

# LE COURS DE PHYSIQUE DE FEYNMAN

Richard Feynman | Robert Leighton | Matthew Sands

NOUVELLE ÉDITION

## ÉLECTROMAGNÉTISME 1

Tout le catalogue sur  
[www.dunod.com](http://www.dunod.com)



ÉDITEUR DE SAVOIRS

# LE COURS DE PHYSIQUE DE FEYNMAN

Richard Feynman | Robert Leighton | Matthew Sands

NOUVELLE ÉDITION



**ÉLECTROMAGNÉTISME 1**

DUNOD

*First published in the United States by Basic Books a member of the Perseus Books Group.*

L'édition originale de cet ouvrage a été publiée aux États-Unis  
par Basic Books, un membre du groupe Perseus Books, sous le titre :  
*The Feynman Lectures on Physics*

© 1964 California Institute of Technology, 2006, 2010 by Michael A. Gottlieb,  
and Rudolf Pfeiffer.

Version française de Annette Crémieu, Marie-Louise Duboin  
et Julien Randon-Furling (chapitre 42).

Coordination de Bernard Jancovici et François Lurçat.

Nouvelle édition révisée par Julien Leroiy

Illustration de couverture : © Salita 2010 – Fotolia.com

Maquette de couverture : Raphaël Tardif

<p>Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.</p> <p>Le Code de la propriété intellectuelle du 1<sup>er</sup> juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements</p>	<p>d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.</p> <p>Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).</p>
--	--



© InterEditions, Paris, 1979

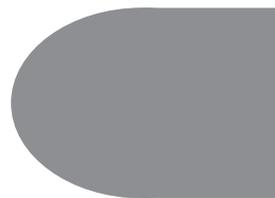
© Dunod, Paris, 1999, 2013  
pour la version française

ISBN 978-2-10-058999-9

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2<sup>o</sup> et 3<sup>o</sup> a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

# PRÉFACE À LA NOUVELLE ÉDITION



Près de cinquante ans se sont écoulés depuis que Richard Feynman donna, à Caltech, son cours d'introduction à la physique, duquel sont nés ces volumes : *Le cours de physique de Feynman*. Au fil de ces cinquante ans, notre compréhension du monde physique a considérablement changé, mais *Le cours de physique de Feynman* a tenu bon. Les cours de Feynman gardent aujourd'hui la même force qu'au jour de leur première publication, grâce aux qualités uniques qui étaient celles de Feynman, tant sur le plan de la compréhension de la physique que sur celui de la pédagogie. Des débutants aussi bien que des physiciens confirmés, du monde entier, ont étudié ce cours ; il a été traduit au moins dans une douzaine de langues et plus d'1,5 millions d'exemplaires en langue anglaise ont été vendus. Sans doute aucune autre série de livres de physique n'a laissé une empreinte aussi grande, ni aussi durable.

Cette nouvelle édition ouvre une nouvelle ère pour *Le cours de physique de Feynman* (*CPF*) : l'ère de l'édition numérique, celle du XXI<sup>e</sup> siècle. Le *CPF* est devenu l'*eCPF*, le texte et les équations ont été convertis dans le langage typographique électronique LaTeX, et toutes les figures ont été refaites à l'aide de logiciels modernes.

Les conséquences pour la version papier de cette édition ne sont pas spectaculaires ; elle a presque la même allure que les livres connus et appréciés des étudiants en physique depuis des décennies. Les différences principales sont un index étendu et amélioré, la prise en compte des erreurs signalées par des lecteurs durant les années écoulées depuis la précédente édition, et l'aisance avec laquelle les éventuelles coquilles repérées par les futurs lecteurs pourront être corrigées.

## *Souvenirs des cours de Feynman*

Ces volumes forment un tout pédagogique et complet. Ils sont aussi la trace historique des cours de physique de premier cycle donnés par Feynman entre 1961 et 1964 à tous les étudiants et étudiantes de premières années à Caltech, quelle qu'ait été leur matière principale.

Les lecteurs se demanderont peut-être, en tout cas je me le suis demandé, quelle impression les cours de Feynman ont laissé aux étudiants qui les suivirent. Feynman, dans sa propre préface, exprimait une opinion plutôt négative : « Je ne crois pas avoir eu beaucoup de succès auprès des étudiants », écrivait-il. Matthew Sands, dans son texte paru avec les *Feynman's Tips on Physics*, a exprimé un point de vue nettement plus positif. Par curiosité, au cours du printemps 2005, j'ai envoyé un message ou parlé à un ensemble quasi-aléatoire de 17 étudiants (sur environ 150) ayant suivi les cours de

Feynman entre 1961 et 1963 – certains les avaient suivis avec difficulté, d'autres avec aisance, les matières principales allant de la biologie aux mathématiques en passant par la chimie, l'ingénierie, la géologie, l'astronomie et aussi la physique.

Les années ont peut-être teinté leurs souvenirs d'une certaine euphorie, mais environ 80 pour cent se souvenaient des cours de Feynman comme de grands moments dans leurs années universitaires. « C'était comme aller à la messe. » Les cours constituaient « une véritable expérience », « l'expérience de toute une vie, sans doute la chose la plus importante que j'ai retirée de mon passage à Caltech ». « J'étudiais la biologie en matière principale, mais les cours de Feynman ressortent comme un moment fort de mes années de premier cycle... même si je dois avouer que je n'arrivais pas à faire les exercices à l'époque et j'en rendais donc très peu. » « J'étais l'un des étudiants les moins prometteurs dans ce cours, et pourtant je ne ratais jamais une séance... je me souviens et peux encore même ressentir la joie de la découverte qu'avait Feynman... Ses cours avaient un impact émotionnel qui s'est probablement perdu dans la version papier. »

Par contre, plusieurs des étudiants avaient des souvenirs négatifs, principalement dus à deux problèmes : (a) « On ne pouvait pas apprendre à résoudre les exercices en suivant le cours. Feynman était trop lisse – il connaissait les astuces et savait quelles approximations pouvaient être faites, et il avait une intuition, du recul ainsi que du génie ; toutes choses qu'un étudiant débutant ne possède pas. » Feynman et ses collègues, conscients de ce problème, y remédièrent en partie avec les suppléments désormais inclus dans les *Feynman's Tips on Physics* : trois séances de travaux dirigés données par Feynman et un ensemble d'exercices corrigés réunis par Robert B. Leighton et Rochus Vogt.

(b) « Le malaise suscité par le fait de ne pas savoir ce qui allait être traité au cours suivant, l'absence de manuel ou de références bibliographiques en lien direct avec le contenu du cours, et de ce fait l'impossibilité de préparer le cours suivant, étaient des aspects très frustrants. Je trouvais les cours passionnants et compréhensibles dans l'amphithéâtre, mais c'était du chinois après coup [lorsque j'essayais de les reprendre en détail]. » Ce problème bien sûr fut résolu par la parution du présent ouvrage, la version papier du *Cours de physique de Feynman*. Ce livre devint le manuel des étudiants de Caltech pendant de nombreuses années, et il demeure aujourd'hui un des joyaux que nous a légués Feynman.

## Remerciements

De la part de Caltech, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont rendu possible cette nouvelle édition. En particulier celles qui ont joué des rôles clés : Ralph Leighton, Michael Gottlieb, Tom Tombrello, Michael Hartl, Rudolf Pfeiffer, Henning Heinze, Adam Cochran, Carver Mead, Nate Bode, Shelley Erwin, Andrew Lange, Tom Soifer, Ike Williams et les 50 personnes qui ont signalé des erreurs (leurs noms sont sur [www.feynmanlectures.info](http://www.feynmanlectures.info)). Et je remercie également Michelle Feynman (la fille de Richard Feynman) pour son soutien sans faille et ses conseils, Alan Rice pour l'aide en coulisses et ses conseils à Caltech, Stephan Puchegger et Calvin Jackson pour l'aide et les conseils apportés à Pfeiffer concernant la conversion du *CPF* en LaTeX,

Michael Figl, Manfred Smolik et Andreas Stangl pour les discussions relatives aux corrections et coquilles ; et toute l'équipe de Perseus/Basic Books et (pour les éditions précédentes) celle de Addison Wesley.

Kip S. Thorne

Professeur émérite de Physique théorique,  
Titulaire de la chaire Feynman au *California Institute of Technology*



# TABLE DES MATIÈRES

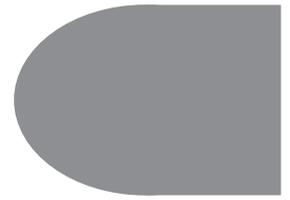
<b>Préface à la nouvelle édition</b>	<b>V</b>
<b>Préface de Richard Feynman</b>	<b>XIII</b>
<b>Introduction</b>	<b>XVII</b>
<b>Chapitre 1. Électromagnétisme</b>	<b>1</b>
1.1 Forces électriques	1
1.2 Champs électrique et magnétique	5
1.3 Caractéristiques des champs de vecteurs	6
1.4 Les lois de l'électromagnétisme	8
1.5 Que sont les champs?	14
1.6 L'électromagnétisme dans la science et la technologie	16
<b>Chapitre 2. Calcul différentiel des champs de vecteurs</b>	<b>17</b>
2.1 Comprendre la physique	17
2.2 Champs scalaires et vectoriels – T et h	18
2.3 Les dérivées des champs – le gradient	22
2.4 L'opérateur $\nabla$	25
2.5 Opérations avec $\nabla$	27
2.6 L'équation différentielle de la propagation de la chaleur	29
2.7 Les dérivées secondes des champs de vecteurs	30
2.8 Pièges	33
<b>Chapitre 3. Calcul vectoriel intégral</b>	<b>35</b>
3.1 Intégrales vectorielles ; l'intégrale curviligne de $\nabla\Psi$	35
3.2 Flux d'un champ vectoriel	37
3.3 Flux sortant d'un cube ; théorème de Gauss	40
3.4 Conduction de la chaleur ; l'équation de la diffusion	42
3.5 La circulation d'un champ de vecteurs	46
3.6 La circulation le long d'un carré ; théorème de Stokes	48
3.7 Champs à rotationnel et divergence nuls	50
3.8 Résumé	52
<b>Chapitre 4. Électrostatique</b>	<b>55</b>
4.1 Statique	55
4.2 Loi de Coulomb : superposition	57
4.3 Potentiel électrique	59
4.4 $E = -\nabla\phi$	63
4.5 Le flux de $E$	64
4.6 Théorème de Gauss ; la divergence de $E$	68
4.7 Champ d'une sphère chargée	70
4.8 Lignes de champ ; surfaces équipotentielles	71

<b>Chapitre 5. Application du théorème de Gauss</b>	<b>75</b>
5.1 L'électrostatique c'est le théorème de Gauss, plus...	75
5.2 Équilibre dans un champ électrostatique	75
5.3 Équilibre en présence de conducteurs	77
5.4 Stabilité des atomes	78
5.5 Le champ d'une charge linéique	79
5.6 Plan chargé ; deux plans chargés	80
5.7 Sphère chargée ; couche sphérique	81
5.8 Le champ dû à une charge ponctuelle est-il exactement en $1/r^2$ ?	83
5.9 Les champs d'un conducteur	87
5.10 Le champ dans une cavité d'un conducteur	89
<b>Chapitre 6. Le champ électrique : exemples divers</b>	<b>91</b>
6.1 Équations du potentiel électrostatique	91
6.2 Le dipôle électrique	92
6.3 Remarques sur les équations vectorielles	96
6.4 Le potentiel dipolaire considéré comme un gradient	97
6.5 L'approximation dipolaire pour une distribution quelconque	100
6.6 Le champ des conducteurs chargés	102
6.7 La méthode des images	103
6.8 Charge ponctuelle au voisinage d'un plan conducteur	104
6.9 Charge ponctuelle au voisinage d'une sphère conductrice	106
6.10 Condensateurs ; plaques parallèles	107
6.11 La décharge à haute tension	110
6.12 Le microscope à émission de champ	112
<b>Chapitre 7. Le champ électrique : exemples divers (suite)</b>	<b>115</b>
7.1 Méthodes de calcul du champ électrostatique	115
7.2 Champs à deux dimensions ; fonctions d'une variable complexe	117
7.3 Oscillations des plasmas	122
7.4 Particules colloïdales dans un électrolyte	125
7.5 Le champ électrostatique d'une grille	129
<b>Chapitre 8. Énergie électrostatique</b>	<b>131</b>
8.1 L'énergie électrostatique des charges. La sphère uniformément chargée	131
8.2 L'énergie d'un condensateur. Forces s'exerçant sur des conducteurs chargés	133
8.3 L'énergie électrostatique d'un cristal ionique	137
8.4 Énergie électrostatique dans les noyaux	140
8.5 Énergie dans le champ électrostatique	145
8.6 L'énergie d'une charge ponctuelle	148
<b>Chapitre 9. L'électricité dans l'atmosphère</b>	<b>151</b>
9.1 Le gradient de potentiel électrique de l'atmosphère	151
9.2 Courants électriques dans l'atmosphère	152
9.3 Origine des courants atmosphériques	155
9.4 Les orages	157
9.5 Le mécanisme de la séparation des charges	161
9.6 La foudre	166

<b>Chapitre 10. Les diélectriques</b>	<b>171</b>
10.1 La constante diélectrique	171
10.2 Le vecteur polarisation $P$	173
10.3 Charges de polarisation	174
10.4 Les équations électrostatiques en présence de diélectriques	178
10.5 Champs et forces en présence de diélectriques	180
<b>Chapitre 11. À l'intérieur des diélectriques</b>	<b>185</b>
11.1 Dipôles moléculaires	185
11.2 Polarisation électronique	185
11.3 Molécules polaires ; polarisation d'orientation	189
11.4 Champs électriques dans les cavités d'un diélectrique	192
11.5 La constante diélectrique des liquides ; la formule de Clausius-Mossotti	195
11.6 Les diélectriques solides	197
11.7 Ferroélectricité ; $\text{BaTiO}_3$	198
<b>Chapitre 12. Analogies électrostatiques</b>	<b>205</b>
12.1 Les mêmes équations admettent les mêmes solutions	205
12.2 La propagation de la chaleur ; une source ponctuelle près d'une frontière plane infinie	206
12.3 La membrane tendue	211
12.4 La diffusion des neutrons ; une source sphérique uniforme dans un milieu homogène	214
12.5 Écoulement irrotationnel d'un fluide ; écoulement autour d'une sphère	217
12.6 Éclairement : l'éclairement uniforme d'un plan	220
12.7 L'« unité profonde » de la nature	222
<b>Chapitre 13. Magnétostatique</b>	<b>225</b>
13.1 Le champ magnétique	225
13.2 Le courant électrique ; la conservation de la charge	226
13.3 Force magnétique agissant sur un courant	228
13.4 Le champ magnétique des courants continus ; théorème d'Ampère	229
13.5 Le champ magnétique d'un fil rectiligne et d'un solénoïde ; courants atomiques	231
13.6 La relativité des champs magnétiques et électriques	234
13.7 La transformation des courants et des charges	241
13.8 Superposition ; la règle de la main droite	242
<b>Chapitre 14. Le champ magnétique : exemples divers</b>	<b>245</b>
14.1 Le potentiel vecteur	245
14.2 Le potentiel vecteur de courants connus	249
14.3 Un fil rectiligne	250
14.4 Un long solénoïde	252
14.5 Le champ créé par une petite boucle ; le dipôle magnétique	254
14.6 Le potentiel vecteur d'un circuit	257
14.7 La loi de Biot et Savart	258

<b>Chapitre 15. Le potentiel-vecteur</b>	<b>261</b>
15.1 Les forces agissant sur un circuit fermé parcouru par un courant ; l'énergie d'un dipôle	261
15.2 Énergies mécaniques et électriques	265
15.3 L'énergie des courants continus	268
15.4 $B$ contre $A$	269
15.5 Le potentiel-vecteur et la mécanique quantique	272
15.6 Ce qui est vrai en statique est faux en dynamique	280
<b>Chapitre 16. Courants induits</b>	<b>285</b>
16.1 Moteurs et générateurs	285
16.2 Transformateurs et inductances	290
16.3 Forces agissant sur les courants induits	292
16.4 La technologie électrique	298
<b>Chapitre 17. Les lois de l'induction</b>	<b>303</b>
17.1 La physique de l'induction	303
17.2 Exceptions à la « règle du flux »	305
17.3 Accélération des particules par un champ électrique induit ; le bêtatron	307
17.4 Un paradoxe	310
17.5 Générateur de courant alternatif	311
17.6 Inductance mutuelle	315
17.7 Auto-inductance	318
17.8 Inductance et énergie magnétique	320
<b>Chapitre 18. Les équations de Maxwell</b>	<b>327</b>
18.1 Équations de Maxwell	327
18.2 Comment agit le nouveau terme	330
18.3 Toute la physique classique	332
18.4 Un champ qui se déplace	333
18.5 La vitesse de la lumière	338
18.6 Résolution des équations de Maxwell ; les potentiels et l'équation d'onde	339
<b>Chapitre 19. Le principe de moindre action</b>	<b>345</b>
<b>Chapitre 20. Solutions des équations de Maxwell dans le vide</b>	<b>367</b>
20.1 Ondes dans le vide ; ondes planes	367
20.2 Ondes à trois dimensions	377
20.3 Imagination scientifique	379
20.4 Ondes sphériques	382
<b>Chapitre 21. Solutions des équations de Maxwell en présence de charges et de courants</b>	<b>389</b>
21.1 Lumière et ondes électromagnétiques	389
21.2 Ondes sphériques issues d'une source ponctuelle	391
21.3 La solution générale des équations de Maxwell	394
21.4 Champs d'un dipôle oscillant	395
21.5 Les potentiels d'une charge en mouvement ; solution générale de Liénard et Wiechert	401
21.6 Les potentiels d'une charge se déplaçant à vitesse constante, formule de Lorentz	405
<b>Index</b>	<b>409</b>

# PRÉFACE DE RICHARD FEYNMAN



Voici les cours de physique que j'ai donnés l'année dernière et l'année précédente aux élèves de première et de deuxième année de l'université de Caltech. Ces cours ne rapportent pas mots pour mots ce qui fut dit — ils ont été édités quelquefois dans leur intégralité et quelquefois un peu moins. Ces leçons ne forment qu'une partie du cours complet. Tout le groupe des 180 étudiants se rassemblait dans une grande salle de cours, deux fois par semaine, pour écouter ces cours et puis se divisait en petits groupes de 15 à 20 étudiants dans des sections de travaux dirigés sous la direction d'un assistant. Il y avait de plus une séance de laboratoire une fois par semaine.

Le problème particulier que nous avons essayé de résoudre avec ces leçons était de maintenir l'intérêt des étudiants, très enthousiastes et assez brillants, qui venaient de sortir des écoles secondaires et rentraient à Caltech. Ils avaient entendu beaucoup de choses sur les aspects intéressants et excitants de la physique — la théorie de la relativité, la mécanique quantique et d'autres idées modernes. Après avoir suivi deux années de nos cours précédents, beaucoup se seraient sentis découragés parce qu'on ne leur aurait présenté que très peu d'idées modernes grandes et nouvelles. Ils auraient étudié les plans inclinés, l'électrostatique, etc., et au bout de deux ans cela est passablement ridicule. Le problème était de savoir si, oui ou non, nous pouvions faire un cours qui pourrait ménager les étudiants les plus en avance et les plus enthousiastes en maintenant leur enthousiasme.

Les cours qui suivent ici ne sont pas du tout considérés comme un survol, mais sont très sérieux. J'ai pensé les adresser à ceux qui étaient les plus intelligents de la classe et je fis en sorte, dans la mesure du possible, que même l'étudiant le plus intelligent ne fut pas capable de saisir complètement tout ce qui se trouvait dans les cours — en suggérant un développement des idées et des concepts dans diverses directions s'écartant de la principale ligne d'attaque. Pour cette raison, j'ai essayé avec beaucoup d'attention de rendre les énoncés aussi précis que possible, d'indiquer dans chaque cas l'endroit où les équations et les idées trouvaient leur place dans l'ensemble de la physique et comment — lorsqu'ils en apprendraient davantage — les choses se modifieraient. J'ai pensé également que pour de tels étudiants, il est important d'indiquer ce qu'ils doivent — s'ils sont suffisamment intelligents — être capables de comprendre par déduction de ce qui a été dit précédemment et ce qui est introduit comme quelque chose de nouveau. Lorsque de nouvelles idées apparaissaient, j'ai essayé soit de les déduire, quand on pouvait le faire, ou d'expliquer que *c'était* une nouvelle idée qui ne s'exprimait pas en fonction des choses qu'ils avaient apprises jusqu'alors, qu'on ne pouvait pas la démontrer — mais qu'elle était simplement ajoutée.

Pour le début de ces cours, j'ai supposé que l'étudiant connaissait certaines choses en science lorsqu'il sortait de l'école secondaire — des choses telles que l'optique

géométrique, les idées de chimie élémentaire, etc. Je n'ai pas vu qu'il y ait de raison particulière pour faire les cours dans un ordre défini au sens où je ne me serais pas permis de mentionner une chose jusqu'au moment où je serais prêt à la discuter en détail. Il y a de nombreuses références à des choses à venir, sans discussions complètes. Ces discussions plus complètes venaient plus tard, lorsque la préparation était plus avancée. Des exemples en sont les discussions de l'induction et des niveaux d'énergie qui sont introduits une première fois d'une manière très qualitative et sont plus tard développés plus complètement.

En même temps que je m'efforçais d'intéresser les étudiants les plus actifs, je voulais également prendre soin de ceux pour lesquels les applications marginales et ces feux d'artifices supplémentaires sont simplement inquiétants et dont on ne peut attendre qu'ils apprennent la totalité du matériau dans chaque leçon. Pour de tels étudiants, je souhaitais qu'il y ait au moins un noyau central, une ossature, qu'ils *puissent* acquérir. Même s'ils ne comprenaient pas tout dans une leçon, j'espérais qu'ils ne se décourageraient pas. Je ne m'attendais pas à ce qu'ils comprennent tout, mais seulement les caractéristiques centrales et les traits les plus directs. Il fallait bien sûr une certaine intelligence de leur part pour voir quels sont les théorèmes centraux, les idées centrales et quelles sont les issues latérales plus avancées et les applications qu'ils pouvaient ne comprendre que dans les années à venir.

J'ai rencontré une difficulté sérieuse en donnant ces cours : selon la manière dont le cours était donné, il n'y avait aucune expression en retour venant des étudiants vers celui qui donnait le cours, pour indiquer comment les leçons étaient assimilées. Ceci est en effet une difficulté très sérieuse et je ne sais pas effectivement quelle est la qualité de ces cours. L'ensemble était essentiellement une expérience. Et si je devais le refaire je ne le ferais pas de la même manière — j'espère que je *n'aurai pas* à le refaire ! Je pense, cependant, que les choses se sont bien passées, pour autant que la physique soit concernée, durant la première année.

Pendant la deuxième année je ne fus pas aussi satisfait. Dans la première partie du cours traitant de l'électricité et du magnétisme, je n'ai pu considérer aucune manière réellement unique ou différente de les traiter — n'importe quelle autre manière qui serait particulièrement plus excitante que la manière habituelle de présentation. Aussi je pense que je n'ai pas apporté beaucoup dans ces cours sur l'électricité et le magnétisme. Je pensais initialement continuer à la fin de la deuxième année après l'électricité et le magnétisme, en donnant quelques cours supplémentaires sur les propriétés des matériaux, mais essentiellement en insistant sur des choses telles que les modes fondamentaux, les solutions de l'équation de diffusion, les systèmes vibratoires, les fonctions orthogonales, etc., développant les premières étapes de ce qu'on appelle habituellement « les méthodes mathématiques de la physique ». À y repenser, je considère que si je devais le refaire, je reviendrais à cette idée initiale. Mais comme il n'était pas prévu que je donnerais à nouveau ces leçons, on suggéra que cela serait une bonne idée que d'essayer de présenter une introduction de la mécanique quantique — ce que vous trouverez au volume 3.

Il est parfaitement clair que les étudiants qui s'orienteront vers la physique peuvent attendre jusqu'à leur troisième année pour étudier la mécanique quantique. D'un autre

côté l'argument fut avancé que nombreux étaient les étudiants dans notre cours qui étudiaient la physique comme un bagage qui pourrait servir de complément à leurs pré-occupations fondamentales dans d'autres domaines. Et la manière habituelle de traiter la mécanique quantique rend ce sujet presque inaccessible pour la plus grande partie des étudiants, parce qu'il leur faut trop de temps pour l'apprendre. De plus, dans ses applications réelles, spécialement dans ses applications les plus complexes telles que dans les techniques électriques et la chimie — le mécanisme complet de l'approche par l'équation différentielle n'est pas effectivement utilisé. Aussi j'ai essayé de décrire les principes de mécanique quantique d'une manière qui ne nécessite pas que l'on connaisse d'abord les mathématiques des équations différentielles partielles. Je pense que, même pour un physicien, c'est une chose intéressante à essayer — que de présenter la mécanique quantique de cette manière renversée — pour plusieurs raisons qui peuvent être apparentes dans les cours eux-mêmes. Cependant je pense que l'expérience, dans la partie de mécanique quantique, ne fut pas complètement un succès — pour une large part parce que je n'ai pas eu, à la fin, suffisamment de temps (j'aurais dû, par exemple, faire trois ou quatre cours en plus, de manière à traiter plus complètement des sujets tels que les bandes d'énergie et la dépendance spatiale des amplitudes). De plus je n'avais jamais auparavant présenté ce sujet de cette manière, ce qui fait que l'absence de réaction en retour fut particulièrement sérieuse. Je pense maintenant que la mécanique quantique devrait être enseignée plus tardivement. Il se peut que j'aie un jour la chance de le refaire. Alors je le ferai correctement.

La raison pour laquelle il n'y a pas de cours sur la manière dont on résout les problèmes est qu'il y avait des sections de travaux dirigés. Bien que j'ai mis dans trois cours, en première année, ce qu'il faut savoir pour résoudre les problèmes, ceci n'est pas inclus ici. Il y avait également un cours sur le guidage par inertie qui se situe certainement après les cours sur les systèmes en rotation mais qui fut malheureusement omis. Les cinquième et sixième cours sont en réalité dus à Matthew Sands, car j'étais absent à cette époque.

La question est bien sûr de savoir comment cette expérience a réussi. Mon propre point de vue — qui cependant ne semble pas être partagé par la plus grande partie des personnes qui ont travaillé avec les étudiants — est pessimiste. Je ne pense pas que j'ai réellement bien travaillé avec les étudiants. Lorsque je considère la manière dont la majorité des étudiants traitaient les problèmes aux examens, je pense que le système est un échec. Bien entendu, mes amis m'ont fait remarquer qu'il y avait une ou deux douzaines d'étudiants qui — d'une manière très surprenante — comprenaient presque tous les cours et qui étaient très actifs, travaillant avec le contenu de ces leçons et se préoccupant des divers points d'une manière intéressée et passionnée. Ceux-ci ont maintenant, je le pense, un bagage fondamental de première qualité en physique — et ils sont après tout ceux auxquels je désirais m'adresser. Mais alors, « la puissance de l'instruction est rarement de grande efficacité à l'exception de ces dispositions heureuses où elle est pratiquement superflue » (Gibbons).

Toutefois je ne désirais laisser aucun étudiant complètement en arrière, comme peut-être je l'ai fait. Je pense qu'une manière par laquelle nous pourrions aider davantage

les étudiants serait de faire plus d'efforts pour développer un ensemble de problèmes qui permettraient d'élucider certaines des idées dans les cours. Les problèmes donnent une bonne occasion d'utiliser les matériaux des leçons et de rendre plus réalistes, plus complètes et plus ancrées dans les esprits, les idées qui ont été exposées.

Je pense cependant qu'il n'y a aucune solution à ce problème d'éducation autre que de réaliser que le meilleur enseignement ne peut être obtenu que lorsqu'il y a une relation directe et individuelle entre un étudiant et un bon professeur — une situation dans laquelle l'étudiant discute les idées, pense sur les choses et parle des choses. Il est impossible d'en apprendre beaucoup simplement en assistant à un cours ou même simplement en faisant les problèmes qui sont demandés. Mais à notre époque moderne nous avons tellement d'étudiants à qui enseigner qu'il nous faut essayer de trouver quelques substituts à l'idéal. Peut-être mes cours pourront-ils apporter une certaine contribution. Peut-être, ça et là où se trouvent en nombre restreint des enseignants et des étudiants, pourront-ils tirer un peu d'inspiration ou quelques idées de ces cours. Peut-être auront-ils du plaisir à les lire et à y réfléchir ou à essayer de pousser plus loin le développement de certaines de ces idées.

RICHARD P. FEYNMAN

# INTRODUCTION

Pendant quelque quarante ans, Richard P. Feynman concentra sa curiosité sur les travaux mystérieux du monde de la physique, et plia son intelligence à chercher à mettre de l'ordre dans son chaos. Il a maintenant consacré deux années de son habileté et de son énergie à son Cours de Physique pour étudiants débutants. Il a distillé pour eux l'essence de son savoir et il a créé afin qu'ils puissent espérer saisir une image de l'univers des physiciens. Il a apporté à ces cours la clarté de son brillant esprit, l'originalité et la vitalité de son abord et l'enthousiasme contagieux de sa parole.

Le cours de première année constitue la base du premier volume de cet ensemble. Dans ce second volume, nous avons essayé de faire une espèce d'enregistrement d'une partie du cours de deuxième année professé aux étudiants de seconde année pendant l'année scolaire 1962-1963. Le reste des cours de seconde année formera le volume III<sup>1</sup>.

Les deux premiers tiers de la seconde année de cours furent consacrés au traitement complet de la physique de l'électricité et du magnétisme. Sa présentation a été conçue dans une double intention. D'abord, nous espérions donner aux étudiants une vue complète de l'un des grands chapitres de la physique — depuis les premiers tâtonnements de Newton, en passant par la grande synthèse de Maxwell, jusqu'à la théorie de Lorentz des propriétés de la matière, et se terminant par les dilemmes toujours non résolus de l'énergie propre en électromagnétisme. Et deuxièmement nous espérions, en introduisant au début le calcul des champs de vecteurs, donner une introduction solide aux mathématiques de la théorie des champs. Pour renforcer l'utilité générale des méthodes mathématiques, on a parfois analysé en même temps que leurs correspondants en électricité, des sujets issus d'autres parties de la physique ayant un rapport avec eux. Nous nous sommes continuellement efforcés de nous ramener à des équations mathématiques générales. (« Les mêmes équations ont les mêmes solutions ».) Et nous avons mis l'accent là-dessus grâce au choix des exercices et des textes d'examen que nous avons donnés avec le cours.

Faisant suite à l'électromagnétisme, il y a deux chapitres sur l'élasticité et deux sur la mécanique des fluides. Dans chacun de ces deux couples de chapitres, le premier traite des aspects élémentaires et pratiques. Le second chapitre sur chacun de ces sujets s'efforce de donner un aperçu de tout l'ensemble complexe des phénomènes auxquels le sujet peut conduire. Ces quatre chapitres peuvent bien être sautés sans dommage, car ils ne constituent absolument pas une préparation nécessaire au volume III.

Le dernier quart, à peu près, de la seconde année, a été consacré à une introduction à la mécanique quantique. C'est la matière du troisième volume.

Dans cet enregistrement des cours de Feynman, nous avons souhaité faire mieux que transcrire ce qui avait été dit. Nous espérions faire de la version écrite un exposé aussi

---

1. Volume I de l'édition américaine : *Mécanique 1 et 2* pour l'édition française. Volume II : *Électromagnétisme 1 et 2* pour l'édition française. Volume III : *Mécanique quantique* pour l'édition française.

clair que possible des idées sur lesquelles les cours magistraux étaient basés. Pour certains des cours, ceci pouvait être fait avec seulement des additifs mineurs au texte de la transcription originale. Pour d'autres cours, il a été nécessaire de refaire, de réarranger le texte. Nous avons éprouvé parfois le besoin d'ajouter quelque chose de nouveau pour augmenter la clarté ou pour équilibrer la présentation. Nous avons bénéficié sans arrêt de l'aide continuelle et de l'avis du Professeur Feynman.

La traduction de plus d'un million de mots prononcés, en un texte cohérent, en un temps limité est une tâche immense, en particulier quand cela s'accompagne de nombreuses autres tâches coûteuses qui proviennent de la mise en route d'un cours nouveau – préparation de la division en leçons et des réunions d'étudiants, élaboration d'exercices et de sujets d'examen, leurs corrections, et ainsi de suite. De nombreuses mains – et de nombreux cerveaux – furent mis à contribution. Dans certains cas, nous avons été capables, je crois, de rendre une image fidèle – ou un portrait retouché avec délicatesse – du Feynman original. Dans d'autres cas nous sommes tombés bien loin de cet idéal. Nos succès sont dus à tous ceux qui nous ont aidés. Les défaillances, nous les regrettons.

Comme il est expliqué dans l'avant-propos du tome I, ces cours n'étaient qu'un aspect d'un programme mis en route et supervisé par le « Physics Course Revision Committee » (R.B. Leighton, Chairman, H.V. Neher, and M. Sands) à l'Institut technologique de Californie, et financé par la Fondation Ford. De plus, les personnes suivantes, J. Blue, G.F. Chapline, M.J. Clauser, R. Dolen, H.H. Hill, et A.M. Title, ont aidé sous un aspect ou sous un autre à la préparation du texte de ce second volume. D'autres y ont contribué indirectement par leur œuvre, T.K. Caughey, M.L. Clayton, J.B. Curcio, J.B. Hartle, T.W.H. Harvey, M.H. Israel, W.J. Karzas, R.W. Kavanagh, R.B. Leighton, J. Mathews, M.S. Plesset, F.L. Warren, W. Whaling, C.H. Wilts, et B. Zimmerman. Le professeur Gerry Neugebauer a contribué à tous les aspects de notre tâche avec une diligence et un dévouement bien au-delà des impératifs du devoir.

L'histoire de la physique que vous allez trouver ici n'aurait cependant pas existé sans l'habileté extraordinaire et le travail de Richard P. Feynman.

MATTHEW SANDS  
*Mars 1964*

## 1.1 FORCES ÉLECTRIQUES

Considérons une force analogue à la gravitation qui varie comme l'inverse du carré de la distance, mais qui soit environ un *milliard de milliards de milliards de milliards* de fois plus intense. Et avec une autre différence. Il y a deux espèces de « matière », que nous pouvons appeler positive et négative. Celles de même espèce se repoussent et celles d'espèces différentes s'attirent – contrairement au cas de la gravité où il y a seulement attraction. Que va-t-il se passer ?

Un amas d'éléments positifs se repousserait avec une force énorme et éclaterait dans toutes les directions. Un amas d'éléments négatifs en ferait autant. Mais un mélange égal d'éléments positifs et négatifs ferait quelque chose de tout à fait différent. Les éléments opposés seraient maintenus ensemble par des attractions énormes. Le résultat global serait que les forces terrifiantes s'équilibreraient entre elles presque parfaitement en formant des mélanges fins et serrés d'éléments positifs et négatifs, et entre deux amas d'un tel mélange, il n'y aurait pratiquement pas du tout d'attraction ni de répulsion.

Une telle force existe : c'est la force électrique. Et toute matière est un mélange de protons positifs et d'électrons négatifs qui s'attirent et se repoussent avec cette grande force. L'équilibre est si parfait cependant, que lorsque vous vous tenez près de quelqu'un d'autre, vous ne sentez aucune force. S'il y avait seulement un très léger déséquilibre vous le sauriez. Si vous vous teniez à un bras de distance de quelqu'un et que chacun de vous ait *un pour cent* d'électrons de plus que de protons, la force de répulsion serait incroyable. De quelle grandeur ? Suffisante pour soulever l'Empire State Building ? Non ! Pour soulever le Mont Everest ? Non ! La répulsion serait suffisante pour soulever un « poids » égal à celui de la Terre entière !

Avec des forces aussi énormes et aussi parfaitement équilibrées dans ce mélange intime, il n'est pas difficile de comprendre que la matière, essayant de garder ses charges positives et négatives dans le meilleur équilibre, puisse avoir une grande rigidité et une grande résistance. L'Empire State Building, par exemple, ne s'écarte que de 2,50 cm de son équilibre parce que les forces électriques maintiennent chaque électron et chaque proton plus ou moins à sa propre place. D'autre part, si nous regardons la matière à une échelle assez petite pour ne voir que quelques atomes, chaque petit morceau n'aura pas, en général, un nombre égal de charges positives et négatives ; par conséquent, il y aura d'intenses forces électriques résiduelles. Même quand il y a un nombre égal de charges de signes opposés dans deux petits morceaux voisins, il peut y avoir encore de grandes forces électriques globales, car les forces entre charges individuelles varient comme l'inverse du carré de la distance. Une force résultante peut se produire si une charge négative de l'un des morceaux est plus proche d'une charge positive que des charges négatives de l'autre. Les forces d'attraction peuvent ainsi être plus grandes que celles de répulsion et il peut y avoir une attraction résultante entre les deux petits morceaux sans qu'il y

ait excès de charges. Les forces qui maintiennent les atomes entre eux ou les molécules entre elles, sont réellement des forces électriques agissant dans des régions où l'équilibre de charge n'est pas parfait, ou bien dans des régions aux dimensions très petites.

Vous savez évidemment que les atomes sont constitués de protons positifs dans le noyau et d'électrons à l'extérieur. Vous pouvez vous demander : « si cette force électrique est si terrifiante, pourquoi les protons et les électrons ne se collent-ils pas les uns sur les autres ? S'ils veulent former un mélange intime, pourquoi celui-ci n'est-il pas encore plus intime ? » La réponse fait intervenir les effets quantiques. Si nous essayons de placer nos électrons dans une région très proche des protons, alors, selon le principe d'incertitude, ils doivent avoir une impulsion dont le carré moyen est d'autant plus grand que nous essayons de les rapprocher davantage. C'est ce mouvement, exigé par les lois de la mécanique quantique, qui empêche l'attraction électrique de rapprocher davantage les charges les unes des autres.

Une autre question se pose : « Qu'est-ce qui maintient le noyau compact ? » Dans le noyau il y a plusieurs protons qui tous sont positifs. Pourquoi ne se repoussent-ils pas ? Il s'avère que dans le noyau il y a, en plus des forces électriques, des forces non électriques, appelées forces nucléaires, qui sont plus grandes que les forces électriques et qui sont capables de maintenir les protons ensemble malgré la répulsion électrique. Les forces nucléaires, cependant, sont à court rayon d'action – leur intensité décroît beaucoup plus rapidement que  $1/r^2$ . Et ceci a une conséquence importante. Si un noyau contient trop de protons, il devient trop gros, et il ne restera pas compact. Un exemple est fourni par l'uranium, avec 92 protons. Les forces nucléaires agissent principalement entre chaque proton (ou neutron) et son plus proche voisin, tandis que les forces électriques agissent sur de plus grandes distances, donnant une répulsion entre chaque proton et tous les autres protons du noyau. Plus il y a de protons dans le noyau, plus forte est la répulsion électrique, jusqu'à ce que, comme dans le cas de l'uranium, l'équilibre devienne si fragile que le noyau est presque prêt à éclater sous l'action de la force électrique de répulsion. Si un tel noyau est juste « heurté » légèrement (comme on peut le faire en le bombardant par un neutron lent), il se casse en deux morceaux, chacun avec une charge positive, et ces morceaux s'écartent par répulsion électrique. L'énergie qui est libérée est l'énergie de la bombe atomique. Cette énergie est couramment appelée énergie « nucléaire », mais c'est réellement l'énergie « électrique » libérée quand les forces électriques ont dépassé les forces nucléaires d'attraction.

Nous pouvons enfin nous demander ce qui maintient la cohésion d'un électron chargé négativement (puisque'il ne possède pas de forces nucléaires). Si un électron est tout entier fait d'une seule sorte de substance, chaque partie devrait repousser les autres. Pourquoi, alors, n'éclate-t-il pas ? Mais l'électron a-t-il des « parties » ? Peut-être devrions-nous dire que l'électron est un point et que les forces électriques agissent seulement entre *différentes* charges ponctuelles, si bien que l'électron n'agit pas sur lui-même. Peut-être. Tout ce que nous pouvons dire est que la question de savoir ce qui maintient la cohésion de l'électron a provoqué de nombreuses difficultés dans la tentative d'élaborer une théorie complète de l'électromagnétisme. La question n'a jamais reçu de réponse. Nous reviendrons encore sur ce sujet dans de prochains chapitres.

Tableau des lettres grecques minuscules et majuscules couramment utilisées.

$\alpha$	alpha	$\nu$	nu
$\beta$	beta	$\xi \Xi$	xi (ksi)
$\gamma \Gamma$	gamma	$\omicron$	omicron
$\delta \Delta$	delta	$\pi \Pi$	pi
$\epsilon$	epsilon	$\rho$	rho
$\zeta$	zeta	$\sigma \Sigma$	sigma
$\eta$	eta	$\tau$	tau
$\theta \Theta$	theta	$\upsilon \Upsilon$	upsilon
$\iota$	iota	$\phi \Phi$	phi
$\kappa$	kappa	$\chi$	chi (khi)
$\lambda \Lambda$	lambda	$\psi \Psi$	psi
$\mu$	mu	$\omega \Omega$	omega

Comme nous l'avons vu, nous devrions nous attendre à ce que ce soit une combinaison des forces électriques et des effets quantiques qui détermine la structure détaillée des matériaux, et par conséquent, leurs propriétés. Certains matériaux sont durs, d'autres sont mous. Certains sont « conducteurs » de l'électricité – parce que leurs électrons sont libres de se déplacer ; d'autres sont des « isolants » – parce que leurs électrons sont liés rigidement à des atomes individuels. Nous verrons un peu plus tard l'origine de certaines de ces propriétés, mais ceci est un sujet très compliqué, aussi commencerons-nous par considérer les forces électriques seulement dans des cas simples. Nous commencerons par ne traiter que les lois de l'électricité – y compris le magnétisme, qui est en réalité une partie du même sujet.

Nous avons dit que la force électrique, comme une force de gravitation, décroît comme l'inverse du carré de la distance des charges. Cette relation est appelée la loi de Coulomb. Mais ce n'est pas précisément vrai quand les charges sont en mouvement – les forces électriques dépendent aussi des mouvements des charges d'une façon compliquée. Nous appelons force *magnétique* une partie de la force qui s'exerce entre des charges en mouvement. C'est vraiment un aspect d'un effet électrique. C'est pourquoi nous appelons le sujet « électromagnétisme ».

Il existe un principe général important qui permet de traiter les forces électromagnétiques d'une façon relativement simple. On trouve, expérimentalement, que la force qui agit sur une charge donnée – quelque soit le nombre des charges existantes ou la manière dont elles se déplacent – dépend seulement de la position de cette charge donnée, de la vitesse de cette charge, et de la valeur de cette charge. On peut écrire la force  $\mathbf{F}$  agissant sur une charge  $q$  se déplaçant à la vitesse  $\mathbf{v}$  sous la forme

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.1)$$

On appelle  $\mathbf{E}$  le *champ électrique* et  $\mathbf{B}$  le *champ magnétique* au point où se trouve la charge. Ce qui est important, c'est que les forces électriques dues à toutes les autres charges de l'univers peuvent se réduire à la donnée de ces deux vecteurs. Leurs valeurs dépendront du *point* où se trouve la charge, et pourront varier avec le *temps*. De plus

si l'on remplace cette charge par une autre, la force qui s'exerce sur la nouvelle charge sera proportionnelle à la valeur de la charge, dans la mesure où toutes les autres charges dans le monde ne changent ni de positions, ni de mouvements. (Dans les cas concrets, évidemment, chaque charge crée des forces sur toutes les autres charges voisines et peut provoquer leur mouvement, et ainsi, dans certains cas les champs *peuvent* changer si l'on remplace une chargée donnée, par une autre.)

Nous savons d'après le Vol. I comment trouver le mouvement d'une particule en connaissant la force qui s'exerce sur elle. L'équation (1.1) peut se combiner avec l'équation du mouvement pour donner

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{m\mathbf{v}}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \right] = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.2)$$

Ainsi, si  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  sont donnés, nous pouvons trouver les mouvements. Maintenant, nous avons besoin de savoir comment sont produits les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ .

L'un des principes simplificateurs les plus importants sur la façon dont les champs sont produits est le suivant : supposons qu'un certain nombre de charges, se déplaçant d'une certaine manière, produise un champ  $\mathbf{E}_1$ , et qu'un autre ensemble de charges produise un champ  $\mathbf{E}_2$ . Si les deux ensembles de charges sont en place au même instant, (conservant les mêmes positions et mouvements que lorsqu'ils étaient considérés séparément), alors le champ produit est juste la somme

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \quad (1.3)$$

Ce fait est appelé *le principe de superposition* des champs. Il s'applique aussi aux champs magnétiques.

Ce principe signifie que si nous connaissons la loi selon laquelle les champs électrique et magnétique sont produits par une charge unique se déplaçant de façon arbitraire, nous connaissons complètement toutes les lois de l'électrodynamique. Si nous voulons connaître la force qui s'exerce sur la charge  $A$ , nous devons seulement calculer les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  produits par chacune des charges  $B, C, D$ , etc., puis additionner les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  dus à toutes les charges pour trouver les champs, et à partir d'eux, les forces agissant sur la charge  $A$ . Si seulement il s'était avéré que le champ produit par une charge unique était simple, ceci serait la façon la plus nette de décrire les lois de l'électrodynamique. Nous avons déjà donné une description de cette loi (chapitre 28, Vol. I) et elle est, malheureusement, plutôt compliquée.

Il s'avère que la forme sous laquelle les lois de l'électrodynamique sont les plus simples, n'est pas celle à laquelle vous pourriez vous attendre. Donner une formule pour la force qu'exerce une charge sur une autre, n'est *pas* ce qu'il y a de plus simple. Il est vrai que si les charges sont immobiles la loi de force coulombienne est simple, mais quand les charges sont en mouvement les relations sont compliquées, entre autres, par les retards et par les effets de l'accélération. En conséquence, nous ne souhaitons pas présenter l'électrodynamique seulement à partir des lois de forces qui s'exercent entre les charges ; nous trouvons qu'il est plus commode d'adopter un autre point de vue – celui qui apparemment rend le plus facile le maniement des lois de l'électrodynamique.

## 1.2 CHAMPS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

Nous devons tout d'abord étendre quelque peu nos idées sur les vecteurs électrique et magnétique  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ . Nous les avons définis en fonction des forces subies par une charge. Nous voulons maintenant parler de champs électrique et magnétique *en un point*, même s'il n'y a pas de charge en ce point. Nous disons en effet que, puisqu'il y a des forces « agissant » sur la charge, il y a encore « quelque chose » là où la charge a été retirée. Si une charge située au point  $(x, y, z)$  à l'instant  $t$  subit la force  $\mathbf{F}$  donnée par l'Éq. (1.1), nous associons les vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  à *ce point* de l'espace  $(x, y, z)$ . Nous pouvons considérer  $\mathbf{E}(x, y, z, t)$  et  $\mathbf{B}(x, y, z, t)$  comme responsables des forces que *subirait* à l'instant  $t$ , une charge située en  $(x, y, z)$ , avec la condition qu'en y plaçant la charge, cela *ne modifierait pas* les positions et les mouvements de toutes les autres charges responsables des champs.

Suivant cette idée, nous associons à *tout point*  $(x, y, z)$  de l'espace, deux vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ , qui peuvent varier avec le temps. Les champs électrique et magnétique sont alors considérés comme des *fonctions vectorielles* de  $x, y, z$ , et  $t$ . Puisqu'un vecteur est caractérisé par ses composantes, chacun des champs  $\mathbf{E}(x, y, z, t)$  et  $\mathbf{B}(x, y, z, t)$  représente trois fonctions mathématiques de  $x, y, z$  et  $t$ .

C'est précisément parce que  $\mathbf{E}$  (ou  $\mathbf{B}$ ) peut être défini en tout point de l'espace qu'on l'appelle un « champ ». Un « champ » est toute grandeur physique qui prend une valeur différente en tout point de l'espace. La température, par exemple, est un champ – dans ce cas, un champ scalaire – que nous écrivons  $T(x, y, z)$ . La température pourrait aussi varier avec le temps et nous dirions que le champ de température est fonction du temps, et nous écririons  $T(x, y, z, t)$ . Un autre exemple est le « champ des vitesses » d'un liquide en écoulement. Nous écrivons  $\mathbf{v}(x, y, z, t)$  pour la vitesse du liquide en chaque point de l'espace à l'instant  $t$ . C'est un champ vectoriel.

Revenons aux champs électromagnétiques – bien qu'ils soient produits par des charges selon des formules compliquées –, ils ont la propriété caractéristique importante suivante : les relations entre les champs *en un point* et leurs valeurs *en un point voisin* sont très simples. Avec seulement quelques relations de ce genre écrites sous forme d'équations différentielles nous pouvons décrire complètement les champs. C'est sous la forme de telles équations que les lois de l'électrodynamique sont le plus simplement écrites.

Il y a eu de nombreuses inventions pour aider l'esprit à se représenter le comportement des champs. La plus correcte est aussi la plus abstraite : nous considérons tout simplement les champs comme des fonctions mathématiques de la position et du temps. Nous pouvons aussi essayer de donner une image du champ en traçant des vecteurs en beaucoup de points de l'espace, chacun d'eux donnant l'intensité et la direction du champ en ce point. C'est ce qu'illustre la Fig. 1.1. Nous pouvons pourtant aller plus loin et tracer des lignes qui sont en tout point tangentes aux vecteurs – qui, pour ainsi dire, suivent les flèches et enregistrent la direction du champ. Quand nous faisons cela, nous perdons la trace des *modules* des vecteurs, mais nous pouvons garder la trace de l'intensité du champ en traçant les lignes espacées quand le champ est faible, et serrées quand il est

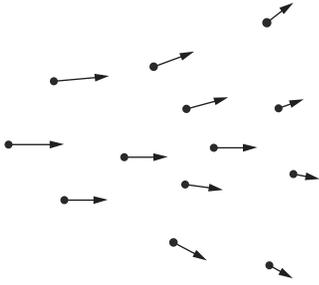


Figure 1.1 – Un champ de vecteurs peut être représenté en dessinant un ensemble de flèches dont les longueurs et les directions indiquent les valeurs du champ de vecteurs aux points d'origine des flèches dessinées.

fort. Nous adoptons la convention selon laquelle le *nombre de lignes par unité de surface*, compté sur la normale aux lignes, est proportionnel à *l'intensité du champ*. Ceci n'est évidemment qu'une approximation et il faudra en général, que de temps en temps de nouvelles lignes prennent naissance de façon à en garder un nombre en rapport avec l'intensité du champ. Le champ de la Fig. 1.1 est représenté par les lignes de champ de la Fig. 1.2.

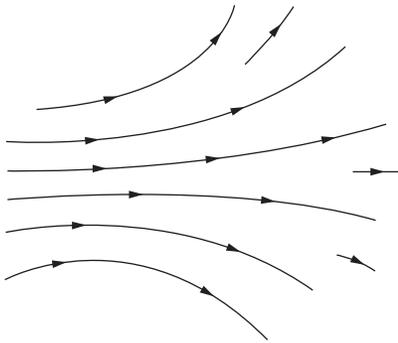


Figure 1.2 – Un champ de vecteurs peut être représenté en traçant des lignes qui sont tangentes à la direction du vecteur champ en tout point, avec une densité des lignes proportionnelle à l'intensité du vecteur champ.

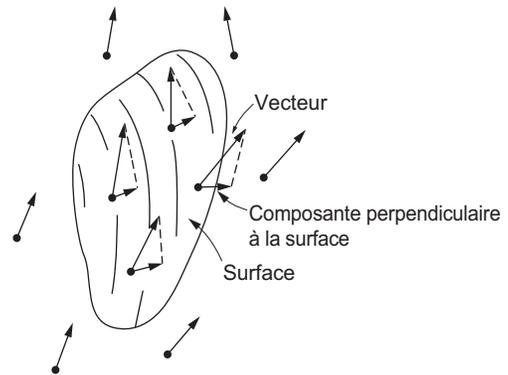
### 1.3 CARACTÉRISTIQUES DES CHAMPS DE VECTEURS

Il y a deux propriétés mathématiques importantes d'un champ de vecteurs dont nous ferons usage dans notre description des lois de l'électricité du point de vue du champ. Supposez qu'on imagine une surface fermée quelconque et qu'on se demande si on ne perd pas « quelque chose » de son intérieur ; c'est-à-dire, le champ a-t-il la propriété de « s'écouler vers l'extérieur » ? Par exemple, pour un champ de vitesses, nous pouvons nous demander si la vitesse est toujours dirigée vers l'extérieur de la surface, ou plus généralement, s'il y a plus de fluide sortant (par unité de temps) que rentrant. On appelle « flux de vitesse » sortant de la surface, la quantité totale de fluide sortant de la surface par unité de temps. L'écoulement à travers un élément de surface est exactement égal au produit de la composante de la vitesse normale à la surface, par l'aire de cette surface. Pour une surface fermée quelconque, *l'écoulement total* – ou *flux* – est le produit de la moyenne de la composante de la vitesse dirigée vers l'extérieur, par l'aire de la surface :

$$\text{Flux} = (\text{moyenne de la composante normale}) \cdot (\text{aire de la surface}). \quad (1.4)$$

Dans le cas d'un champ électrique, nous pouvons définir mathématiquement quelque chose de semblable à un écoulement, et là encore nous l'appelons le flux, mais évidemment ce n'est pas l'écoulement d'une substance, car le champ électrique n'est pas la vitesse de quelque chose. Il apparaît cependant que la grandeur mathématique qui est la moyenne de la composante normale du champ a encore un sens utile. Nous parlerons donc, du *flux électrique* – défini aussi par l'Éq. (1.4). Enfin, il est aussi utile de parler de flux, non seulement à travers une surface fermée, mais à travers toute surface limitée. Comme précédemment, le flux à travers une telle surface est défini comme le produit de la moyenne de la composante normale d'un vecteur par l'aire de la surface. Ces idées sont illustrées sur la Fig. 1.3.

Figure 1.3 – Le flux d'un champ de vecteurs à travers une surface est défini comme le produit de la valeur moyenne de la composante normale du vecteur par l'aire de la surface.



Il y a une seconde propriété d'un champ de vecteurs qui se rapporte à une courbe plutôt qu'à une surface. Supposons encore que nous considérons un champ de vitesses, qui décrit l'écoulement d'un liquide. Nous pourrions nous poser cette question intéressante : le liquide circule-t-il ? Par ceci nous voulons dire : y a-t-il un mouvement de rotation global le long d'une boucle ? Supposons qu'à un instant donné on solidifie le liquide partout sauf dans un tube de section constante, qui forme une boucle fermée comme sur la Fig. 1.4. À l'extérieur du tube le liquide s'arrête, mais à l'intérieur du tube il peut continuer à se déplacer grâce à son impulsion – c'est-à-dire si l'impulsion dans un sens est plus grande que dans le sens inverse, dans le tube. Définissons une grandeur, appelée la *circulation*, comme le produit de la vitesse résultante du liquide dans le tube, par sa circonférence. Nous pouvons de nouveau étendre cette idée et définir la « circulation » pour tout champ de vecteurs (même quand il n'y a rien qui se met). Pour tout champ de vecteurs, la *circulation le long d'une courbe fermée imaginaire quelconque* est définie comme la moyenne de la composante tangentielle du vecteur multipliée par la circonférence de la boucle (Fig. 1.5). (Les tangentes aux différents points de la courbe sont orientées de façon cohérente.)

$$\text{Circulation} = (\text{composante tangentielle moyenne}) \cdot (\text{distance le long}). \quad (1.5)$$

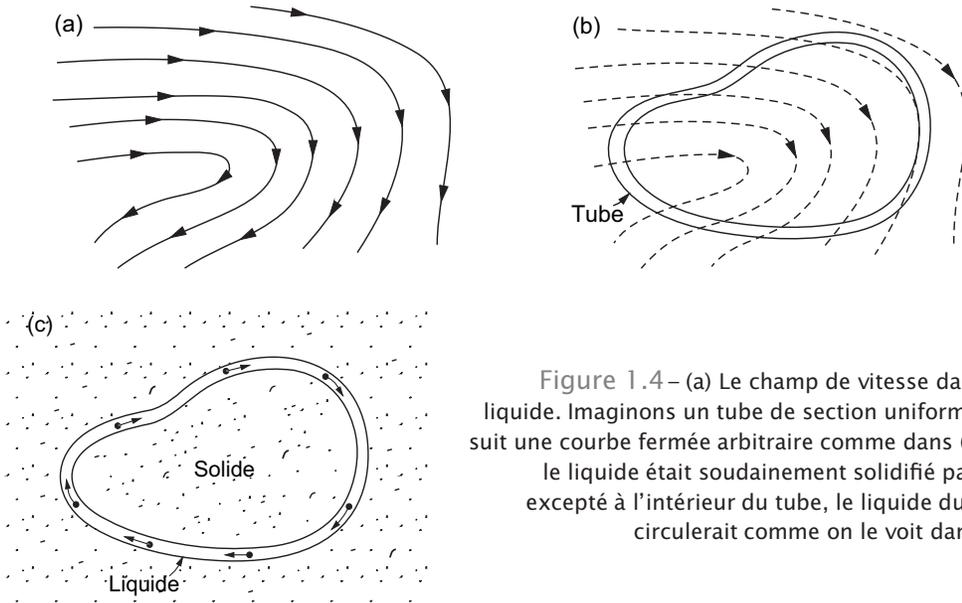


Figure 1.4– (a) Le champ de vitesse dans un liquide. Imaginons un tube de section uniforme qui suit une courbe fermée arbitraire comme dans (b). Si le liquide était soudainement solidifié partout excepté à l'intérieur du tube, le liquide du tube circulerait comme on le voit dans (c).

Vous pouvez voir que cette définition donne un nombre qui est vraiment proportionnel à la vitesse de circulation dans le tube solidifié à un instant donné, décrit ci-dessus.

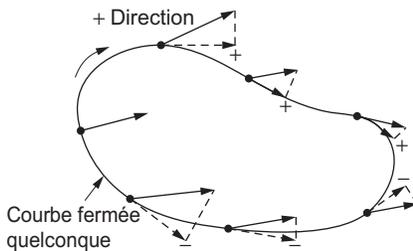


Figure 1.5– La circulation d'un champ de vecteurs est le produit de la composante tangentielle moyenne du vecteur (avec une orientation cohérente des tangentes) par la circonférence de la boucle.

Avec seulement ces deux notions – flux et circulation – nous pouvons décrire d'un seul coup toutes les lois de l'électricité et du magnétisme. Il se peut que vous ne compreniez pas immédiatement le sens des lois, mais elles vous donneront une idée de la façon dont la physique de l'électromagnétisme sera finalement décrite.

## 1.4 LES LOIS DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME

La première loi de l'électromagnétisme décrit le flux du champ électrique :

$$\text{le flux de } \mathbf{E} \text{ à travers toute surface fermée} = \frac{\text{la charge totale intérieure}}{\epsilon_0}, \quad (1.6)$$

où  $\epsilon_0$  est une constante convenable. (La constante  $\epsilon_0$  est généralement lue « epsilon-zéro ».) S'il n'y a pas de charges à l'intérieur de la surface, même s'il y a des charges au voisinage extérieur de la surface, la *moyenne* de la composante normale de  $\mathbf{E}$  est nulle,

donc, il n'y a pas de flux total à travers la surface. Pour montrer la puissance de ce genre d'énoncé, nous pouvons montrer que l'Éq. (1.6) est équivalente à la loi de Coulomb, à condition seulement d'ajouter que le champ dû à une charge unique possède la symétrie sphérique. Pour une charge ponctuelle, nous traçons une sphère centrée sur la charge. Alors la composante normale moyenne est exactement l'intensité de  $\mathbf{E}$  en tout point, puisque le champ doit être radial et avoir même intensité en tout point de la sphère. Notre règle nous dit alors que le produit du champ à la surface de la sphère, par l'aire de la sphère – c'est-à-dire, le flux sortant – est proportionnel à la charge intérieure. Si nous augmentons le rayon de la sphère, l'aire augmente comme le carré du rayon. Le produit de la composante normale moyenne par l'aire de la sphère doit toujours être égal à la même charge intérieure, et ainsi, le champ doit décroître comme l'inverse du carré de la distance – nous obtenons un « champ en  $1/r^2$  ».

Si nous considérons une courbe quelconque de l'espace et mesurons la circulation du champ électrique le long de cette courbe, nous trouvons qu'elle n'est en général pas égale à zéro (bien que ce soit le cas pour un champ coulombien). Plutôt, pour le champ électrique, il y a une seconde loi qui dit que : pour toute surface  $S$  (non fermée) s'appuyant sur une courbe  $C$ ,

$$\text{Circulation de } \mathbf{E} \text{ le long de } C = -\frac{d}{dt}(\text{flux de } \mathbf{B} \text{ à travers } S). \quad (1.7)$$

Nous pouvons compléter les lois du champ électromagnétique, en écrivant deux équations correspondantes pour le champ magnétique  $\mathbf{B}$

$$\text{Flux de } \mathbf{B} \text{ à travers toute surface fermée} = 0. \quad (1.8)$$

Pour une surface  $S$  s'appuyant sur une courbe  $C$ ,

$$c^2 (\text{circulation de } \mathbf{B} \text{ le long de } C) = \frac{d}{dt}(\text{flux de } \mathbf{E} \text{ à travers } S) + \frac{\text{flux du vecteur densité de courant à travers } S}{\epsilon_0}. \quad (1.9)$$

La constante  $c^2$  qui figure dans l'Éq. (1.9) est le carré de la vitesse de la lumière. Elle apparaît parce que le magnétisme est en réalité un effet relativiste de l'électricité. La constante  $\epsilon_0$  a été introduite pour permettre le choix d'une unité d'intensité de courant commode.

Les équations (1.6) à (1.9) jointes à l'Éq. (1.1) sont toutes les lois de l'électrodynamique<sup>1</sup>. Comme vous vous en souvenez, les lois de Newton étaient très simples à écrire, mais elles conduisaient à des tas de conséquences compliquées et il nous fallut longtemps pour apprendre à les connaître toutes. Les lois dont nous nous occupons maintenant, ne sont pas tout à fait aussi simples à écrire, ce qui signifie que leurs conséquences seront plus élaborées et il nous faudra beaucoup de temps pour les formuler toutes.

1. Nous devons seulement ajouter une remarque au sujet de certaines conventions pour le *signe* de la circulation.

Nous pouvons illustrer quelques-unes des lois de l'électrodynamique par une série de petites expériences qui montrent qualitativement les relations entre les champs électrique et magnétique. Vous avez expérimenté le premier terme de l'Éq. (1.1) en vous peignant, aussi nous ne le montrerons pas. On peut faire voir le second terme de l'Éq. (1.1) en faisant passer un courant dans un fil tendu au-dessus d'un aimant droit, comme le montre la Fig. 1.6. Le fil se déplace quand le courant est établi à cause de la force  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ . Quand un courant passe, les charges à l'intérieur du fil se déplacent, donc elles ont une vitesse  $\mathbf{v}$ , et le champ magnétique dû à l'aimant exerce sur elles une force qui a pour effet de pousser le fil d'un côté.

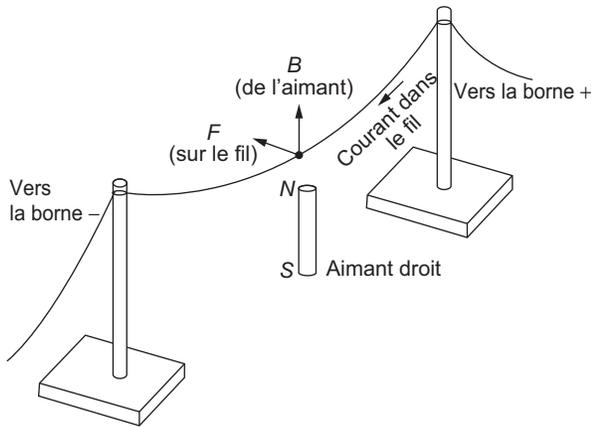


Figure 1.6 – Un aimant droit donne un champ  $\mathbf{B}$  sur un fil. Quand un courant parcourt le fil, le fil se déplace à cause de la force  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ .

Quand le fil est poussé vers la gauche, nous pourrions nous attendre à ce que l'aimant soit poussé vers la droite. (Autrement, nous pourrions mettre le tout dans un wagon et avoir un système propulsif qui ne conserve pas l'impulsion !) Bien que la force soit trop petite pour que le mouvement de l'aimant soit visible, un système magnétique plus sensible, comme l'aiguille d'une boussole, montre ce mouvement.

Comment le fil pousse-t-il l'aimant ? Le courant dans le fil produit lui-même un champ magnétique qui exerce des forces sur l'aimant. En accord avec le dernier terme de l'Éq. (1.9), un courant doit avoir une *circulation* de  $\mathbf{B}$  – dans ce cas, les lignes de champ de  $\mathbf{B}$  sont des cercles entourant le fil comme l'indique la Fig. 1.7. C'est le champ  $\mathbf{B}$  qui est responsable de la force qui s'exerce sur l'aimant.

L'équation (1.9) nous dit que, pour un courant donné dans le fil, la circulation de  $\mathbf{B}$  est la même pour *toute* courbe qui entoure le fil. Pour des courbes – disons des cercles – qui sont plus éloignées du fil, la circonférence est plus grande, donc la composante tangentielle de  $\mathbf{B}$  doit décroître. Vous voyez que nous devons nous attendre à ce que  $\mathbf{B}$  décroisse linéairement avec la distance à un long fil rectiligne.

Donc, nous venons dire qu'un courant dans un fil produit un champ magnétique, et que, quand il y a un champ magnétique, il y a une force sur le fil où circule le courant. Alors, nous pourrions aussi nous attendre à ce que, si nous produisons un champ avec un fil parcouru par un courant, il exerce une force sur un autre fil parcouru aussi par un courant.



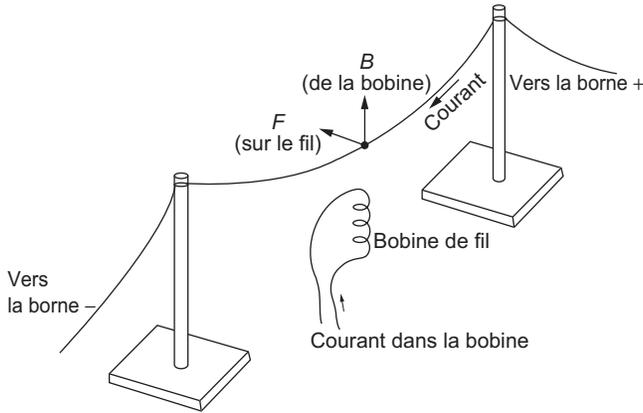


Figure 1.9 – L’aimant droit de la Fig. 1.6 peut être remplacé par une bobine parcourue par un courant électrique. Une force semblable s’exerce sur le fil.

pour certaines substances. En plus du mouvement orbital dans un atome, un électron pivote aussi autour de son propre axe – de façon quelque peu semblable à la rotation de la Terre sur elle-même – et c’est le courant dû à ce pivotement qui donne naissance au champ magnétique dans le fer. (Nous disons « quelque peu semblable à la rotation de la Terre » car le problème est si profondément quantique que les idées classiques ne décrivent vraiment pas si bien les choses.) Dans la plupart des substances, certains électrons pivotent dans un sens, et d’autres dans l’autre, si bien que le magnétisme s’annule, mais dans le fer – pour une raison mystérieuse que nous discuterons plus tard – plusieurs des électrons pivotent avec leurs axes parallèles, et telle est l’origine du magnétisme.

Puisque les champs des aimants proviennent des courants, nous n’avons donc aucun terme supplémentaire à ajouter aux Éq. (1.8) ou (1.9) pour tenir compte des aimants. Nous prenons simplement *tous* les courants, y compris les courants dus aux électrons qui pivotent, et ainsi, la loi est exacte. Remarquons aussi que l’Éq. (1.8) exprime le fait qu’il n’y a pas de « charges » magnétiques analogues aux charges électriques qui apparaissent dans le second membre de l’Éq. (1.6). On n’en a jamais trouvé.

Le premier terme du membre de droite de l’Éq. (1.9) a été découvert théoriquement par Maxwell et possède une grande importance. Il dit que des champs *électriques* variables produisent des effets magnétiques. En fait, sans ce terme, l’équation n’aurait aucun sens, puisque sans lui il ne pourrait pas y avoir de courants dans des circuits non fermés. Mais de tels courants existent, comme nous pouvons le voir dans l’exemple suivant. Imaginons un condensateur fait de deux plateaux. On le charge avec un courant qui circule vers un plateau et s’éloigne de l’autre, comme le montre la Fig. 1.10. Nous traçons une courbe  $C$  autour d’un des fils, puis une surface de bord  $C$  qui coupe le fil, comme la surface  $S$ , de la figure. D’après l’Éq. (1.9) la circulation de  $\mathbf{B}$  long de  $C$  est donnée par le courant dans le fil (multiplié par  $c^2$ ). Mais que devient-elle si nous prenons au lieu de  $S_1$ , une surface *différente*  $S_2$  en forme de bol et qui passe entre les plateaux du condensateur, en ne coupant jamais le fil ? Il n’y a certainement aucun courant à travers cette surface. Mais évidemment, changer simplement la position d’une surface imaginaire, ne va certainement pas changer un champ magnétique réel ! La circulation de  $\mathbf{B}$  doit être ce qu’elle était avant. Le premier terme du second membre de l’Éq. (1.9) donne bien en fait, combiné au second terme, le même résultat pour les deux surfaces  $S_1$  et  $S_2$ .