

LE COURS DE PHYSIQUE DE  
FEYNMAN

Richard Feynman | Robert Leighton | Matthew Sands

NOUVELLE ÉDITION

**ÉLECTROMAGNÉTISME 2**

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



# LE COURS DE PHYSIQUE DE FEYNMAN

Richard Feynman | Robert Leighton | Matthew Sands

NOUVELLE ÉDITION



**ÉLECTROMAGNÉTISME 2**

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

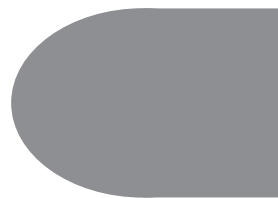
© Dunod, Paris, 1999, 2013  
pour la version française

ISBN 978-2-10-059000-1

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

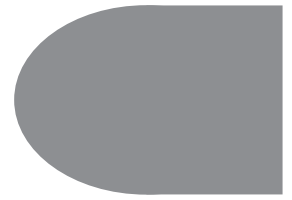
<b>Préface à la nouvelle édition</b>	<b>V</b>
<b>Préface de Richard Feynman</b>	<b>XIII</b>
<b>Introduction</b>	<b>XVII</b>
<b>Chapitre 22. Circuits en courant alternatif</b>	<b>1</b>
22.1 Impédances	1
22.2 Générateurs	7
22.3 Réseaux d'éléments parfaits ; lois de Kirchhoff	11
22.4 Circuits équivalents	17
22.5 Énergie	19
22.6 Un réseau en échelle	21
22.7 Filtres	23
22.8 Autres éléments de circuit	28
<b>Chapitre 23. Cavités résonnantes</b>	<b>33</b>
23.1 Éléments de circuit réels	33
23.2 Une capacité aux hautes fréquences	35
23.3 Une cavité résonnante	41
23.4 Modes d'une cavité	46
23.5 Cavités et circuits résonnants	49
<b>Chapitre 24. Guides d'ondes</b>	<b>53</b>
24.1 La ligne de transmission	53
24.2 Le guide d'ondes rectangulaire	57
24.3 La fréquence de coupure	61
24.4 La vitesse des ondes guidées	63
24.5 Observation des ondes guidées	64
24.6 Plomberie des guides d'ondes	65
24.7 Modes d'un guide d'ondes	68
24.8 Une autre façon de voir les guides d'ondes	69
<b>Chapitre 25. L'électrodynamique en notation relativiste</b>	<b>75</b>
25.1 Quadrivecteurs	75
25.2 Le produit scalaire	78
25.3 Le gradient quadridimensionnel	82
25.4 L'électrodynamique en notation quadridimensionnelle	86
25.5 Le quadrivecteur potentiel d'une charge en mouvement	86
25.6 L'invariance des équations de l'électrodynamique	88

<b>Chapitre 26. Transformation de Lorentz des champs</b>	<b>91</b>
26.1 Le quadripotentiel d'une charge en mouvement	91
26.2 Les champs d'une charge ponctuelle ayant une vitesse constante	93
26.3 Transformation relativiste des champs	98
26.4 Les équations du mouvement en notation relativiste	106
<b>Chapitre 27. L'énergie du champ et l'impulsion du champ</b>	<b>111</b>
27.1 Conservation locale	111
27.2 Conservation de l'énergie et électromagnétisme	113
27.3 Densité d'énergie et flux d'énergie dans le champ électromagnétique	114
27.4 L'ambiguïté de l'énergie du champ	118
27.5 Exemples de flux d'énergie	119
27.6 L'impulsion du champ	123
<b>Chapitre 28. La masse électromagnétique</b>	<b>129</b>
28.1 L'énergie du champ d'une charge ponctuelle	129
28.2 La quantité de mouvement du champ d'une charge mobile	130
28.3 La masse électromagnétique	132
28.4 La force d'un électron sur lui-même	134
28.5 Essais de modification de la théorie de Maxwell	137
28.6 Le champ de forces nucléaires	145
<b>Chapitre 29. Mouvement des charges dans les champs électriques et magnétiques</b>	<b>149</b>
29.1 Mouvement dans un champ uniforme électrique ou magnétique	149
29.2 Analyse en impulsion	150
29.3 Une lentille électrostatique	152
29.4 Une lentille magnétique	153
29.5 Le microscope électronique	154
29.6 Champs de guidage dans les accélérateurs	156
29.7 Focalisation par un gradient alternatif	159
29.8 Mouvement dans des champs électriques et magnétiques croisés	163
<b>Chapitre 30. La géométrie interne des cristaux</b>	<b>165</b>
30.1 La géométrie interne des cristaux	165
30.2 Les liaisons chimiques dans les cristaux	168
30.3 La croissance des cristaux	169
30.4 Les réseaux cristallins	170
30.5 Les symétries dans le plan	172
30.6 Les symétries dans l'espace à trois dimensions	175
30.7 La résistance mécanique des métaux	177
30.8 Dislocation et croissance des cristaux	179
30.9 Le modèle cristallin de Bragg-Nye	181
<b>Chapitre 31. Tenseurs</b>	<b>205</b>
31.1 Le tenseur de polarisabilité	205
31.2 Transformation des composantes d'un tenseur	207
31.3 L'ellipsoïde d'énergie	209
31.4 Autres tenseurs ; le tenseur d'inertie	213
31.5 Le produit vectoriel	215
31.6 Le tenseur des contraintes	216

31.7	Les tenseurs de rang plus élevé	221
31.8	Le quadritenseur de l'impulsion électromagnétique	223
<b>Chapitre 32. L'indice de réfraction des matériaux denses</b>		<b>227</b>
32.1	La polarisation de la matière	227
32.2	Les équations de Maxwell dans un diélectrique	230
32.3	Les ondes dans un diélectrique	232
32.4	L'indice de réfraction complexe	236
32.5	L'indice d'un mélange	237
32.6	Les ondes dans les métaux	239
32.7	Approximations à basse fréquence et à haute fréquence ; profondeur de peau...	241
<b>Chapitre 33. Réflexion par les surfaces</b>		<b>247</b>
33.1	Réflexion et réfraction de la lumière	247
33.2	Les ondes dans les milieux condensés	248
33.3	Les conditions aux limites	252
33.4	Les ondes réfléchies et transmises	258
33.5	Réflexion métallique	263
33.6	Réflexion totale	265
<b>Chapitre 34. Le magnétisme de la matière</b>		<b>269</b>
34.1	Diamagnétisme et paramagnétisme	269
34.2	Moments magnétiques et moment angulaire	272
34.3	La précession des aimants atomiques	274
34.4	Diamagnétisme	275
34.5	Théorème de Larmor	277
34.6	La physique classique n'explique ni le diamagnétisme ni le paramagnétisme	279
34.7	Le moment angulaire en mécanique quantique	280
34.8	L'énergie magnétique des atomes	284
<b>Chapitre 35. Paramagnétisme et résonance magnétique</b>		<b>287</b>
35.1	États magnétiques quantifiés	287
35.2	L'expérience de Stern-Gerlach	290
35.3	La méthode des faisceaux moléculaires de Rabi	291
35.4	Le paramagnétisme des milieux matériels	295
35.5	Refroidissement par désaimantation adiabatique	300
35.6	Résonance magnétique nucléaire	301
<b>Chapitre 36. Ferromagnétisme</b>		<b>305</b>
36.1	Courants magnétisants	305
36.2	Le champ $H$	312
36.3	La courbe d'aimantation	314
36.4	Selfs à noyau de fer	317
36.5	Électro-aimants	319
36.6	Aimantation spontanée	322

<b>Chapitre 37. Milieux magnétiques</b>	<b>331</b>
37.1 Comprenons le ferromagnétisme	331
37.2 Propriétés thermodynamiques	336
37.3 La courbe d'hystérésis	338
37.4 Substances ferromagnétiques	345
37.5 Substances magnétiques extraordinaires	347
<b>Chapitre 38. Élasticité</b>	<b>353</b>
38.1 Loi de Hooke	353
38.2 Déformations uniformes	355
38.3 La barre de torsion; ondes de cisaillement	361
38.4 La poutre fléchie	365
38.5 Flambage	369
<b>Chapitre 39. Milieux élastiques</b>	<b>373</b>
39.1 Le tenseur des déformations	373
39.2 Le tenseur de l'élasticité	377
39.3 Les mouvements dans un corps élastique	380
39.4 Comportement inélastique	385
39.5 Calcul des constantes élastiques	387
<b>Chapitre 40. L'écoulement de l'eau sèche</b>	<b>395</b>
40.1 Hydrostatique	395
40.2 Les équations du mouvement	397
40.3 Écoulement permanent – théorème de Bernoulli	402
40.4 Circulation	408
40.5 Lignes de tourbillon	411
<b>Chapitre 41. L'écoulement de l'eau mouillante</b>	<b>415</b>
41.1 Viscosité	415
41.2 Écoulement visqueux	419
41.3 Le nombre de Reynolds	421
41.4 Écoulement autour d'un cylindre circulaire	424
41.5 La limite de la viscosité nulle	427
41.6 Écoulement de Couette	428
<b>Chapitre 42. Espaces courbes</b>	<b>433</b>
42.1 Espaces courbes à deux dimensions	433
42.2 Courbure d'un espace tridimensionnel	441
42.3 Notre espace est courbe	442
42.4 Géométrie dans l'espace-temps	444
42.5 La gravitation et le principe d'équivalence	445
42.6 La vitesse des montres dans un champ de gravitation	446
42.7 La courbure de l'espace-temps	451
42.8 Mouvement dans l'espace-temps courbe	451
42.9 La théorie de la gravitation d'Einstein	454
<b>Index</b>	<b>457</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*

# CIRCUITS EN COURANT ALTERNATIF

22

## 22.1 IMPÉDANCES

Le but de la plus grande partie de notre travail dans ce cours a été d'obtenir les équations de Maxwell complètes. Dans les deux chapitres précédents, nous avons discuté les conséquences de ces équations. Nous avons constaté que ces équations contiennent tous les phénomènes statiques que nous avons étudiés précédemment, ainsi que les phénomènes relatifs aux ondes électromagnétiques et à la lumière, que nous avons examinés en détail dans le Volume I. Les équations de Maxwell donnent les deux phénomènes, selon que l'on calcule les champs au voisinage des courants et des charges, ou à très grande distance. Il n'y a pas grand-chose à dire sur la région intermédiaire ; il n'y apparaît aucun phénomène particulier.

Cependant, il reste encore en électromagnétisme plusieurs sujets que nous voulons aborder. Nous voulons discuter le problème de la relativité et des équations de Maxwell – ce qui se passe lorsque l'on étudie les équations de Maxwell dans un système de coordonnées en mouvement. Il y a aussi la question de la conservation de l'énergie dans les systèmes électromagnétiques. Il y a enfin le vaste domaine des propriétés électromagnétiques des matériaux ; jusqu'à présent, mise à part l'étude des propriétés des diélectriques, nous n'avons considéré que les champs électromagnétiques dans le vide. Et, bien que nous ayons étudié les propriétés de la lumière avec quelque détail dans le Volume I, il y a encore quelques points que nous aimerions revoir du point de vue des équations du champ.

Nous voulons notamment reprendre le problème de l'indice de réfraction et plus particulièrement pour les matériaux denses. Enfin, il y a les phénomènes associés aux ondes contenues dans une région limitée de l'espace. Nous avons abordé brièvement ce genre de problème lorsque nous avons étudié les ondes sonores. Les équations de Maxwell conduisent aussi à des solutions qui représentent des ondes limitées pour les champs électriques et magnétiques. Nous aborderons ce sujet, qui a d'importantes applications techniques, dans quelques-uns des chapitres suivants. Pour approcher ce sujet, nous commencerons par étudier les propriétés des circuits électriques à basse fréquence. Nous serons alors en mesure de faire une comparaison entre les cas dans lesquels on peut utiliser les approximations quasi statiques des équations de Maxwell, et les cas dans lesquels les effets à haute fréquence sont prépondérants.

Nous descendons ainsi des hauteurs majestueuses et ésotériques des derniers chapitres et nous nous tournons vers le problème de niveau relativement bas des circuits électriques. Nous verrons cependant que même un sujet aussi ordinaire, lorsqu'on l'examine suffisamment en détail, peut contenir de grandes complications.

Nous avons déjà discuté quelques-unes des propriétés des circuits électriques dans les chapitres 23 et 25 du Vol. I. Nous reprendrons maintenant certains de ces sujets mais plus en détail. Nous allons à nouveau traiter uniquement les systèmes linéaires et les tensions et courants qui varient sinusoïdalement ; nous pourrons alors représenter toutes les tensions et tous les courants par des nombres complexes, en utilisant la notation exponentielle décrite au chapitre 23 du Vol. I. Une tension  $V(t)$  variant avec le temps s'écrira dans ces conditions

$$V(t) = \hat{V} e^{i\omega t}, \quad (22.1)$$

où  $\hat{V}$  représente un nombre complexe qui est indépendant de  $t$ . Il est, bien sûr, entendu que la véritable tension  $V(t)$  fonction du temps est donnée par la *partie réelle* de la fonction complexe du second membre de l'équation.

De même, nous poserons que toutes les autres quantités fonction du temps varient sinusoïdalement avec la même pulsation  $\omega$ . Nous écrivons donc

$$\begin{aligned} I &= \hat{I} e^{i\omega t} \quad (\text{courant}), \\ \mathcal{E} &= \hat{\mathcal{E}} e^{i\omega t} \quad (\text{f.é.m.}), \\ E &= \hat{E} e^{i\omega t} \quad (\text{champ électrique}), \end{aligned} \quad (22.2)$$

et ainsi de suite.

La plupart du temps nous écrirons nos équations en fonction de  $V, I, \mathcal{E}, \dots$  (plutôt qu'en fonction de  $\hat{V}, \hat{I}, \hat{\mathcal{E}}, \dots$ ), en nous rappelant cependant que les variations en fonction du temps sont celles données en (22.2).

Lors de notre étude précédente des circuits, nous avons supposé que des choses telles qu'inductances, capacités et résistances vous étaient familières. Nous voulons maintenant étudier d'un peu plus près ce que représentent ces éléments de circuits idéalisés. Nous commençons par l'inductance.

On fabrique une inductance en enroulant de nombreuses spires de fil pour former une bobine et en reliant les deux extrémités à deux bornes placées à une certaine distance de la bobine, comme le montre la Fig. 22.1. Nous supposons que le champ magnétique créé par les courants dans la bobine ne s'étend pas dans tout l'espace et n'entre pas en interaction avec les autres parties du circuit. C'est ce que l'on réalise habituellement en donnant à l'enroulement la forme d'un « doughnut »<sup>1</sup>, ou en confinant le champ magnétique en disposant la bobine autour d'une âme en fer, ou en mettant la bobine dans une boîte métallique appropriée, comme le montre schématiquement la Fig. 22.1. Dans tous les cas, nous supposons que le champ magnétique est négligeable dans la région externe voisine des bornes  $a$  et  $b$ . Nous allons aussi supposer que nous pouvons négliger

1. N.d.T. « doughnut » : gâteau de forme torique.

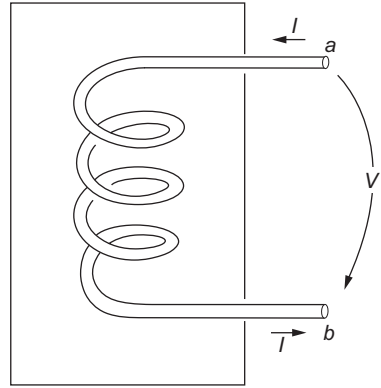


Figure 22.1 – Une inductance.

la résistance électrique du fil de la bobine. Nous supposons enfin que nous pouvons négliger la charge électrique qui apparaît à la surface d'un fil lorsque l'on crée des champs électriques.

Avec toutes ces approximations, nous avons ce que nous appelons une inductance « parfaite ». (Nous reviendrons plus tard là-dessus et nous discuterons ce qui se passe dans une inductance réelle.) Dans le cas d'une inductance parfaite nous disons que la tension entre les bornes est égale à  $L(di/dt)$ . Voyons pourquoi il en est ainsi. Lorsqu'un courant traverse l'inductance, il apparaît un champ magnétique dans la bobine, proportionnel au courant. Si le courant varie au cours du temps, le champ magnétique varie aussi. En général, le rotationnel de  $\mathbf{E}$  est égal à  $-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ ; ou, énoncé équivalent, la circulation de  $\mathbf{E}$  le long d'un contour fermé quelconque est égale et opposée au taux de variation du flux de  $\mathbf{B}$  à travers la boucle. Supposons maintenant que nous considérions le contour suivant : départ de la borne  $a$ , trajet le long de la bobine (en restant toujours à l'intérieur du fil) jusqu'à la borne  $b$ ; puis retour de la borne  $b$  à la borne  $a$  dans l'air extérieurement à l'inductance. La circulation de  $\mathbf{E}$  le long de ce parcours fermé peut s'écrire sous forme d'une somme de deux termes :

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \int_a^b \underset{\substack{\text{dans} \\ \text{la bobine}}}{\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}} + \int_b^a \underset{\substack{\text{à l'extérieur}}}{\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}}. \quad (22.3)$$

Comme nous l'avons vu auparavant, il ne peut exister de champ électrique à l'intérieur d'un conducteur parfait. (Des champs infinitésimaux créeraient des courants infinis.) Par conséquent l'intégrale de  $a$  à  $b$  le long de la bobine est nulle. Toute la contribution à la circulation de  $\mathbf{E}$  vient du trajet à l'extérieur de l'inductance de la borne  $b$  à la borne  $a$ . Puisque nous avons supposé qu'il n'y a pas de champ magnétique à l'extérieur de la « boîte », cette partie de l'intégrale est indépendante du chemin choisi et nous pouvons définir le potentiel des deux bornes. La différence de ces deux potentiels est ce que nous appelons la différence de potentiel, ou simplement la tension  $V$ , de sorte que nous avons

$$V = - \int_b^a \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}.$$

L'intégrale curviligne totale est ce que nous avons appelé précédemment la force électromotrice  $\mathcal{E}$  et est, bien entendu, égale au taux de variation du flux magnétique dans la bobine. Nous avons vu plus haut que cette f.é.m. est égale et opposée au taux de variation du courant, de sorte que

$$V = -\mathcal{E} = L \frac{dI}{dt},$$

où  $L$  est l'inductance de la bobine. Comme  $dI/dt = i\omega I$ , nous avons

$$V = i\omega LI. \quad (22.4)$$

La façon dont nous avons décrit l'inductance parfaite illustre l'approche générale des autres éléments parfaits de circuit – appelés habituellement « composants ». Les propriétés de l'élément sont complètement décrites en fonction des courants et des tensions qui apparaissent aux bornes. En faisant des approximations convenables, il est possible d'ignorer la grande complexité des champs qui apparaissent à l'intérieur de l'objet. On fait une séparation entre ce qui se passe à l'intérieur et ce qui se passe à l'extérieur.

Nous trouverons pour tous les éléments de circuit une relation comme celle de l'Éq. (22.4), dans laquelle la tension est proportionnelle au courant avec une constante de proportionnalité qui est, en général, un nombre complexe. Ce coefficient complexe de proportionnalité s'appelle l'*impédance* et est habituellement désigné par  $z$  (à ne pas confondre avec la coordonnée  $z$ ). C'est, en général, une fonction de la fréquence  $\omega$ ). Nous écrivons ainsi pour tout élément composant

$$\frac{V}{I} = \frac{\hat{V}}{\hat{I}} = z. \quad (22.5)$$

Pour une inductance, nous avons

$$z(\text{inductance}) = z_L = i\omega L. \quad (22.6)$$

Examinons maintenant une capacité du même point de vue<sup>2</sup>. Une capacité est constituée par une paire de plaques conductrices desquelles partent deux fils vers des bornes appropriées. Les plaques peuvent être de forme quelconque, et sont souvent séparées par un certain matériau diélectrique. Nous illustrons schématiquement un tel cas sur la Fig. 22.2. Nous faisons à nouveau plusieurs hypothèses simplificatrices. Nous supposons que les plateaux et les fils sont des conducteurs parfaits. Nous supposons aussi que l'isolement entre les plateaux est parfait, de sorte qu'aucune charge ne peut s'écouler à travers l'isolant d'un plateau à l'autre. Nous supposons ensuite que les deux conducteurs

2. Il y a des gens qui disent qu'on devrait désigner les *objets* par les termes « induction » et « capacité » et leur *propriétés* par « inductance » et « capacitance » (par analogie avec « résisteur » et « résistance »). Nous utiliserons plutôt les mots que vous entendrez au laboratoire. La plupart des gens disent encore « inductance » à la fois pour désigner la bobine physique et son inductance  $L$ <sup>3</sup>. Le mot « capacité » semble avoir pris le dessus – bien que vous entendrez encore assez souvent « condensateur » – et la plupart des gens préfèrent encore le son de « capacité » à celui de « capacitances ».

3. N.D.T. En France, on dit plutôt « self ».

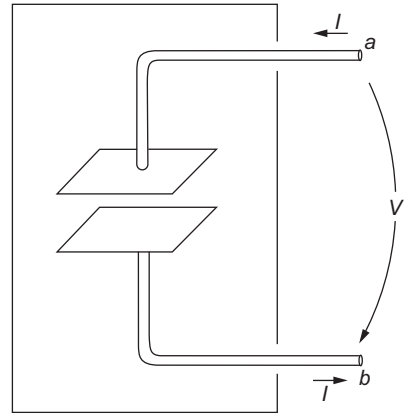


Figure 22.2 – Une capacité (ou condensateur).

sont voisins l'un de l'autre mais loin de tous les autres, de sorte que toutes les lignes de champ qui partent d'un plateau aboutissent à l'autre. Nous supposons encore qu'il y a toujours des charges égales et opposées sur les deux plateaux et que les charges sur les plateaux sont beaucoup plus grandes que les charges à la surface des fils de connexion. Nous supposons enfin qu'il n'y a pas de champs magnétiques au voisinage du condensateur.

Considérons maintenant la circulation de  $\mathbf{E}$  le long d'un contour fermé qui part de la borne  $a$ , suit le fil allant sur le plateau du haut du condensateur, traverse l'espace compris entre les plateaux, passe du plateau inférieur à la borne  $b$  en suivant le fil, et revient à la borne  $a$  dans le milieu extérieur au condensateur. Comme il n'y a pas de champ magnétique, la circulation de  $\mathbf{E}$  le long de ce parcours fermé est nulle. On peut couper l'intégrale en trois parties :

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \int_{\text{le long des fils}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} + \int_{\text{entre les plateaux}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} + \int_b^a \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}. \quad (22.7)$$

L'intégrale le long des fils est nulle, parce qu'il n'y a pas de champ électrique à l'intérieur des conducteurs parfaits. L'intégrale de  $b$  à  $a$  à l'extérieur du condensateur est égale et opposée à la différence de potentiel entre les bornes. Puisque nous avons supposé que les deux plateaux sont en quelque sorte isolés du reste du monde, la charge totale des deux plateaux doit être nulle ; s'il y a une charge  $Q$  sur le plateau supérieur, il y a une charge égale et opposée  $-Q$  sur le plateau inférieur. Nous avons vu précédemment que si deux conducteurs ont des charges égales et opposées, plus et moins  $Q$ , la différence de potentiel entre les plateaux est égale à  $Q/C$ , où  $C$  est appelée capacité des deux conducteurs. D'après l'Éq. (22.7) la différence de potentiel entre les bornes  $a$  et  $b$  est égale à la différence de potentiel entre les plateaux. Nous avons donc

$$V = \frac{Q}{C}.$$

Le courant électrique  $I$  entrant dans le condensateur par la borne  $a$  (et sortant par la borne  $b$ ) est égal à  $dQ/dt$ , taux de variation de la charge électrique portée par les plateaux.

En écrivant  $dV/dt$  sous la forme  $i\omega V$ , nous pouvons mettre la relation tension-courant pour un condensateur sous la forme suivante :

$$i\omega V = \frac{I}{C},$$

ou

$$V = \frac{I}{i\omega C}. \quad (22.8)$$

L'impédance  $z$  d'un condensateur est donc

$$z \text{ (condensateur)} = z_C = \frac{1}{i\omega C}. \quad (22.9)$$

Le troisième élément que nous voulons étudier est une résistance. Cependant, comme nous n'avons pas encore étudié les propriétés électriques des matériaux réels, nous ne sommes pas encore prêts pour discuter ce qui se passe à l'intérieur d'un conducteur réel. Nous n'avons qu'à accepter comme un fait établi qu'il peut exister des champs électriques à l'intérieur des matériaux réels, que ces champs électriques donnent naissance à un déplacement de charges électriques – c'est-à-dire à un courant – et que ce courant est proportionnel à l'intégrale du champ électrique prise d'une extrémité du conducteur à l'autre. Nous pouvons donc imaginer une résistance idéale construite comme sur le diagramme de la Fig. 22.3. Deux fils que nous supposons être des conducteurs parfaits vont des bornes  $a$  et  $b$  aux deux extrémités d'une barre faite d'un matériau résistant. Suivant notre mode de raisonnement habituel, la différence de potentiel entre les bornes  $a$  et  $b$  est égale à la circulation du champ électrique extérieur, qui est aussi égale à la circulation du champ électrique dans la barre de matériau résistant. Il en résulte donc que le courant  $I$  qui traverse la résistance est proportionnel à la tension aux bornes,  $V$  :

$$I = \frac{V}{R},$$

où  $R$  s'appelle la résistance. Nous verrons plus tard que la relation entre le courant et la tension pour des matériaux conducteurs réels n'est qu'approximativement linéaire. Nous

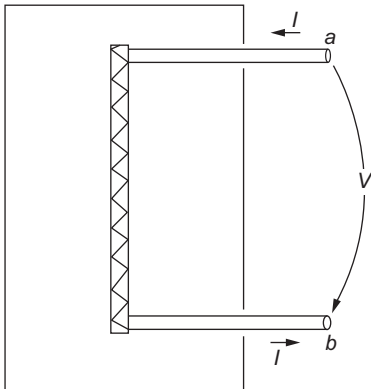


Figure 22.3 – Une résistance.

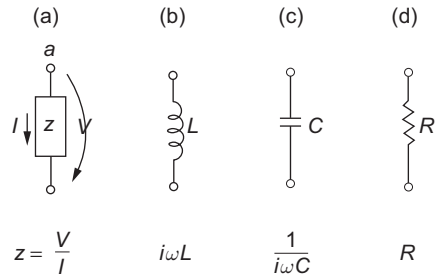


verrons aussi que l'on prévoit que cette proportionnalité approchée n'est indépendante de la fréquence de variation du courant et de la tension que si la fréquence n'est pas trop élevée. Pour nos courants alternatifs, la tension aux bornes d'une résistance est en phase avec le courant, ce qui veut dire que l'impédance est un nombre réel

$$z(\text{résistance}) = z_R = R. \quad (22.10)$$

Les résultats obtenus pour les trois éléments composants de circuit – l'inductance, la capacité et la résistance – sont résumés dans la Fig. 22.4. Dans cette figure, tout comme dans les précédentes, nous avons représenté la tension par une flèche dirigée d'une borne vers l'autre. Si la tension est « positive » – c'est-à-dire, si la borne *a* est à un potentiel *supérieur* à celui de la borne *b* – la flèche indique le sens d'une « chute de tension » positive.

Figure 22.4 – Les composants parfaits d'un circuit (passifs).



Bien que nous parlions des courants alternatifs, nous pouvons bien sûr considérer le cas particulier des circuits parcourus par des courants continus en prenant la limite lorsque la fréquence  $\omega$  tend vers zéro. Pour une fréquence nulle – c'est-à-dire pour un courant continu – l'impédance d'une inductance tend vers zéro ; elle devient un court-circuit. Pour un courant continu, l'impédance d'un condensateur devient infinie ; il devient un circuit ouvert. Comme l'impédance d'une résistance est indépendante de la fréquence, c'est le seul élément qui reste lorsque nous analysons un circuit en courant continu.

Dans les éléments de circuit que nous avons considérés jusqu'à présent, le courant et la tension sont proportionnels. Si l'un vaut zéro, il en est de même pour l'autre. Nous pensons habituellement en termes tels que ceux-ci : une tension appliquée est « responsable » du courant, ou bien un courant « donne naissance » à une tension entre les bornes ; donc en un certain sens, les éléments « répondent » aux conditions externes « appliquées ». C'est pourquoi ces éléments sont appelés *éléments passifs*. Ils peuvent donc se différencier des éléments actifs, tels que les générateurs, que nous considérerons dans le paragraphe suivant, qui sont les *sources* des courants ou des tensions oscillant dans un circuit.

## 22.2 GÉNÉRATEURS

Nous allons maintenant parler d'un élément *actif* de circuit – d'un élément qui est une source des courants et des tensions dans un circuit – c'est-à-dire, d'un *générateur*.

Supposons que nous ayons une bobine semblable à une inductance mais qui ait très peu de spires, de sorte que nous pouvons négliger le champ magnétique créé par son propre courant. Cette bobine est placée dans un champ magnétique variable tel que celui que peut créer un aimant tournant, comme le schématise la Fig. 22.5. (Nous avons vu plus haut qu'un tel champ magnétique tournant peut aussi être créé à l'aide d'un ensemble convenable de bobines parcourues par des courants alternatifs.) Nous devons à nouveau faire plusieurs hypothèses simplificatrices. Les hypothèses que nous ferons sont identiques à toutes celles que nous avons décrites dans le cas de l'inductance. Nous supposons en particulier que le champ magnétique variable n'existe que dans une région définie au voisinage de la bobine et ne se manifeste pas à l'extérieur du générateur dans l'espace compris entre les bornes.

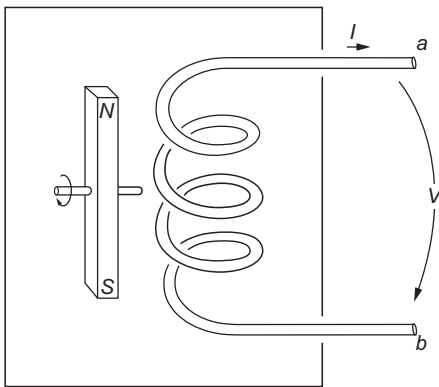


Figure 22.5 – Un générateur constitué par une bobine fixe et un champ magnétique tournant.

Suivant de près l'analyse que nous avons faite pour l'inductance, nous considérons la circulation de  $\mathbf{E}$  le long d'une boucle fermée qui part de la borne  $a$ , parcourt la bobine jusqu'à la borne  $b$  et revient à son point de départ à travers l'espace compris entre les deux bornes. Nous pouvons à nouveau conclure que la différence de potentiel entre les bornes est égale à la circulation totale de  $\mathbf{E}$  le long de la boucle :

$$V = - \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}.$$

Cette intégrale curviligne est égale à la f.é.m. dans le circuit, de sorte que la différence de potentiel  $V$  entre les bornes du générateur est aussi égale au taux de variation du flux magnétique à travers la bobine :

$$V = -\mathcal{E} = \frac{d}{dt}(\text{flux}). \quad (22.11)$$

Pour un générateur idéal nous supposons que le flux magnétique traversant la bobine est déterminé par des conditions extérieures – telle que la vitesse angulaire d'un champ magnétique tournant – et ne dépend en aucune façon des courants parcourant le générateur. Un générateur – du moins le générateur *idéal* que nous considérons – n'est donc pas une impédance. La différence de potentiel entre ses bornes est déterminée par la force électromotrice  $\mathcal{E}(t)$  arbitrairement attribuée. On représente un tel générateur idéal par le

symbole de la Fig. 22.6. La petite flèche représente la direction de la f.é.m. lorsqu'elle est positive. Une f.é.m. positive dans le générateur de la Fig. 22.6 créera une tension  $V = \mathcal{E}$ , avec la borne  $a$  à un potentiel plus élevé que celui de la borne  $b$ .

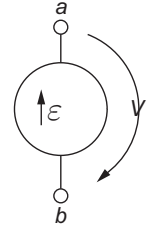


Figure 22.6 – Symbole représentant un générateur idéal.

Il existe une autre façon de construire un générateur qui est assez différente à l'intérieur mais qui est indiscernable de celle que nous venons de décrire en ce qui concerne ce qui se passe au-delà des bornes. Supposez que nous ayons une bobine de fil que l'on fait tourner dans un champ magnétique *fixe*, comme le montre la Fig. 22.7. Nous dessinons un barreau magnétique pour indiquer la présence d'un champ magnétique ; il pourrait, bien entendu, être remplacé par toute autre source de champ magnétique permanent, comme par exemple une deuxième bobine parcourue par un courant continu. Comme le montre la figure, les connexions entre la bobine tournante et le monde extérieur sont réalisées au moyen de contacts glissants ou « bagues ». Nous nous intéressons de nouveau à la différence de potentiel qui apparaît entre les deux bornes  $a$  et  $b$ , qui est bien sûr égale à la circulation du champ électrique entre la borne  $a$  et la borne  $b$  le long d'un trajet extérieur au générateur.

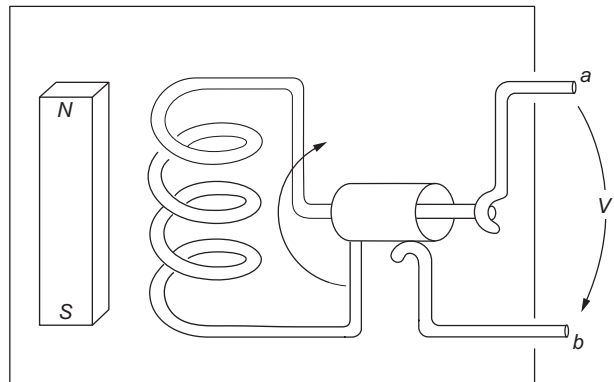


Figure 22.7 – Générateur constitué par une bobine tournant dans un champ magnétique fixe.

Dans le dispositif de la Fig. 22.7 il n'y a maintenant aucun champ magnétique variable si bien que nous pourrions nous demander à première vue pourquoi une tension apparaît aux bornes du générateur. En fait il n'y a aucun champ électrique où que ce soit à l'intérieur du générateur. Nous supposons comme d'habitude pour nos éléments parfaits que les fils à l'intérieur sont constitués par un matériau parfaitement conducteur, et comme nous l'avons dit plusieurs fois, le champ électrique à l'intérieur d'un conducteur parfait est nul. Mais ce n'est pas vrai. Ce n'est pas vrai lorsqu'un conducteur se déplace dans un champ magnétique. Ce qu'il faut dire en fait c'est que la *force* totale qui agit sur

une charge quelconque à l'intérieur d'un conducteur parfait doit être nulle. Autrement il apparaîtrait un courant infini de charges libres. Ce qui est donc toujours vrai, c'est que la somme du champ électrique  $\mathbf{E}$  et du produit vectoriel de la vitesse du conducteur et du champ magnétique  $\mathbf{B}$  – qui représente la force totale s'exerçant sur une charge unité – doit avoir la valeur zéro à l'intérieur du conducteur :

$$F/\text{charge unité} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{dans un conducteur parfait}), \quad (22.12)$$

où  $\mathbf{v}$  représente la vitesse du conducteur. Notre énoncé précédent, selon lequel il n'y a pas de champ électrique à l'intérieur d'un conducteur parfait, est bon si la vitesse du conducteur est nulle ; dans le cas contraire le résultat correct est donné par l'Éq. (22.12).

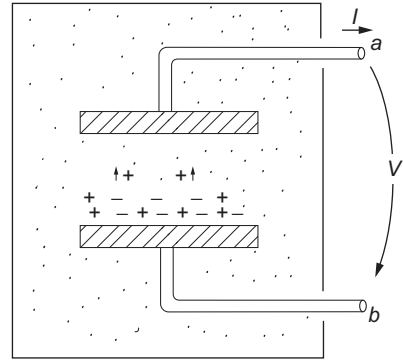
Revenant au générateur de la Fig. 22.7, nous voyons que la circulation du champ électrique  $\mathbf{E}$  de la borne  $a$  à la borne  $b$  le long du circuit conducteur du générateur doit être égale à la circulation de  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  le long du même circuit,

$$\int_a^b \underset{\substack{\text{à l'intérieur} \\ \text{du conducteur}}}{\mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}} = - \int_a^b \underset{\substack{\text{à l'intérieur} \\ \text{du conducteur}}}{(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s}}. \quad (22.13)$$

Cependant il est encore vrai que la circulation de  $\mathbf{E}$  le long d'une boucle complète, comprenant le retour de  $b$  à  $a$  à l'extérieur du générateur, doit être nulle parce qu'il n'y a pas de champ magnétique variable. La première intégrale de l'Éq. (22.13) est aussi égale à la tension  $V$  entre les bornes. Il se trouve que l'intégrale du second membre de l'Éq. (22.13) n'est autre que le taux de variation du flux à travers la bobine et est donc égale – d'après la loi des flux – à la f.é.m. dans la bobine. Nous retrouvons donc à nouveau le fait que la différence de potentiel aux bornes est égale à la force électromotrice dans le circuit, ce qui est en accord avec l'Éq. (22.11). Donc, que nous ayons un générateur dans lequel un champ magnétique varie au voisinage d'une bobine fixe, ou un générateur dans lequel la bobine se déplace dans un champ magnétique fixe, les propriétés externes des générateurs sont les mêmes. Il existe une différence de potentiel  $V$  entre les bornes qui est indépendante du courant dans le circuit mais qui ne dépend que des conditions arbitrairement imposées à l'intérieur du générateur.

Pendant que nous y sommes à essayer de comprendre le fonctionnement des générateurs en nous plaçant au point de vue des équations de Maxwell, nous pourrions aussi nous interroger sur l'élément chimique ordinaire, la pile d'une lampe de poche, par exemple. C'est aussi un générateur, c'est-à-dire une source de tension, bien qu'elle ne se rencontre que dans des circuits de courant continu. La Fig. 22.8 montre la forme d'élément la plus simple à comprendre. Nous imaginons deux plaques métalliques immergées dans une solution chimique. Nous supposons que la solution contient des ions positifs et négatifs. Nous supposons aussi que les ions d'une espèce, disons les négatifs, sont beaucoup plus lourds que ceux de polarité opposée, de sorte que leur mouvement à travers la solution, par diffusion, est beaucoup plus lent. Nous supposons ensuite que par un moyen ou par un autre on s'arrange pour que la concentration de la solution varie d'une partie du liquide à l'autre, de sorte que le nombre d'ions des deux polarités au voisinage, disons, de la plaque inférieure, est beaucoup plus grande que la concentration des

Figure 22.8 – Un élément chimique.



ions près de la plaque supérieure. À cause de leur grande mobilité, les ions positifs vont se déplacer plus rapidement dans la région de faible concentration, de sorte qu'il y aura un léger excès de charges positives arrivant à la plaque supérieure. La plaque supérieure va se charger positivement et la plaque inférieure aura une charge résultante négative.

Pendant que de plus en plus de charges diffusent vers la plaque supérieure, le potentiel de cette plaque augmente jusqu'à ce que le champ électrique résultant entre les plaques produise sur les ions des forces qui compensent exactement leur excès de mobilité. Ainsi les deux plaques de l'élément atteignent rapidement une différence de potentiel qui est caractéristique de leur construction interne.

Raisonnant comme nous l'avons fait pour un condensateur idéal, nous voyons que la différence de potentiel entre les extrémités  $a$  et  $b$  est exactement égale à la circulation du champ électrique entre les deux plaques quand il n'y a plus de diffusion d'ensemble des ions. Il y a, évidemment, une différence essentielle entre un condensateur et un tel élément chimique. Si nous court-circuitons un moment les bornes d'un condensateur, celui-ci se décharge et il n'y a plus de différence de potentiel entre les bornes. Dans le cas de l'élément chimique, on peut tirer continuellement un courant des bornes sans qu'il y ait de variation dans la f.é.m. – jusqu'à ce que les produits chimiques contenus dans l'élément soient usés, évidemment. Dans un élément réel, on trouve que la différence de potentiel entre les extrémités décroît à mesure que le courant qu'on tire de l'élément augmente. En restant dans la ligne des idéalizations que nous avons faites, nous pouvons cependant imaginer un élément parfait dans lequel la tension entre les bornes est indépendante du courant. Un élément réel peut alors être considéré comme un élément parfait placé en série avec une résistance.

## 22.3 RÉSEAUX D'ÉLÉMENTS PARFAITS ; LOIS DE KIRCHHOFF

Comme nous l'avons vu dans le dernier paragraphe, la description d'un élément de circuit idéal d'après ce qui se passe à l'extérieur de l'élément est très simple. Le courant et la tension sont liés linéairement. Mais ce qui se passe effectivement à l'intérieur de l'élément est très compliqué et il est très difficile d'en donner une description précise

avec les équations de Maxwell. Cherchez à donner une description précise des champs électriques et magnétiques à l'intérieur d'un poste de radio qui contient des centaines de résistances, de condensateurs, de selfs. L'analyse d'un tel objet avec les équations de Maxwell est une tâche insurmontable. Mais en faisant les nombreuses approximations que nous avons décrites au paragraphe 22-2 et en résumant les traits essentiels des éléments du circuit réel en termes d'éléments parfaits, il devient possible d'analyser un circuit électrique d'une façon relativement simple. Nous allons montrer maintenant comment on s'y prend.

Soit un circuit constitué d'un générateur et de nombreuses impédances reliées ensemble, comme le montre la Fig. 22.9. D'après nos approximations, il n'y a pas de champ magnétique dans la région extérieure aux éléments de circuit individuels. Donc la circulation de  $\mathbf{E}$  le long de toute courbe ne traversant aucun des éléments est nulle. Soit alors la courbe  $\Gamma$ , dessinée en pointillé, qui fait tout le tour du circuit sur la Fig. 22.9. La circulation de  $\mathbf{E}$  le long de cette courbe est faite de plusieurs morceaux. Chaque morceau est la circulation d'une borne à une autre d'un élément du circuit. Nous avons appelé cette circulation la chute de potentiel à travers l'élément de circuit. La circulation totale est alors exactement la somme des chutes de potentiel à travers tous les éléments du circuit :

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \sum V_n.$$

Comme la circulation est nulle, la somme des différences de potentiel le long de la boucle complète d'un circuit est égale à zéro :

$$\sum_{\text{autour d'une boucle quelconque}} V_n = 0. \tag{22.14}$$

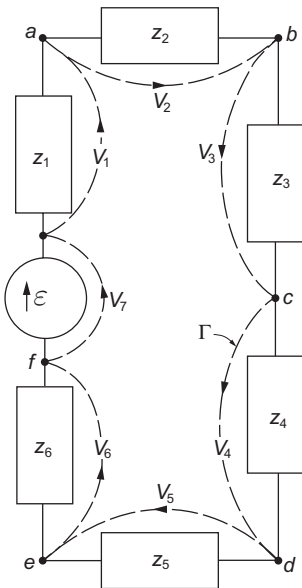


Figure 22.9 – La somme des chutes de potentiel le long d'un trajet fermé quelconque est nulle.