

Avant-propos

La théorie de la structure de bande des semi-conducteurs via la méthode $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ou, en abrégé, théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, est une suite d'évidences. Les articles fondamentaux datant du milieu du vingtième siècle, on peut dès lors se demander s'il est bien utile d'écrire un livre sur ce sujet au troisième millénaire. La réponse tient en deux points : le premier est que la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ est une longue suite et que, chaque terme s'appuyant sur le précédent, raccourcir la suite revient à la rendre moins évidente. Le second point est que les articles de base, dont l'aspect novateur n'a souvent d'égal que leur côté elliptique, comportent nombre de sous-entendus. Si la longue suite est, d'un point de vue pédagogique, incompressible, on peut s'attaquer au second point et le but de cet exposé est précisément de rendre clairs les sous-entendus. De façon plus précise, il s'agit de montrer de façon explicite comment la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ permet non seulement de décrire la structure de bande des semi-conducteurs, d'interpréter les expériences et d'en déduire nombre de paramètres fondamentaux, mais aussi de connaître d'une manière très détaillée les fonctions d'onde, ce qui est indispensable, entre autres, quand on veut comprendre certains aspects de l'électronique de spin, ou spintronique, domaine dans lequel le spin ne se réduit pas à l'introduction d'un coefficient deux.

Dans les semi-conducteurs, contrairement aux métaux, ce sont les extrema de bandes, aux symétries connues, qui jouent un rôle essentiel, déterminant nombre de propriétés physiques. La théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ est une méthode analytique de résolution de l'équation de Schrödinger qui exploite ces propriétés de symétrie et s'apparente à un développement limité des énergies et des fonctions d'onde autour d'un extremum. L'aspect analytique permet de comprendre nombre d'aspects fondamentaux, comme le lien entre la largeur de la bande interdite et la masse effective de la bande de conduction et la raison pour laquelle ce lien n'existe pas pour la bande de valence. Il est faux de croire que cette théorie est condamnée à une utilisation restreinte autour d'un vecteur d'onde et/ou d'une énergie donnée car, si besoin est, on peut décrire les bandes pour tout vecteur d'onde et toute énergie, mais dans ce dernier cas, au demeurant fort utile, le calcul numérique devient nécessaire.

À ce point, il est utile de préciser que ce cours s'adresse à des étudiants de Master ou de Grandes Écoles qui désirent mieux comprendre ce qu'est un semi-conducteur et aussi à ceux qui vont préparer une thèse et qui veulent prendre connaissance des articles fondamentaux rarement explicités par ailleurs, ainsi qu'à des chercheurs qui veulent rapidement se mettre au courant de ce qui est connu dans des domaines spécifiques, comme l'interaction exciton-photon ou l'influence d'un champ magnétique. Cela nécessite de connaître quelques éléments de mécanique quantique, mais peu de physique du solide, dont les ingrédients nécessaires sont rappelés au fur et à mesure, ou de théorie des groupes dont une approche intuitive a été systématiquement privilégiée.

Introduction

La théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ a vu le jour en 1938 dans un article de Bardeen. Appliquée initialement aux métaux où elle est difficilement utilisable, cette théorie, reprise dans un livre de Seitz en 1940, resta sans lendemain dans les conducteurs. Il fallut attendre 1950 pour que Shockley, trois ans après avoir inventé le transistor avec Brattain et le même Bardeen, eut l'idée d'utiliser la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ dans les semi-conducteurs. Il utilisa une méthode de perturbation due à Van Vleck pour décrire, au voisinage du centre de la zone de Brillouin, la bande de valence qui est dégénérée comme venaient de le comprendre les physiciens. Quatre ans plus tard, Elliott réussit à tenir compte de l'influence du couplage spin-orbite, en montrant que la solution était analytique. Néanmoins, parus quasiment simultanément en 1955, les articles les plus cités dans ce domaine sont les articles de Luttinger et Kohn et de Dresselhaus-Kip-Kittel qui étudièrent en détail la bande de valence. L'article de Luttinger et Kohn explicite les fonctions d'onde de la bande de valence en tenant compte du spin, i.e. en prenant en compte le couplage spin-orbite, et contient l'extension de la théorie des perturbations de Van Vleck à des niveaux non dégénérés. Cette même année, Dresselhaus étudia les particularités des semi-conducteurs sans centre d'inversion, tel GaAs par opposition au silicium ou au germanium qui sont centro-symétriques ; ces spécificités prennent toute leur importance quand on étudie nombre de phénomènes liés au spin de la bande de conduction notamment. En 1956, Luttinger montra comment on peut décrire la bande de valence non par des matrices, ce qui avait toujours été le cas jusqu'alors, mais par des opérateurs ; de plus, Luttinger montrait que l'effet Zeeman de la bande de valence est anisotrope et donnait la description des niveaux de Landau de cette même bande. Peu après en 1957, dans l'article le plus célèbre de la littérature relative aux semi-conducteurs, Kane effectua un progrès décisif en décrivant simultanément la bande de conduction et la bande de valence. En 1959, Roth, Lax et Zwerdling calculèrent le facteur de Landé de la bande de conduction. En 1966, Pidgeon et Brown unifièrent les descriptions de Luttinger-Kohn et de Kane et, la même année, Cardona et Pollak montrèrent que la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ peut être utilisée pour décrire toute la zone de Brillouin et donc que le terme $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ne peut, dans le cas général, être considéré comme une "petite" perturbation. Dès lors l'essentiel de la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ de la structure de bande était acquis. L'histoire de la structure

de bande via la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ n'était évidemment pas terminée mais, de façon très (trop) schématique, on peut dire que ce qui a suivi a surtout permis soit d'utiliser le modèle de Kane, soit d'étendre la validité de ce modèle, amélioré par Pidgeon et Brown. Dans les années qui suivirent 1970, Baldereschi et Lipari s'attaquèrent avec succès au problème de l'accepteur, dont la solution nécessite en fin de compte l'utilisation de méthodes numériques. En 1975, Kane utilisa leur théorie pour décrire l'exciton dans les semi-conducteurs réels. En 1977, le résultat de Kane fut approfondi par Altarelli et Lipari. Du point de vue de la physique fondamentale, l'étude des semi-conducteurs aurait pu être considérée comme quasiment terminée si la fin du vingtième siècle n'avait vu l'apparition, d'une part, des semi-conducteurs dits semi-magnétiques ou magnétiques dilués et, d'autre part, des hétérostructures ou semi-conducteurs de basse dimension qui, après avoir été à "deux dimensions" (plans quantiques, d'où sont nés les effets Hall quantifiés, entier ou fractionnaire, et super-réseaux), puis à "une dimension" (fil quantique), ont fini par être à "zéro dimension", systèmes communément appelés boîtes quantiques. Ces nouveaux types de semi-conducteurs ont complètement renouvelé le sujet et les recherches attenantes utilisent toute la panoplie de ce qui est connu sur les semi-conducteurs massifs. Le but principal de ce livre est de donner l'essentiel de ce qu'il faut savoir pour pouvoir aborder ces nouveaux matériaux.

Dès que les semi-conducteurs furent identifiés comme tels, et donc distingués des isolants, dont ils sont une classe particulière, il devint clair que les principales propriétés de transport, d'où est né le transistor et donc toute l'électronique actuelle, sont des propriétés extrinsèques, ce qui en fait un objet assez curieux et explique aussi les difficultés d'étude au début de leur existence. La combinaison avec l'optique permet de connaître la largeur de la bande interdite puis de déterminer l'énergie de liaison des dopants, qui sont vitaux pour l'électronique. Les liens entre la largeur de la bande interdite, les propriétés des dopants et les densités de porteurs sont déterminés par la statistique des semi-conducteurs. Ce qui gouverne tout cela est la structure de bande, i.e. l'énergie des électrons en fonction du vecteur d'onde. Cette structure de bande, dont la bande interdite est un élément, peut en principe être déterminée par des méthodes *ab initio*. Cependant, et malgré les énormes progrès enregistrés depuis le milieu du vingtième siècle, la bande interdite ainsi obtenue est de l'ordre d'un coefficient deux inférieure à la réalité ce qui n'est pas complètement satisfaisant, quand on sait que dans un semi-conducteur tel l'arséniure de gallium la précision expérimentale est de cinq chiffres significatifs, soit le dixième de millielectron-volt : cela explique le succès de théories alternatives. Très sommairement, on peut diviser les théories en deux catégories : celles à peu de paramètres "libres", comme par exemple le pseudo-potential, et celles où les paramètres sont ajustables tels les Combinaisons Linéaires d'Orbitales Atomiques (dont quelques éléments seront exposés au chapitre un) et la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. Ces deux dernières théories sont donc étroitement liées aux expériences

et, en revanche, permettent soit d'interpréter les résultats expérimentaux, qui sans cela resteraient une suite de nombres sans signification, soit de prévoir des résultats qui servent aussi de tests à la théorie. Il est banal de dire qu'aucune théorie n'est "meilleure" qu'une autre, tout dépend du but poursuivi. La théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ a deux intérêts majeurs. Le premier est que, dans nombre de cas, c'est une théorie analytique, ce qui facilite l'aspect intuitif, entraîne une compréhension en profondeur des propriétés des bandes et fonctions d'onde au voisinage de la bande interdite et laisse entrevoir ce qui se passe quand on est obligé de passer à un aspect numérique dont l'importance est croissante. Le deuxième intérêt de cette théorie est qu'elle permet d'aborder des problèmes tels l'influence des champs magnétiques (facteur de Landé, niveaux de Landau) et d'en tirer des paramètres expérimentaux, ce qui est quasi-inabordable par d'autres méthodes.

Dans un premier temps la théorie $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ consiste à construire, sous forme de matrices, des hamiltoniens dont les valeurs propres donnent la structure de bande au voisinage d'une certaine énergie. Pour construire ces matrices, il est évidemment primordial de savoir sur quelles bases on les construit et donc de connaître les fonctions d'onde qui servent de base. Stricto sensu, il est nécessaire d'utiliser la théorie des groupes. Cependant nous avons adopté le point de vue de Condon et Shortley : *"Nous souhaitons faire quelques remarques concernant la place de la théorie des groupes dans l'étude de la mécanique quantique... Nous nous arrangeons pour nous en passer... Quand un physicien désire apprendre de nouveaux développements théoriques, un des grands obstacles est que cela comporte le plus souvent de nouvelles techniques mathématiques, avec lesquelles il est en général peu familier... Cela ne veut pas dire que nous sous-estimons la théorie des groupes... C'est simplement que les nouveaux développements apportent avec eux tellement de choses à apprendre qu'il nous semble inopportun d'ajouter cette charge supplémentaire à un ensemble déjà bien lourd."* Cette idée directrice devrait permettre à un lecteur peu au fait de la théorie des groupes de comprendre l'essentiel de ce livre. La théorie des groupes court-circuitée, on peut alors construire, sans difficulté excessive, des matrices de taille arbitraire. Ce calcul formel n'a cependant aucun intérêt si l'on ne sait rien des termes importants comme ceux qui jouent le rôle essentiel au voisinage de la bande interdite, bande de conduction et bande de valence. C'est en ce sens que les expériences (d'optique en l'occurrence) qui donnent, via un minimum d'interprétation, l'information sur l'ordre des niveaux d'énergie, donc les niveaux utiles et les symétries correspondantes sont indispensables. C'est bien l'intrication théorie-expérience qui permet de dégager les informations pertinentes.

Ce manuel ne suit pas l'ordre chronologique car cela nécessiterait d'incessants retours. Il a au contraire été adopté un agencement qui permet, à l'exception de quelques rappels non spécifiques aux semi-conducteurs, d'avoir une lecture linéaire. Cela ne signifie nullement que, pour lire un chapitre ou même un paragraphe donné, il faille avoir lu tout ce qui précède. Par exemple, savoir

grosso modo ce qu'est une bande de conduction permet de lire directement le paragraphe consacré au donneur. De même, les chapitres concernant les phénomènes de transport peuvent être lus indépendamment de la partie sur l'optique. Enfin, il arrive que les notations utilisées dans un chapitre soient explicitement rappelées ultérieurement, et non pas seulement renvoyées à un numéro d'équation, pour faciliter la lecture.

Cet ouvrage est divisé en trois parties, plus des annexes.

La première partie est consacrée à la structure électronique, i.e. à la description des fonctions d'onde, à la construction des éléments de matrice et enfin des hamiltoniens. Comme dit ci-dessus, la première chose à connaître est la base sur laquelle on construit les matrices. En pratique cela consiste à connaître la symétrie des fonctions d'onde des niveaux pertinents. Il y a plusieurs niveaux de lecture. Tout d'abord, sans spin, on peut s'en tenir à la théorie des groupes qui donne les symétries des fonctions. Une fois que l'on a cela, on peut en déduire les éléments de matrice entre les différentes fonctions. Le point de vue adopté ici est inverse, conformément à ce qui a été annoncé plus haut. On construit (en utilisant les Combinaisons Linéaires d'Orbitales Atomiques) des fonctions d'onde ayant la bonne symétrie et, moyennant quelques généralisations raisonnables, on en déduit les propriétés des fonctions d'onde et des éléments de matrice. L'avantage majeur est que cela rend les résultats quasi intuitifs. Naturellement tout cela n'a de sens que parce qu'il existe des démonstrations rigoureuses provenant de la théorie des groupes. Ensuite, on peut s'occuper du spin, c'est à dire de l'influence du couplage spin-orbite (sans lequel il suffirait de doubler les matrices précédentes). Là, le problème change complètement. En principe on peut toujours utiliser la théorie des groupes. En pratique, on ne le fait jamais dans les semi-conducteurs où l'on fabrique des fonctions mélangées de spin à partir des fonctions sans spin en rajoutant, dans l'hamiltonien sans spin, l'hamiltonien du couplage spin-orbite. En fin de compte, et ce qui n'est nullement évident, on obtient pour les fonctions mélangées de spin des fonctions formellement très proches de celles utiles dans les atomes, alors que les fonctions sans spin n'ont que peu de rapport avec celles de la physique atomique. Tout cela est développé en détail dans le chapitre 1 où est également précisée la distinction entre semi-métal et semi-conducteur.

La théorie des perturbations qui sous-tend l'ensemble est développée chapitre 2. On y trouvera certaines démonstrations difficilement accessibles par ailleurs. Le lecteur pressé n'aura besoin que de parcourir la section 2.2.

C'est à partir du chapitre 3 que l'on construit, sous forme de matrices, les hamiltoniens. On considère systématiquement la matrice la plus petite possible donnant l'information utile sur un problème donné, ce qui permet de dégager l'essentiel de la physique et c'est seulement quand cette matrice devient in-

suffisante que l'on augmentera sa taille en sachant que ce que l'on gagne en précision est payé par une description devenant vite beaucoup plus complexe. Au delà d'une certaine taille on perd l'aspect analytique et le calcul numérique devient obligatoire. Il faut donc être sûr que l'augmentation de taille est nécessaire pour que les inconvénients (la lourdeur) ne soient pas supérieurs aux avantages (la précision). En réalité, le problème est plus subtil. Une fois la taille augmentée, on revient, chaque fois que cela est possible, à la matrice initiale plus ou moins modifiée via la théorie des perturbations exposée au chapitre 2 et tenant compte de la matrice de taille élevée. On suit ainsi pas à pas l'apport de la nouvelle matrice. Tout cela donne l'esprit du manuscrit. Les hamiltoniens fondamentaux sont construits de proche en proche. En pratique, le problème se décompose en deux parties bien distinctes. La première partie est la construction des hamiltoniens sans tenir compte du spin, la deuxième prend en compte le spin i.e. le couplage spin-orbite. En principe on pourrait utiliser la théorie des groupes pour obtenir directement les hamiltoniens intégrant le couplage spin-orbite, et cependant, comme dit auparavant, c'est ce que l'on ne fait jamais dans les semi-conducteurs où l'on préfère fabriquer ces hamiltoniens en partant des hamiltoniens sans spin et en rajoutant le couplage spin-orbite au coup par coup. Cette façon de faire permet à la fois d'avoir une base explicite pour les hamiltoniens prenant en compte le couplage spin-orbite et d'obtenir des hamiltoniens dont les éléments de matrice sont simplement des combinaisons linéaires de ceux obtenus sans spin. Procéder autrement conduirait à des calculs inextricables.

Le chapitre 4 est la suite du chapitre 3 mais les hamiltoniens ne sont plus systématiquement donnés sous forme de matrices, la forme d'opérateurs étant souvent préférable. Naturellement l'opérateur étant connu, il n'est pas difficile d'obtenir la matrice correspondante, l'inverse étant très difficile. Pour obtenir ces opérateurs, la méthode intuitive utilisée auparavant s'écroule et, cette fois, la théorie des groupes (plus précisément la théorie des représentations) devient incontournable. Le choix a été délibérément fait de ne pas donner les démonstrations et de renvoyer aux articles d'origine, en pratique un seul, celui de Luttinger de 1956, les autres opérateurs s'en déduisant. Un certain nombre de compléments sont donnés dans ce chapitre comme les hamiltoniens de contrainte, du donneur avec sa solution analytique, de l'accepteur, ou de la wurtzite qui est "presque" comme celui d'un semi-conducteur cubique comprimé. Une attention particulière a été portée aux semi-conducteurs, tel l'arséniure de gallium, qui n'ont pas de centre d'inversion. Ce manque de symétrie a des suites importantes si l'on tient compte simultanément du couplage spin-orbite. Cela entraîne des levées de dégénérescence qui ont des conséquences multiples en spintronique. Le corps du texte prend cela en compte et quelques démonstrations sont données en appendice. Enfin une section est dévolue à expliquer ce qu'est un hamiltonien effectif dont l'hamiltonien dit de masse effective est un cas particulier, presque trop simple pour en comprendre les implications, et une autre au problème des

ondes évanescentes (celles qui ont une énergie à l'intérieur de la bande interdite), dont l'utilité est faible dans les semi-conducteurs massifs, mais qui sont fondamentales dans les super-réseaux.

Ce qui précède est plus ou moins nécessaire, selon le domaine envisagé et la précision désirable, pour lire sans trop de problème le reste de la littérature sur les semi-conducteurs. Cela ne veut évidemment pas dire que tout s'en déduit automatiquement et sans effort, mais signifie seulement que le lecteur devrait être armé pour la suite. À partir de là s'ouvrent plusieurs voies et l'ordre n'a plus guère de sens. Comme l'influence des champs magnétiques et l'étude des hétérostructures ne sont spécifiques ni de l'optique ni du transport, ces deux domaines ont été arbitrairement logés dans la première partie. Cela se justifie dans une certaine mesure pour les champs magnétiques, car ils apportent de précieuses indications sur la valeur des éléments de matrice, et se justifie moins pour les hétérostructures.

L'influence d'un champ magnétique, faible qui entraîne l'effet Zeeman, fort qui conduit aux niveaux de Landau, est abordé au chapitre 5. Un des intérêts de ce chapitre est de montrer comment la mesure du facteur de Landé apporte des informations précieuses sur la valeur des éléments de matrice définis au chapitre 1 et utilisés dans les chapitres 3 et 4. On verra notamment comment des perturbations du troisième ordre, qui pourraient sembler jouer un rôle mineur, y jouent un rôle majeur dans la mesure où elles sont plus importantes que celles du second ordre et donc modifient fortement l'interprétation des résultats expérimentaux. C'est un des rares exemples qui mettent en défaut la première phrase de l'avant-propos sur l'aspect évident de la théorie développée dans ce manuscrit. Bien que le calcul lui-même ne présente aucune difficulté, le résultat n'est pas vraiment intuitif. On peut, ici, faire une remarque. On pourrait espérer que, jointe aux autres types de mesure comme celles liées à l'optique (cf. la partie II) ou celles résultant de la résonance cyclotron (cf. la partie III), la mesure du facteur de Landé permette d'avoir un ensemble de résultats expérimentaux qui entraîne plus de contraintes qu'il n'y a de paramètres disponibles de sorte que les paramètres, ici la valeur des éléments de matrice, seraient connus sans ambiguïté. Non seulement ce n'est pas le cas, mais en plus certains résultats difficiles à atteindre expérimentalement et seulement connus via la théorie du pseudo-potentiel ou des Combinaisons Linéaires d'Orbitales Atomiques, sont difficilement compatibles avec les données observées quelle que soit la valeur attribuée aux éléments de matrice. Cela montre seulement qu'il reste des progrès à faire et qu'aucune théorie n'est à l'heure actuelle achevée.

L'étude des hétérostructures justifierait au moins un volume à elle seule. Ce n'est évidemment pas le point de vue qui a été adopté ici, où seuls quelques éléments constitutifs ont été abordés au chapitre 6, avec un soin particulier pour la bande de valence qui pose des problèmes spécifiques. La littérature sur

les hétérostructures est énorme et le lecteur est renvoyé à la bibliographie de la fin du livre, plus évidemment toute celle qu'il trouvera sur la toile.

La partie optique (la deuxième partie) n'aborde en fait que l'absorption et quelques expériences de luminescence. Dans ce dernier cas, ce sont bien souvent les excitons qui dominent et donc l'étude du couplage photon - exciton est nécessaire. Encore faut-il, pour cela, avoir un minimum de connaissances sur le cas plus général du couplage photon-dipôle électrique, ce qui n'est pas toujours le cas. On commence donc par rappeler au chapitre 7 le minimum nécessaire à connaître sur l'indice optique, l'absorption en description classique (non-quantique). Tout cela est connu mais épars dans la littérature et il a semblé utile de rassembler ceci de sorte que l'application aux semi-conducteurs se fasse naturellement. De même, comme c'est surtout la mécanique quantique à un électron qui est enseignée, tout lecteur ne sera pas forcément féru des subtilités de l'interaction d'échange entre électrons. Comme cette dernière joue un rôle très important dans les excitons, il a semblé opportun de rappeler, dans le cas simple de la molécule d'hydrogène décrite au chapitre 8, ce qu'il faut savoir sur ce sujet avant de l'étudier dans le cas, moins simple, de l'exciton auquel le chapitre 9 est consacré. L'absorption, bande à bande i.e. de la bande de conduction à la bande de valence, puis l'absorption excitonique est expliquée chapitre 10 et illustre tout ce qui précède. La propagation de la lumière dans le cristal est liée à l'interaction d'échange électron-trou, d'où les rappels énoncés ci-dessus, et décrite dans le chapitre 11. Il doit être bien clair que la partie II, ne couvre qu'une faible partie de l'optique. Faute de place, n'y figurent ni l'effet Brillouin, ni l'effet Rayleigh, ni l'effet Raman, ni la luminescence où la statistique est indispensable, ni l'optique liée au spin dont seul un aperçu est donné au chapitre 10, etc. Le contenu de ce mémoire doit permettre d'aborder tout cela avec les connaissances requises.

La troisième partie traite des phénomènes de transport et commence à un niveau élémentaire rappelé au chapitre 12 complété par les expériences fondamentales que sont l'effet Hall et la résonance cyclotron décrites au chapitre 13. Ce niveau élémentaire ne peut se maintenir indéfiniment comme le montre le chapitre 14 où est abordé l'équation de Boltzmann usuelle, qui ne présente pas de difficultés, et où, à titre d'exemple, est expliqué comment la diffusion sur une impureté ionisée limite la mobilité. L'équation de Boltzmann multibandes est moins simple mais indispensable dès lors que l'on veut étudier le transport dans les hétérostructures ou même la bande de valence dans les semi-conducteurs massifs. La résolution de ce problème multibandes est due à Siggia et Kwok et est présentée en détail car la démonstration est quasiment introuvable par ailleurs. Le choc avec les phonons limite également la mobilité mais l'interaction d'un électron avec phonon est moins simple que celle avec une impureté ionisée et le chapitre 15 y est consacré. Enfin, à la fois à titre d'exemple des particularités des hétérostructures et des phénomènes de transport, le chapitre

16 montre comment on peut calculer la mobilité dans les semi-conducteurs à deux dimensions. De même que la partie optique, la partie transport est fort incomplète. Pour ne citer qu'un seul exemple, rien n'est dit sur les oscillateurs de Bloch.

Les différents compléments d'information ont été séparés en ce qui a été arbitrairement appelé appendices, en fin de chapitre, et annexes, en fin du volume. La majorité des annexes a pour but de rassembler des informations éparses et donc de faire gagner du temps au lecteur ; les autres éclairent des points pour lesquels l'information n'est pas vraiment facile à trouver. Dans les annexes, on trouvera successivement : a) un rappel des principales notations et relations du manuscrit ; b) un bref exposé sur la seconde quantification avec quelques exemples, ce qui peut, entre autres, permettre de lire sans problème le chapitre consacré à l'interaction électron-phonon ; c) quelques définitions de la transformée de Fourier (baptisée transfouriée) spécifiques à la physique des solides et/ou aux semi-conducteurs et qui ne sont pas les définitions que l'on trouve usuellement dans les livres de mécanique quantique ; d) un court exposé sur les approximations, présentées de la façon la plus unifiée possible, de Thomas-Fermi et Debye-Hückel, en se rappelant que ceci n'est qu'une approche simple de l'écrantage de l'interaction de Coulomb, écrantage indispensable car la loi de Coulomb de portée infinie conduit à une section efficace infinie et donc à une mobilité nulle ; e) un aperçu (un volume serait nécessaire) sur la relaxation de spin à titre d'illustration de la première partie ; f) une définition en même temps qu'un calcul de la résistance tunnel ; g) le lien qui existe entre l'approximation de Born et la transfouriée d'une fonction d'autocorrélation décrivant la position aléatoire des défauts, l'application étant la rugosité de surface ; h) comment on passe de la définition générale du courant de probabilité à ce qui est utilisable dans les semi-conducteurs, le but étant de montrer quelques sous-entendus reliés à ce passage ; i) la matrice utile pour décrire l'énergie sur toute la zone de Brillouin ; j) les coefficients de Clebsch-Gordan utiles dans les semi-conducteurs de type diamant et blende de zinc ; k) la valeur de quelques constantes.