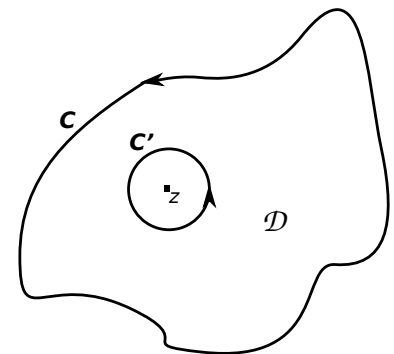


FIGURE 19.7 – Formule intégrale de Cauchy : les intégrales de la fonction $f(\zeta)/\zeta - z$ sur les deux courbes C et C' sont égales.

4. Notons pour le lecteur qui n'est pas habitué au symbole O que ce raisonnement est rigoureux. Pour une fonction analytique, par définition nous avons $f(z+h) = f(z) + f'(z)h + R(z,h)h^2$ où $R(z,h) \rightarrow Cte$ quand $h \rightarrow 0$. Cela veut dire que nous pouvons rendre $|R(z,h) - Cte|$ aussi petite que l'on veut, pourvu que l'on choisissent $|h|$ assez petit. Ce qui veut dire que nous pouvons toujours trouver une constante C tel que pour ϵ suffisamment petit,

$$\left| \int_0^{2\pi} R(z, \epsilon e^{i\theta}) \epsilon^2 e^{2i\theta} d\theta \right| < C\epsilon^2(2\pi)$$

Nous laissons au lecteur le soin d'habiller et de finir la démonstration dans

(dimension 0) pour la connaître en *tout* point de l'intervalle (dimension 1). Dans le plan complexe, il suffit de connaître la valeur de la fonction *analytique* le long d'une courbe (dimension 1) pour la connaître partout à l'intérieur de la courbe (dimension 2). Ce résultat ne s'applique évidemment pas à l'ensemble des fonctions complexes, seulement aux analytiques.

19.5.2 Les fonctions analytiques sont infiniment lisse.

En analyse réelle, disposer d'une dérivée première ne garantit en rien de pouvoir disposer des dérivées d'ordre supérieure; il suffit par exemple de considérer la fonction $|x^3|$ qui possède une dérivée première en $x = 0$, mais pas de dérivée seconde. Les fonctions analytiques par contre ont cette propriété fort sympathique d'être *infiniment dérivable*. Plus exactement, si $f(\zeta)$ est analytique dans un domaine D , y compris sur sa frontière C , alors elle possède des dérivées de toute ordre, qui sont elles même analytiques. Encore plus fort, nous pouvons les calculer exactement par une formule dérivée de la formule intégrale de Cauchy :

$$f^{(n)}(z) = \frac{n!}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z)^{n+1}} d\zeta \quad (19.5)$$

Nous pouvons voir cela comme une généralisation de la formule intégrale de Cauchy qui correspond au cas $n = 0$. La démonstration est assez simple; nous le montrons pour $f'(z)$ qui se généralise trivialement aux dérivées supérieures. Prenons deux points z et z_1 assez proche et un circuit C dans le domaine D qui les englobe tous les deux. Nous avons :

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta \\ f(z_1) &= \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{\zeta - z_1} d\zeta \end{aligned}$$

En formant maintenant $(f(z) - f(z_1))/(z - z_1)$ (et en entrant $1/(z - z_1)$ dans l'intégrale sur ζ) et en faisant un peu d'algèbre, nous obtenons :

$$\frac{f(z) - f(z_1)}{z - z_1} = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z)(\zeta - z_1)} d\zeta$$

qui tend bien vers la formule annoncée quand $z_1 \rightarrow z$.

19.5.3 Les développements de Laurent.

Les séries de Taylor ont un équivalent autrement puissant pour les fonctions analytiques, appelé développement de Laurent. Considérons deux cercles de rayons R_1 et R_2 ($R_1 < R_2$) centrés sur un nombre z_0 et la fonction $f(z)$ analytique dans la couronne formée par les deux cercles. Soit C un circuit compris entre les deux cercles. Alors nous avons

$$f(z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} A_n (z - z_0)^n \quad (19.6)$$

où les coefficients A_n sont données par

$$A_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z_0)^{n+1}} d\zeta \quad (19.7)$$

De plus, la convergence de la série (19.6) est uniforme. Comme nous savons par ailleurs que les dérivées (et primitives) de toutes ordres existent, nous pouvons les obtenir en dérivant (ou intégrant) terme à terme la série⁵.

5. Elle est pas belle la vie ?

Avant de démontrer ce théorème, faisons quelques commentaires. Premièrement, pour développer une fonction en série autour d'un point, nous n'avons pas besoin que cette fonction soit dérivable en ce point; cela rend le développement de Laurent autrement plus générale que les développement de Taylor.

Ceci dit, si la fonction $f(z)$ est analytique, alors tous les coefficients A_n pour $n < 0$ sont nuls et on retrouve le développement de Taylor habituel. Pour voir cela, il suffit de remarquer que les A_n pour $n < 0$ sont des intégrales sur un circuit fermé du produit de $f(\zeta)$ par un polynôme $(\zeta - z)^m$. Ces deux fonctions étant analytiques, l'intégrale est nulle par Cauchy-Goursat. Pour les $n \geq 0$, nous avons (eq.19.5)

$$A_n = (1/n!)f^{(n)}(z_0)$$

Ce qui nous redonne bien le développement de Taylor habituel.

Pour démontrer la relation (19.6), nous devons d'abord établir que

$$\frac{1}{1-z} = \sum_{n=0}^{\infty} z^n \quad |z| < 1$$

ce qui se démontre très facilement en remarquant que

$$\sum_{n=0}^N z^n = \frac{1 - z^{N+1}}{1 - z}$$

qui converge bien vers $1/(1-z)$ pour $|z| < 1$.

Considérons maintenant le domaine D délimité par les deux courbes et les deux droites qui les rejoignent (fig.). A l'intérieur de ce domaine,

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta \\ &= \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_2} \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta - \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_1} \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta \end{aligned}$$

Considérons la première intégrale. Nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} &= \frac{f(\zeta)}{\zeta - z_0 - (z - z_0)} \\ &= \frac{f(\zeta)}{\zeta - z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z - z_0}{\zeta - z_0} \right)^n \end{aligned}$$

puisque $|z - z_0/\zeta - z_0| < 1$. Cela nous donne donc

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2\pi i} \oint_{C_2} \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z_0)^{n+1}} d\zeta \right) (z - z_0)^n$$

En faisant la même chose pour la deuxième intégrale sur C_1 , mais en développant en puissance de $(\zeta - z_0)/(z - z_0)$, nous trouvons

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{-1} \left(\frac{1}{2\pi i} \oint_{C_1} \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z_0)^{n+1}} d\zeta \right) (z - z_0)^n$$

Mais la fonction $f(\zeta)/(\zeta - z_0)$ est analytique dans la couronne délimitée par les deux cercles C_1 et C_2 , on peut donc ramener l'intégration sur ces deux cercles à une intégrale sur n'importe quel chemin fermé contenu entre les deux et retrouver ainsi le développement de Laurent tel qu'annoncé.

Exemple : $\exp(z)$, $\exp(1/z)$, $\exp(t(z - 1/z))$ en Bessel, ... [To complete].

19.6 Les résidus et leur application à l'intégration.

Nous avons souvent, en analyse réelle, à calculer des intégrales du genre

$$\int_I f(x) dx$$

Nous connaissons quelques méthodes (changement de variable, intégration par partie) qui avec beaucoup d'entraînement nous permettent, dans certains cas, de nous en sortir.

Nous allons apprendre ici à calculer facilement quelques cas supplémentaires. La méthode est la suivante : au lieu de calculer $\int_I f(x) dx$, nous calculerons $\int_C f(z) dz$ où C est un circuit fermé dans plan complexe qui contient I . Nous faisons cela quand l'intégrale sur C est facile à effectuer (voir plus bas) et quand l'intégrale sur la partie du C qui ne contient pas I est nulle ou très facile à évaluer. Voyons cela de plus près maintenant.

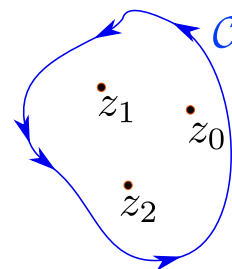


FIGURE 19.8 – L'intégrale d'une fonction $f()$ le long de la courbe C est égale à la somme de ses résidus évalués en ses points singuliers à l'intérieur de la courbe.

19.6.1 Les résidus.

Dans le développement de Laurent et ses coefficients (19.7), il n'a pas échappé au lecteur que le coefficient A_{-1} joue un rôle particulier, puisque

$$A_{-1} = (1/2\pi i) \int_C f(\zeta) d\zeta$$

On peut dire à l'inverse que si l'on connaissait ce coefficient, on connaîtrait la valeur de l'intégrale. Le rôle particulier joué par A_{-1} est bien sûr lié au fait que $\oint_C z^n dz$ est non nulle seulement pour $n = -1$. Le coefficient A_{-1} est appelé le résidu de la fonction f en z_0 et noté

$$A_{-1} = \text{Res}[f(z), z_0]$$

Il est donc évident que connaître les résidus d'une fonction est une donnée précieuse. Voyons quelques exemples.

Exemple 19.4 $\text{Res}(1/z(z+1), 0)$.

En $z = 0$, la fonction $1/(z + 1)$ est analytique et nous pouvons la développer en série de Taylor

$$1/(z + 1) = a_0 + a_1z + \dots$$

où $a_0 = 1/(z + 1)|_{z=0} = 1$. Nous pouvons donc écrire

$$\frac{1}{z(z + 1)} = \frac{1}{z}(a_0 + a_1z + \dots)$$

et donc

$$\text{Res}(1/z(z + 1), 0) = 1$$

Exemple 19.5 $\text{Res}(1/z(z + 1), -1)$.

En $z = -1$, la fonction $1/z$ est analytique et donc

$$1/z = a_0 + a_1(z + 1) + a_2(z + 1)^2 + \dots$$

où $a_0 = 1/z|_{z=-1} = -1$. Par conséquent, $\text{Res}(1/z(z + 1), -1) = -1$.

Nous pouvons bien sûr systématiser cet approche. Soit la fonction

$$f(z) = \frac{N(z)}{(z - z_0)^m}$$

où $N(z)$ est analytique. La fonction possède un pôle d'ordre m en z_0 . En développant $N(z)$ à l'ordre $m - 1$ en z_0 , nous voyons que

$$f(z) = \dots + \frac{N^{(m-1)}(z_0)}{(m-1)!} \frac{1}{z - z_0} + \dots$$

et donc

$$\text{Res}(N(z)/(z - z_0)^m, z_0) = N^{(m-1)}(z_0)/(m-1)!$$

Par exemple,

$$\text{Res}(\sin z/z^2, 0) = 1$$

On généralise cela trivialement à une fonction rationnelle quelconque

$$f(z) = \frac{N(z)}{D(z)}$$

où $N(z)$ et $D(z)$ sont analytique et $D(z)$ possède un zéro d'ordre m en $z = z_0$: $D(z) = (D^{(m)}(z_0)/m!)(z - z_0)^m + \dots$. Nous avons alors

$$\text{Res}(N(z)/D(z), z_0) = mN^{(m-1)}(z_0)/D^{(m)}(z_0)$$

En particulier, si le zéro de $D(z)$ est d'ordre 1, nous avons simplement $\text{Res} = N(z_0)/D'(z_0)$.

Exemple 19.6 Calculer les résidus de $(\exp kz)/(z^2 + a^2)$. D'après ce que nous avons dit, elles valent $\exp(\pm ika)/(\pm 2ia)$.

19.6.2 Application à l'intégration.

Nous allons considérer plusieurs cas.

Les fonctions trigonométriques.

Nous allons considérer les intégrales du type

$$I = \int_0^{2\pi} R(\sin \theta, \cos \theta) d\theta$$

Comme par exemple⁶

$$I_1 = \int_0^{2\pi} \frac{1}{a + \cos \theta} d\theta ; a > 1$$

Le passage dans le plan complexe se fait ici assez naturellement, en posant $z = \exp(i\theta)$ et donc $d\theta = -idz/z$. Le contour est le cercle de rayon unité.

Pour l'exemple ci-dessus, nous avons

$$I_1 = -i \oint \frac{2dz}{z^2 + 2az + 1}$$

Or, pour les deux racines du dénominateur, nous avons $z_1 z_2 = 1$. Appelons z_2 la racine telle que $|z_2| > 1$. Seule la racine z_1 est à l'intérieur du cercle $|z| = 1$, et nous devons donc calculer le résidu en ce point.

L'intégrande s'écrit comme

$$f(z) = \frac{2}{(z - z_1)(z - z_2)}$$

et donc

$$\text{Res}(f(z), z_1) = \frac{2}{(z_1 - z_2)} = \frac{1}{\sqrt{a^2 - 1}}$$

Finalement,

$$I_1 = (-i)(2\pi i) / \sqrt{a^2 - 1} = 2\pi / \sqrt{a^2 - 1}$$

Les fonctions rationnelles simples.

Nous allons considérer des intégrales du type

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(x)}{Q(x)} dx \quad (19.8)$$

où $P(x)$ et $Q(x)$ sont des polynômes, $\partial Q \geq \partial P + 2$ (pour que l'intégrale converge en infini) et $Q(x) \neq 0$.

Nous allons considérer le circuit fermé \mathcal{C} composé du \mathcal{C}_1 , le demi-cercle supérieur (ou inférieur) de rayon R et de \mathcal{C}_2 , l'intervalle $[-R, R]$, et faire tendre $R \rightarrow \infty$. Il est facile de démontrer que l'intégrale sur le demi-cercle tend vers 0. Ceci vient du fait qu'en général

$$\int_{\mathcal{D}} f(z) dz < ML$$

où L est la longueur de la courbe \mathcal{D} et M une borne supérieure de $|f(z)|$. Or, sur le demi-cercle, quand $R \rightarrow \infty$, $|P(z)/Q(z)| \sim 1/R^p$ où $p \geq 2$, tandis que la longueur du demi-cercle $\sim R$. Il n'est pas

6. Le lecteur se souvient que le changement de variable suggéré dans ce cas était de poser $u = \tan \theta$ ou $u = \tan(\theta/2)$ et utiliser ensuite les relations trigonométriques pour se ramener à des choses connues.

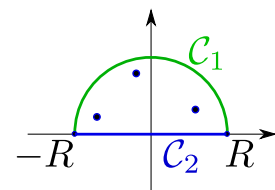


FIGURE 19.9 – Pour effectuer une intégrale du type 19.8, nous intégrons la fonction complexe le long du demi-cercle fermé ($\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2$) dont on fait tendre le rayon $R \rightarrow \infty$.

difficile de donner une démonstration plus rigoureuse en bornant correctement les deux polynômes. Nous avons donc

$$\int_C \frac{P(z)}{Q(z)} dz = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P(x)}{Q(x)} dx$$

et l'intégrale de gauche se calcule par la méthode des résidus.

Exemple 19.7 Calculons

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2}{x^4 + 1} dx$$

Les pôles de la fonction $z^4 + 1$ sont les 4 racines simples de -1 . En prenant le cercle supérieur comme circuit, nous voyons que $z_1 = \exp(i\pi/4)$ et $z_2 = \exp(3i\pi/4)$ sont à l'intérieur de ce cercle. Par ailleurs, nous savons que

$$\text{Res}(f(z), z_1) = \left. \frac{P(z)}{Q'(z)} \right|_{z_1} = \frac{e^{-i\pi/4}}{4}$$

De même,

$$\text{Res}(f(z), z_2) = \frac{e^{-3i\pi/4}}{4}$$

Donc,

$$\begin{aligned} I_1 &= 2\pi i (\text{Res}(f(z), z_1) + \text{Res}(f(z), z_2)) \\ &= \pi / \sqrt{2} \end{aligned}$$

Produit d'exponentiel et de fonctions rationnelles simples.

Considérons maintenant des intégrales du type

$$I(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} \frac{P(x)}{Q(x)} dx$$

où P et Q sont comme dans le cas précédent et $k \in \mathbb{R}$. Supposons que $k > 0$. Sur le cercle supérieur, $z = z_R + iz_I$ où $z_i > 0$. Donc, $\exp(ikz) = \exp(-kz_i) \exp(ikz_R) < 1$. Nous pouvons donc utiliser le même principe que dans le cas précédent. Notez que cela a un fort lien avec les transformées de Fourier.

Nous pouvons même relaxer un peu les contraintes et exiger simplement $\partial Q \geq \partial P + 1$, l'oscillation de l'exponentielle assurant la convergence.

Exemple 19.8 Calculons

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikx}}{x^2 + 1} dx$$

Pour $k > 0$, nous choisissons le cercle supérieur et seul le pôle $+i$ est dans le cercle. Or,

$$\text{Res}(f(z), i) = \frac{e^{-k}}{2i}$$

et donc

$$I_1 = \pi e^{-k}$$

Pour $k < 0$, nous choisissons le cercle inférieur. Nous récupérons un signe -1 en plus pour cause de modification de sens de parcours, et donc

$$I_1 = \pi e^k$$

Nous pouvons regrouper les deux résultats en écrivant

$$I_1 = \pi e^{|k|}$$

Application aux sommes.

Nous sommes souvent amené à calculer des sommes discrètes de type

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n)$$

Certaines de ces sommes se calculent facilement par la méthode des résidus. La fonction $\pi \cot(\pi z)$ possède des pôles simples aux points $z = n \in \mathbb{Z}$ et son résidu en ces points est exactement 1. Nous avons donc

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{C}} \pi \cot(\pi z) f(z) dz = \sum_n f(n) + \sum_{z_i} \text{Res}(\pi \cot(\pi z) f(z), z_i)$$

où les z_i sont les pôles de la fonction $f()$ et \mathcal{C} est une courbe (par exemple un rectangle) qui entoure tous les pôles. Si la fonction $f()$ est rapidement décroissant quand $|z| \rightarrow \infty$, l'intégrale est nulle et nous obtenons $\sum f(n)$ sans trop d'effort.

Prenons comme exemple la fonction $f(z) = 1/(z^2 + a^2)$ dont les pôles sont à $z = \pm ia$. Nous avons donc

$$\sum_{z_i} \text{Res}(\pi \cot(\pi z) f(z), z_i) = \frac{\pi \cot(i\pi a)}{ia} = -\frac{\pi}{a} \coth(\pi a)$$

Pour démontrer que l'intégrale est nulle, prenons comme chemin un carré qui traverse l'axe x à $\pm(2N + 1/2)$. Le long du trajet vertical, nous avons

$$|\cot(\pi z)| = |-i \tanh(\pi y)| < 1$$

où $y = \text{Im}(z)$. Le long de ce trajet, nous avons

$$\left| \int_{\mathcal{C}_1} \pi \cot(\pi z) f(z) dz \right| < \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{|[(2N + 1/2) + iy]^2 + a^2|}$$

or, le terme de droite $\rightarrow 0$ quand $N \rightarrow \infty$. Nous pouvons montrer la nullité de l'intégrale sur les autres branche du carré de la même façon. On aboutit donc à la relation

$$\sum_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n^2 + a^2} = \frac{\pi}{a} \coth(\pi a)$$

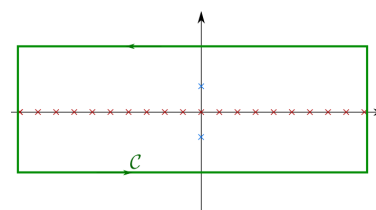


FIGURE 19.10 – Les pôles de la fonction $\cot(\pi z)f(z)$ et le chemin d'intégration, pour $f(z) = 1/(z^2 + a^2)$

Exercices.

§ 19.1 Évaluer les intégrales

$$\oint_C \cot z dz \quad (|z| = 1) ; \oint_C \frac{3(z+1)}{z(z-1)^3} dz \quad (|z-1/2| = 2) ; \oint_C \frac{\exp(-\cosh z)}{z^2+1} dz \quad (|z| = 2)$$

§ 19.2 Calculer les intégrales suivantes :

$$\int_0^\infty \frac{dx}{(x^2+a^2)^2} ; \int_0^\infty \frac{dx}{(x^2+a^2)(x^2+b^2)}$$

$$\int_0^\infty \frac{\cos kx}{x^4+a^4} dx ; \int_0^{\pi/2} \sin^4 \theta d\theta ; \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{1+\cos^2 \theta}$$

§ 19.3 Quel contour peut-on utiliser pour calculer

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x^3+a^3}$$

[Help : Nous pouvons constater que $(xe^{2i\pi/3})^3 = x$; un parcours sur arc ouvert à $2\pi/3$ peut être une bonne idée]. Comment généraliser cette idée pour calculer

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x^5+a^5}$$

§ 19.4 Démontrer que

$$\int_0^\infty \frac{\cosh ax}{\cosh \pi x} dx = \frac{1}{2 \cos(a/2)}$$

où $|a| < \pi$

§ 19.5 Calculez

$$\int_{-\infty}^\infty \frac{x \cos kx}{x^2+4x+5}$$

où $k \in \mathbb{R}$ et $k > 0$. Vous devez faire un peu attention au parcours que vous choisissez, en n'oubliant pas que votre fonction doit rapidement tendre vers 0 sur l'arc que vous avez choisi.

§ 19.6 Calculez

$$\int_0^{2\pi} \cos^{2n} \theta d\theta$$

où $n \in \mathbb{N}$. Il va de soi que vous connaissez l'expansion binomial $(a+b)^n$.

§ 19.7 Calculez

$$\sum_{k=-\infty}^\infty \frac{1}{k^2-x^2} ; \sum_{k=-\infty}^\infty \frac{1}{k^4+x^4}$$

Problèmes.

Problème 19.1 Intégrale de fonction oscillante.

Nous sommes habitués à l'intégrale gaussienne

$$\int_0^\infty e^{-tx^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{4t}}$$

On rencontre souvent sa version oscillante (figure 19.11) dans des problèmes d'optique ou de mécanique quantique :

$$F_c = \int_0^\infty \cos(tx^2) dx$$

$$F_s = \int_0^\infty \sin(tx^2) dx$$

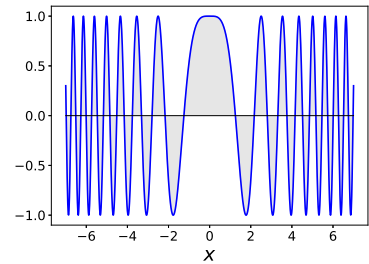


FIGURE 19.11 – La fonction $\cos(tx^2)$ (ici pour $t = 1$).

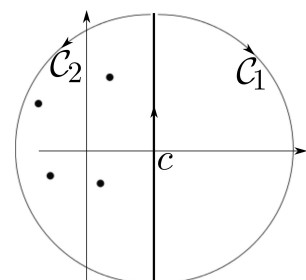
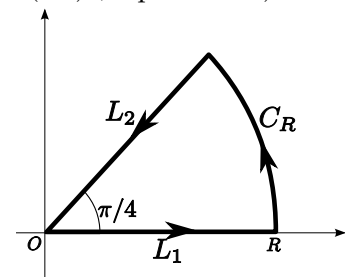


FIGURE 19.12 – (haut) Contour fermé $C = L_1 + C_R + L_2$ pour le problème 19.1 ; (bas) contour pour le TL inverse du problème 19.3

ces intégrales sont les limites d'une fonction appelée "Fresnel".

Existence. Indiquez sans trop de démonstration pourquoi ces intégrales existent.

Contour fermé. Que vaut

$$I = \oint_C e^{itz^2} dz$$

où C est l'arc fermé de rayon R et d'angle $\pi/4$ de la figure (19.12) ?

Arc. Démontrer que quand $R \rightarrow \infty$,

$$\int_{C_R} e^{itz^2} dz \rightarrow 0$$

(nous supposons $t > 0$) [Help : Nous avons besoin de borner correctement $\left| \int_{C_R} \right|$; Par ailleurs, sur l'intervalle $[0, \pi/2]$, nous savons que $\sin(u) \geq (2/\pi)u$]

L_2 . Que vaut

$$\int_{L_2} e^{itz^2} dz$$

Quand $R \rightarrow \infty$?

Synthèse. En synthétisant l'ensemble des résultats précédents, déduire l'intégrale sur L_1 quand $R \rightarrow \infty$ et les valeurs de F_c et F_s .

Problème 19.2 Transformée de Laplace des Bessels.

Les fonctions de Bessel I_n et J_n sont définies par

$$J_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{iz \cos(\theta)} \cos(n\theta) d\theta$$

$$I_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{z \cos(\theta)} \cos(n\theta) d\theta$$

Démontrer que leurs TL est, pour $n \geq 0$

$$\tilde{J}_n(s) = \frac{(\sqrt{s^2+1}-s)^n}{\sqrt{s^2+1}}$$

$$\tilde{I}_n(s) = \frac{(\sqrt{s^2-1}+s)^n}{\sqrt{s^2-1}}$$

Help : Il faut d'abord étendre le domaine d'intégration sur θ , échanger l'ordre d'intégration sur z et θ , et prendre garde à la valeur absolue de n .

Problème 19.3 Transformée de Laplace inverse.

Nous savons que si

$$\hat{f}(s) = \text{TL}[f(t)]$$

alors

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \hat{f}(s) e^{ts} ds$$

où c est un nombre réel quelconque supérieur à la partie réelle de tous les pôles de la fonction $\hat{f}(s)$ (figure 19.12).

En utilisant vos connaissances de l'intégration dans le plan complexe, et en choisissant sagement vos contours d'intégration, calculer alors la transformée de Laplace inverse de la fonction

$$\hat{f}(s) = \frac{1}{s^2 + \omega^2}$$

Help : évidemment, il faut fermer le contour de l'intégration par un arc de cercle de rayon R dont la contribution à l'intégrale est nulle quand $R \rightarrow \infty$. Argumentez pourquoi il faut choisir C_1 si $t < 0$ et C_2 si $t > 0$. [Je ne demande pas une majoration rigoureuse, mais un argument convaincant].

Évaluation Asymptotique des intégrales.

20.1 Introduction.

Dans beaucoup de problème de physique, nous sommes amenés à évaluer des intégrales du type

$$S(t) = \int_I f(u) e^{t\phi(u)} du \quad (20.1)$$

pour $t \rightarrow \infty$. Souvent, le paramètre t désigne le temps et nous sommes intéressés par le comportement aux temps longs, mais nous verrons également de nombreux autres exemples. Par exemple, considérons l'équation de Schrödinger d'une particule libre à une dimension¹ :

$$i\partial_t \psi = -\partial_{xx} \psi$$

En prenant la TL sur le temps, la TF sur l'espace et en faisant un A/R (voir chapitre sur les transformées de Laplace), nous avons

$$\psi(t, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(kx - k^2 t)} \tilde{\psi}_0(k) dk$$

où $\tilde{\psi}_0(k)$ est la TF de la condition initiale $\psi(0, x)$. Pour $x = ct$ où c est une constante, l'expression ci-dessus se réduit à

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(kc - k^2)t} \tilde{\psi}_0(k) dk$$

et nous souhaitons savoir à quoi cela ressemble quand $t \rightarrow \infty$.

Ce problème est connu sous le nom de l'étalement de la fonction d'onde².

20.2 La méthode de Laplace.

Commençons par évaluer une intégrale de type

$$S(t) = \int_I e^{-t\phi(u)} du \quad (20.2)$$

où la fonction $\phi(u)$ est réelle. Supposons de plus que sur l'intervalle I , la fonction $\phi(\cdot)$ possède un minimum au point c . Nous souhaitons évaluer $S(t)$ quand $t \rightarrow +\infty$.

1. où nous avons absorbé \hbar et $\hbar^2/2m$ dans les dimensions spatiales et temporelles

2. Pour une étude détaillée de l'application de cette méthode à la propagation des ondes dans les milieux dispersives, à l'équation de Schrödinger et à l'approximation semi-classique, voir le livre Peter Miller, *Applied Asymptotic Analysis*, p177-197.

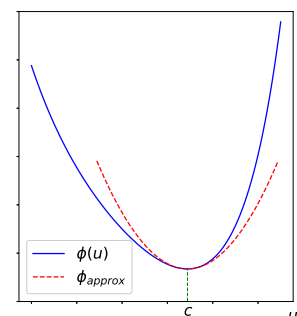


FIGURE 20.1 – L'approximation

Comme t est grand, seulement la région où $\phi(u) \approx \phi(c)$ contribue vraiment à l'intégrale. Nous pouvons donc approximer $\phi()$ dans cette région au second ordre :

$$\phi(u) = \phi(c) + \frac{1}{2}\phi''(c)(u - c)^2$$

et comme la région loin de c ne contribue pas vraiment à l'intégrale, nous pouvons étendre I à $] -\infty, \infty[$. L'intégrale se transforme alors en une intégrale gaussienne que nous savons évaluer :

$$\begin{aligned} S(t) &\approx e^{-t\phi(c)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t\phi''(c)(u-c)^2/2} du \\ &\approx e^{-t\phi(c)} \sqrt{\frac{2\pi}{t\phi''(c)}} \end{aligned}$$

Noter que la formule ci-dessus est *dimensionnellement* correct et que cela est une bonne façon de s'en souvenir : La dimension (au sens physique) de $S(t)$ est $[u]$ tandis que la dimension de $\phi(u)$ est $[1/t]$. A partir de ϕ'' , dont la dimension est $[\phi/u^2]$, la façon la plus simple d'obtenir la dimension u est $(t\phi'')^{-1/2}$.

Nous pourrions également estimer l'erreur de cette approximation ($\sim t^{-3/2}$) avec un peu plus d'effort, ce que nous omettons de faire ici. La même technique nous amène à une légère généralisation :

$$\int_I f(u)e^{-t\phi(u)} du \approx f(c)e^{-t\phi(c)} \sqrt{\frac{2\pi}{t\phi''(c)}} \quad (20.3)$$

Pour cela, il suffit de développer également la fonction $f()$ à l'ordre 2. Nous laissons la démonstration au lecteur.

Exemple 20.1 $\Gamma(t)$

La fonction « gamma d'Euler » est défini par

$$\Gamma(t + 1) = \int_0^{\infty} u^t e^{-u} du$$

Le maximum de l'intégrand est au point $u^* = t$. Nous pouvons mettre l'intégrale sous la forme demandée par la méthode de Laplace en posant $u = tz$:

$$\Gamma(t + 1) = t^{t+1} \int_0^{\infty} e^{-t(z - \log z)} dz$$

Nous voyons maintenant que $\phi(z) = z - \log z$, $\phi'(1) = 0$ et $\phi''(1) = 1$. Par conséquent, nous avons

$$\Gamma(t + 1) \approx \sqrt{2\pi t} \left(\frac{t}{e}\right)^t \quad (20.4)$$

Si on se souvient que $\Gamma(n + 1) = n!$, nous voyons que la relation (20.4) est juste l'approximation de Stirling.

20.3 Les intégrales de type Fourier : la méthode de la phase stationnaire.

L'approximation que nous avons faite pour les intégrales du type (20.2) paraît assez limpide. Qu'en est t'il des intégrales du type

$$S(k) = \int_a^b e^{ik\phi(x)} dx$$

quand $k \rightarrow \infty$ et où $\phi(x) \in \mathbb{R}$?

Ces intégrales sont appelées du type Fourier, puisque pour $\phi(x) = x$, nous sommes en présence d'une transformée de Fourier. En fait, bien que l'on soit dans le domaine complexe, nous pouvons utiliser le même type d'argument pour notre approximation.

La raison en est que pour k grand, l'intégrand est méchamment oscillant. Prenons un point c tel que $\phi'(c) \neq 0$. Pour des petites excursions δ autour du point c , la contribution à l'intégrale est

$$I(c) \approx e^{ik\phi(c)} \int_{-\delta}^{+\delta} e^{ik\phi'(c)(x-c)} dx$$

Comme k est très grand, l'intégrand, qui est une fonction trigonométrique, fait un grand nombre d'oscillations qui se neutralisent. La seule contribution importante vient de la (ou des) région autour d'un point c tel que $\phi'(c) = 0$. Dans cette région, nous avons une contribution quadratique. Par ailleurs, comme nous savons que la région loin de c ne contribue pas, nous pouvons à nouveau étendre l'intégrale à toute l'intervalle \mathbb{R} et écrire

$$S(k) \approx e^{ik\phi(c)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik\phi''(c)(x-c)^2/2} dx$$

Nous savons (voir problème 19.1 page 304) que

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{itx^2} dx = e^{\text{sgn}(t) i\pi/4} \sqrt{2\pi/|t|}$$

et nous obtenons une expression très proche de ce que nous avons dans le cas réel. Nous pouvons généraliser même un peu plus et écrire

$$\int_a^b f(x) e^{ik\phi(x)} dx = f(c) e^{ik\phi(c)} e^{\epsilon i\pi/4} \sqrt{\frac{2\pi}{k|\phi''(c)|}} \quad (20.5)$$

où $\epsilon = \text{sgn}(\phi''(x))$.

Exemple 20.2 Intégrale de type Bessel.

Nous avons rencontré de nombreuses fois déjà des intégrales du type Bessel comme par exemple

$$S(z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{iz \cos t} dt$$

Nous avons calculé les développements asymptotique par la méthode des transformées de Laplace (voir 7.13 page 96). Ce calcul est beaucoup plus simple par la méthode de la phase stationnaire. En effet, ici $\phi(t) = \cos t$ possède un point stationnaire à

$t = 0$ et $\phi(0) = 1$, $\phi''(0) = -1$ et par conséquent $\epsilon = -1$. Donc, d'après la relation (309), nous avons

$$\begin{aligned} S(z) &\approx \frac{1}{\pi} e^{iz} e^{-i\pi/4} \sqrt{\frac{2\pi}{z}} \\ &= e^{i(z-\pi/4)} \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \end{aligned}$$

La fonction de Bessel $J_0(z)$ est la partie réelle de cette dernière.

20.4 La méthode du point col ("steepest descent").

Nous pouvons maintenant, pour $k \rightarrow \infty$, nous attaquer à une généralisation du type

$$S(k) = \int_{\mathcal{C}} f(z) e^{k\phi(z)} dz \tag{20.6}$$

où \mathcal{C} est un contour dans le plan complexe et $f(\cdot)$ et $\phi(\cdot)$ sont des fonctions analytique. Ce genre d'intégrale peut être calculé par des méthodes vues plus haut en y injectant une dose de notre connaissance des fonctions analytiques.

Nous savons qu'une fonction analytique peut être vue comme une fonction de deux variables

$$\phi(z) = \phi(x, y) = u(x, y) + iv(x, y)$$

où les parties réelle et imaginaire sont conjuguées :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \tag{20.7}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \tag{20.8}$$

L'idée générale de la méthode est d'utiliser le théorème de Cauchy et d'intégrer sur un contour \mathcal{C}' (avec les mêmes points frontières) de façon à ce que sur ce contour, $v(x, y) = \alpha = Cte$ dans un bon voisinage. Cela nous ramène l'intégrale à quelque chose du genre

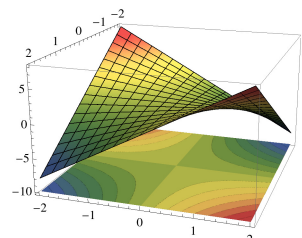
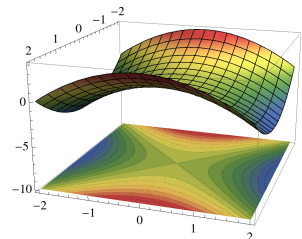
$$S(k) = e^{ik\alpha} \int_{\mathcal{C}'} f(z) e^{ku(z)} dz$$

Si nous avons de la chance est que $u(z)$ (qui est réelle) passe par un maximum, alors nous pouvons appliquer la méthode de Laplace. Or, ceci n'est pas de la chance : le choix du contour \mathcal{C}' nous fait forcément passer par ce genre de point, justement parce que les fonctions $u(\cdot)$ et $v(\cdot)$ sont conjuguées.

Avant d'aller plus loin, prenons un point (x_0, y_0) dans le plan. La direction \mathbf{t} selon laquelle la fonction $u(\cdot)$ varie le plus rapidement est appelé le gradient est donné par

$$\mathbf{t} = (\partial_x u, \partial_y u)$$

pris au point (x_0, y_0) . La direction où la fonction $v(\cdot)$ reste constante est orthogonale au gradient de cette dernière :



$$\mathbf{t}' = (\partial_y v, -\partial_x v)$$

Or, les relation (310-310) montre que ces deux vecteurs sont les mêmes! Quand $v()$ reste constant, $u()$ varie rapidement et vice et versa. Pour illustrer cela, considérons par exemple la fonction $\phi(z) = z^2$ pour laquelle nous avons $u(x, y) = x^2 - y^2$ et $v(x, y) = 2xy$. Pour le point $z_0 = 0$, $g'(z_0) = 0$. Autour de ce point (figure 310), si on bouge le long de la direction x ou y , la fonction $u(x, y)$ varie rapidement; dans le cas de la direction x , la fonction croît et dans le cas de la direction y , la fonction décroît. Or, pour la fonction $v(x, y)$, ces directions correspondent à des courbes de niveau où $v()$ reste constante (et égale à zéro dans ce cas). Le point $(0, 0)$ est un point col³ pour les deux fonctions, mais dans des directions perpendiculaire.

Bon, nous avons tous les éléments en main pour évaluer une intégrale du type (310). Nous allons déformer, en conservant ses points finaux, le contour C d'intégration en un contour C' , dans le domaine d'analyticité des fonctions $f()$ et $\phi()$, de façon à ce que :

1. Le contour C' passe par un point col z_0 tel que $\phi'(z_0) = 0$.
2. $v(z) = v(z_0)$ sur C' dans un voisinage du point z_0
3. Pour $z \neq z_0$ sur le contour C' , la condition $u(z) < u(z_0)$ est respectée.
4. $\phi''(z_0) \neq 0$ et z_0 n'est pas un point final du contour.

La condition (4) n'est pas nécessaire pour la méthode et pourra être relaxée. Nous l'utilisons ici pour simplifier l'exposition.

Nous allons, ses conditions en main, appliquer exactement la méthode de Laplace (figure 311) : nous divisons la contour C' en une partie C'_a autour du point z_0 et le reste C'_b ; sur le reste, la contribution à l'intégrale est négligeable à cause de la condition (3). Dans le voisinage, la méthode de Laplace est applicable puisque nous manipulons des réelles.

La première partie du travail consiste à trouver le point z_0 où $\phi'(z_0) = 0$. Notons $\phi''(z_0) = ae^{i\alpha}$. Une fois z_0 trouvé par les méthodes standard, nous devons trouver la direction θ de la descente la plus rapide de $u()$, qui correspond à la direction où $v()$ reste constante. Posons

$$z = z_0 + te^{i\theta} \quad (20.9)$$

Autour du point z_0 , nous avons

$$\begin{aligned} \phi(z) &\approx \phi(z_0) + \frac{1}{2}(z - z_0)^2 \phi''(z_0) \\ &= \phi(z_0) + \frac{1}{2}at^2 e^{i(2\theta + \alpha)} \end{aligned}$$

que l'on peut réecrire comme

$$\phi(z) - \phi(z_0) \approx \frac{1}{2}at^2 [\cos(2\theta + \alpha) + i \sin(2\theta + \alpha)]$$

3. "Saddle point", point selle en anglais. La méthode que nous voyons ici est parfois appelé "saddle point method".

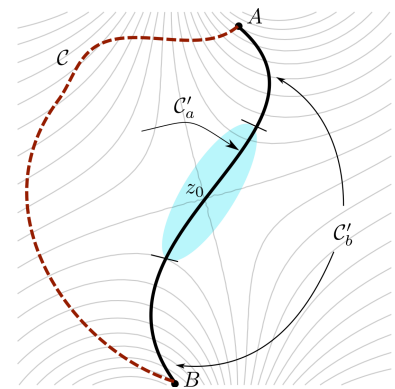


FIGURE 20.3 – La méthode du point col. Au lieu d'intégrer sur le contour C , on intègre sur le contour C' qui passe par le point z_0 ($\phi'(z_0) = 0$) dans la direction de variation maximum de $u(z)$ et qui laisse $v(z)$ constant dans un voisinage du point z_0 . Les courbes de niveau en trait fin sont celles de la fonction $u(z)$. L'intégrale est dominée par la contribution de la portion C'_a du voisinage du point z_0 .

Comme nous voulons $v()$ constante, et que z_0 corresponde à un maximum de $u()$, nous devons avoir

$$\sin(2\theta + \alpha) = 0 ; \cos(2\theta + \alpha) < 0$$

et pour cela, nous devons avoir

$$\theta = -\alpha + \frac{\pi}{2} \tag{20.10}$$

Autour du point z_0 , en utilisant la paramétrisation (311), nous pouvons écrire

$$\int_{C'_a} f(z) e^{k\phi(z)} dz = i f(z_0) e^{k\phi(z_0)} e^{-i\alpha} \int_{-c}^c e^{-kat^2/2} dt$$

Comme dans la méthode de Laplace, pour $k \rightarrow \infty$, seul t autour de 0 pèse vraiment et nous pouvons étendre l'intégrale à \mathbb{R} . Ce qui nous donne finalement (en négligeant l'intégrale sur C'_b), pour $k \rightarrow \infty$,

$$\int_C f(z) e^{k\phi(z)} dz = i f(z_0) e^{k\phi(z_0) - i\alpha} \sqrt{\frac{2\pi}{k |\phi''(z_0)|}} \tag{20.11}$$

Ce qui est pratiquement la même expression que nous avons pour l'intégrale réelle de Laplace (expression 308), à ceci près que nous devons en plus prendre en compte l'argument de $\phi''(z_0)$.

Comme dans la méthode de Laplace réelle, nous pouvons trouver les ordres supérieurs du développement en développant également $f(z)$ autour de z_0 .

20.5 Exercices.

§ 20.1 L'approximation (20.3) a été obtenu par la méthode de Laplace en supposant que le minimum de la fonction $\phi()$ se trouve à l'intérieur de l'intervalle $[a, b]$ de l'intégration. Montrer que si le minimum se trouve en a , alors

$$\int_a^b e^{-t\phi(u)} du \sim \frac{e^{-t\phi(a)}}{t\phi'(a)}$$

§ 20.2 Approximation basse température

En physique statistique, la fonction de partition d'un système est donné par

$$Z = \int_{E_0}^{\infty} f(E) e^{-\beta E} dE$$

où $f(E)dE$ est le nombre d'états entre l'énergie E et $E + dE$ et $\beta = 1/T$ où T est la température. Donner l'expression basse température de Z et de l'énergie libre $F(T) = -T \log Z(T)$.

§ 20.3 Démontrer que

$$\int_0^{\pi} x^n \sin x dx \sim \pi^{n+2}/n^2 \text{ quand } n \rightarrow +\infty$$

§ 20.4 Évaluer, pour $k \rightarrow \infty$,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikt^2}}{1+t^2} dt$$

§ 20.5 Comment faut-il modifier la méthode de la phase stationnaire si $\phi(x)$ possède plusieurs extrema ?

§ 20.6 Comment faut-il modifier la méthode de la phase stationnaire si $\phi(x)$ possède un extrema sur le bord de l'intervalle de l'intégration ?

Intégrale de Lebesgue.

L'intégrale de Lebesgue est très peu utilisée par les physiciens, puisque le genre de fonctions qu'elle est capable de traiter se rencontre peu en physique¹. Ce chapitre ne rentre donc pas dans les technicités de cette intégrale et il est donné pour la culture générale².

21.1 Introduction.

Riemann a donné une définition de l'intégrale d'une fonction dans les années 1840 comme la limite d'une somme finie

$$\mathcal{I} = \int_I f(x) dx = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^{N-1} f(x_i)(x_{i+1} - x_i)$$

et a donné les conditions de l'existence de cette intégrale³. Très grossièrement, il faut que la fonction soit bornée et continue sauf peut-être en un nombre fini de point. En effet, sur un petit intervalle $[x_i, x_{i+1}[$, la fonction continue $f(\cdot)$ prend des valeurs qui ne sont pas trop loin de $f(P)$ où P est un point dans cet intervalle. Cela nous permet de montrer que la somme des erreurs que l'on fait tend vers 0 quand ces intervalles deviennent de plus en plus petit.

Qu'en est-il des fonctions qui sont *très* discontinues, par exemple la fonction $1_{\mathbb{Q}}(\cdot)$ qui vaut 1 si $x \in \mathbb{Q}$ et 0 sinon? La réponse élémentaire serait de dire que l'intégrale de ces fonctions n'existe pas.

Dire à un mathématicien que quelque chose n'est pas possible est le plus sûr moyen de le lancer sur la piste de « pourquoi pas? », de lui faire construire des objets qui enfreignent l'impossibilité et de démontrer que ces objets ont une réelle utilité pour des problèmes physiques. $\sqrt{-1}$ et $\log(-1)$ n'existaient pas, ils ont créé un monde de nombres complexes et de surfaces de Riemann. D'un point en dehors d'une ligne, on ne pouvait avoir qu'une seule ligne parallèle à celui-ci; en violant cette impossibilité, nous avons eu les géométries non-Euclidiennes. On pourrait multiplier les exemples de ce genre.

A partir de 1840, les mathématiciens ont construit des fonctions de plus en plus pathologiques pour lesquelles on ne pouvait quand

1. « Si l'avions que vous avez construit chute, ce n'est pas parce que vous avez utilisé l'intégrale de Riemann au lieu de l'intégrale de Lebesgue dans vos calculs. » Malheureusement je ne me souviens plus de l'origine de cette citation.
2. Pour goûter la beauté de cette théorie, voir David M. Bressoud : *A Radical Approach to Lebesgue's Theory of Integration*.

3. Le théorème le plus général a été donné par Lebesgue vers 1900.

même construire une intégrale. Il faut préciser que l'on ne comprenait pas vraiment encore le concept de nombre réel⁴ et que ces constructions ont beaucoup contribué à cette compréhension. Voici quelques uns.

Exemple 21.1 L'escalier du diable ou la fonction de cantor

Cantor a construit une fonction $f_c()$ monotone croissante sur l'intervalle $[0,1]$ telle que $f(0) = 0, f(1) = 1$ et dont la dérivée est nulle presque partout (figure 21.1).

La fonction se construit de façon itérative. $f_0(x) = x$. Pour $f_1(x)$, nous prenons la fonction qui est constante sur le tiers central de l'intervalle $[0,1]$: $f_1(x) = 1/2$ si $x \in [1/3,2/3]$. La fonction est linéaire (affine pour être exacte) sur $[0,1/3]$ et $[2/3,1]$.

On procède de la même façon pour la suite : chaque intervalle où $f_n(x)$ n'est pas constante est découpé en trois morceaux où sur la partie centrale $f_n(x)$ est constante et égale à la moyenne de ses deux bords selon f_{n-1} . Sur les deux autres morceaux, la fonction est linéaire et la fonction $f_n(x)$ reste toujours continue.

On peut démontrer que $f_n()$ converge vers $f_c()$ et que

$$|f_c(x) - f_n(x)| \leq 2^{-n} \quad \forall x \in [0,1]$$

La fonction de Bolzano est un autre exemple de ce type.

Exemple 21.2 Le monstre de Weierstrass

Cette fonction définie par la série

$$f(x) = \sum_{k=1}^{\infty} a^k \cos(b^k \pi x)$$

où b est un entier est continue partout et dérivable nulle part. (exercice : à quelle condition doit satisfaire a pour assurer la convergence ?)

Des fonctions aussi pathologiques sont rares ou inexistantes en physique. L'abstraction que l'on appelle le mouvement brownien en est un exemple, de même que la fonction de partition en physique statistique de certains systèmes.

L'exemple le plus utilisé des fonctions pathologiques est celle de Dirichlet $1_{\mathbb{Q}}(x)$ qui vaut 1 si $x \in \mathbb{Q}$ et zéro sinon. Évidemment, nous ne pouvons pas tracer cette fonction, mais nous voyons bien la raison de la non (Riemann) intégrabilité : un intervalle, aussi petit qu'il soit, contient au moins un nombre rationnel et un nombre irrationnel. Nous voyons donc qu'aussi petit soit un intervalle, la fonction $1_{\mathbb{Q}}$ saute sauvagement d'une valeur à une autre et l'erreur de l'approximer par $f(P)$ où P est un point à l'intérieur de l'intervalle n'est plus petit.

La fonction de Dirichlet nous indique comment construire des fonctions pathologiques en général. Il faut pour cela se donner un ensemble $\mathcal{A} \in I$ où I est un intervalle de \mathbb{R} et exiger que l'ensemble

4. L'incroyable complexité des nombres réels a été mis à jour par Cantor dans les années 1880 (voir le chapitre 24)

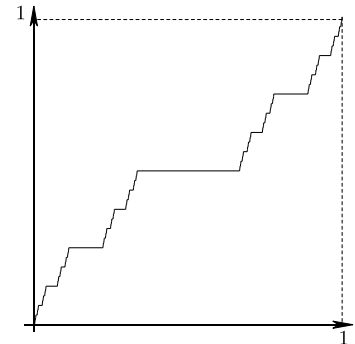


FIGURE 21.1 – La fonction de cantor.

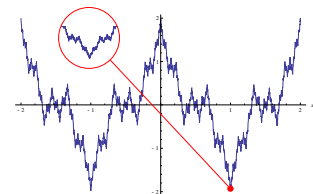


FIGURE 21.2 – La fonction de Weierstrass. (source Wikipedia)

\mathcal{A} soit plus compliqué qu'une simple union finie d'intervalle. Donner alors un certain comportement à la fonction si $x \in \mathcal{A}$ et un autre si $x \in I - \mathcal{A}$.

21.2 Théorie de la mesure.

L'intégration des fonctions pathologiques est/devrait être une généralisation de l'intégrale de Riemann. Après des années de tentative, c'est Lebesgue en 1902 qui a réalisé que la clef de cette généralisation réside dans la *mesure* d'un ensemble \mathcal{A} quelconque.

Nous savons mesurer la longueur d'un intervalle $[a, b]$:

$$\mu([a, b]) = b - a$$

et nous savons mesurer la longueur d'une *union* d'intervalles *dis-joints* en sommant chaque mesure. Si

$$\mathcal{A} = \bigcup_{i=1}^k [a_i, b_i]$$

alors

$$\mu(\mathcal{A}) = \sum_{i=1}^k \mu([a_i, b_i])$$

Nous pouvons généraliser la *mesure* de n'importe quel ensemble en suivant ce chemin.

Définition 3 Une mesure.

Une mesure μ doit avoir les propriétés suivantes :

$$\mu(\mathcal{A}) \geq 0 \quad (21.1)$$

$$\mu(\emptyset) = 0 \quad (21.2)$$

$$\mu\left(\bigcup_{i \in P} \mathcal{A}_i\right) = \sum_{i \in P} \mu(\mathcal{A}_i) \text{ si } \mathcal{A}_i \cap \mathcal{A}_j = \emptyset \quad (21.3)$$

Pour la troisième propriété (21.3), nous exigeons une union *au plus dénombrable*. L'ensemble $\{1, 2, 3\}$ est dénombrable, ainsi que l'ensemble des nombres entiers, ou rationnels ou algébriques. L'ensemble des nombres réels n'est pas dénombrable (voir le chapitre 24).

Pour pouvoir généraliser notre mesure habituelle qui sert à l'intégration, nous choisissons une mesure telle que $\mu[a, b] = b - a$. Cette mesure est appelé la mesure de *Lebesgue*.

Pour mesurer n'importe quel sous ensemble de \mathbb{R} et pas seulement des intervalles, nous utilisons une *couverture* par des intervalles : soit un ensemble $\mathcal{A} \in \mathbb{R}$. Nous pouvons toujours trouver un ensemble $\mathcal{B} \supset \mathcal{A}$ tel qu'il soit formé d'une union *dénombrable* d'intervalles. Par exemple, $[0, 1]$ est une couverture de l'ensemble des nombres rationnels entre 0 et 1. De plus, comme \mathcal{B} est formé d'intervalles, nous savons calculer sa mesure. Notons également que pour un ensemble \mathcal{A} quelconque, nous pouvons trouver une infinité de couverture. La mesure de Lebesgue d'un ensemble \mathcal{A} est le *minimum* des mesures des couvertures \mathcal{B} .

Définition 4 La mesure de Lebesgue.

1. La mesure d'un intervalle $[a, b]$ est $b - a$.
2. Soit \mathcal{B}_α des couvertures par intervalle d'un ensemble \mathcal{A} . Alors

$$\mu(\mathcal{A}) = \min_{\alpha} \{\mathcal{B}_\alpha\}$$

Le point essentiel ici est le côté dénombrable, qui peut être plus grand que simplement une union finie, mais pas trop grand pour ne pas tomber dans des complications insurmontable. Si vous avez remarqué, toutes les fonctions pathologiques que nous avons rencontré ont été construit par itération et nous pouvons dénombrer les singularités qu'elles possèdent.

Le point crucial de cette mesure est la suivante : La mesure de Lebesgue d'un *point isolé* est nulle ! (exercice : démontrer en utilisant la définition 4).

$$\text{si } x \in \mathbb{R} \text{ alors } \mu(x) = 0$$

Cela ne choque pas notre intuition qu'un point seul soit de mesure nulle. Par contre, la propriété (21.3) implique maintenant que

$$\mu(\mathbb{Q}) = 0 \tag{21.4}$$

En effet, l'ensemble des nombres rationnels est dénombrable, donc \mathbb{Q} est une union dénombrable de points isolés, chacun de mesure nulle. L'ensemble \mathbb{Q} ne pèse pas grand chose comparé à n'importe quel intervalle de \mathbb{R} ! Cette conséquence est compatible avec la classification de Cantor des différents infinis (voir chapitre 24). On appelle un ensemble de mesure nulle un ensemble *négligeable*.

Nous pouvons aussi définir une égalité *presque partout*. Deux ensemble A et B sont égaux (presque partout) si la mesure de leur différence est nulle. De même, deux fonctions $f()$ et $g()$ sont égaux partout si elles diffèrent sur un ensemble négligeable de point.

21.3 L'intégrale de Lebesgue.

Maintenant que nous disposons de la mesure de Lebesgue, nous avons en fait fait l'essentiel du chemin. Toute la complexité a été enfermée dans la mesure et le reste est une petite promenade.

Pour définir son intégrale, Lebesgue, a utilisé notre intuition de l'intégrale de Riemann comme aire sous la courbe, en le couvrant de rectangles *verticales* (figure 21.3a). Bien sûr, nous pouvons utiliser, pour cette couverture, des rectangles horizontales (figure 21.3b).

Soit l'intervalle $[y_i, y_{i+1}]$, et soit l'ensemble \mathcal{A}_i de point x tel que $f(x) \in [y_i, y_{i+1}]$. Nous définissons alors l'intégrale comme la limite de la somme

$$\mathcal{I} = \int f d\mu = \sum_i \mu(\mathcal{A}_i)(y_{i+1} - y_i)$$

quand $\max_i |y_{i+1} - y_i| \rightarrow 0$.

On peut également exprimer la même idée en utilisant l'intégrale de Riemann et la fonction adjointe $f^*()$:

$$f^*(t) = \mu(\{x | f(x) > t\})$$

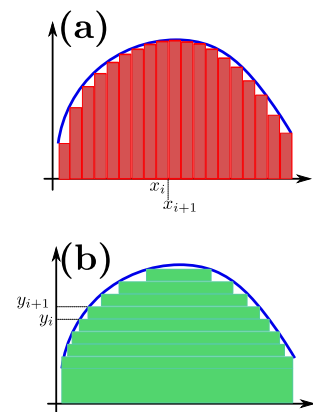


FIGURE 21.3 – L'idée de l'intégrale de Lebesgue.

et alors

$$\int f d\mu = \int_0^{\infty} f^*(t) dt$$

Noter que nous avons défini l'intégrale de Lebesgue pour des fonctions bornées positives. La généralisation à des fonctions de signe quelconque est trivial.

§ 21.1 Démontrer que

$$\int 1_Q d\mu = 0$$

Une troisième façon de voir l'intégrale de Lebesgue est d'utiliser la notion de presque partout : Si $g() = f()$ presque partout et que $g()$ possède une intégrale de Riemann, alors

$$\int f d\mu = \int_I g(x) dx$$

Les intégrales de chemin.

22.1 Introduction.

Nous connaissons le concept de l'intégrale¹ d'une fonction d'une variable réelle $f(x)$ sur un intervalle $I = [a, b]$

$$\mathcal{I} = \int_I f(x) dx = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^{N-1} f(x_i)(x_{i+1} - x_i) \quad (22.1)$$

La recette est simple : l'intégrale \mathcal{I} n'est que la limite d'une somme finie d'éléments : nous décomposons l'intervalle en petits éléments de bord x_i , avec $x_0 = a$, $x_1 = b$. Ensuite, nous multiplions la valeur représentative de la fonction $f(x_i)$ sur chaque sous intervalle par la longueur de ce sous intervalle $x_{i+1} - x_i$ (qui prend le nom de dx dans l'intégrale).

On peut facilement généraliser ce concept et définir l'intégrale des fonctions de plusieurs variables, des fonctions complexes (qui sont, fondamentalement, des fonctions de deux variables), des champs de tenseurs, ... Cela reste toujours le produit d'une valeur par la *mesure* du petit sous domaine.

Peut on généraliser l'intégrale à des objets vraiment différent ? Soit par exemple l'ensemble des fonctions définies sur un intervalle $[a, b]$ et soit une fonctionnelle $\mathcal{F}[\cdot]$ donnée. Rappelons qu'une fonctionnelle est une *fonction de fonction*, qui prend en entrée une *fonction* et produit en sortie un nombre. Par exemple,

$$\mathcal{F}[f] = \int_a^b [f'(x)^2 + f(x)^2]^2 dx$$

Nous avons vu par exemple que la fonctionnelle *action* joue un rôle fondamental en mécanique ; le chapitre 11 sur le calcul variationnel était dédié à l'étude général de l'extremum des fonctionnelles.

Peut on définir l'intégrale d'une *fonctionnelle* sur un ensemble de fonctions ? De façon analogue à l'expression (22.1), nous souhaitons définir l'intégrale d'une fonctionnelle $\mathcal{F}[\cdot]$

$$K = \int_{\mathcal{E}} \mathcal{F}[f] \mathcal{D}f$$

en additionnant la valeur de la fonctionnelle sur toutes les fonctions appartenant à un ensemble \mathcal{E} en les normalisant par un facteur $\mathcal{D}f$ qui donnerait une mesure finie à l'intégrale (figure 22.1).

1. La description précise de ce concept a été donné par Riemann dans les années 1840 et est appelé l'intégrale de Riemann. Cependant, elle ne s'applique qu'à des fonctions assez simple, en gros des fonctions discontinues en un nombre fini de point. Cela est amplement suffisant pour décrire le monde physique, mais non l'ensemble des fonctions des mathématiciens. Cela a pris environ 80 ans pour qu'une théorie plus générale, appelée l'intégrale de Lebesgue, soit formulée.

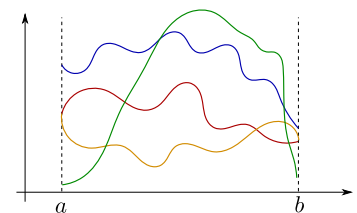


FIGURE 22.1 – Quelques fonctions sur l'intervalle $[a, b]$. Étant donnée une fonctionnelle $\mathcal{F}[\cdot]$, l'intégrale de la fonctionnelle $\int_{\mathcal{E}} \mathcal{F}[f(\cdot)] \mathcal{D}f$ est une somme correctement normalisée de la fonctionnelle pris sur toutes les fonctions de l'ensemble \mathcal{E} .

La réponse est oui sous conditions. Il se trouve que les phénomènes physiques qui ont besoin de ces intégrales satisfont ces conditions. Avant de donner plus de sens à cette intégrale, voyons quelques problèmes physiques qui y font appel.

22.2 Exemples fondamentaux.

Mouvement Brownien.

Considérons une particule brownien à une dimension, qui démarre au temps t_0 au point x_0 . Nous souhaitons de connaître la densité de probabilité

$$P(x_1, t_1 | x_0, t_0) \tag{22.2}$$

de trouver la particule au point x_1 au temps t_1 . Pour arriver à ce point, la particule peut prendre de nombreux trajectoires \mathcal{C} ; certains de ces trajectoires sont peu probable (comme par exemple celle qui fait le tour de la terre en 2 ms), d'autres plus. Nous pouvons donner une densité de probabilité $\mathcal{F}[\mathcal{C}]$ à chaque trajectoire \mathcal{C} . La probabilité (22.2) est alors (figure 22.2)

$$P(x_1, t_1 | x_0, t_0) = \frac{\int_{\mathcal{E}_0} \mathcal{F}[\mathcal{C}] \mathcal{D}\mathcal{C}}{\int_{\mathcal{E}_1} \mathcal{F}[\mathcal{C}] \mathcal{D}\mathcal{C}}$$

Nous avons caché quelques difficultés techniques, comme par exemple comment formuler la probabilité d'une trajectoire $\mathcal{F}[\mathcal{C}]$, nous y viendront plus tard. Mais la possibilité de penser au processus stochastique comme un ensemble de trajectoire avec des poids probabilistes est un outil très puissant pour aborder ces phénomènes².

Physique statistique des polymères.

Soit un système qui peut se trouver dans différents états η d'énergie $E[\eta]$. La loi (l'hypothèse) fondamentale de la physique statistique³ postule la probabilité de trouver le système en η par

$$P(\eta) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E[\eta]}$$

où $\beta = 1/T$ est l'inverse de la température et Z , la constante de normalisation est

$$Z = \sum_{\eta} e^{-\beta E[\eta]} \tag{22.3}$$

la constante de normalisation, appelé la fonction de partition, est bien plus qu'une constante et nous donne l'énergie libre $F = -T \log Z$ du système, d'où nous déduisons toute la thermodynamique.

Si le système que nous étudions est un polymère, η qui désigne sa conformation est un chemin, $E[\eta]$ est la fonctionnelle énergie de cette conformation, et Z est une intégrale de chemin. Il serait très utile donc de pouvoir donner un sens à cet objet.

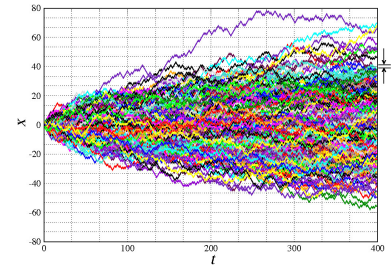


FIGURE 22.2 – Une simulation de $M = 500$ trajectoires brownienne commençant en $x = 0$ au temps $t = 0$. La probabilité $P(x, t)dx$ de trouver la particule brownienne en $[x, x + dx]$ au temps t est le nombre de trajectoire qui arrivent dans cet intervalle divisée par le nombre total de trajectoire, à la limite $M \rightarrow \infty$.

2. Voir mon cour sur les processus stochastiques.

3. Voir mon cours de physique statistique.

On peut avoir, sans calcul, une intuition de cette intégrale. soit η_0 la conformation d'énergie minimum ; quand $T \rightarrow 0$, l'exponentielle est dominée par $E[\eta_0]$ et les petits écarts par rapport à cette conformation sont très pénalisés : le polymère se trouve dans son état fondamental. Au fur et à mesure que T augmente, le polymère peut explorer des conformations plus lointaines de l'état fondamental.

Comme nous le verrons sous peu, une conformation de polymère est équivalent à une trajectoire de la particule brownienne et les deux problèmes ci-dessus sont en réalité le même.

La mécanique quantique.

En mécanique classique, Pour chaque trajectoire $x(t)$ reliant deux point (t_1, x_1) et (t_2, x_2) , nous avons un coût appelé *action*

$$S[x(t)] = \int_I \mathcal{L}(\dot{x}, x, t) dt$$

et nous savons que la trajectoire choisie par la particule est celle qui optimise l'action $\delta S = 0$.

Cependant, nous savons que quand nous descendons dans les échelles et que l'action devient comparable à la constante de Planck \hbar , les phénomènes quantiques et interférences commencent à apparaître. L'interprétation de Feynman⁴ de ce phénomène est la suivante : la particule prend *toutes* les trajectoires reliant les deux points. Une fonctionnelle associe à chaque trajectoire un coût de la forme $\exp\{i\beta S[x(t)]\}$ où $i^2 = -1$ et $\beta = 1/\hbar$ et S est l'action classique associée à la trajectoire. Le propagateur K est donnée par une sommation sur toutes les trajectoires

$$K(x_2, t_2 | x_1, t_1) = \sum_{x[t]} e^{i\beta S[x]} \quad (22.4)$$

Le propagateur est un concept similaire à la probabilité $P(x_1, t_1 | x_0, t_0)$ de l'expression (22.2). Le calcul effectif du propagateur nous amène naturellement à l'équation de Schrödinger comme nous le verrons sous peu.

Notons l'analogie entre le mouvement quantique (eq. 22.4) et le mouvement Brownien ou le polymère (eq. 22.3) : dans les deux cas, la fonctionnelle est sous forme exponentielle, mais dans le cas quantique, c'est une exponentielle complexe. A priori donc, toutes les trajectoires contribuent le même poids au propagateur. Ceci dit, pour les trajectoires dont $S \gg \hbar$, un petit écart δx de la trajectoire provoque de grande oscillations de l'exponentielle et les contributions se neutralisent. Si la particule est macroscopique, nous avons toujours $S \gg \hbar$ et la seule trajectoire qui contribue effectivement à la somme est celle qui minimise S et nous retrouvons ainsi la mécanique classique.

22.3 Calcul des intégrales de chemin (I).

Nous pouvons calculer une intégrale de Riemann (eq. 22.1) de deux façon : (i) la méthode dure consiste à effectuer directement

4. Feynman & Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*.

la somme discrète ; (ii) nous pouvons aussi utiliser le théorème fondamental de l'Analyse est de faire une sorte d'opération d'antidérivation (trouver la primitive F) et ensuite calculer simplement $F(b) - F(a)$. Évidemment, il faut avoir fait la méthode (i) au moins quelque fois pour comprendre vraiment ce qu'est une intégrale. Ensuite, nous pouvons utiliser la deuxième méthode dans les opérations de tous les jours.

Le calcul des intégrales de chemins suit la même logique. Dans cette section, nous allons utiliser la méthode dure pour comprendre les intégrales de chemins ; la prochaine section est dédiée à une sorte de méthode facile, qui fera intervenir les fonctions de Green.

D'abord, qu'est ce qu'une fonction d'une variable *continue* sur un intervalle $[a, b]$? L'ensemble \mathbb{R} est vraiment trop grand pour la compréhension humaine (voir le chapitre 24). Tout ce que nous savons faire est d'imaginer des ensembles finis et ensuite imaginer une sorte de limite. Pour manipuler et prendre en main une fonction, nous échantillons l'intervalle $[a, b]$ par $N + 1$ nombres x_i , et notons la valeur de la fonction pour chacun de ces nombres

#1	$x_0 = a$	x_1	x_2	\dots	$x_N = b$
#2	y_0	y_1	y_2	\dots	$y_N = b$

Si notre échantillonnage est suffisamment fin, nous avons une très bonne approximation de la fonction. Dans la limite $N \rightarrow \infty$, nous pouvons dire⁵ que la fonction et le tableau représentent le même objet. Pour un échantillonnage fin et fixé une fois pour toute, nous pouvons dire que chaque fonction est donnée par un ensemble $\{y_0, y_1, \dots, y_N\}$.

Dans ce cas, une *fonctionnelle* est simplement une fonction de $N + 1$ variable $\mathcal{F}[f] = \mathcal{F}(y_0, y_1, \dots, y_N)$ dans la limite où nous faisons $N \rightarrow \infty$ (figure 22.3).

Prenons par exemple la fonctionnelle

$$\mathcal{F}[f] = \int_a^b f'(x)^2 dx \tag{22.5}$$

Si nous discrétisons l'intervalle par un pas d'échantillonnage de $\ell = (b - a)/N$, nous avons

$$f'(x_i) \approx (y_{i+1} - y_i) / \ell$$

où $y_i = f(x_i)$ et alors

$$\mathcal{F}[f] = \frac{1}{\ell} \sum_{i=0}^{N-1} (y_{i+1} - y_i)^2$$

Nous voyons que ce processus de discrétisation nous donne maintenant un moyen de calculer l'intégrale de chemins de la fonctionnelle comme l'intégrale d'une fonction de $N + 1$ variables :

$$\int_{\mathcal{E}} \mathcal{F}[f] \mathcal{D}f = A(N) \int_{I^{N+1}} \mathcal{F}(y_0, y_1, \dots, y_N) dy_0 dy_1 \dots dy_N \tag{22.6}$$

5. Plus exactement quand la première ligne liste tous les nombres réelles $\in [a, b]$

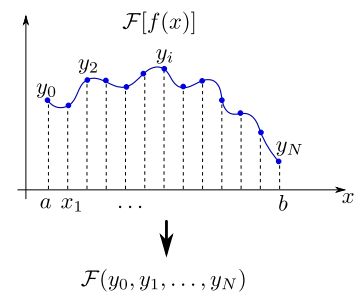


FIGURE 22.3 – Discrétisation d'une fonctionnelle : on échantillonne la fonction en $N + 1$ points x_i , et on calcule la fonctionnelle comme une fonction des $N + 1$ $y_i = f(x_i)$.

En faisant varier les y_i , nous balayons l'ensemble des fonctions sur l'intervalle $[a, b]$. Nous devons également normaliser la somme par le facteur $A(N)$: dans les intégrales de Riemann, le facteur dx sert à cela ; ici, nous avons également le même problème quand $N \rightarrow \infty$ et nous devons trouver l'équivalent de dx pour les intégrales de chemin. L'expression (22.6), correctement normalisée, est la définition de l'intégrale de chemin, quand elle existe.

Exemple 22.1 gradient carré

Soit la fonctionnelle

$$\mathcal{F}[f] = \exp \left(-\gamma \int_a^b f'(x)^2 dx \right)$$

Calculer son intégrale de chemin sur l'ensemble \mathcal{E} des fonctions dérivables sur $[a, b]$ telle que $f(a) = f(b) = 0$.

Avant de calculer l'intégrale dans son entier, calculons une intégrale simple du genre

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-(y_{i+1} - y_i)^2 - (y_i - y_{i-1})^2 \right] dy_i$$

où nous sommions sur la variable y_i en tenant constante y_{i+1} et y_{i-1} .

22.4 Digression sur le mouvement Brownien.

Le mouvement Brownien joue un rôle fondamental dans beaucoup de branche de la physique et sous tend l'ensemble des problèmes que nous abordons ici. Les intégrales de chemin et les équations différentielles stochastiques ont été inventé pour aborder ce problème. Il est utile de s'attarder un peu sur son formalisme.

La façon la plus simple d'aborder ce problème est de considérer un problème spatialement discret, avec la particule qui a une certaine densité de probabilité par unité de temps de sauter instantanément d'un site à un site voisin. Par exemple, nous pouvons avoir

$$W(i \rightarrow i \pm 1) = \alpha$$

c'est à dire que pendant un temps dt , une proportion αdt des particules sur le site i sauteront sur le site $i \pm 1$. Nous avons résolu ce problème par exemple dans le problème 3.10. Notons cependant que α doit être un coefficient microscopique ; si le pas de discrétisation de l'espace est ℓ , le coefficient de Diffusion D qui est une quantité mesurable expérimentalement est donnée par $D = \alpha \ell^2$.

On peut également souhaiter aborder ce problème dans un espace continu. Pour cela, nous devons nous donner une probabilité de saut du point x au point y dans l'intervalle de temps dt . Une façon⁶ de faire cela correctement est de postuler

$$p(x \rightarrow y, dt) = A \exp \left(-(x - y)^2 / 2Ddt \right) \quad (22.7)$$

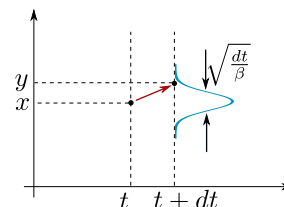


FIGURE 22.4 – Le déplacement d'une particule Brownienne, de la position x à la position y pendant un temps infinitésimal dt est gouvernée par la densité de probabilité (22.7).

6. Ceci est le résultat des travaux de Wiener et de Ito dans les années 1930-1950.

Cela veut dire que pendant un temps dt , une proportion $p(x \rightarrow y, dt)dy$ sautera de la position x à la position $[y, y + dy]$. La constante de normalisation A est trouvée par la condition $\int_1 p(x \rightarrow y, dt)dy = 1$ et vaut donc $A = \sqrt{1/(2\pi Ddt)}$. Le déplacement carré moyen est alors

$$\ell^2 = Ddt \tag{22.8}$$

Nous voyons donc que $\ell^2 \sim dt$ où D est un coefficient de diffusion macroscopique.

22.5 Calcul des intégrales de chemin (II) et les fonctions de Green.

Considérons un chemin $R(x)$ reliant un point $0, R_0$ à un point x, R ; Ce chemin peut par exemple représenter un polymère à deux dimension où x représente l'abscisse et $R(x)$ l'écart du polymère par rapport à un mur ou un autre polymère à l'abscisse x , comme dans le cas des doubles brins de l'ADN. Supposons que l'énergie du polymère est donnée par la fonctionnelle

$$E[R(x)] = \int_0^x \left\{ \kappa \dot{R}^2 + V(R) \right\} dx \tag{22.9}$$

le premier terme désigne le fait que courber le polymère coûte de l'énergie; le deuxième terme reflète l'énergie d'interaction du polymère avec le mur. Nous souhaitons calculer l'intégrale fonctionnelle

$$Z(R, x | R_0, 0) = \int_{\mathcal{E}} e^{-\beta E[R]} \mathcal{D}R$$

qui est la fonction de partition de l'ensemble des conformations qui relient $(0, R_0)$ à (x, R) . Rappelons que $\beta = 1/T$ et que $F = -T \log Z$ est l'énergie libre de ce système. Dans de nombreux domaines, Z est appelé *le propagateur*, pour des raisons que l'on verra sous peu.

Considérons maintenant la quantité $Z(R, x + dx | R_0, 0)$. D'après notre définition des intégrales de chemin (22.6), nous avons

$$Z(R, x + dx, R_0, 0) = \int_{R'} Z(R', x | R_0, 0) Z(R, x + dx | R', x) dx \tag{22.10}$$

où l'intégrale est une intégrale classique de Riemann. L'expression (22.10) veut « en gros » dire que le nombre de chemin pour aller de A à B égale au nombre de chemin pour aller de A à un point intermédiaire C , multiplié par le nombre de chemin allant de C à B , intégré sur tous les C

$$N_{A \rightarrow B} = \sum_C N_{A \rightarrow C} N_{C \rightarrow B}$$

Considérons le terme $Z(R, x + dx | R', x)$ de l'intégrale qui est un propagateur infinitésimal. Sur cette portion⁷,

$$E(R' | R) = \left\{ \kappa \left(\frac{R' - R}{dx} \right)^2 + V(R) \right\} dx$$

7. Rappelons qu'au premier ordre,

$$\int_{a-dx}^a f(x) dx = f(a) dx$$

D'après notre schéma de discrétisation (22.6), le propagateur infinitésimal se réduit à un simple scalaire (il n'y a qu'une droite reliant R' à R) :

$$Z(R, x + dx | R', x) = Ae^{-\beta E(R'|R)}$$

et vous remarquerez que le propagateur infinitésimal ci-dessus, pour $V = 0$, n'est rien d'autre que la probabilité de saut d'une particule Brownienne (équation 22.7) libre.

Nous avons donc

$$Z(R, x + dx | R_0, 0) = Ae^{-\beta V(R)dx} \int_{R'} Z(R', x | R_0, 0) \exp\left(-\frac{\beta\kappa}{dx}(R' - R)^2\right) dR' \quad (22.11)$$

La quantité $Z(R', x | R_0, 0)$ est une fonction de R' que nous pouvons développer au second ordre

$$Z(R', x | R_0, 0) = Z(R, x | R_0, 0) + (R' - R) \frac{\partial Z}{\partial R} + \frac{1}{2}(R' - R)^2 \frac{\partial^2 Z}{\partial R^2}$$

Nous pouvons maintenant utiliser l'expression ci-dessus pour effectuer l'intégrale (22.11) ; la partie droite de l'équation (22.11) devient

$$\sqrt{\pi} Ae^{-\beta V(R)dx} \left\{ \left(\frac{dx}{\beta\kappa}\right)^{1/2} Z + \frac{1}{4} \left(\frac{dx}{\beta\kappa}\right)^{3/2} \frac{\partial^2 Z}{\partial R^2} \right\} \quad (22.12)$$

Pour la partie gauche de l'équation (22.11), nous développons

$Z(R, x + dx, R_0, 0)$ à l'ordre 1 en dx :

$$Z(R, x + dx | R_0, 0) = Z(R, x | R_0, 0) + \frac{\partial Z}{\partial x} dx \quad (22.13)$$

Nous pouvons maintenant comparer les expressions (22.12) et (22.13) et exiger leur égalité. A l'ordre 0 en dx , nous avons $\exp(-\beta V dx) = 1$ et nous devons donc avoir

$$\sqrt{\pi} A \left(\frac{dx}{\beta\kappa}\right)^{1/2} = 1$$

ce qui nous donne directement le coefficient de normalisation A .

En collectant les termes d'ordre 1 en dx , nous trouvons l'équation auquel la fonction $Z(R, x | R_0, 0)$ doit obéir.

$$T \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{T^2}{4\kappa} \frac{\partial^2 Z}{\partial R^2} - V(R)Z \quad (22.14)$$

Nous voyons ici que Z obéit à une équation de type Schrödinger, où T joue le rôle de \hbar , 2κ joue le rôle de la masse, x le rôle de temps et R le rôle de x ; de plus, le temps est *imaginaire*, puisque cette équation ne contient pas de facteur i . Nous avons omis d'inclure la condition initiale :

$$Z(R, 0 | R_0, 0) = \delta(R - R_0)$$

puisque le polymère est fixée à l'origine à R_0 . Nous pouvons maintenant inclure la condition initiale dans l'équation (22.14) (cf la section 5.4) ; en d'autre terme, la fonction $Z(R, x + dx | R_0, 0)$ est la fonction de Green de l'équation (22.14) et obéit à l'équation

$$T \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{T^2}{4\kappa} \frac{\partial^2 Z}{\partial R^2} + V(R)Z = \delta(x)\delta(R - R_0) \quad (22.15)$$

Si nous connaissons une base propre de l'opérateur ci-dessus, la fonction de Green se calcule immédiatement (cf 8.5).

La méthode que nous avons développée ci-dessus est une méthode générale pour l'intégrale de chemin du type $\exp(E(y))$: au lieu de calculer l'intégrale directement par la définition (22.6), on déduit une équation à dérivée partielle et on calcule sa fonction de Green.

La similarité entre l'expression (22.14) et l'équation de Schrödinger a emmené Feynman à formuler une autre façon d'interpréter la mécanique quantique. Soit l'action classique d'une trajectoire $x(t)$

$$S[x(t)] = \int_{t_0}^t \left\{ \frac{m}{2} \dot{x}^2 - V(x) \right\} dt$$

Une particule quantique ne prend pas le chemin de moindre action, mais *tous* les chemins en même temps, chaque chemin étant pondéré par un facteur de phase $\exp(iS/\hbar)$. Le propagateur est donné par la somme (fonctionnelle) sur les phases de toutes les trajectoires

$$K(x, t | x_0, t_0) = \sum_{x(t)} e^{i\frac{S}{\hbar}}$$

Nous laissons au lecteur le soin de montrer que le propagateur obéit à l'équation de Schrödinger. Le lecteur remarquera que la convergence de certains calculs est moins assurée quand l'intégrand est une exponentielle complexe.

22.6 Théorème de Feynmann-Kac.

22.7 Problèmes.

Problème 22.1 La fusion de l'ADN

Problème 22.2 Le propagateur du photon

Problème 22.3 L'équation de Kolmogorov

Problème 22.4 Limite $T \rightarrow 0$ et le minimum de l'action

Les équations de la physique.

Nous avons, à de nombreuses occasions, rencontré les diverses équations de la physique. Nous voudrions donner ici une dérivation simple et intuitive de ces équations. Comme nous le verrons, pour établir ces équations, nous *discrétisons* le système et faisons ensuite un passage à la limite. La méthode plus rigoureuse (et riche et élégante et ...) d'aborder ces sujets est le calcul variationnel (voir le chapitre correspondant) . La méthode utilisée dans ce chapitre est celle qui avait été utilisée par Euler lui-même dans les années 1740 pour fonder le calcul des variations. Cette vue consiste à regarder les équations différentielles comme des équations aux différences, avec un pas Δx qui peut être rendu aussi petit que l'on souhaite. Cette vue a quelque peu disparu des mathématiques au début du XIXème siècle quand Cauchy & Co ont donné de la rigueur aux mathématiques, mais a donné très naturellement lieu au développement des calculs matriciels et la formalisation des espaces vectoriels un siècle plus tard par Hilbert & Co. Avec l'arrivée des ordinateurs et la résolution numérique des équations, cette approche redevient tout à fait naturelle. Regardons quelques cas particuliers.

23.1 Qu'est ce qu'une équation différentielle ?

Prenons la plus simple des équations différentielles

$$y' = f(x) \quad (23.1)$$

sur l'intervalle $[0, 1]$. Découpons cet intervalle en N morceaux de largeur Δx dont les bords sont $x_0 = 0, x_1 = 1/N, x_2 = 2/N, \dots, x_N = 1$. Nous cherchons à déterminer les $N + 1$ valeurs $y_0 = y(x_0), y_1 = y(x_1), \dots, y_N = y(x_N)$. Nous pouvons approximer le terme y' au point x_i par

$$y'(x_i) = (y(x_{i+1}) - y(x_i)) / \Delta x$$

L'équation (23.1) se transforme alors en un système d'équations algébriques :

$$\begin{aligned} y_1 - y_0 &= \Delta x \cdot f(x_0) \\ y_2 - y_1 &= \Delta x \cdot f(x_1) \\ &\dots \dots \\ y_N - y_{N-1} &= \Delta x \cdot f(x_{N-1}) \end{aligned}$$

Si vous regardez bien, nous avons $N + 1$ inconnus, mais seulement N équations ! Le système est sous déterminé et n'a pas de solution unique. Pour que le système ait le même nombre d'équations que d'inconnus, il faut ajouter une équation supplémentaire, par exemple $y_0 = a$. C'est cela que nous appelons la condition initiale. Nous avons l'habitude de penser aux équations différentielles comme la donnée de deux choses différentes : une équation de la forme (23.1) et des conditions initiales. En réalité, ces deux choses sont indissociables. Nous pouvons maintenant représenter cela sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & & 0 \\ -1 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & -1 & 1 & \dots & 0 \\ & & \dots & & \\ 0 & & \dots & -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ y_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a + \Delta x \cdot f(x_0) \\ f(x_1) \\ \cdot \\ \cdot \\ f(x_N) \end{pmatrix}$$

ou de façon plus succincte $Ay = f$. Nous avons maintenant un système de N équations et N inconnus équilibré. A partir de là, nous pouvons utiliser toute la puissance des techniques d'opérateurs linéaires pour résoudre le problème différentielle. Vous voyez également les différentes généralisations possibles. Si par exemple, nous avons une équation de seconde ordre, nous n'obtiendrons alors que $N - 1$ équations pour $N + 1$ inconnus et nous devons la compléter par deux équations aux bords, et ainsi de suite pour des équations d'ordre plus élevés. De la même manière, l'approche se généralise à l'étude des équations aux dérivées partielles. Les techniques de résolution numérique d'équations différentielles ne font que reprendre ces schémas.

23.2 Équation de Laplace.

Considérons un ensemble de N boules de masse m reliées par des ressorts de raideur k . Chaque boule est assujettie à se mouvoir sur une ligne verticale, et les lignes sont espacées de d (figure 23.1.a). L'énergie potentielle totale du système est par conséquent :

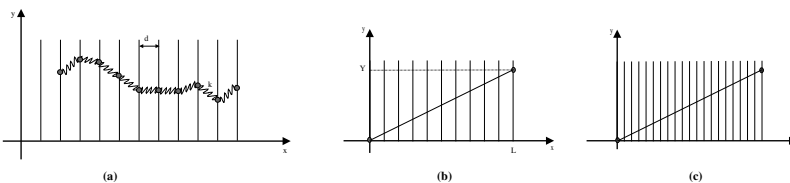


FIGURE 23.1 – Vue discrète d'une corde vibrante.

$$U(\dots, y_{n-1}, y_n, y_{n+1}, \dots) = \sum_n \frac{1}{2} k (y_{n+1} - y_n)^2 \quad (23.2)$$

où y_n est l'ordonnée de la n -ième boule (et $x_n = nd$ son abscisse). Pour quelles valeurs des y_k le potentiel est minimum ? Comme U est une fonction de N variables, pour être extremum, il faut que

sa dérivée par rapport à chaque variable soit nulle. Considérons la n -ième boule. Dans l'expression de l'énergie sous la somme, il y a seulement deux termes qui contiennent la coordonnée de y_n qui sont $(y_n - y_{n-1})^2$ et $(y_{n+1} - y_n)^2$. La minimisation de U par rapport à y_n donne donc :

$$\frac{\partial U}{\partial y_n} = k(2y_n - y_{n-1} - y_{n+1}) = 0 \quad (23.3)$$

Cette dernière relation indique simplement que la force exercée sur la n -ième boule doit être nulle : en effet, la force n'est que le gradient (à un signe près) du potentiel. L'extremum du potentiel correspond à une position d'équilibre où les forces exercées s'annulent. Faisons maintenant $d \rightarrow 0$ et $N \rightarrow +\infty$ pour retrouver le continuum. La variable $x = nd$ devient continue, de même que la fonction $y(x)$. Comme $y_n = y(x_n) = y(nd)$, nous avons, par un simple développement de Taylor,

$$\begin{aligned} y_{n+1} &= y_n + \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=x_n} d + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2y}{dx^2} \right|_{x=x_n} d^2 \\ y_{n-1} &= y_n - \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=x_n} d + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2y}{dx^2} \right|_{x=x_n} d^2 \end{aligned}$$

L'équation (23.3) se transforme donc en une équation différentielle $d^2y/dx^2 = 0$. A plusieurs dimensions, en appliquant la même démarche, on aboutit à l'équation

$$\Delta y = 0 \quad (23.4)$$

où l'opérateur Δ désigne le laplacien. L'équation (23.4) est appelée justement l'équation de Laplace¹ et comme nous le voyons, est le résultat de la minimisation d'une certaine énergie. C'est exactement cette approche qu'Euler a utilisé pour développer le calcul variationnel et qui a donné lieu aux équations d'Euler-Lagrange.

Que vaut la constante de raideur k ? Elle doit probablement dépendre de notre découpage discret, *i.e.* de l'espacement d entre les éléments discrets que nous avons utilisé pour modéliser le continuum. Mais comment? La règle fondamentale est que les valeurs que l'on peut mesurer (physiquement) ne doivent pas dépendre de notre découpage. Prenons maintenant une ligne de longueur L que l'on découpe en N morceaux espacés de $d = L/N$. Nous maintenons un côté (disons $x = 0$) à $y = 0$, et l'autre côté ($x = L$) à $y = Y$ (fig. 23.1.b). Comme $(y_{n+1} - y_n) = (Y/L)d$, Selon l'expression (23.2), l'énergie potentielle totale est donnée par

$$U = \sum_n k(Y/L)^2 d^2 = (Y/L)^2 N k d^2 = (Y/L)^2 L k d = (Y^2/L) k d$$

Si maintenant nous avons fait un autre découpage en prenant N' boules reliées par des ressorts de constante k' et un espacement d' (fig. 23.1.c), nous aurions trouvé pour l'énergie $U = (Y^2/L) k' d'$. Comme U ne doit pas dépendre de notre découpage, kd doit être constante :

$$k = \frac{K}{d} \quad (23.5)$$

1. Grand mathématicien français de la fin dix-huitième et début dix-neuvième siècle. Très célèbre pour son livre de mécanique céleste, les fondements de la théorie des probabilités (qui l'ont amené à inventer les transformées de Laplace), la théorie moléculaire de la capillarité (quand les molécules n'existaient pas!), ... Ses collègues et contemporains sont Lagrange, Fourier, Poisson et Cauchy. Que du beau monde.

La constante de ressort *microscopique* (résultat de notre découpage discret) k est relié à une constante physique du système K , (qui dénote l'amplitude de la rigidité du système par rapport à un phénomène physique), par la relation (23.5). Comme $(y_{n+1} - y_n) = y'(x) \cdot d + \mathcal{O}(d^2)$, l'expression de l'énergie potentielle devient

$$\begin{aligned} U &= (1/2) \sum \frac{K}{d} y'(nd)^2 d^2 \\ &= (1/2) \int K y'(x)^2 dx \quad \text{quand } d \rightarrow 0 \end{aligned}$$

Pour un champ électrique par exemple, l'énergie est donnée par $\int (\epsilon/2) |\mathbf{E}|^2 d\tau = \int (\epsilon/2) |\nabla V|^2 d\tau$. V est le potentiel électrostatique et l'opérateur gradient (∇) généralise la dérivée à plusieurs dimensions. Ici, le rôle de la constante de rigidité du système (vis à vis du champ électrique) est joué par la constante de perméabilité électrique ϵ . En élasticité, la variable du champ est appelé *déplacement*, et la rigidité du système est donnée par le module d'Young². Dans le cas des gaz, nous sommes en présence d'un champ de *pression* et K est l'inverse du coefficient de compressibilité.

2. Maxwell, le fondateur de la théorie électromagnétique dans les années 1860, considérait les phénomènes électromagnétiques comme des déformations élastiques d'une substance hypothétique appelée éther et s'est beaucoup inspiré des travaux sur l'élasticité pour formuler sa théorie.

23.3 Équation d'onde et de chaleur.

Nous nous sommes préoccupé dans la précédente section de phénomènes statiques. Essayons maintenant de formuler la dynamique. Revenons à notre exemple du figure (23.1.a) et supposons que chaque boule a une masse m . Nous pouvons maintenant écrire la relation fondamentale de la dynamique $F = ma$ pour chaque boule. L'accélération de la n -ième boule est donnée par $d^2 y_n / dt^2$. La force sur la n -ième boule étant égale au gradient du potentiel, *i.e.* $F_n = -\partial U / \partial y_n$, nous avons, en suivant ce que nous avons dit plus haut,

$$m \frac{d^2 y_n}{dt^2} = -k(2y_n - y_{n+1} - y_{n-1}) \tag{23.6}$$

Comment m dépend de notre découpage? La réponse est plus simple cette fois. Si nous désignons par ρ la densité (linéaire à une dimension), nous avons $m = \rho d$. Nous avons également, comme indiqué plus haut, $k = K/d$ et $(2y_n - y_{n+1} - y_{n-1}) \approx -(\partial^2 y / \partial x^2) d^2$. Quand $d \rightarrow 0$, l'équation (23.6) devient

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= \frac{(K/d)}{\rho d} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} d^2 \\ &= \frac{K}{\rho} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \end{aligned} \tag{23.7}$$

C'est ce qu'on appelle l'équation d'onde. Elle se généralise de la même manière à plusieurs dimensions (l'opérateur Δ généralise la dérivée seconde). La constante K/ρ possède la dimension d'une vitesse au carré (pourquoi?) et désigne, comme nous l'avons vu, la vitesse de propagation des ondes.

Question : qu'est ce qui joue le rôle de la densité pour les phénomènes électriques ?

Nous pouvons maintenant aborder plusieurs généralisations. Si les boules "baignent" en plus dans un "liquide", il faut tenir compte de la force de dissipation visqueuse qui est proportionnelle (et opposée) à la vitesse, et donc à $-dy_n/dt$. L'équation d'onde devient alors, lors de la passage à la limite $d \rightarrow 0$,

$$\rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \lambda \frac{\partial y}{\partial t} = K \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

En électromagnétisme, λ dénote le coefficient d'absorption d'un matériau (l'inverse de sa transparence). Nous voyons que si la masse des boules (la force inertielle) peut-être négligée par rapport aux autres forces de frottement et appliquée par les voisins (penser aux boules baignant dans du miel), nous pouvons négliger la dérivée d'ordre 2 par rapport au temps et écrire

$$\frac{\partial y}{\partial t} = D \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

qui n'est rien d'autre que l'équation de la chaleur. Il est peut-être difficile pour le lecteur de penser au champ de température comme des boules qui se meuvent dans du miel³. Nous le référons à la théorie de la réponse linéaire en physique statistique pour une dérivation de l'équation de la chaleur qui ait une plus grande réalité physique.

3. Même si la conception de la chaleur comme un fluide de "calorique" était populaire jusqu'au début du XIXème siècle.

Revenons encore une fois à notre image de boules de la figure (23.1.a). Et imaginons qu'en plus d'être reliées par un ressort de raideur k les uns aux autres, elles sont en plus reliées à l'axe x par un ressort de constante Vd (nous normalisons tout de suite la raideur par l'espacement, en laissant le soin au lecteur de démontrer que cela effectivement est la bonne forme). Nous n'avons aucune obligation à penser que V doit être une constante. A certain endroit le long de l'axe x , elle peut être forte, à d'autres endroit, faible. Nous notons donc V_n la constante du ressort qui relie la n -ième boule à l'axe x . L'expression de l'énergie potentielle totale est donc

$$U = \sum_n \frac{1}{2} \frac{K}{d} (y_{n+1} - y_n)^2 + d.V_n y_n^2$$

Il ne sera alors pas difficile pour le lecteur de démontrer que l'équation d'onde s'écrit

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - V(x).y$$

et l'expression de l'énergie (potentielle) est de la forme

$$\int (K/2) |\nabla y|^2 + (1/2) V(x) y^2 dx$$

forme couramment utilisée dans la théorie du ferromagnétisme.

le cas de l'équation de Schrödinger comme deux équations couplées, et le rapprochement avec particules dans champs magnétique ou les équations de second degré ;

Traitement du processus dissipatif en développant le BABA de la réponse linéaire en phys stat. le cas de l'équation de la chaleur, indication (par potentiel chimique) pourquoi ça se généralise à la diffusion de concentration etc.

Qu'est ce qu'un nombre ?

Nous avons vu tout au long de ce cours divers outils de mathématiques très utilisés en physique. Ces outils concernaient la manipulation des fonctions dans le but très alimentaire de résoudre des équations issue de la physique. Les fonctions elles mêmes étaient définies comme des boîtes noires transformant un *nombre* en un autre. Nous nous sommes jamais demandé ce qu'est un nombre, nous avons pris cela comme une donnée dont la signification est à priori connue.

Nous allons dans ce chapitre revenir un peu sur ce concept et voir la construction des nombres réels. Nous verrons également que ce n'est pas la seule façon de construire un ensemble complet de nombre, et d'autres ensembles qui défient notre intuition de "proche" et de "loin" sont également constructible. Ce chapitre n'a pas d'autre but que d'éveiller la curiosité du lecteur.

Le plan général que l'on va suivre est de d'abord construire les nombres entiers, ensuite les nombres rationnels. Nous munirons alors notre ensemble d'une *topologie* et construirons soit l'ensemble des nombres réels, soit celui des nombres p -adiques. "Munir un ensemble d'une topologie" est un terme pour effrayer l'étudiant. En langage profane, cela veut simplement dire que l'on va définir *les distances*, la notion d'*être proche*. La topologie habituelle que l'on définit, et à laquelle nous sommes habitués depuis notre tendre enfance nous dit par exemple que 4.3 est plus *proche* de 4.2 que 5. Tant que nous construisons l'ensemble des nombres rationnels, nous n'avons pas besoin de ce concept, celui d'*avant* et *après* nous suffira.

24.1 Les entiers naturels \mathbb{N} .

Dedekind, grand mathématicien de la fin du dix-neuvième siècle disait : "Dieu inventa les nombres entiers ; tous le reste est invention humaine". La construction moderne des nombres entiers est due à Peano et ses cinq principes. De façon intuitif, on peut dire que c'est le plus simple ensemble ou chaque élément (excepté le premier qu'on appelle 0) possède *un élément juste avant* et *un élément juste après*, et cela de façon non-cyclique. Bon, bien sûr, comme nous sommes en train de faire des mathématiques, nous devons

définir exactement ce que ces termes veulent dire. Voilà les axiomes de Peano.

1. $0 \in \mathbb{N}^1$
2. Chaque nombre naturel x possède un autre élément $x' = s(x) \in \mathbb{N}$ appelé son successeur (voilà pour le *juste après*).
3. 0 n'est le successeur d'aucun nombre (cela nous enlève le danger des cycles).
4. Si $s(x) = s(y)$ alors $x = y$ (cela nous enlève le problème de plusieurs nombre ayant le même successeur).
5. Axiome d'induction. Soit Q une propriété telle que
 - Q est valable pour 0
 - Si Q est valable pour x , alors Q est valable pour $s(x)$
 - Alors Q est valable pour tous les nombres entiers (cela entre autre nous enlève le problème d'avoir plusieurs "premier élément")

Nous avons insisté sur cette construction pour souligner que tout ce dont on a besoin à cette étape est le concept d'avant et d'après.

Comme nous ne voulons pas écrire un texte très rigoureux, nous allons aller un peu plus vite à partir de là. On peut commencer par donner des noms aux divers éléments. Par exemple, le successeur de 0 sera appelé un (et noté 1), le successeur de 1 deux (2) et ainsi de suite. On peut donc noter $\mathbb{N} = \{0, 1, 2, \dots\}$. Ensuite, nous allons munir notre ensemble de l'opération $+$. C'est une application qui à deux nombres entiers associe un troisième, et cela en généralisant le concept de successeur : $x + 0 = x$ et $x + s(y) = s(x + y)$. Par exemple, et $x + 1 = s(x)$ ². L'opération $+$ a bien sûr toutes les bonnes propriétés d'associativité, commutativité, etc. dont nous sommes habitué (exercices : les démontrer). Nous laissons au lecteur le soin d'en donner une définition rigoureuse.

Tant que nous y sommes, nous pouvons également définir l'opération \times (multiplication) comme une autre application qui à chaque deux nombres entiers associe un troisième : $x \times 0 = 0$; $x \times s(y) = x \times y + x$. Bien sûr, c'est la multiplication habituelle et on aurait été plus claire si on avait noté $x \times (y + 1) = x \times y + x$. Par exemple, $x \times 1 = x$.

Enfin, ça ne mange pas de pain de définir rigoureusement les relations de comparaison $<$ et $>$, à nouveau en suivant la piste des successeurs.

Nous suggérons au lecteur de faire ces constructions en détails et de façon rigoureuse, c'est un exercice très intéressant.

Nous disposons donc maintenant d'un ensemble \mathbb{N} , muni des deux opérations $+$ et \times . En langage chique, nous dirrions que $(\mathbb{N}, +, \times)$ est un anneau commutatif.

1. Grand débat philosophique pour savoir si il faut commencer par 0 ou par 1. Cette question n'a pas de sens tant que l'on a pas défini l'opération addition et son élément neutre. Tout ce que l'on veut ici est de définir un premier élément.

2. Notez comment l'opération $+1$ devient alors le synonyme de l'opération "successeur".

24.2 Les ensembles \mathbb{Z} et \mathbb{Q} .

A partir de là, nous allons commencer à élargir notre ensemble \mathbb{N} .

D'abord, nous pouvons définir l'opération soustraction $-$ comme "l'inverse" de l'addition : si $x - y = z$ alors c'est que $y + z = x$ (exercice : donner une définition rigoureuse de la soustraction). Mais cela nous pose un problème. \mathbb{N} est fermé pour l'addition, c'est à dire que l'addition de n'importe quel deux nombres est encore dans \mathbb{N} . Cela est loin d'être le cas pour la soustraction. Il suffit d'examiner $0 - 1$: si $0 - 1 = z \in \mathbb{N}$, alors $z + 1 = 0$, ce qui contredit violemment un des axiomes de Peano. Qu'à cela ne tienne : nous allons définir un ensemble \mathbb{Z} qui contient \mathbb{N} et qui est fermé pour la soustraction, $\mathbb{Z} = \{\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots\}$.

Nous pouvons également définir l'opération de division $/$ comme "l'inverse" de la multiplication : si $x/y = z$ alors c'est que $x = yz$. Le même problème se pose : en général, pour un couple quelconque, x/y n'a pas de sens dans \mathbb{N} ou \mathbb{Z} . A nouveau, on peut "agrandir" notre ensemble et définir l'ensemble des nombres rationnels \mathbb{Q} qui est fermé pour l'opération de division. Notez que nous avons pas vraiment défini comment on agrandit nos ensembles, cela alourdirait trop ce texte³.

L'ensemble \mathbb{Q} est très riche. Concrètement les humains n'en sortent jamais pour faire leurs calculs. Le trait principal de cet ensemble est qu'entre n'importe quel deux nombres rationnels, on peut en trouver d'autres. Ceci dit, comme le lecteur le sait, l'ensemble \mathbb{Q} reste dénombrable, et même s'il est fermé pour la division, il n'est pas algébriquement fermé. Par cela nous voulons dire que les racines de tous les polynômes (de coefficients entiers) ne se trouvent pas dans \mathbb{Q} . Par exemple, il est trivial de montrer que la racine de $x^2 - 2 = 0$ (qui représente l'hypoténuse d'un triangle rectangle de coté unité) n'est pas rationnelle.

Il suffit de suivre la même démarche et construire l'ensemble des nombre algébrique \mathbb{A} , la fermeture algébrique de \mathbb{Q} , et qui contient tous ces nombres du genre $\sqrt{2 + \sqrt{3 + \sqrt[17]{253}}}$. A t'on épuisé tous les nombres ou existe t'il des nombres non-algébriques qu'on appelle *transcendants*? Est ce que par exemple, le périmètre d'un cercle de diamètre unité π , ou le nombre e sont algébriques? La réponse à ces questions n'est venu qu'à la fin du dix-neuvième siècle.

24.3 Un peu de topologie.

Nous n'avons pas encore introduit le concept de distance entre deux nombres. La distance entre deux nombres est une application qui prend deux nombres en entrée et produit un nombre en sortie. On peut la définir sur n'importe quel corps k ^{4 5} (dont par exemple le corps des rationnels). Nous demandons à cette application d'avoir un minimum de propriétés : Pour tous $a, b, c \in k$,

1. $d(a, b) \geq 0$ et $d(a, b) = 0$ si et seulement si $a = b$.

3. Voyons rapidement la construction des rationnels. Considérons l'ensemble $A = \mathbb{N} \times \mathbb{N}$, c'est à dire l'ensemble de toutes les paires (x, y) où x et y sont des entiers naturels. Nous définissons une relation d'équivalence $(x, y) \sim (x', y')$ si $xy' = x'y$. Nous définissons l'opération $+$ dans A par $(a, b) + (c, d) = (ad + bc, bd)$ et l'opération \times par $(a, b) \times (c, d) = (ac, bd)$. L'ensemble A partitionné par la relation d'équivalence ci-dessus et muni des deux opérations $+$ et \times peut être identifié au corps des rationnels \mathbb{Q} . Un exercice intéressant serait de suivre les mêmes lignes pour construire les entiers relatifs à partir des entiers naturels.

4. Rappelons qu'un corps est un ensemble, muni des deux opérations $+$ et \times et fermé vis à vis d'elles.

5. Bien sûr, pour définir une norme, nous n'avons pas nécessairement besoin d'un corps. Nous avons vu dès le début de ce livre comment en définir une pour l'espace vectoriel des fonctions de carré sommable.

$$2. d(a, b) = d(b, a).$$

$$3. d(a, b) \leq d(a, c) + d(b, c) \text{ (l'inégalité du triangle).}$$

Ce n'est pas beaucoup demander, mais à partir du moment où nous disposons d'une métrique, nous pouvons faire une quantité phénoménale de choses. Essentiellement, c'est l'étape où l'on passe de l'algèbre à l'analyse, où on peut commencer à définir le concept de *continu*, de la convergence des suites, ...

Un concept étroitement lié à la notion de distance est celle de la *valeur absolue*. Supposons que nous disposons d'une valeur absolue sur un corps k avec les propriétés suivantes :

$$p1 : |a| = 0 \text{ ssi } a = 0.$$

$$p2 : |ab| = |a||b|$$

$$p3 : |a + b| \leq |a| + |b|$$

alors nous pouvons facilement définir la distance entre deux éléments par $d(a, b) = |a - b|$. Nous laissons au lecteur le soin de démontrer cela. L'exemple usuel de la valeur absolue sur \mathbb{Q} est $|x| = x$ si $x \geq 0$ et $-x$ sinon. Bien sûr, ce n'est pas la seule valeur absolue possible, nous en verrons des exemples plus bas.

Comme nous l'avons dit, dès que nous disposons d'une distance, nous pouvons définir la convergence des suites. Nous disons que la suite a_n converge vers la limite a si tous les éléments de la suite, à partir d'un certain N sont aussi *proche* de la limite que nous le souhaitons. Dans l'ensemble \mathbb{Q} , nous écrirons par exemple que a est la limite de a_n si pour tout $\epsilon \in \mathbb{Q}$, nous pouvons trouver N tel que si $n > N$ alors $d(a, a_n) < \epsilon$.

Un des problèmes de cette définition de la convergence est que pour savoir si une suite converge, nous devons connaître à l'avance sa limite ! Le grand Cauchy a trouvé comment y remédier : une suite converge si la distance entre deux éléments quelconques converge vers zéro au delà d'un certain N : si pour tout $\epsilon \in \mathbb{Q}$, nous pouvons trouver N tel que si $n, m > N$ alors $d(a_m, a_n) < \epsilon$ alors la suite est convergente.

Cela nous pose un nouveau problème : la limite d'une suite dans un corps k n'a aucune raison d'appartenir au même corps. Mais nous pouvons continuer notre procédure d'enrichissement et considérer un ensemble qui contient *et* le corps k *et* toutes les limites de toutes les suites convergentes. Nous verrons ci-dessous deux exemples de fermeture topologique de l'ensemble \mathbb{Q} : l'ensemble des nombres réels et l'ensemble des nombres p -adiques.

24.4 L'ensemble des nombres réels.

Munissons nous de la valeur absolue usuelle, et la distance (la métrique) qui en découle. Et considérons les suites convergentes dans \mathbb{Q} . Il est évident que beaucoup (vraiment beaucoup) de ces suites n'ont pas leurs limites dans \mathbb{Q} .

Exemple 24.1 Le nombre $1/e$, défini comme la limite de $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n / n!$ n'est pas un nombre rationnel. Pour voir cela supposons qu'il

l'est et écrivons le comme p/q . Nous décomposons la série en une somme jusqu'au terme q et le reste :

$$\frac{p}{q} = \sum_{n=0}^q (-1)^n / n! + R_q$$

Comme nous avons affaire à une série alternative convergente, le reste est plus petit que le dernier terme : $|R_q| < 1/q!$. Multiplions maintenant les deux cotés par $q!$. Nous avons à gauche un entier, et à droite un entier *plus* un terme plus petit que l'unité. Le coté droit n'est donc pas un entier naturel. Notre hypothèse de rationalité de $1/e$ est donc fausse.

Nous définissons l'ensemble des nombres réel \mathbb{R} comme un ensemble qui contient l'ensemble \mathbb{Q} et les limites de toutes les suites convergentes dans \mathbb{Q} au sens de Cauchy. Les opérations $+$ et \times se généralisent aisément par continuité. Par exemple, pour $a, b \in \mathbb{R}$, (mais pas nécessairement rationnel) $a + b = \lim(a_n + b_n)$ où a_n et b_n sont des suites dans \mathbb{Q} convergeant vers a et b .

Nous pouvons pousser un ouf de soulagement, nous sommes au bout de notre chemin (à part peut-être une extension triviale à \mathbb{C}). Mais est ce que c'était vraiment la peine de faire tout ce parcours? Est ce que l'ensemble \mathbb{R} est vraiment plus riche que l'ensemble des nombres algébriques? La réponse est évidemment oui, mais elle est loin d'être évidente. Jusqu'à presque la fin du dix-neuvième siècle, la réponse à cette question n'était pas connue. On a pu démontrer à cette époque avec peine que les nombre e et π ne sont pas algébriques, c'est à dire que nous ne pouvons pas trouver un polynôme de coefficients entiers dont une des racines soit un de ces nombres. Mais combien y avait il de ces nombres transcendants? très peu, beaucoup? La réponse, un coup de maître, est venu de Greg Cantor : les nombres algébriques forment une minorité négligeable comparée aux nombres réels. Cette démonstration a provoqué beaucoup de débats furieux à l'époque, puisque Cantor ne construisait pas *un seul* nombre transcendant. Sa démonstration se fait en deux étapes très simples : (i) les nombres algébriques sont dénombrables; (ii) les nombres réels ne sont pas dénombrable. Voyons cela de plus près.

24.4.1 Les nombres algébriques sont dénombrables.

Comme nous l'avons dit, les nombres algébriques comprennent les racines de tous les polynômes. Les nombres rationnels sont évidemment des nombres algébriques, puisque p/q est solution de l'équation $px - q = 0$.

Considérons maintenant un polynôme à coefficient entier du genre $a_0 + a_1x + \dots + a_nx^n$ ($a_n \neq 0$). Nous appellerons *hauteur* de ce polynôme le nombre $H = n - 1 + |a_0| + |a_1| + \dots + |a_n|$. Il existe un seul polynôme de hauteur 1 : x . Pour $H = 2$, nous avons les polynômes suivants : x^2 ; $x \pm 1$. Pour $H = 3$, x^3 ; $\pm 2x^2$; $x^2 \pm x$; $x^2 \pm 1$; $2x \pm 1$; $x \pm 2$ et ainsi de suite. Le fait intéressant est que

le nombre de racines de tous les polynômes d'une hauteur H est finie (Combien y en a-t-il au plus?). Nous pouvons donc ranger les nombres algébriques de façon suivante : On prend d'abord toutes les racines associées à la hauteur 1, et on les range dans l'ordre croissant, en éliminant les doublons. On prend ensuite toutes les racines associées à $H = 2$, on les range dans l'ordre croissant en éliminant les doublons et on continue le procédé pour $H = 3$, $H = 4, \dots$. Cela nous donne par $\mathbb{A} = \{0; -1, 1; -2, -1/2, 1/2, 2; \dots\}$ et il n'est pas difficile de voir que nous avons ainsi une procédure pour dénombrer les nombres algébriques !

24.4.2 Les nombres réels ne sont pas dénombrables.

Supposons que nous avons réussi à dénombrer tous les nombres réels entre 0 et 1. Nous les listons dans l'ordre croissant en utilisant leur représentation décimale :

$$\begin{aligned} r_0 &= 0.a_{00}a_{01}a_{02}\dots \\ r_1 &= 0.a_{10}a_{11}a_{12}\dots \\ r_2 &= 0.a_{20}a_{21}a_{22}\dots \\ &\dots \end{aligned}$$

Soit maintenant le chiffre r construit à partir des décimaux diagonaux : $r = 0.a_{00}a_{11}a_{22}\dots$ et construisons un nombre r' à partir de r en changeant chacun des décimaux de r d'une façon quelconque. Il est alors facile de voir que r' ne peut pas être dans la liste ci-dessus ! (Exercice : le démontrer).

24.4.3 Au delà des nombres réels : les hyper-réels.

Si on voulait donner une image de nos nombres, les rationnels seraient des points isolés dans un espace et les réels rempliraient le vide qu'il y a entre. Peut-on encore inventer des nombres qui se mettraient *entre* les nombres réels ? Avant le dix-neuvième siècle, les mathématiciens avaient l'habitude de manipuler ce genre de nombres qu'ils appelaient des *infiniment petits*. Ces nombres cependant provoquaient pas mal de contradictions et ont été vite chassés du monde. Dans les années 1960, Abraham Robinson a réussi de les réintroduire de façon rigoureuse par une méthode pas trop loin de ce que nous avons vu pour la construction des nombres réels. Un infiniment petit est par exemple un nombre ϵ tel que $0 < \epsilon < 1/n$ quelque soit $n \in \mathbb{N}$. Dans l'ensemble des nombres hyper-réel, chaque réel classique est entouré d'un nuage de nombre à distance infiniment petit.

Concrètement, l'introduction de ces nombres n'apporte pas de nouvelles méthodes et nous ne développerons pas ce concept plus ici. Nous suggérons au lecteur intéressé de se diriger vers des livres plus spécialisés sur ces nombres et l'analyse non-standard.

24.5 Les nombres p -adiques.

Nous allons voir dans cette section des nombres étranges, très différents de ce que nous connaissons jusque là. La notion de *proche* et de *loin* est complètement dissociée de la notion d'avant et après, contrairement à la distance usuelle que nous avons utilisée pour construire \mathbb{R} à partir de \mathbb{Q} . Il existe d'autres valeurs absolues, et la topologie qu'elles définissent est radicalement différente. Rappelons que la valeur absolue doit avoir les trois propriétés mentionnées à la section 24.3. Si la valeur absolue a en plus la propriété suivante :

$$p_4 : \quad |x + y| \leq \max\{|x|, |y|\}$$

nous l'appelons *non-archimédienne*. Notons que la propriété 4 implique la propriété 3, puisque $\max\{|x|, |y|\} \leq |x| + |y|$.

Commençons par les nombres entiers. Donnons nous un nombre premier p . N'importe quel entier n peut s'écrire de façon unique sous la forme

$$n = p^{v_p(n)} n'$$

où $p \nmid n'$ (p ne divise pas n'). Par exemple, si nous avons choisi le nombre premier 5, nous avons

$$\begin{aligned} 2 &= 5^0 2 \\ 5 &= 5^1 1 \\ 6 &= 5^0 6 \\ 150 &= 5^2 6 \end{aligned}$$

et nous avons donc $v_5(2) = v_5(6) = 0$; $v_5(5) = 1$; $v_5(150) = 2$. $v_p(n)$ est appelé la valuation p -adique du nombre n , et désigne la multiplicité du facteur premier p pour former le nombre n . Par convention, $v_p(0) = \infty$: on peut diviser 0 par p ; le résultat étant 0, on peut encore multiplier 0 par p et cela peut continuer infiniment.

On peut étendre de façon évidente la valuation p -adique aux nombres rationnels : $v_p(a/b) = v_p(a) - v_p(b)$

Et ce n'est pas difficile de voir que

1. $v_p(xy) = v_p(x) + v_p(y)$
2. $v_p(x + y) \geq \min\{v_p(x), v_p(y)\}$

Si l'on compare les propriétés de v_p à une valeur absolue, nous voyons que v_p agit un peu comme un logarithme. Nous pouvons donc définir la valeur absolue p -adique d'un nombre x par

$$|x|_p = p^{-v_p(x)}$$

et pour revenir à l'exemple des nombres précédents, $|2|_5 = |6|_5 = 1$; $|5|_5 = |10|_5 = 1/5$; $|150|_5 = 1/25$. En utilisant notre convention, nous avons en plus $|0|_5 = 0$.

Nous devons remarquer plusieurs chose à ce niveau : (i) la valeur absolue p -adique d'un nombre est inférieure ou égale à 1; (ii) plus un nombre est divisible par p , plus sa valeur absolue est

proche de 0. Nous laissons au lecteur le soin de démontrer que cette valeur absolue en est vraiment une, et qu'en plus, elle est non archimédienne. Nous pouvons en plus démontrer que si $x \neq y$, alors $|x + y|_p = \max\{|x|_p, |y|_p\}$.

Super, nous disposons d'une valeur absolue sur \mathbb{Q} , nous pouvons donc définir une distance : $d(x, y) = |x - y|_p$. Par exemple, pour la distance 5-adique, $d(5, 6) = 1$; $d(5, 10) = 1/5$; $d(5, 30) = 1/125$. Notons que cette métrique a la propriété suivante : $d(x, y) \leq \max\{d(x, z), d(y, z)\} \forall x, y, z \in \mathbb{Q}$. Cette inégalité est appelée l'inégalité ultramétrique.

Notons combien cette distance est différente de la distance habituelle. Prenons par exemple trois points quelconques mais distinct x, y, z . Alors deux des distances sont égales ! Ceci découle du fait que $(x - y) + (y - z) = (x - z)$. Si $|x - y| \neq |y - z|$, alors $|x - z|$ est égale au plus grand d'entre eux.

Comme nous disposons d'une distance, nous pouvons définir les suites et leur convergences, et fermer \mathbb{Q} pour obtenir l'ensemble \mathbb{Q}_p . Nous pouvons développer l'analyse exactement comme nous avons fait avec les nombres réels, définir les fonctions, leurs dérivées et intégrales, ... Nous ne développons pas plus cela ici, notons simplement quelques faits inhabituels de ces ensembles :

- Pour qu'une suite a_n converge, il suffit que $|a_{n+1} - a_n| \rightarrow 0$ (c'est beaucoup plus simple que le critère de Cauchy).
- Pour que la série $\sum a_n$ converge, il suffit que $|a_n|_p \rightarrow 0$
- Si un point appartient à une boule (ouverte ou fermée), il en est le centre,
- ...

Bibliographie.

Ce cours est un résumé rapide de ce que l'étudiant en physique devrait savoir. Ce cours est une introduction qui devrait permettre à l'étudiant d'attaquer les divers sujets en consultant des livres plus avancés. Ci-dessous, je liste pêle-mêle quelques livres que j'ai eu entre les mains et que j'ai trouvé particulièrement intéressant pour des étudiants de niveau L3-M2.

Jean Bass Cours de Mathématiques. C'est un cours extrêmement complet, en plusieurs volumes, allant des mathématiques élémentaires aux sujets les plus avancées.

Nino Boccara, Analyse fonctionnelle. Le livre le plus élégant que l'auteur connaisse sur le sujet.

François Rodier, Distributions et Transformation de Fourier. L'auteur y développe les résultats essentiels de l'analyse fonctionnelle et de la théorie de la mesure avant d'exposer les distributions et les TF, avec un regard de physicien tourné vers l'expérience.

F.W. Byron & R.W Fuller, Mathematics of classical and quantum physics. Le livre que chaque étudiant de physique devrait avoir lu.

Jean-Pierre Kahane Séries de Fourier ondelettes. La première partie de ce livre expose le développement de la théorie de la mesure et des séries de Fourier tout au long du dix neuvième et du vingtième siècle.

J.G.Simmonds & J.E Mann, A first look at Perturbation Theory. Un aperçu des divers aspects du calcul de perturbations. Le lecteur plus assoiffé se rapportera au livre de Nayfeh, "Perturbation Theory".

C. Lanczos, Linear Differential operators. Lanczos, à part avoir été un très grand scientifique, a écrit des livres d'une rare profondeur. Son livre de mécanique analytique est un pur bijou. Le livre mentionné ici traite avec une très grande rigueur et élégance des opérateurs linéaires.

H. M. Edwards, Advanced Calculus :A Differential Forms Approach. Un très beau livre sur les formes différentielles, écrit il y a une quarantaine d'année et n'ayant rien perdu de sa beauté. La plupart des livres sur les formes différentielles sont réservés aux étudiants avancés de mathématiques, où l'exposé est noyé sous des

tonnes de “théorème-démonstration”. Edwards fait jaillir toute la beauté de ces objets mathématiques. Pour une lecture plus avancé mais toujours aussi élégant, le lecteur pourra se rapporter au livre d’Arnold : mathématiques de la mécanique classique.

S.L. Sobolev, Partial differential equations of mathematical physics. Un grand tour des EDP de la physique, écrit par un des grands chercheurs du domaine qui sait également être très pédagogue.

David M. Bressoud : A Radical Approach to Lebesgue’s Theory of Integration.

Nous n’avons pas abordé l’intégrale de Lebesgue dans ce cours. Il est rare pour un physicien d’avoir besoin d’autres choses que des intégrales de Riemann (à l’exception de la théorie des équations différentielles stochastiques). Cependant, pour l’étudiant ayant des penchants pour les belles mathématiques, ce livre est un must.

Doran and Lasenby : geometric algebra for physicists. Les tenseurs (en majorité) et les formes différentielles (en minorité) sont les deux langues principales de la physique. Il existe une troisième langue, développée depuis le milieu du XIX^{ème} siècle (algèbre de Grassman) que nous appelons de nos jours l’algèbre géométrique. Les concepts de n -vecteurs et n -formes sont généralisés (on peut faire des mélanges) et la dérivation extérieure et intérieure sont unifiées. Si vous avez aimé les formes différentielles, vous allez adorer ce thème, exposé très clairement par les auteurs ci-dessus.

Autres. Beaucoup de thèmes indispensables ont été négligés dans ce manuscrit. La théorie des fonctions holomorphes et l’analyse complexe sont très bien traité chez Bass ou Byron et Fuller, nous suggérons également le livre d’Albowitz, “complex variables”.

Index

- 1-formes, 268
 - intégration, 269
- n -formes, 270
- Air d'une courbe fermée, 288
- algèbre de Lie, 134
- angle de contact, 157, 162
- brachistochrone, 141, 160
- calcul variationnel, 141
- champ électromagnétique, 162
 - formes différentielles, 276
- commutateur
 - moment cinétique, 126
- compression JPEG, 28
- conditions aux bords, 156, 158
- convolution, 71
 - delta de Dirac, 74
 - équation de la chaleur, 75
 - gaussiennes, 73
 - TF, 72
 - théorème centrale limite, 79
 - translation., 74
 - variables aléatoires, 73
- corde vibrante, 32, 39
- corps noir, 41
- corrélation, 74
 - diffusion, 77
 - fluctuation de courbure des polymères, 80
 - ressort à température finie, 78
- déplacements compatibles, 151
- dérivation extérieure, 272
- développements de Laurent, 297
- diffusion sur réseau, 97
- distribution, 57
 - conditions initiales, 65
 - d'Heaviside, 61
 - définition rigoureuse, 60
 - delta de Dirac, 58
 - noyau de Dirichlet, 69
 - peigne de Dirac, 68
- divergence, 187, 284
- échantillonnage, 81
- enveloppe, 193
- équation d'atome d'hydrogène, 172
- équation d'onde
 - fonction de Green, 106
 - source ponctuelle, 64
 - symétrie cylindrique, 166
 - TL, 97
- équation de Fisher, 203
- équation de Jacobi, 176
- équation de Laplace
 - symétrie sphérique, 167
- équation de Schrödinger, 40, 162
 - fonction de Green, 108
- équation de la chaînette, 162
- équation de la chaleur, 34
 - source ponctuelle., 63
- équation intégrale, 91
- espace vectoriel, 13
 - base, 14
 - des fonctions, 17
 - polynômes, 14
- fluctuation de mort et naissance, 44
- fonction
 - de Bessel, 167, 170
 - de Legendre, 168
 - harmoniques sphériques, 168
 - hypergéométrique, 180
 - fonction de Green, 101
 - base propre, 107
 - équation intégrale, 104
 - potentiel électrostatique, 104
 - fonctions analytiques, 291, 292
 - formes différentielles, 267
- géométries non-euclidiennes, 159
- Glauber, modèle, 99
- gradient, 183, 282
- Identité de Beltrami, 144
- Identité de Jacobi, 126
- inégalité
 - Cauchy-Schwarz, 16
 - triangulaire, 16
- Intégrale de fonction oscillante, 304
- Intégration complexe, 293
- isopérimétrique, 162
- Laplacien, 188
- Lemme de Poincaré, 274
- Mécanique analytique, 142
- méthode des caractéristiques, 259
- Métrique, 181
- mouvement Brownien, 43
- multiplicateurs de Lagrange, 152
- musique, 28
- nombres
 - p -adiques, 339
 - algébriques, 337
 - entiers naturels, 333
 - hyper-réels, 338
 - réels, 336
- opérateur de Hodge, 285
- opérateur linéaire, 16
- opérateurs linéaires, 121
 - algèbre, 123
 - exponentiel, 126
 - fonction d'opérateur, 124
 - hermitiens, 133
 - matrice, 127
 - rotation, 126
 - valeurs propres, 130
- orthogonalité, 15
 - des fonctions, 18
- oscillateur harmonique, 135

- Parseval, égalité, 26
 Pendule paramétrique, 147
 perturbations
 équation de Riccati, 119
 équation transcendantes, 116
 prédateurs-proies, 118
 régulières, 109
 singulières, 113
 stabilité des systèmes dynamiques,
 112, 117
 termes séculaires., 115
 valeurs propres des matrices, 111
 Van der Pol, 118
 phonons, 44
 Polynômes
 d'Hermitte, 177
 de Jacobi, 177
 de Laguerre, 177
 de Legendre, 171
 de Tchebychev, 180
 ultra sphériques, 180
 Polynômes orthogonaux
 récurrence, 180
 potentiels thermodynamiques, 201
 poutre
 élasticité, 67, 156
 flambage, 41, 161
 vibration, 39, 139
 produit extérieur, 270
 produit scalaire, 14
 des fonctions, 17
 résidus, 299
 fonctions rationnelles simples, 301
 fonctions trigonométriques, 301
 Rodrigues, formule de, 178
 rotationnel, 185, 283

 séries de cosinus, 30
 séries de Fourier, 23
 complexes, 29
 dérivation, 31
 fonctions paires, 27
 invariance par translation, 27
 séries de sinus, 30
 Schrödinger-Heisenberg, 132
 Sommes d'Abel, 70
 Sturm-Liouville, 165
 supersymétrie, 137
 système asservi, 91

 Tenseur énergie-impulsion, 150
 tenseur métrique, 242
 tenseurs, 237
 convention de sommation, 239
 définition, 240
 de rang 2, 237
 TF
 Changement d'échelle, 49
 cylindrique, 55
 dérivation, 50
 et séries de Fourier, 54
 filtrage, 50
 formation d'image, 52
 inversion, 49
 rapide, 50
 sphérique, 56
 translation, 49
 théorème de Cauchy-Goursat, 295
 théorème de Stokes, 277
 théorème H, 98
 TL
 Changement d'échelle, 84
 comportement asymptotique, 88
 convolution, 90
 dérivation, 84
 fraction simple, 86
 intégration, 85
 inverse, 94
 multiplication par t , 84
 tableau récapitulatif, 86
 Translation, 84
 topologie, 335
 transformé de Laplace, 83
 inverse, 305
 transformé de Legendre, 193
 action en mécanique, 199
 Transformation de Bessel-Fourier,
 170
 transformation de Fourier, 47

 Vitesse de phase et groupe, 64

 WKB, approximation, 180
 Wronskien, 178