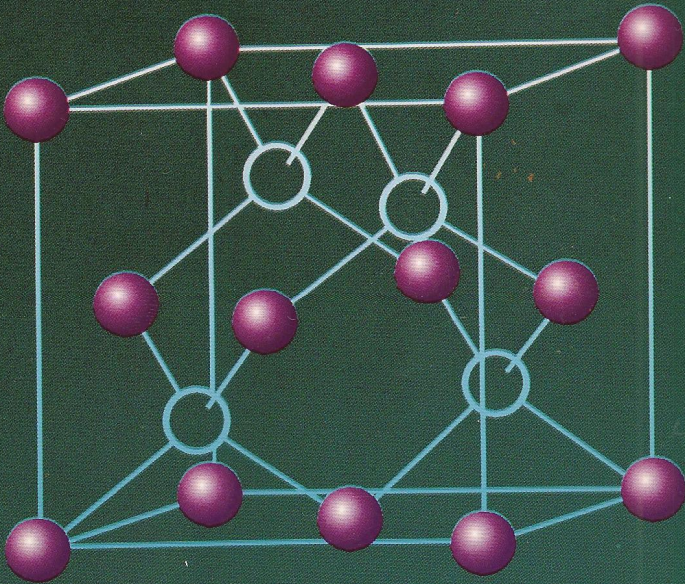




۸۳

فيزيك حالت جامد

نوشته: ام.ان. روفن و جی. ویلسون
برگردان: دکتر محمد رضا سرکرده‌ای



بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

رهیافتی ساده به فیزیک حالت جامد

مؤلف:

رودن و ویلسن

مترجم:

دکتر محمد رضا سرکرده‌ای

پیشگفتار

فیزیک حالت جامد یکی از عمده‌ترین و در عین حال جوانترین شاخه‌های دانش فیزیک است که در گسترش علوم و تکنولوژی نقش ارزنده و گسترده‌ای داشته است. سهم این علم به ویژه در چند دهه اخیر انکارناپذیر است.

فیزیک حالت جامد، در وسیع‌ترین معنایش، عبارتست از بررسی و مطالعه اجسام بلورین کامل و ناکامل، ساختار الکترونی، و ویژگیهای جامدها. دامنه آن از درک و دریافت نظری این پدیده‌ها از بنیادی‌ترین نقطه نظرها و دیدگاهها تا کاربرد تکنیکی و صنعتی جامدها گسترده است.

در این زمینه کتابهایی نه چندان کم نوشته شده است. کتابی که پیش روست نیز مفاهیم مهم فیزیک حالت جامد را معرفی می‌کند. کتابی ست مفید برای دانشجویانی که کمتر با مباحث این علم آشنایی دارند و از طرفی به حداقل دانش مقدماتی درباره این موضوع نیز نیاز دارند. کتابهای نوشته شده تاکنون، اغلب، هر چند بسیار عالی، به طرز مشگل و سنگین به کاربرد مفاهیم پرداخته‌اند و تماماً برای دانشجویان سالهای نخستین دوره لیسانس نامأنوس است. و معمولاً هدفشان بر سالهای آخر این دوره و دوره‌های عالی‌تر متمرکز شده است. در رفع این کمبود است که کتاب کنونی تهیه شده است.

کتاب با مروری بر ناتوانی فیزیک کلاسیک آغاز می‌شود، و به بررسی کاربرد مکانیک کوانتومی در ترازهای انرژی آنها و جامدها می‌پردازد. آنگاه از ساختار جامدهای بلورین سخن می‌گوید. فصلهای چهارم و پنجم به خواص فیزیکی جامدها اختصاص دارد، با تأکید بر ویژگیهای الکترونیکی و نیمه رساناها. سرانجام عقاید بررسی شده بخشهای پیش در مورد ابزارهای حالت جامد شناخته شده به کار می‌رود.

رهیافت کتاب، لزوماً، سراسر توصیفی و کیفی ست، و نویسندگان کتاب هدف اصلی شان را در بنیان نهادن مقدمات دانش فیزیک، تا آنجا که ممکن بوده، به طور مستقیم بیان کرده‌اند. این کتاب متن مناسبی برای دانشجویان سالهای نخستین دوره لیسانس فیزیک و الکترونیک، و نیز رشته‌های وابسته است.

فهرست مطالب

پیشگفتار	دو
فصل اول - جنبه‌های فیزیک نو	۱
فصل دوم - باندهای انرژی بلورین	۲۲
فصل سوم - ساختار جامدهای بلورین	۴۹
فصل چهارم - ویژگی‌های الکتریکی، گرمایی، و اپتیکی جامدها	۸۳
فصل پنجم - ویژگی‌های مغناطیسی جامدها	۱۲۰
فصل ششم - ابزارهای نیمه‌رسانا	۱۴۲

ضمیمه

معرفی کتاب

واژه‌نامه

فصل اول

جنبه‌های فیزیک نو

بیشتر خواننده‌های این کتاب به طور کامل با بسیاری از جنبه‌هایی که امروز فیزیک «کلاسیک» نامیده می‌شود آشنایی دارند. در این مورد لازم است از قوانین حرکت نیوتن، قوانین نور هندسی، ارتعاش امواج صوت، و تمامی پدیده‌های دیگر آگاهی داشته باشند. این دقیقاً موقعیتی بود که فیزیکدان‌ها در اواخر سده گذشته خود را در آن موقعیت یافتند. همه قوانین بنیاد شده در طی دوران طولانی امتحان و به اثبات رسیده بود، و قطع نظر از یک دو مورد اختلاف، این که نور از سیلان ذره‌ها درست شده بود یا نهاد* موجی داشت، به نظر می‌رسید همه چیز کاملاً در جای خود قرار داشت. هیچ دلیل قابل درکی وجود نداشت تا در اعتبار بر فرضیه‌هایی تردید شود که بوسیله نامهایی بزرگ چون نیوتن، هوک، و فارادی پیشنهاد شده بود.

اما، می‌رفت که در دنیای فیزیک جهشی روی دهد تا طرز تلقی فیزیکدان‌ها را برای همیشه تغییر دهد. موقعیت دقیقاً شبیه چیزی بود که در دنیای موسیقی می‌گذشت. در پایان سده نوزدهم، مردم کاملاً با کارهای باخ، بهوون، و موتسارت آشنایی داشتند. آنان در سنت موسیقی «کلاسیک» رشد یافته بودند. بنابراین، شگفتی آور نیست که نخستین کارهای آهنگسازی چون استراوینسکی و بارتوک نامفهوم می‌نمود و آشکارا مغایر تمامی قوانین کاملاً بنیاد شده ضرب، هم‌نوايي و ترکیب بود. با این همه، موسیقی «نو» گسترش یافت و امروز از تحسین گروهی وسیع از شنونده‌ها برخوردار است.

پس چرا «جهش فیزیکی» چنین دیر فرا رسید؟ بیشتر به دلایل فنی، تا نیمه سده گذشته، آزمون‌ها تنها می‌توانست ب پدیده‌هایی با مقیاس بزرگ بپردازد؛ مثل برخورد گوی‌های کشسان*، ارتعاش امواج تار، و سقوط آزاد در اثر گرانی*. تنها هنگامی که مطالعه پدیده‌های با مقیاس کوچک ممکن شد: مثل برخوردهای اتمی، تغییر حالت‌های انرژی اتمها، و برهمکنش* نور با ماده، نارسایی‌های نظریه* کلاسیک رو به آشکار شدن نهاد. علاوه بر این، هرگز به اندیشه کسی راه نیافت که به «درون» اتم بنگرد، چرا که باور داشتند اتم هیچ ساختاری* ندارد.

(* با نشانه ستاره، هر کجا بیاید، به بخش واژه‌ها، پایان کتاب، مراجعه کنید.

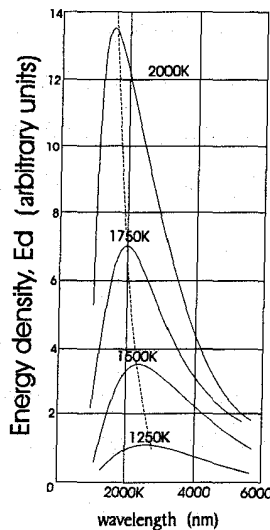
انقلاب که آغاز شد، نیروی حرکت فراهم آمد؛ فنون عملی ظریف به نحوی افزون شونده تکامل یافت، و بیشتر و بیشتر نظریه‌های پیشرفته‌یی برای تشریح نتیجه‌های عملی عرضه شد. از اینرو، به فاصله چند سال جی.جی. تامسن، وجود الکترون (یکای بنیادی الکتربسته) را نمایشگر ساخت؛ بکرل رادیو اکتیویته طبیعی را کشف کرد، و رتنگن پرتوهای X را باز شناخت. در همین زمان، پلانک فرضیه‌ای را عرضه کرد که بنابر آن انرژی تابشی، در برهمکنش با ماده، چنان عمل می‌کرد که گویی «کوانتیده»* بود - یعنی، انگار انرژی به مقدارهای ناپیوسته بسیار کوچک وجود داشت. این فرضیه سرانجام به گسترش مکانیک کوانتومی منتهی شد. هم چنین در همین دوره، اینشتین مفهومهای بنیادی فیزیک را باز شناخت و به نظریه نسبیتش دست یافت.

احتمالاً مهمترین پیشرفت گسترش نظریه کوانتومی بود، که توانایی تشریح مشاهده‌های عملی‌یی را داشت که فیزیک کلاسیک، بنیاد شده بر قوانین نیوتن، کولمب، ماکسول، و دیگران قادر نبود تشریحشان کند. خلاصه‌ای از آزمایشها و نظریه‌هایی که مبانی فیزیک نو بر آنها استوار است در زیر می‌آید.

۱-۱ رابطه تابش جسم سیاه

فرضیه کوانتومی پلانک از درون ناتوانی فیزیک کلاسیک در تشریح توزیع انرژی بیناب* پیوسته جسم گدازان (یعنی، انرژی تابش جسم سیاه) برخاست. شکل ۱-۱ منحنی‌های تجربی را برای دماهای مختلف نشان می‌دهد، که بوسیله لومر و پیرینگشام به دست آمد؛ از اینجا می‌توان دید که برای طول موج داده شده انرژی با دما افزایش می‌یابد و این که طول موج λ_{max} وابسته به ماکزیمم انرژی، با افزایش دما سوی طول موج‌های کوتاهتر حرکت می‌کند. تحلیل منحنی‌های شکل ۱-۱ نشان می‌دهد که حاصلضرب λ_{max}^T (برابر 2.898×10^{-3} mk) دمای مطلق است.)

این رابطه را، که قانون جابجایی وین نامیده می‌شود، می‌توان با استدلالهای ترمودینامیک کلاسیک به دست آورد، اما تمام کوشش‌های بنیاد شده بر قوانین کلاسیک برای یافتن معادله منحنی واقعی توزیع انرژی با شکست روبرو شد. رابطه تجربی وین برای مقادیر کوچک T در ناحیه طول موج $\lambda < \lambda_{max}$ با آزمون سازگاری نزدیک دارد.



شکل ۱-۱. توزیع انرژی بیناب جسم سیاه در دماهای مختلف

هم چنین رایلی و جینز، به کمک فیزیک کلاسیک، کوشیدند نظریه و آزمایش را به هم ربط دهند، و فرض کردند تابشی بوسیله نوسانگرهای الکتریکی گسیل می‌شود، و هر نوع ارتعاش وابسته به انرژی KT است؛ K ثابت بولتزمن است. معادله آنها با نتیجه مشاهده شده در طول موجهای بلند سازگاری داشت، اما برای طول موجهای نزدیک به λ_{max} (یا کمتر از آن) مقادیر بسیار بزرگتر می‌داد. مهمترین ایراد وارد بر معادله آنها این بود که پیش‌بینی می‌کرد کل انرژی برای طول موجهای کوتاه به سمت بی‌نهایت میل می‌کنند: این پیش‌بینی «حادثه فرابنفش» نامیده می‌شود.

رابطه صحیح جسم سیاه در ۱۹۰۱ بوسیله پلانک کشف شد، که، همچون رایلی و جینز، فرض کرد گسیل* و در آشام* تابش مربوط به نوسانگرهای الکتریکی است. اما، پلانک نپذیرفت که اصل یکی پاری* انرژی باید به کار برده شود، بلکه فرض کرد که انرژی تنها می‌تواند به صورت تابش با بسامد* V ، و یکای $h\nu$ توسط نوسانگر جذب یا گسیل شود، h به عنوان ضریب تناسب میان انرژی و بسامد معرفی می‌شود؛ h پایای* پلانک است. از این رو، انرژی نوسانگر نمی‌تواند به طور پیوسته تغییر کند، بلکه باید یکی از مجموعه مقادیر ناپیوسته

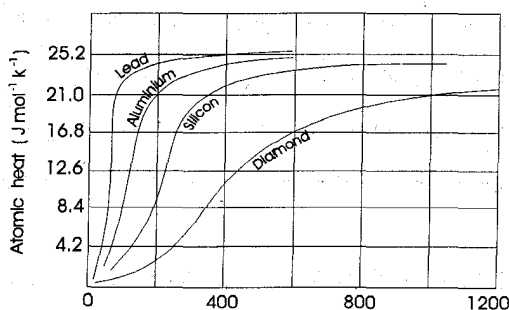
0, hv, 2hv, 3hv, ... را بگیرد. با این فرض، پلانک توانست رابطه‌ای به دست آورد که با منحنی‌های عملی توزیع انرژی کاملاً سازگار باشد.

باید تأکید کرد که مفهوم مجموعه ناپیوسته مقادیر انرژی با ترازهای انرژی برای دستگاهی که تابش گسیل می‌کند کاملاً با فکر کلاسیک مغایر است. از نظر کلاسیک، انرژی یکنواخت تغییر می‌کند و کل انرژی می‌تواند مقادیر پیوسته داشته باشد، حال آنکه در فرضیه پلانک انرژی تغییرات سریع و ناپیوسته دارد، و کل انرژی را تنها می‌توان به صورت مقادیر ناپیوسته تصور کرد.

۲-۱ گرمای ویژه جامدهای ساده

ناتوانی فیزیک کلاسیک وقتی بیشتر آشکار شد که اندازه‌گیری تغییر گرمای ویژه جامدها در پهنه وسیعی از دما آشکار شد و نشان داده شد که گرمای ویژه در دماهای بسیار کم به صفر می‌گراید، همچنان که شکل ۲-۱ نشان می‌دهد.

دولن و پتی به طور تجربی نشان دادند که حاصلضرب وزن اتمی و گنجایش گرمایی ویژه^(۱) برای تمام اجسام جامد یکسان است.



شکل ۲-۱. تغییر گرمای اتمی با دما

۱- دیگر استفاده از اصلاح گرمای ویژه توصیه نمی‌شود. در کارهای نو گنجایش گرمایی ملکولی، یا گنجایش گرمایی ویژه، به کار می‌رود.

در دماهای عادی، این قانون «برای بسیاری از مواد معتبر است - میانگین مقدار این حاصلضرب که گرمای اتمی نامیده می‌شود، برابر $25/7 \text{ jmol}^{-1} \text{K}^{-1}$ است.

به هر حال، چند استثنای عمده وجود دارد، شامل بر، سیلیکن، و کربن به شکل الماس، که گرمای اتمیشان در گرمای اتاق به ترتیب $14/0$ ، $20/7$ ، و $6/1$ است. این مواد، موضوع پژوهشهای بسیاری قرار گرفت، و طولی نکشید که دریافتند گنجایش گرمایی ویژه آنها به سرعت با دما تغییر می‌کند. در واقع، دریافتند که گنجایش گرمایی ویژه الماس، میان دمای 300 K و 500 K ، تا سه برابر افزایش می‌یابد. به هر حال مهمترین کشف، این بود که گنجایش گرمایی ویژه تمام جامدها در دماهای پایین به سرعت کاهش می‌یابد، و این که منحنی‌ها همگی همشکلند و با تنظیم مناسب مقیاس دما تقریباً می‌توان آنها را بر هم منطبق کرد. حدس زده می‌شود که مبدأ چنین نظم شگفتی‌آوری باید اصلی ساده و کلی باشد.

از نظر کلاسیک، اتمهای جامد فقط به دور مکانهای ترازمندی متوسط معینی ارتعاش می‌کنند و سرگردانی آنگون یا گاز را ندارند. از این رو، تا اندازه‌ای همانند نوسانگرهای هماهنگ* برای تمام اجسام جامد یکسان است. ساده سه‌بعدی، با سه درجه آزادی، عمل می‌کند. چون این نوسانگرها در بند مکان متوسطی‌اند، انرژی جنبشی و پتانسیل، هر دو، را دارند، و بنابر قانون یکی پاری انرژی، کل انرژی E بر حسب کیلوگرم اتم چنین است:

$$E = N \times 6 \times \frac{KT}{2}$$

N عدد آووگادر و (تعداد اتمها در یک گرم وزن ملکولی) و K پایای بولتزمن است. از این رو گرمای اتمی:

$$C_V = \frac{dE}{dT} = 3NK$$

یا $C_V = 3R$ ، که در آن $K = \frac{R}{N}$ است (R ثابت جهانی گاز برابر $8/32 \text{ Jmol}^{-1} \text{K}^{-1}$). این بیان گرمایی اتمی که به تمامی بر فیزیک کلاسیک بنیان شده مستقل از دماست، که آشکارا با مشاهدات تجربی مغایر است. اینشتین (۱۹۰۷) از طریق جایگزین کردن مقدار

$$\frac{h\nu}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

که از نظریه کوانتومی پلانک نتیجه شده بود، به جای مقدار کلاسیک KT برای میانگین انرژی نوسانگر، آزمون و نظریه را سازگار کرد:

$$CV = 3R \left[\frac{e^{h\nu/KT}}{(e^{h\nu/KT} - 1)} \right]^2 \left(\frac{h\nu}{KT} \right)^2$$

که در دماهای زیاد به $3R$ نزدیک می شود، اما در دماهای کم به سرعت کاهش می یابد، و جز در دماهای بسیار کم به خوبی با آزمایش مطابقت دارد. این اختلاف بوسیله دمای رفع شد، کسی که برخلاف اینشتین پیشنهاد کرد بسامد ν ارتعاش نوسانگرهای اتمی ثابت نیست بلکه نوسانگرهای مختلف می توانند بسامدهای مختلف داشته باشند.

۳-۱ خط‌های بینایی

شکست نمایانتر فیزیک کلاسیک وقتی پدید آمد که کوششهایی برای تشریح خصوصیات بینابهای خطی ناپیوسته ناشی از گسیل گازها انجام گرفت. بررسی دقیق این بینابها اشاره داشت بر این که در «سری‌های بینایی» مختلف خطوط گوناگون به هم تعلق دارند. با کاهش طول موج فاصله میان خطوط یک سری کم می شود و سرانجام در یک حد معین به هم می‌گریند. به محض این که اندازه‌گیری طول موج به نحوی صحیح فراهم شد، پژوهشگران به جستجوی رابطه‌هایی هماهنگ در خط‌ها پرداختند - از تشابه ابرتن*ها در آکوستیک استدلال می‌کردند. جستجوی بی‌ثمر ماند، اما ریتز، بالمر، و دیگران موفق شدند فرمول تجربی ساده‌ای بیابند که رابطه میان تعداد موج $(\frac{1}{\lambda})$ خطوط یک سری داده شده را به دست می‌داد. مثلاً بالمر (۱۸۸۵) ساده‌ترین بینابها، یعنی بیناب حاصل از هیدروژن، را تحقیق کرد. آنگاه تمامی خطوط شناخته شده را به کمک فرمول

$$\frac{1}{\lambda} = RH \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad (1-1)$$

نمایشگر ساخت، که در آن $n = 3, 4, 5, \dots$ امروز RH به نام ثابت ری‌دبرگ شناخته می‌شود و λ طول موج است.

این فرمول کلیدی بود برای نشان دادن سری‌های بینایی دیگر عناصر، از طریق رابطه‌هایی همانند که تفاضل دو جمله را در برداشتند. به هر حال، تمام کوششها برای پیش‌بینی این فرمول به طور کلاسیک، یا در واقع برای تشریح وجود خط‌های ناپیوسته بیناب، ناموفق ماند. همچنان که بعداً در این فصل می‌بینید، به بوه‌ر واگذار شد، که با استفاده از مفهوم کوانتایی انرژی، نظریه

را با تجربه تطبیق دهد.

در این مرحله، باید خاطر نشان کرد که، هر چند فرضیه پلانک نظریه کوانتومی نو و مکانیک موجی را بنیاد نهاد، در طی این مدت فکر اصلی او به طور قابل ملاحظه‌ای تعدیل یافته است. از دید این کتاب، دو اصل بنیادی پلانک که برای همیشه پایدار مانده چنین است:

(۱)- نوسانگر، یا هر دستگاه فیزیکی مشابه، دارای مجموعه‌ای است ناپیوسته از مقادیر یا ترازهای ممکن انرژی (حد فاصل میان این مقادیر مجاز انرژی وجود ندارد).

(۲)- گسیل یا جذب تابش (انرژی) مربوط می‌شود به انتقالها یا پرشهای میان دو تراز؛ انرژی که نوسانگری از دست می‌دهد یا به دست می‌آورد به صورت کوانتوم تابش انرژی به مقدار $h\nu$ گسیل یا جذب می‌شود.

۴-۱ ساختار اتمی

کشف الکترون توسط تامسن (۱۸۹۷) به هنگام پژوهشهایش درباره تخلیه الکتریکی گازهای رقیق به تجدید علاقه در مسئله تعیین ساختار اتم رهنمون شد. آزمونهای تامسن بر این نکته اشاره داشت که اتمها باید دارای بار مثبت و منفی هر دو باشند، و این که ویژگیهای بار منفی مستقل از گاز درون لوله تخلیه است. انحراف پرتوهای کاتودی (الکترونها) بوسیله میدانهای الکتریکی و مغناطیسی سبب تعیین نسبت بار الکترون e به جرم الکترون m شد؛ برای پرتوهای کاتودی، این نسبت منفی و مستقل از نوع گاز بود. این مطلب نشان داد الکترون، که بعدها چنین نامیده شد، در تمام اتمها وجود دارد. مهم این که مقدار $\frac{e}{m}$ با آنچه که زیمن (برای ذره‌هایی که در گسیل نور شرکت دارند) از آزمونهایش در مورد اثر میدانهای مغناطیسی بر خطوط بینایی به دست آورد تقریباً یکی بود، آنگاه به طور عمومی پذیرفته شد که علت گسیل تابش اتمها الکترون است.

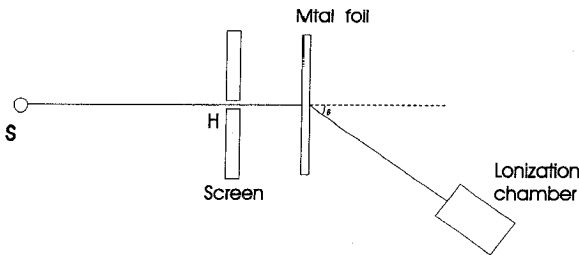
دو پرسش پدید آمد؛ چند الکترون در اتم وجود دارد، و ترتیب قرار گرفتن الکترونها و بارهای مثبت چگونه است؟ نتیجه به دست آمده از پژوهشهای پراکندگی پرتو X اشاره داشت بر این که تعداد الکترونها در حدود نصف وزن اتمی است. تا آنجا که مربوط به طرز قرار گرفتن آنها بود، بر پایه تفکر کلاسیکی چنین می‌نمود که باید دو شرط زیر برقرار باشد:

(۱)- لازم است رویهم بارهای مثبت و الکترونها پایدار باشد (یعنی، لازم است الکترونها در مکانهای ترازمندی خاصی استوار بمانند و هنگام آشفته شدن با برانگیخته شدن به دور این مکانهای ترازمندی ارتعاش کنند)؛

(۲)- الکترونها جز به هنگام آشفته شدن باید به حالت سکون بمانند - وگرنه تابش می‌کنند، بنابراین شرایط نظریه الکترومغناطیس، که نشان می‌دهد هر بار شتابدار باید از خود تابش گسیل کند.

چند مدل اتمی پیشنهاد شد، اما زمانی مدل موفقیت آمیز پدید آمد که آزمونهای راترفورد و همکارانش در مورد پراکندگی ذره α از ورقه‌های نازک فلزی نتیجه داد. طرحی از آزمایش راترفورد در شکل ۳-۱ نشان داده شده است.

ذرات α با بار مثبت که از چشمه رادیواکتیو طبیعی S گسیل می‌شود از منفذ H واقع بر یک پرده به صورت باریکه پرتوها به طور شعاعی روی ورقه فلزی نازکی می‌افتند. ذره‌های پراکنده به کمک اتافک یونش * آشکار می‌شوند. معلوم شد که تقریباً تمامی ذرات α مستقیم از ورقه می‌گذرند و تنها اندکی منحرف می‌شوند. اما، تعداد کمی از آنها، آنچنان به شدت پراکنده می‌شوند که از همان سمت ورقه که وارد شده‌اند بیرون می‌آیند (یعنی، زاویه پراکندگی 90°).



شکل ۳-۱. طرح دستگاهی که راترفورد برای بررسی پراکندگی ذرات α بوسیله ورقه‌های فلزی به کار برد.

وقتی ضخامت ورقه تا حد معینی افزایش می‌یابد، تعداد چنین الکترونهاپی، زیاد می‌شود. راترفورد (۱۹۱۱)، برای تشریح مشاهده‌هایش، پیشنهاد کرد که بار مثبت و بیشتر جرم اتم در

ناحیه مرکزی بسیار کوچکی متمرکز است، که اینک هسته نامیده می‌شود، و الکترونها گرد آن شکل گرفته‌اند. از آنجا که اتم به صورت یک کل خنثی است، بار هسته باید ze باشد؛ e بار الکترون و z تعداد الکترونها اتم است (عدد اتمی نامیده می‌شود). وجود شکل پایدار بارهای مثبت و منفی در حالت سکون دشواری آشکاری پدید می‌آورد (در واقع، می‌توان نشان داد که ترتیب قرار گرفتن الکترونها و بار مثبت به این صورت ممکن نیست). یکی از پیشنهادها این بود که به شیوه‌ای همانند حرکت مداری سیاره‌ها به دور خورشید الکترونها بر مدارهایی به دور هسته می‌گردند. ایراد وارد بر این پیشنهاد این بود که بنابر نظریه الکترومغناطیس لازم است الکترونها به سبب شتاب ثابتی که سوی مرکز دارند از خود انرژی تابش کنند، و چون این انرژی تنها از دستگاه می‌توانست خارج شود، الکترون باید با حرکتی مارپیچ به مرکز نزدیک شود، و آنطوریکه در بخش ۱-۷ نشان داده می‌شود، تابشی می‌گسیلد که بسامدش به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. این مطلب، البته، با بیناب خطی مشاهده شده با بسامد ثابت مغایر است. بوهر فرضیه پلانک را تکمیل می‌کند تا بیناب مشاهده شده هیدروژن را توجیه کند. به هر حال: پیش از بحث نظریه بوهر، مفید است به بررسی کشفی پردازیم که پیش از پیشنهاد بوهر انجام گرفت و آن را از طریق فکر جدید پلانک توجیه کنیم. این کشف اثر فوتوالکتریک است.

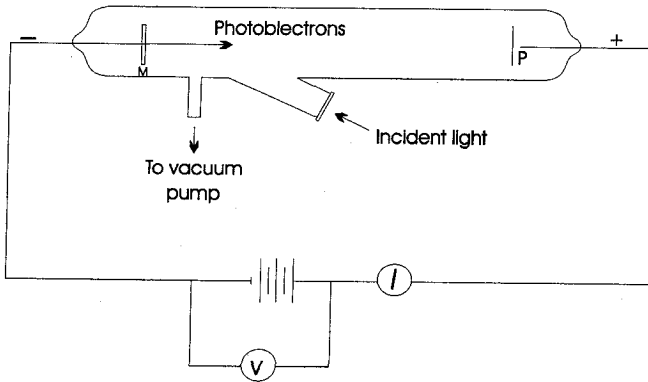
۱-۵ اثر فوتوالکتریک

کارهای علمی ماکسول (۱۸۶۴) وجود امواج الکترومغناطیس را پیش‌بینی کرد؛ که بعداً به طور تجربی توسط هرتز (۱۸۸۷) کشف شد. هرتز، هنگام کار، کشف کرد که اگر شکاف یک جرقه زن را با نور فرابنفش روشن کنیم راحت‌تر می‌توان تخلیه‌اش کرد. سپس، هالواک نشان داد وقتی نور فرابنفش بر صفحه‌ای عایق و با بار منفی می‌تابد سبب می‌شود بار منفی به خارج نشت کند، اما، اگر صفحه دارای بار مثبت باشد، چنین اثری مشاهده نمی‌شود. توجیه این مشاهدات با کشف الکترون آزاد می‌شود. این مسئله از طریق اندازه‌گیریهای e/m برای «پرتوهای فوتوالکتریک» تأیید شد، مقدارش با آنچه تامسن برای الکترونها اندازه گرفت یکی بود. شکل ۱-۴ ابزار مورد استفاده در پژوهش فوتوالکتریک را نشان می‌دهد.

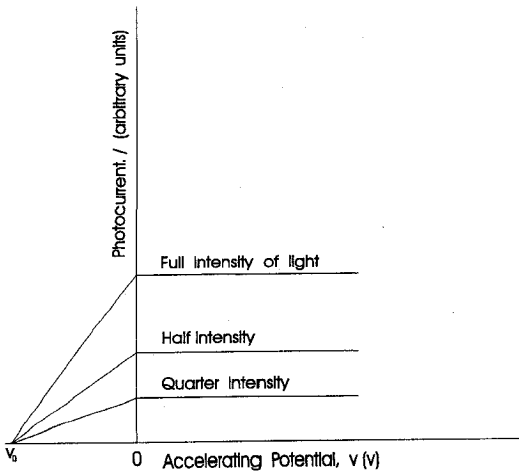
وابستگی میان جریان فوتون، پتانسیل V میان صفحه فلزی M و P و شدت روشنایی در شکل ۱-۵ آمده است. این شکل گویای دو نکته اساسی است. نخست این که، رابطه‌ای مستقیم میان ماکزیمم جریان فوتون و شدت نور وجود دارد؛ اشاره دارد بر این که تعداد الکترونها گسیل شده بوسیله کاتد با شدت نور فرودی متناسب است. دوم این که، اگر جهت پتانسیل میان

M و P عوض شود، جریان فوتون کم می شود چرا که الکترونها جذب M می شوند. در پتانسیل معین «بازدارنده V_0 » که مستقل از شدت نوری است که سبب گسیل می شود، جریان فوتون صفر می شود - خود گواه بر این امر است که جریانهای فوتون با ماکزیمم انرژی جنبشی

$$eV = \frac{1}{2} mv^2_{\max}$$



شکل ۱-۴. دستگاهی ساده که برای بررسی اثر فوتوالکتریک به کار می رود.



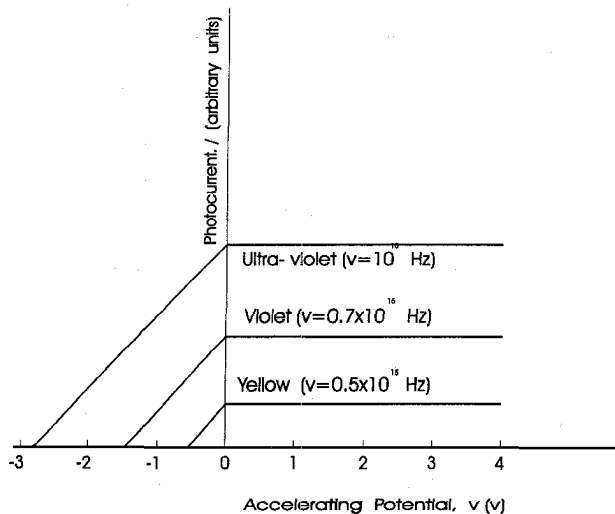
شکل ۱-۵. جریان فوتون I به صورت تابعی از پتانسیل شتاب دهنده V برای شدتهای مختلف روشنایی و فرکانس ثابت نور در مورد یک فلز داده شده.

انتشار می‌یابد، که در آن V_{\max} ماکزیمم سرعت گسیل فوتوالکترونهاست. الکترونها با سرعت گسیل کمتر از V_{\max} بوسیلهٔ اختلاف پتانسیلهای کمتر از پتانسیل «بازدارنده» به صفحه فلزی بازگردانده می‌شوند. وابستگی پتانسیل بازدارنده به طول موج برای سطوح فلزی مختلف توسط میلیکان تحقیق شده و نتایج این تحقیق به طور ترسیمی در شکل‌های ۱-۶ و ۱-۷ خلاصه شده است.

خطهای راست شکل ۱-۷ را می‌توان در معادله

$$\frac{1}{2}mV_{\max} = eV_0 = h\nu - \phi \quad (2-1)$$

بیان کرد، که h و ϕ از نمودارها تعیین می‌شوند. از شکل ۱-۷ دو نکته مهم پدید می‌آید:



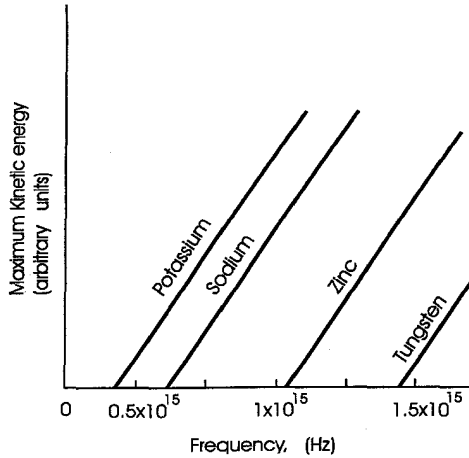
شکل ۱-۶. جریان فوتوالکتتریک I بر حسب پتانسیل شتاب‌دهنده V برای سه بسامد متفاوت نور فرودی روی سطح پتاسیم.

برای فلزات مختلف شیب همه خطوط راست یکی است (به بیان دیگر h به صورت ثابتی جهانی در می‌آید)، در حالی که ϕ ثابتی است معرف خاصیتی ویژه از فلز که تابع «کار» نامیده می‌شود؛ اگر انرژی جنبشی بر حسب مقادیر شناخته شده حساب شود برای هر فلز در یک بسامد کاملاً معین صفر می‌شود، که آن را بسامد آستانه*، ν_0 می‌نامند و آشکارا پایین‌ترین بسامد است که سبب گسیل فوتون می‌شود. از شکل ۱-۷ دیده می‌شود که $V = h/\phi$ ، و از این رو

معادله (۲-۱) را می‌توان به صورت

$$eV_0 = h(\nu - \nu_0) \quad (3-1)$$

باز نوشت. کوشش برای توجیه اثر فوتوالکتریک از طریق فیزیک کلاسیک درست همانند دیگر پدیده‌های وابسته به اتم، با شکست روبرو شد.



شکل ۷-۱. ماکزیمم انرژی جنبشی فوتوالکتریکها از سطح فلزات مختلف به صورت تابعی از بسامد.

این مورد اختلاف که نور نهاد موجی دارد یا ذره‌ای، با کشف اثر تداخل و پراش* توسط یانگ و فرنل، ظاهراً به نفع گروه موافق ماهیت موجی فرو نشست. ماکسول بعداً نشان داد که امواج نور شامل امواج الکترومغناطیس است با ماهیتی همانند آنچه هرتز کشف کرد. در ابتدا فرض شده بود که میدانهای الکتریکی و مغناطیسی وابسته به امواج نور بر الکترونهای فلزات نیروهایی وارد می‌کنند، و آنها را از سطح فلز آزاد می‌کنند. اگر چنین بود، انتظار می‌رفت که نور با شدت زیاد با میدانهای بزرگ الکتریکی و مغناطیسی باید انرژی جنبشی زیادی به الکترونهای آزاد شده بدهد. این تصور مغایر آزمایش است، که نشان می‌دهد انرژی جنبشی فوتوالکتریکها دارای ماکزیمم معینی است مستقل از شدت، همچنان که در شکل ۷-۱ آمده است. علاوه بر این، شاید چنین انتظار می‌رفت که نور با شدت زیاد و بسامد کم (فروسرخ*) در آزاد کردن فوتوالکتریکها باید به اندازه نور فرابنفش با شدت کم موفق باشد. باز، این تصور از طریق تجربه تأیید نشد، که نشان می‌دهد نور با بسامدی کمتر از بسامد معین آستانه بی اثر است (۷-۱).

مشاهدات نخستین بوسیلهٔ اینشتین توجیه شد (۱۹۰۵)، و بعدها نظریه‌اش از طریق سنجش‌های میلیکان تأیید شد. اینشتین توجیه خود را بر پایهٔ نظریهٔ کوانتومی پلانک استوار کرد: او فرض کرد، بر خلاف، مثلاً انرژی امواج آب، توزیع انرژی تابشی بر سطوح موج پیوسته نیست، بلکه برای نور با بسامد ν به صورت کوانتومها یا فوتونهای انرژی $h\nu$ توزیع شده است. علاوه بر این، اینشتین پذیرفت که هر فوتون چنان تمرکز یافته که تمامی انرژی $h\nu$ آن می‌تواند به یک الکترون درون جامد منتقل شود. از به کار گرفتن اصل پایستگی* انرژی در مورد این انتقال، اینشتین فرض کرد انرژی فوتون به دو بخش تقسیم می‌شود، یکی بخش ϕ که صرف فراهم آوردن نیروی می‌شود تا الکترون را قادر سازد بر نیروهای بستگی* الکترون-فلز چیره شود، بخش دیگر به صورت انرژی جنبشی الکترونی ظاهر می‌شود که از فلز می‌گریزد. از این رو انرژی $h\nu$ یک فوتون با معادلهٔ

$$h\nu = \phi + \frac{1}{2} mv^2$$

به انرژی جنبشی $\frac{1}{2} mv^2$ الکترونی که از صفحه می‌گریزد مربوط می‌شود. این همان معادلهٔ تجربی (۲-۱) است؛ پس نظریه کوانتومی معادله‌ای را پیش‌بینی می‌کند که با آزمون سازگار است. ارزش h به روش فوتوالکتریک تعیین شد (6.58×10^{-34} J.S) و دقیقاً با آنچه که توسط پلانک به کمک توزیع انرژی جسم سیاه به دست آمد (6.53×10^{-34} J.S) سازگار بود. این انتقال انرژی برای تمامی کوانتومهایی که بر سطح فرود می‌آیند روی نمی‌دهد، چرا که بسیاری از آنها بازتاب کرده، پراکنده شده، یا بوسیلهٔ سطح جذب می‌شوند، بی‌آنکه فوتوالکترونی گسیل شود.

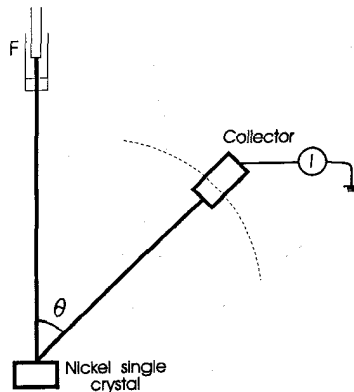
نظریهٔ اینشتین شدت زیاد نور را به واسطهٔ تعداد کوانتومهای بیشتری می‌داند که در هر ثانیه به صورت پرتو حرکت می‌کنند. از این رو انتظار می‌رود نور با شدت زیادتر که بر سطح فرود می‌آید الکترونهای بیشتری آزاد کند و جریانهای فوتوالکتریک زیادتری بدهد، بی‌آنکه انرژی که به هر الکترون می‌دهد بیش از انرژی باشد که نور با شدت کمتر و همان بسامد می‌دهد. این مشاهده از طریق آزمون تأیید شده است. این واقعیت که تمام الکترونها با ماکزیمم انرژی جنبشی $\frac{1}{2} mv^2_{\max}$ سطح را ترک نمی‌کنند به آسانی با این فرض که میزان درگیری تمام الکترونها یکسان نیست توجیه می‌شود. تمام الکترونها در مسیرهایی عمود بر سطح نمی‌گریزند، بنابراین وقتی پتانسیل باز دارنده‌ای به کار می‌رود که از طریق نظریه پیش‌بینی شده، تنها تعداد بسیار کمی

از الکترونها به آند می‌رسند (گسیل فوتوالکتریک از سطوح فلزی در فصل چهارم بیشتر بحث می‌شود).

گرچه نظریهٔ اینشتین بیان دقیقی از اثر فوتوالکتریک می‌دهد، عقیده‌اش درباره نور ذره‌ای با نظریهٔ کلاسیک موج الکترومغناطیسی، که نمی‌تواند اثر فوتوالکتریک را توجیه کند، کاملاً مغایر است. از سوی دیگر، غیرممکن است تداخل و پراش را از طریق «ذره‌ها» توجیه کرد. بنابراین، باید پذیرفت که نور در برهمکنش با نور ماهیتی دیگر جلوه‌گر می‌سازد تا برهمکنش با ماده: نور ماهیتی دوگانه دارد.

۱-۶ فرضیهٔ دوبروی

در ۱۹۲۴، دوبروی این دوگانگی را بسط داد و پیشنهاد کرد که «ذرات مادی» به ویژه الکترونها، ممکن است ماهیت ذره‌ای و موجی، هر دو، را جلوه‌گر سازند. نخستین تکیه‌گاه تجربی برای فرضیهٔ دوبروی در سال ۱۹۲۷ به کمک آزمایش پراش الکترون دیویسن و گرمر پدید آمد، که شکل ۸-۱ آن را نشان می‌دهد. الکترونها با اختلاف پتانسیل کمی از رشته گرم F شتاب می‌گیرند و به طور عمودی به یکی از وجه‌های بلور نیکل برخورد می‌کنند.

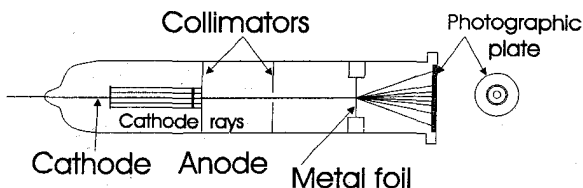


شکل ۸-۱. نمودار طرحی که در بررسی پراش الکترون بوسیلهٔ دیویسن و گرمر به کار رفت (جمع‌کننده در امتداد خط چین می‌چرخد).

شدت الکترونها برای دامنه‌ای از اختلاف پتانسیلهای شتاب‌دهنده میان ۴۰ V و ۶۸ V در زاویه‌های پراکندگی مختلف اندازه‌گیری شد. الکترونها پراکنده شده طرح توزیعی را که انتظار

می‌رفت نشان ندادند، بلکه سلسله‌هایی کاملاً مشخص از ماکزیمم و می‌نیممها شبیه طرح پراش به دست آمد. توجیه ماکزیممها بر پایه این فرض بود که در آن راستاها تداخل همساز وجود دارد. یعنی، تقویت موجهای الکترونی پراکنده شده بوسیله اتمهای منظم یک بلور نیکل: این اثر مشابه پراش پرتوهای x است، که در فصل سوم مفصلتر بیان می‌شود.

در ۱۹۲۸ تامسن و راید با گذراندن دسته‌ای از پرتوهای کاتودی با انرژی زیاد از میان ورقه‌های نازک فلزی طرحهای برجسته‌تر پراش الکترون را ایجاد کردند. در لوله تخلیه (شکل ۹-۱) که با پتانسیلهایی بالاتر از 60 keV کار می‌کرد پرتوهای کاتودی پدید آمدند. این پرتوها پس از عبور از ورقه به یک صفحه عکاسی می‌رسیدند. طرح روی صفحه عکاسی از یک سلسله حلقه‌های کاملاً مشخص هم‌مرکز به دور لکه مرکزی درست شده بود این نوع طرح، که بوسیله بلورهای میکروسکوپی‌ی پدید آمده که بر راستاهای تصادفی در ورقه‌های نازک فلزی قرار دارند، از نظر ظاهر شبیه طرحهای پراش پرتو x در روش پودر است. اگر در این آزمایشها شکل هندسی بلورها شناخته شده باشد، طول موج وابسته به الکترونهاى فرودى را مى‌توان از قانون براگ تعیین کرد (بخش ۳-۲ را ببینید).



شکل ۹-۱. دستگاه پراش الکترون که توسط تامسن و راید به کار رفت.

آزمایشهای دیویسن و گرمر، و تامسن نشان داد که موج وابسته به الکترون دارای طول موج

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mv} \quad (۴-۱)$$

است، که $P = mv$ اندازه حرکت الکترون است، برای فوتوالکترونها به آسانی می‌توان این رابطه

را از طریق معادله‌هایی از نظریهٔ نسیبگرایی* اینشتین به دست آورد. این معادله‌ها، گرچه دشوار نیستند، در این کتاب مطرح نمی‌شوند.

برای آزمایش دیویسن-گرمر، طول موج «دوبروی» موجهای الکترون از معادلهٔ ۱-۴ و همچنین از قانون پراش براگ به دست آمد: دو نتیجه با هم سازگاری نزدیک داشتند، یعنی به ترتیب $m \cdot 10^{-10} / 66 \times$ و $m \cdot 10^{-10} / 65 \times$ برای الکترونهايي که با پتانسیل 54^V شتاب گرفتند (روشن‌ترین ماکزیممها در این پتانسیل مشاهده شد).

به دنبال موفقیت علمی فرضیه دوبروی در مورد الکترونها، کوششهایی برای تعمیم آن در مورد دیگر ذرات صورت گرفت. پراش اتمها و ملکولها (مثلاً، هیدروژن و هلیوم) به وسیله اشترن و همکارانش در ۱۹۲۹ نشان داده شد. پراش نوترونها نیز به روشنی مشاهده شد و در واقع در حال حاضر تکنیکهای پراش الکترون و نوترون، به عنوان «ابزار» مکمل در تحقیقات پرتو X، به طور گسترده‌ای در پژوهشهای عملی و در کاربردهای صنعتی به کار می‌روند.

همانگونه که در فصل بعد خواهیم دید، مفهوم موج وابسته به ماده که با رابطه دوبروی بیان می‌شود بر این نکته اشاره دارد که معادله دیفرانسیل امواج، موجهای دوان* یا ایستاده*، در تشریح اتمها سودمند است. شرودینگر معادلهٔ تعمیم یافته‌ای به دست آورد و چنین می‌نمود که تمامی حالت‌های ممکن فیزیکی را در برگیرد.

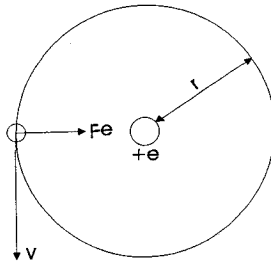
۱-۷ نظریهٔ اتم هیدروژن بوهر

برای پایان دادن به این فصل، خلاصه‌ای از نظریهٔ بوهر مطرح می‌گردد تا نشان داده شود چگونه سریهای بینابی مشاهده شده در اتم هیدروژن را توضیح می‌دهد.

با استفاده از مدل اتمی راترفورد به عنوان نقطه آغاز، بوهر، برای الکترونی که به دور هسته اتم در گردش است، قوانین کولمب و نیوتن، هر دو، را به کار گرفت. هسته از الکترون بسیار سنگینتر است، و بوهر فرض کرد که الکترون (-e) بر مدارای دایره‌ای به شعاع r ، با سرعت v ، به دور هسته (+e) می‌گردد، همانند شکل (۱-۱۰).

بنابر قانون کولمب، نیروی F وارد بر الکترون به صورت زیر است

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (5-1)$$



شکل ۱-۱۰. مدل راترفورد - بوهر از اتم هیدروژن.

که در آن ϵ نفوذپذیری فضای آزاد است. این نیرو سوی مرکز شتابی پدید می‌آورد، که مطابق قانون دوم نیوتن

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (6-1)$$

از معادله (۶-۱)، انرژی جنبشی E_K الکترون با

$$E_K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (7-1)$$

داده می‌شود. از آنجا که انرژی پتانسیل E_P الکترون به صورت

$$E_P = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (8-1)$$

داده می‌شود، انرژی کل E (انرژی جنبشی به اضافه پتانسیل) از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (9-1)$$

انرژی کل درون اتم همیشه منفی است چرا که انرژی پتانسیل اتم یونیده * - یعنی وقتی الکترون از هسته بی‌نهایت دور است - صفر تعریف می‌شود. بنابراین انرژی منفی وابسته به

حالت در بند بودن الکترونهاست.

همانطور که در بخش ۱-۴ اشاره شد، دو شق دیگر وجود دارد. نظریه کلاسیک الکترومغناطیس اشاره دارد بر این که؛ چون الکترون تحت اثر شتابی مرکزی ست، باید از خود انرژی تابش کند؛ در نتیجه، بنابر معادله (۱-۹)، باید r کاهش یابد و الکترون به طور ماریچ به هسته نزدیک شود. بسامد تابش گسیل شده باید وابسته به بسامد مکانیکی گردش الکترون باشد، که خود با سرعت زاویه ای الکترون متناسب است. مقدار سرعت زاویه ای ω با معادله

$$\omega^2 = \frac{e^2}{mr^3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

داده می شود، چرا که $v = r\omega$ ، از معادله (۱-۶)

$$mv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

از این رو، اگر r به طور پیوسته کاهش یابد، ω باید دائماً افزایش یابد، و در نتیجه بینایی پیوسته، بیناب خطی مشاهده می شود.

برای به دست آوردن نتیجه ای که با رابطه بالمر (معادله ۱-۱) سازگار باشد، بوهر دو اصل زیر را بنیاد نهاد، که با فیزیک کلاسیک بیگانه بود: نخست آن که، از میان تمام مدارهای ممکن الکترون، تنها آنهایی مجازند که برایشان اندازه حرکت زاویه ای mvr ضریب درستی از $h/2\pi$ باشد، و هنگامی که الکترون در یکی از مدارهای مجاز قرار دارد انرژی تابش نمی کند. از این رو، برای مدارهای مجاز

$$mvr = \frac{nh}{2\pi} \quad (1-10)$$

که n عددی صحیح است. دوم آن که، تنها وقتی الکترون از یک مدار مجاز به مدار دیگر انتقال می یابد انرژی گسیل یا جذب می شود. وقتی الکترونی از مداری با انرژی E_1 به مداری با انرژی کمتر E_2 می جهد، یک کوانتوم تابش گسیل می شود. بسامد این تابش با شرط کوانتومی پلانک داده می شود:

$$E_1 - E_2 = h\nu \quad (1-11)$$

از حذف v از معادله های (۱-۶) و (۱-۱۰)، شعاع اتمی با رابطه

$$r = \frac{n^2 h^2 E_0}{\pi m e^4}$$

داده می‌شود. با جایگزین کردن، مقدار $r = 0.53 \times 10^{-10} \text{ m}$ برای $n=1$ به دست می‌آید.
 کل انرژی E با معادله (۹-۱) به صورت

$$E = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = - \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2 (4\pi\epsilon_0)^2}$$

داده می‌شود. از این رو، از معادله (۱۱-۱).

$$h\nu = E_1 - E_2 = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

که n_1 و n_2 به ترتیب مقادیر صحیح n وابسته به ترازهای انرژی E_1 و E_2 است. در نتیجه عدد موجی، $\nu = \frac{1}{\lambda}$ ، چنین می‌شود:

$$\nu = \frac{\nu}{c} = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^2 (\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (12-1)$$

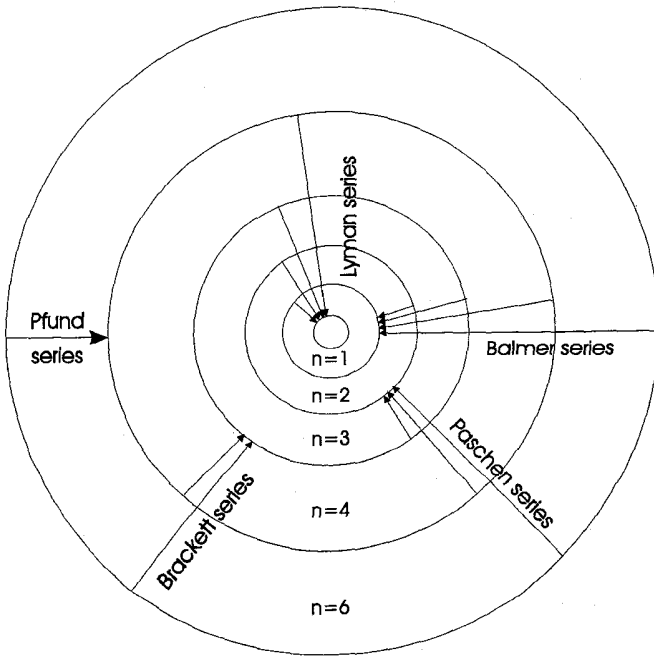
$$R_H = \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (13-1)$$

که همان رابطه بالمر (معادله ۱-۱) است اگر $n_2=2$ و $n_1=3, 4, 5, \dots$ است. از این رو ثابت ریذبرگ R_H را می‌توان از ثابتهای اتمی حساب کرد؛ مقدار به دست آمده $(1.0973731 \times 10^7 \text{ m}^{-1})$ کاملاً با مقدار تعیین شده از طریق آزمایش $(1.0973731 \times 10^7 \text{ m}^{-1})$ قابل قیاس است.

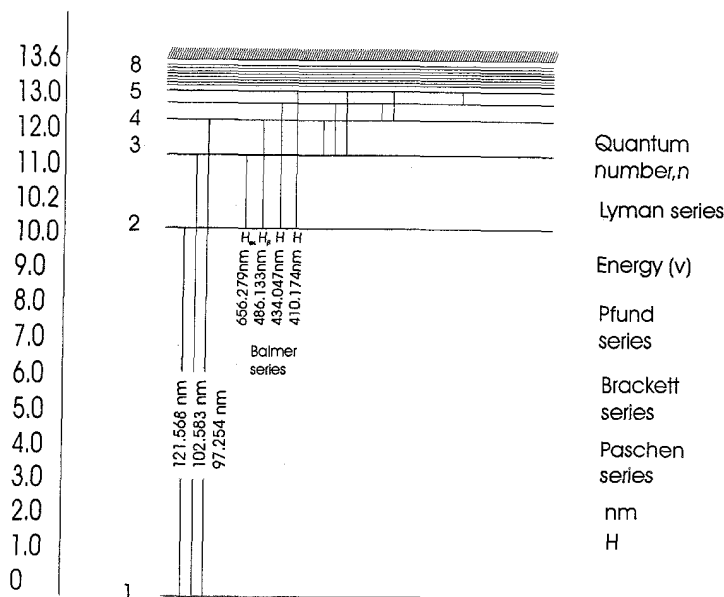
شکل معادله (۱۳-۱) اشاره دارد بر این که باید سریهای بینایی دیگری برای مقادیر مختلف n_1 وجود داشته باشد همانگونه که به واقع چنین است. چهار سری دیگر مشاهده شده: سری لیمان ($n_2=1$) در فرابنفش، پاشن ($n_2=3$)، براکت ($n_2=4$)، و پفاند ($n_2=5$) در ناحیه فروسرخ بیناب. شیوه پیدایش این سریها را می‌توان، بدانسان که شکل ۱۱-۱ یا ۱۲-۱ نشان داده، نمایشگر ساخت. در شکل ۱۱-۱، اتم به صورت سریهایی از مدارهای جدا از هم تجسم یافته که وابسته به حالتها با ترازهای معین انرژی برای $n=1, 2, 3, \dots$ است؛ همینطور نمودار تراز انرژی در شکل ۱۲-۱ را می‌توان برای مقادیر مختلف n (که عدد کوانتومی اصلی نامیده می‌شود) رسم کرد.

این مدل ساده بوهر توجیهی کافی از خطوط بیناب هیدروژن می‌دهد، اما در روابط اصلی

بوهر چند تصحیح به کار رفته تا مطابقت بیشتری با آزمایش داشته باشد. در هر حال، باید خاطر نشان ساخت که بنابر تفکر نوین نظریه بوهر رضایت بخش نیست و مکانیک کوانتومی کاملاً جانشین آن است. نتایج الزاماً با آنچه در بالا پیش‌بینی شد سازگار است. اما این طرز عمل ایجاب می‌کند اعداد کوانتومی دیگری جز n معرفی شود تا نظریه دقیقاً با آزمایش تطبیق کند. ماهیت این اعداد کوانتومی اضافه شده در فصل بعد مفصلتر بحث می‌شود.



شکل ۱-۱۱. طرح، نمایشگر پرشهای کوانتومی است که سبب ایجاد سریهای بینایی متفاوت هیدروژن می‌شود.



شکل ۱-۱۲. نمودار تراز انرژی هیدروژن، در حالیکه بعضی از خطوط اصلی بیناب را نشان می‌دهد.

۸-۱ خلاصه

هدف اصلی این فصل معرفی چند مفهوم جدید بود که برای توجیه جامدها و ویژگیهای فیزیکیشان ضروری است. نشان داده شد که فیزیک کلاسیک نمی‌تواند توجیهی کامل از نظریه اتمی بدهد و این که مفهوم کوانتومی انرژی را باید مطرح کرد.

این فکر که به تمام ذرات امواجی وابسته است معرفی گردید، و نشان داده شد که چگونه این پیشنهاد برای الکترونها به طور قانع‌کننده‌ای به کار می‌رود. سرانجام، این مفهوم اساسی مطرح شد که انرژی اتم (و، ضمناً، هر دستگاه فیزیکی) متغیری پیوسته نیست بلکه تنها می‌تواند به صورت مجموعه‌ای از حالتها با ترازهای ناپیوسته انرژی تصور شود.

اینک می‌توان بیان داشت که چگونه از نظریه کوانتومی در بنیاد نهادن مدلی رضایت‌بخش برای جامدها استفاده شده است.

فصل دوم

باندهای انرژی در جامدها

در فصل اول، نشان داده شد که پاره‌ای آزمایشها ایجاب می‌کرد الکترون را بیشتر به عنوان موج تصور کنیم تا ذره. این فکر اینک توسعه می‌یابد و بیانی ریاضی، اما نه چندان دشوار، از موجهای الکترون را بسط می‌دهیم.

۱-۲ معادله موج

اگر الکترونها، همانگونه که دوبروی پیشنهاد کرد، نهاد موجی داشته باشد، باید از نظر ریاضی بتوان آنها را با معادله موجی مناسب نمایش داد. مفهوم امواج و شکلهای اساسی معادلات موج را از طریق شاخه‌های دیگر فیزیک به خوبی می‌شناسیم - مثلاً، امواج صوت و نور.

فرض می‌کنیم کمیتی که در «موج الکترون» تغییر می‌کند ψ باشد، که تابعی است از مکان و زمان، هر دو، و در اهمیتش بعداً بحث می‌شود. آنگاه با محدود کردن حرکت بر راستای x

$$\psi = \psi_0 \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (1-2)$$

ثابت‌های ψ_0 ، λ و T به ترتیب دامنه، طول موج و دوره حرکتند. دوره حرکت $T = \frac{1}{\nu}$ ، که ν بسامد است.

اگر معادله (۱-۲) به الکترون یا دسته‌ای از الکترون اشاره کند که بتوان با موج دوبروی نمایش داد، معادلات دوبروی و پلانک ($E = h\nu$ ، $P = h\nu/\lambda$) را می‌توان برای نوشتن آن به صورت

$$\psi = \psi_0 \sin 2\pi \left(\frac{xP}{h} - \frac{Et}{h} \right) \quad (2-2)$$

به کار گرفت. به شکل زیر نوشته می‌شود،

$$\psi = \psi_0 e^{i(xP - Et)/h} \quad (3-2)$$

که در آن $i = \sqrt{-1}$ و $h = \frac{h}{2\pi}$ ، از معادله ۳-۲ دو بار نسبت به x مشتق می‌گیریم:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\psi \frac{P^2}{h^2} \quad (4-2)$$

و یک بار نسبت به t :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi \quad (5-2)$$

انرژی جنبشی ذره‌ای با اندازه حرکت P و جرم m که در مقایسه با سرعت نور به کندی حرکت می‌کند $\frac{P^2}{2m}$ است. اگر E کل انرژی ذره و V پتانسیلش باشد:

$$\frac{P^2}{2m} + V = E \quad (6-2)$$

از ضرب ψ در معادله (۶-۲) و قرار دادن P^2 و E از معادلات (۳-۲) و (۴-۲) داریم

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\hbar^2}{2m} + V\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (7-2)$$

که معادله «وابسته به زمان» شرودینگر نامیده می‌شود (برای یک بعد). در حل مسایل دینامیک، کاربرد این معادله بیشتر از قانون دوم نیوتن است، همچنان که در حل مسایل نور کاربرد اپتیک موجی بیش از اپتیک هندسی است.

۲-۱-۱-۲ حالت‌های ایستاده

در به کار گرفتن معادله موج شرودینگر در مسئله اتمی، اصل چنین است که در معادله به جای V تابعی مناسب قرار دهیم، و شرایطی را که ممکن است وجود داشته باشد به حساب آوریم (به نام شرایط مرزی) و آنرا برای ψ حل کنیم. پاسخهایی که برای ψ نتیجه می‌شود «توابع موج» می‌نامیم.

تابع موج ممکن $\psi(x,t)$ را در نظر می‌گیریم که می‌تواند به صورت حاصلضرب توابعی جداگانه بر حسب x و t بیان شود: مثلاً

$$\psi(x,t) = \psi(x)X(t)$$

از قرار دادن این عبارت در معادله (۷-۲) و مرتب کردن آن:

$$-\frac{\hbar^2}{2m\psi} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V = \frac{i\hbar}{X} \frac{dX}{dt} \quad (8-2)$$

اگر V تنها تابعی از x باشد (یعنی، اگر V مستقل از زمان باشد)، سمت چپ و راست معادله (۸-۲)، به ترتیب، تنها به x و t بستگی دارند؛ از این رو هر دو طرف باید برابر ثابتی یکسان، مثلاً k ، باشند. پس

$$\frac{\hbar}{X} \frac{dX}{dt} = K \quad (9-2)$$

که با انتگرال‌گیری

$$X = X_0 e^{-ikt/\hbar} \quad (10-2)$$

x_0 ثابت انتگرال است و معمولاً برابر واحد انتخاب می‌شود. مقایسه این معادله با معادله (۳-۲) (که در آن ψ تفکیک‌پذیر است) اشاره دارد که k از E ، کل انرژی، تشخیص‌پذیر است. از قرار دادن $k=E$ و جایگزین کردن معادله (۹-۲) در معادله (۸-۲):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\psi = 0 \quad (11-2)$$

این عبارت برای ψ معادله «مستقل از زمان» شرودینگر نامیده می‌شود (در یک بعد). ψ به نام توابع موج نیز شناخته می‌شود.

مقایسه‌ای ساده در تأیید اختلاف میان ψ و Ψ سودمند است. ریسمانی به طول L در نظر بگیرید. اگر یک انتهای ریسمان آزاد باشد، می‌توان امواجی با طول موج λ ساخت که در امتداد ریسمان انتقال یابند. اما، اگر انتهای آزاد آن ثابت شود (یعنی، اگر شرایط مرزی اعمال شوند)، دیگر ردیف پیوسته‌ای از مقادیر λ ممکن نیست: امواج ایستاده با طول موجهای ویژه ایجاد می‌شوند به طوری که $L = \frac{n\lambda}{2}$ ، که در آن n عدد صحیح است. چنین موج ایستاده‌ای را ممکن است با

$$\psi = \psi_0 \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \cos \frac{2\pi t}{T}$$

یا

$$\psi = \psi_0 \sin \frac{2\pi x n}{2L} \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (12-2)$$

نمایش داد، که در آن ψ جابجایی عرضی ریسمان می‌دهد. در اینجا ψ حاصلضرب توابع $Y(x)$ و $X(t)$ است، که

$$X(t) = \cos \frac{\gamma \pi t}{T} \quad \text{و} \quad \psi(x) = \psi_0 \sin \left(\frac{\gamma \pi x n}{2L} \right)$$

هر نقطه ریسمان با حرکت هماهنگ ساده ارتعاش می‌کند، و دامنه ψ این حرکت، گرچه در طول ریسمان از نقطه‌ای به نقطه دیگر تغییر می‌کند، نسبت به زمان ثابت می‌ماند. شکل معادله (۲-۱۲) نشان می‌دهد که تنها مقادیر معینی از توابع موج ψ (و بنابراین انرژی حرکت) ممکن است. این نکته در زیر مفصلتر بحث می‌شود.

۲-۱-۲ تعبیر فیزیکی ψ

نماد ψ نمایشگر کمیتی ست مختلط با اجزاء حقیقی و موهومی*، وابسته به این شرط که، بنابر معادله (۲-۲)، باید به طور کامل حرکت را بیان کند، و باید مشخص کند که الکترون در کجاست و در زمانی معین دارای چه انرژی است.

تعبیری که بوسیله بورن (۱۹۲۶) از ψ شد این است که $|\psi|^2 dx$ نمایشگر احتمال یافتن الکترون میان فاصله x و $x + dx$ از مبدأ است.

در سه بعد معادله شرودینگر به همان صورت معادله (۲-۱۴) نوشته می‌شود و $|\psi|^2 dx dy dz$ احتمال یافتن الکترون در $dx dy dz$ در لحظه‌ای داده شده است. علاوه بر این، چون الکترون به هر حال باید جایی باشد، انتگرال عبارت بالا برابر واحد می‌شود؛ یعنی

$$\int_{\text{فضا}} |\psi|^2 dx dy dz = 1$$

معمولاً برای چگالی احتمال $|\psi|^2$ را به جای ψ به کار می‌برند، با توجه به این واقعیت که ممکن است تابع موج کمیتی مختلط باشد.

۲-۲ حل معادله شرودینگر برای ذره‌ای در جعبه یک‌بعدی

در اتم هیدروژن، الکترون شدیداً در بند* است - به بیان دیگر در دام هسته است. با این تصور که ذره‌ای به جرم m (نمایشگر الکترون) در چاه پتانسیلی با ژرفای بی‌کران حرکت می‌کند، مدلی بسیار ابتدایی می‌توان برای اتم هیدروژن بنیاد نهاد. بر حسب ذره، این بیان همانند، مثلاً، تویی ست در ته لوله‌ای با دیواره بی‌کران. اگر لوله را تکان دهیم، با این که انرژیهای

مختلفی می توان به توپ نسبت داد، توپ همچنان در دام می ماند. پیش از بررسی این مسئله سه بعدی، معادله شرودینگر را در حالت یک بعدی به کار می گیریم و ترازهای انرژی را برای ذره در بند پیش بینی می کنیم.

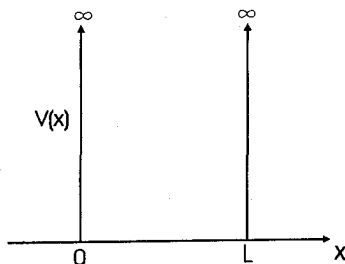
تابع پتانسیل شکل ۱-۲ را می توان به صورت زیر تعریف کرد:

$$V(x) = \infty \quad 0 > x > L \quad \text{برای}$$

$$V(x) = 0 \quad 0 \leq x \leq L \quad \text{برای}$$

انتخاب $V(x) = 0$ ، میان صفر و L ، کاملاً اختیاری است و تنها به عنوان تراز مرجع ثابت عمل می کند، درست همانگونه که سطح دریا به عنوان مأخذ دلخواه گرفته می شود تا به کمک آن بتوان بلندیها را اندازه گرفت. در این فاصله محدود، $0 < x < L$ ، معادله موج چنین می شود

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2\pi^2m}{h^2} E\psi(x) = 0 \quad (13-2)$$



شکل ۱-۲. جعبه پتانسیل تک بعدی

هر تابع دوره ای در این معادله صدق می کند، و برای راحتی می توان تابعی سینوسی انتخاب کرد. از این رو تابع

$$\psi(x) = A \sin Kx$$

پاسخی رضایت بخش است، به شرط این که $K = n\frac{\pi}{L}$ ، که در آن n عدد صحیح است، زیرا در هر دو مرز تابع موج صفر است. پس، شرطی که باید در پاسخهای معادله شرودینگر وجود داشته باشد:

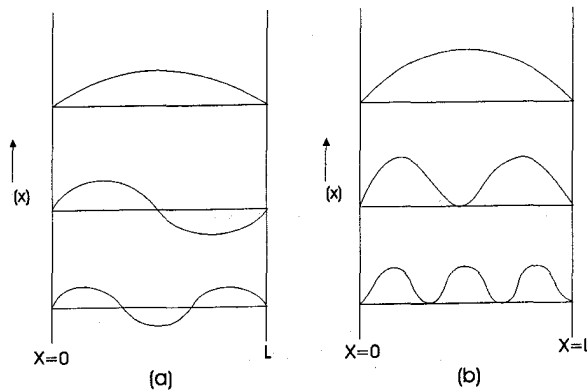
$$K = n\frac{\pi}{L}$$

که در آن $n = 1, 2, 3, \dots$ از قرار دادن این پاسخ در معادله (۲-۱۳):

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 n^2}{2mL^2}$$

بنابراین، از آنجا که K محدود به مقادیری معین است، کل انرژی E نیز باید دارای محدودیتی همانند باشد.

پارامتر n تعیین‌کننده انرژی، همان عدد کوانتومی اتم هیدروژن در نظریه بوهراست، که در فصل پیش آن را دیدیم. اگر m بتواند مقادیر مختلف بگیرد، پاسخها بسیار شبیه‌اند به آنچه که برای تار مرتعش به دست آمد؛ به جای ردیف پیوسته پاسخها که برای ذره آزاد پیدا شد، امواج ایستاده نتیجه می‌شود. هر یک وابسته به ویژه مقداری از انرژی است. سه پاسخ نخستین مسئله امواج الکترون، همراه توزیع احتمال الکترون $|\psi|^2$ در شکل ۲-۲ آمده است. همانند تار مرتعش، گره‌های بیشتر، انرژی وابسته زیادتری به همراه دارند. بر این پایه، می‌توان نموداری ساده برای تراز انرژی ذره‌ای بنا کرد



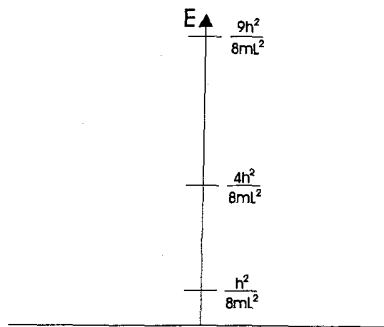
شکل ۲-۲. حالت زمینه و دو حالت نخستین برانگیخته: (a) توابع موج الکترون؛ (b) توزیعهای احتمال الکترون

که در جعبه‌ای یک‌بعدی قرار دارد (شکل ۲-۳). تراز با کمترین انرژی (یعنی، تک‌گره) نمایشگر حالت بنیادی است، و تمامی انرژیهای بالاتر مربوط به حالت‌های برانگیخته است.

بنابراین، ذره در بند یا در دام، دارای بیناب ناپیوسته انرژی است. اگر طول جعبه، L ، بی نهایت بزرگ باشد، ذره آزاد است و ترازها به هم نزدیک و نزدیکتر می شوند و سرانجام به صورت پیوسته در می آیند. از این رو، معادله موج پیش بینی می کند که ذره های در بند وابسته به بیناب ناپیوسته انرژی هستند و ذره های آزاد وابسته به بیناب پیوسته.

۳-۲ حل معادله شرودینگر برای ذره ای در جعبه سه بعدی

جعبه یک بعدی که تاکنون بررسی شد آشکارا مدلی رضایت بخش برای اتم سه بعدی هیدروژن نیست. بنابراین منطقی به نظر می رسد که جعبه پتانسیل را در راستاهای y و z نیز بسط دهیم. آنگاه معادله ای که باید حل کنیم چنین است.



شکل ۳-۲. نمودار تراز انرژی ذره ای در جعبه تک بعدی؛ در حالیکه تراز زمينه و دو تراز برانگیخته است اولیه را نشان می دهد.

$$\frac{\partial^2 \psi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi(x,y,z)}{\partial z^2} + \frac{\Lambda \pi^2 m}{h^2} E \psi(x,y,z) = 0 \quad (14-2)$$

گرچه به نظر پیچیده تر از معادله (۱۳-۲) است، نسبتاً به طور مستقیم پاسخها را می دهد، باز از نوع موج ایستاده:

$$\psi(x,y,z) = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$

که در آن

$$k_x = n_x \pi / L, \quad k_y = n_y \pi / L, \quad k_z = n_z \pi / L$$

هر یک از اعداد n_x, n_y, n_z و می‌تواند مقادیری صحیح از یک تا بی‌نهایت را بگیرد. بنابراین در عبارت انرژی سه عدد کوانتومی وجود دارد.

$$E = \frac{h^2}{8mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

این اعداد کوانتومی همچنین شکل تابع موج را تعیین می‌کنند که، بنابر قرارداد، می‌توان آن را به شکل $\Psi_{n_x n_y n_z}$ نوشت.

مهمترین نتیجه این سه عدد کوانتومی این است که چند ترکیب مختلف یک انرژی می‌دهد. مثلاً، فرض کنید یکی از اعداد کوانتومی برابر ۲ باشد. سه ترکیب ممکن اعداد کوانتومی به انرژی E منتهی می‌شود:

$$(1) \quad n_x = 1, \quad n_y = 1, \quad n_z = 2;$$

$$(2) \quad n_x = 1, \quad n_y = 2, \quad n_z = 1;$$

$$(3) \quad n_x = 2, \quad n_y = 1, \quad n_z = 1$$

آنگاه توابع موج وابسته:

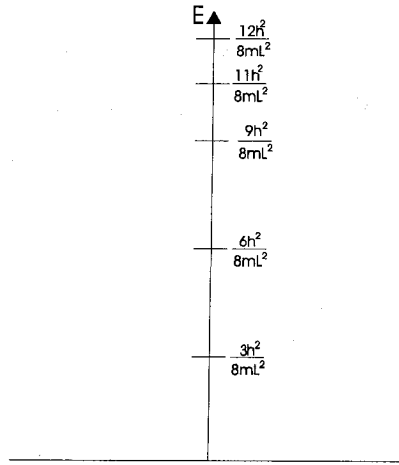
$$\psi_{112} = \dots A \sin \frac{\pi x}{L} \sin \frac{\pi y}{L} \sin \frac{2\pi z}{L}$$

$$\psi_{121} = \dots A \sin \frac{\pi x}{L} \sin \frac{2\pi y}{L} \sin \frac{\pi z}{L}$$

$$\psi_{211} = \dots A \sin \frac{2\pi x}{L} \sin \frac{\pi y}{L} \sin \frac{\pi z}{L}$$

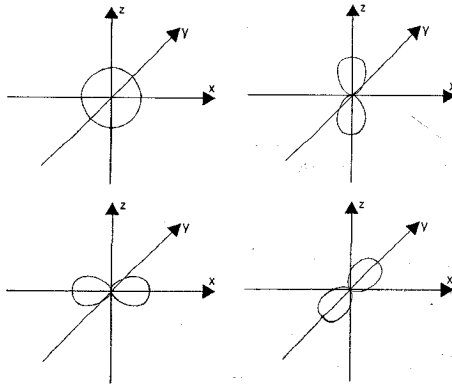
اما در هر مورد انرژی دقیقاً یکی است؛ یعنی

$$E = \frac{6h^2}{8mL^2}$$



شکل ۲-۴. نمودار تراز انرژی برای ذره‌ای در یک جعبه سه بعدی

اگر حالت‌های مختلف دارای انرژی یکسانی باشند، آنها را «تبهگن» می‌گوییم. در مثال بالا، از آنجا که سه تابع موج مربوط به یک انرژی است، می‌گوییم تراز انرژی وابسته به آن سه بار تبهگن است. بر پایه این مدل، هر تراز که در آن سه عدد کوانتومی برابرند باید ناتبهگن باشد.



شکل ۲-۵. توزیعهای احتمال الکترون برای حالت زمینه و نخستین حالت برانگیخته در مورد اتم هیدروژن.

در عمل، جعبه سه بعدی تنها تقریبی است از اتم هیدروژن، که بیشتر تقارن کروی دارد تا تقارن مکعبی که بوسیله جعبه نمایش داده شد. معادله شرودینگر را برای تقارن کروی نیز

می‌توان حل کرد، اما معمولاً متغیرها را به همانندشان در مختصات کروی تبدیل می‌کنند که برای نوع تقارن مناسبتر است. شکل ۲-۴ نمودار تراز انرژی ذره‌ای در جعبه سه‌بعدی برای حالت بنیادی و پاره‌ای حالت‌های برانگیخته است. شکل ۲-۵ نمایشگر وابستگی زاویه‌ای تابع توزیع احتمال اتم هیدروژن برای نخستین حالت برانگیخته است.

۲-۴ ترازهای انرژی اتمهای مجزا

بررسی کاربرد معادله شرودینگر در مسئله الکترونیهای اتمها خارج از بحث این کتاب است. حتی رفتار دقیق اتم ساده هیدروژن حسابهای مستقیم اما طولانی را در بردارد. کافی است گفته شود که، وقتی معادله وابسته به زمان به کار می‌رود و نسبت منظور می‌شود، چهارمین عدد کوانتومی پدید می‌آید. از این رو، تشخیص کامل حالت‌های الکترون درون اتم به چهار عدد کوانتومی نیاز دارد. سه عدد به مختصات فضایی الکترون وابسته‌اند، و چهارمین عدد کوانتومی «اسپین» نامیده می‌شود (بخش ۵-۱ را برای تشریح مفهوم «اسپین» ببینید).

نمادهایی که برای چهار عدد کوانتومی به کار می‌روند تا حد زیادی به سابقه تاریخی مربوط می‌شود. و این نمادها با محدودیتهایی که طبق نظریه در مقدارشان وارد می‌شود، چنین‌اند:

$$(۱) \quad n = ۱, ۲, ۳, \dots, \infty;$$

$$(۲) \quad l = ۰, ۱, ۲, \dots, n - ۱;$$

$$(۳) \quad m = \pm ۱, \pm ۲, \dots, \pm l;$$

$$(۴) \quad s = \pm \frac{1}{2}$$

برای هر الکترون اتم، مجموعه‌ای یگانه از این چهار عدد وجود دارد که به طور کامل حالت الکترون را مشخص می‌کند. آنها را می‌توان به عنوان «مختصات» الکترون تصور کرد، و تنها و تنها یک الکترون می‌تواند دارای مجموعه مختصات داده شده باشد. این، اصل طرد پائولی نامیده می‌شود، که به کمک آن می‌توان ترکیب الکترونی هر اتمی را به دست آورد. کاربرد اصل پائولی در بنا کردن عناصر جدول تناوبی معمولاً به طور مفصل در کتابهای فیزیک اتمی بررسی می‌شود. اما، در بحث کنونی، کافی است بدانیم که، با طرح منظم مجموعه اعداد کوانتومی به الکترونیهای متوالی، می‌توان تصویری از ترتیب الکترونیهای اتمها بنا نهاد. معلوم شده که تعدادی پوسته* و زیر پوسته الکترونی وجود دارد که، وقتی تعداد معینی الکترون آنها را اشغال می‌کند، پریا بسته در نظر گرفته می‌شوند. برای هر مقدار n پوسته‌ای وجود دارد، و برای هر مقدار l

وابسته به هر n یک زیر پوسته، مثلاً، برای $n=3$ ، l می تواند دارای سه مقدار $0, 1, 2$ باشد، و سه زیر پوسته وجود دارد که هر یک از آنها با $(2l+1)2$ پر می شود. بنابراین، زیر پوسته $S(l=0)$ حداکثر دو الکترون دارد، زیر پوسته $p(l=1)$ شش الکترون، زیر پوسته $d(l=2)$ ده الکترون، و... بر این پایه می توان دریافت که نخستین پوسته ($n=1$) حداکثر دو الکترون دارد؛ این پوسته را K می نامند؛ به طور همانند، پوسته $L(n=2)$ شامل $2+6=8$ الکترون است، و پوسته M شامل $2+6+10=18$ الکترون. بنابراین، به طور کلی، یک پوسته شامل $2n^2$ الکترون است. نامهایی که برای شناسایی پوسته های الکترونی به کار می رود نیز تا حد زیادی جنبه تاریخی دارد و از پژوهشهای ایتیکی و بیناب نمایی پرتو ایکس ناشی می شود. خلاصه ای از ترکیبهای الکترون برای عناصر بالاتر در جدول ۲-۱ آمده است. از این جدول می توان دریافت که تمام اتمها شامل مجموعه هایی از پوسته پر هستند که بیرون آنها یک یا چند الکترون ظرفیت قرار گرفته است. اصلاح «ظرفیت» از آن رو به کار می رود که این الکترونها ظرفیت شیمیایی عنصر را تعیین می کنند؛ علاوه بر این، حالت های الکترونها ظرفیت است که باید در تشریح بینابهای ایتیکی در نظر گرفته شود. ترکیبهای موجود به حالت های بنیادی اتمی وابسته است.

جدول ۲-۱. پیکربندی الکترونی سبک

Element	K-shell		L-shell		M-shell		
	1s-sub-shell	2s-sub-shell	2p-sub-shell	3s-sub-shell	3p-sub-shell	3d-sub-shell	
Hydrogen	1						
Helium	2						
Lithium	2	1					
Beryllium	2	2					
Boron	2	2	1				
Carbon	2	2	2				
Nitrogen	2	2	3				
Oxygen	2	2	4				
Fluorine	2	2	5				
Neon	2	2	6				
Sodium	2	2	6	1			
Magnesium	2	2	6	2			
Aluminum	2	2	6	2	1		
Silicon	2	2	6	2	2		

همانگونه که در بررسی ساده نظریه بوهر دیده شد، انتقال از حالت‌های بنیادی، بیناب را نتیجه می‌دهد.

پیش‌بینی‌های اساسی را، که از بررسی مکانیک موجی الکترونی‌های در بند اتمها نتیجه می‌شود، می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

(۱) الکترونها تنها در حالت‌های ویژه معینی، به نام ترازهای انرژی، وجود دارند، وابسته

به مقادیر ویژه انرژی که هر یک با مجموعه معینی از اعداد کوانتومی بیان می‌شود؛

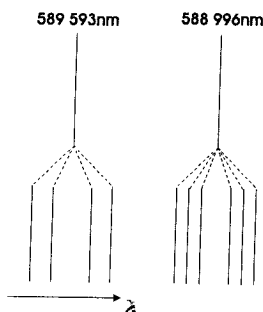
(۲) یک تراز انرژی داده شده ممکن است تبهگن * باشد (یعنی، به یک مقدار انرژی بیش

از یک توزیع احتمال الکترون مربوط شود)؛

(۳) توزیع واقعی بار الکترون در فضا با مجذور دامنه تابع موج در سه بعد پیدا می‌شود.

۲-۵ از بین بردن تبهگنی *

همچنان که در بحث مسئله جعبه سه‌بعدی دیده شد، بیشتر ترازهای انرژی تبهگن‌اند، مگر آنهایی که اعداد کوانتومی برابر دارند. در واقع، معرفی عدد کوانتومی چهارم S به این معناست که هر تراز باید حداقل دوبار تبهگن باشد، چرا که S می‌تواند دو مقدار $\pm \frac{1}{2}$ بگیرد. بنابراین تمام ترازهای انرژی اتمی شامل دو حالت (یا بیشتر) در هم رفته انرژی‌اند، و تبهگنی پاره‌ای از ترازهای بالاتر (با مقادیر بزرگتر) باید از مرتبه بالاتری باشد.



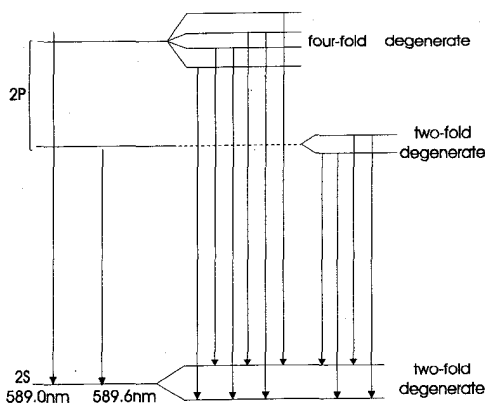
شکل ۲-۶. نمودارهایی که اثر زیرین را برای خط‌های شناخته شده موسوم به خط‌های D سدیم نشان می‌دهد.

به هر حال، «از بین بردن» تبهگنی یک انرژی با تجزیه آن به دو مجموعه زیر تراز کاملاً جدا از هم ممکن است. این مطلب از طریق به کار گرفتن عوامل خارجی در اتم انجام می‌گیرد، مانند

میدان مغناطیسی یا الکتریکی، که اثرش کاهش دادن بعضی ترازهای تبهگن و زیاد کردن بقیه ترازهای درونی یک الکترون است. مثال شناخته شده این حالت، اثر زیمن است، که در آن خطوط بیناب گسیل شده از چشمه نورانی در اثر یک میدان مغناطیسی قوی (IT) به تعدادی مؤلفه تجزیه می شوند. نور سدیم مثالی گویا از تجزیه زیمن است، همچنان که در شکل ۲-۶ آمده است. شکل ۲-۷ تجزیه ترازهای انرژی به وجود آورنده این خطها را نشان می دهد، و دیده می شود ترازهای از ابتدا تبهگن $2P$ به چهار مؤلفه و دو مؤلفه تجزیه می شوند، و ترازهای دوبار تبهگن $2S$ به دو مؤلفه.

وقتی میدان الکتریکی قوی به کار می رود، اثری مشابه مشاهده می شود که آن را اثر اشتارک می نامند.

از بین بردن تبهگنی در اثر عوامل خارجی راه حل این پرسش است که چرا در جامدها باندهای انرژی وجود دارند.



شکل ۲-۷. نمودار تراز انرژی سدیم در حالیکه اصل خط D و تجزیه تراز را نشان می دهد که در اثر میدان مغناطیسی ایجاد می شود.

۲-۶ انبوه شدن اتمها

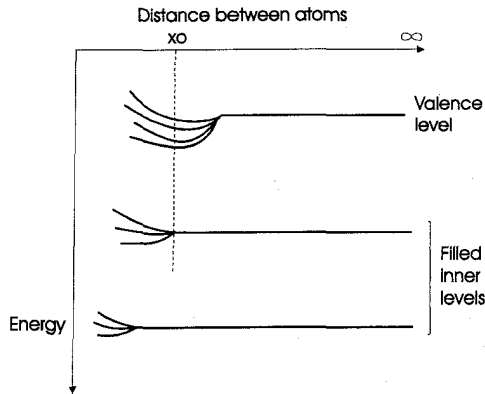
اینک می پردازیم به بررسی تغییراتی که در ترازهای الکترونی انرژی روی می دهد وقتی

گروهی از اتم‌های همانند که فاصله فیزیکی شان در ابتدا زیاد است به تدریج به یکدیگر نزدیک و نزدیکتر می‌شوند و جامدی را تشکیل می‌دهند (یعنی، وقتی تراکم از نمود گازی به نمود جامد صورت می‌گیرد).

در آغاز ترازهای انرژی هر اتم داده شده همانند ترازهای اتم‌های آزاد است، اما همچنان که فاصله به تدریج کاهش می‌یابد به مرحله‌ای می‌رسد که در آن برهمکنش الکترونیهای خارجی ظرفیت با یکدیگر شروع می‌شود. میدانهای خارجی پدید آمده بوسیله الکترونیهای مجاور سبب می‌شوند که ترازهای ظرفیت به شیوه‌ای مشابه اثر زمین یا اشتارک تجزیه شوند. همچنان که فاصله «میان اتمی» هنوز در حال کاهش است، ترازهای الکترونی داخلی نیز شروع به تجزیه می‌کنند؛ نموداری از تراز انرژی به صورت تابع فاصله در شکل ۲-۸ آمده است. انرژی در فاصله میان اتمی ویژه x وابسته به مکان ترازمندی از یک می‌نیم می‌گذرند. این دور از انتظار نیست، چرا که تمام دستگاههای فیزیکی به حالت می‌نیم انرژی، وابسته به ترازمندی پایدار، روی می‌کنند. منطقی است که تراز ظرفیت نسبت به تمام ترازهای دیگر در فاصله بیشتری تجزیه شود چرا که این الکترونها، که در دورترین فاصله از اتم مادر قرار دارند، با نیروی کمتری در بندند و احتمالاً بیشتر تحت اثرات خارجی قرار می‌گیرند.

بنابراین، نتیجه نزدیک شدن اتم‌ها به یکدیگر، که جامدی را بسازند، این است که ترازهای مجزای انرژی به ردیفهایی از زیر ترازها تقسیم می‌شوند، به فاصله‌هایی چنان نزدیک به هم که اصطلاحاً «نوار^{*} انرژی» نامیده می‌شوند. باند یا نواری که از تجزیه تراز ظرفیت حالت بنیادی یا زمینه پدید می‌آید «باند ظرفیت» نامیده می‌شود، و باندهای پایین‌تر که وابسته به ترازهای درونی الکترونی در اتم آزاد هستند با نمادهای مناسب بیناب‌نمایی مشخص می‌شوند. بنابراین از باندهای S و P و غیره گفتگو می‌شود، اما در ترسیم طرحهای باند انرژی جامدها معمولاً چنین است که باندهای درونی را حذف می‌کنند، چرا که اثرشان بر ویژگیهای اصلی الکترونی جامد کم است. این مشابه اتم آزاد است، که در آن اهمیت الکترونیهای ظرفیت بیشتر است.

باند مربوط به تراز بلافاصله بالای تراز ظرفیت اتم آزاد (یعنی، نخستین حالت برانگیخته) «باند رسانش^{*}» نامیده می‌شود و، درست همانند حالت برانگیخته اتم آزاد، در زمانی داده شده ممکن است اشغال باشد یا نباشد. باید یادآوری کرد که وجود باندها را می‌توان از طریق به کار گرفتن معادله شرودینگر در مورد بلوری آرمانی^{*} پیش‌بینی کرد،



شکل ۲-۸. نموداری که ترازهای انرژی الکترون را به صورت تابعی از فاصله میان اتمی نشان می‌دهد (x_0 منطبق بر فاصله ترازمندی در جامد است)، توجه داشته باشید که، برای راحتی، انرژی در اینجا برخلاف معمول سمت پایین رسم شده است.

که در آن عبارت مربوط به پتانسیل با تابع دوره‌ای مختلطی نمایش داده می‌شود (ضمیمه A را ببینید).

درون بانندی داده شده چند تراز انرژی وجود دارد؟ پدیده زیرین، اختلال^{*} میدان خارجی تعداد ترازها را تغییر نمی‌دهد تنها فاصله‌شان را تغییر می‌دهد. از این رو $2S$ سدیم، که ابتدا شامل دو تراز بر هم منطبق بود، از فاصله صفر تا مقداری معین تجزیه می‌شود. بنابراین تعداد کل ترازها در یک باند برابر حاصلضرب تعداد (M) ترازها در اتم مجزا و تعداد کل N اتمهای جامد باشد (یعنی MN). از این رو باند S دارای $2N$ تراز خواهد بود؛ باند p ، $6N$ تراز، و غیره.

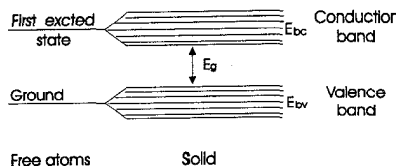
به طور تقریبی می‌توان «متوسط» فاصله تراز درون یک باند را به صورت زیر تخمین زد. به سادگی می‌توان ثابت کرد که بلوری به وزن یک کیلوگرم تقریباً دارای 10^{26} اتم است و، آنگونه که در زیر نشان می‌دهیم، پهنای نوار 10^{-10} است.^(۱) از این رو، $10^{26} M \times$ تراز در پهنای 10^{-10}

۱. متداولترین یکای انرژی در کتابهای فیزیک حالت جامد و دستگاههای فیزیکی در سالهای اخیر احتمالاً الکترون ولت (eV) است. اما، الکترون ولت در واقع واحد نیست بلکه حاصلضرب بار الکترون e و ولتاژ V است. در این کتاب یکای اتوژول (attojoule) به عنوان اندازه انرژی زیاد به کار رفته است $1 \text{ aJ} = 10^{-18} \text{ J}$

گسترده‌اند، بنابراین فاصله‌شان کمتر از 10^{-26} است. یعنی ترازهای انرژی درون یک باند از یکدیگر مجزا هستند، اما با چنان فاصله‌ای کوچک که می‌توان در تقریب نخست باندها را پیوسته گرفت.

اکنون این سؤال پیش می‌آید که الکترونها چگونه در ترازهای موجود درون باند قرار می‌گیرند. همانند اتمهای مجزا اصل پائولی را، که بیان می‌کند دو الکترون نمی‌توانند مجموعه همانندی از چهار عدد کوانتومی داشته باشند، می‌توان به کار گرفت. در یک باند، دیگر حالت‌های انرژی برهم منطبق نمی‌شوند، بلکه ترازهایی متمایز و مجزا موجود است و به هر یک می‌توان الکترونی نسبت داد. نخست پایین‌ترین تراز پر می‌شود، آنگاه تراز بالاتر، و به همین ترتیب تا آخر. بنابراین اصل پائولی درون باند هم پایدار می‌ماند.

به عنوان مثال، باند ظرفیت سدیم را در نظر می‌گیریم: اگر بلوری سدیم شامل N اتم باشد، N تعداد الکترونهای ظرفیت زیر پوسته S است. در باند، به هر حال، $2N$ تراز وجود دارد، بنابراین باند ظرفیت سدیم تنها تا نیمه پر است. این واقعیت مهم در زیر مفصلتر بحث می‌شود. بدین ترتیب نظریه باند جامدها وجود یک سری باند انرژی با پهنای معین E_b را پیش‌بینی می‌کند، که با گافهای معین انرژی از یکدیگر جدا شده‌اند: آنچه مهم است فاصله میان انتهای بالای باند ظرفیت و پایین باند رسانش است، که گاف ممنوع یا غیرمجاز انرژی نامیده می‌شود و با E_g نمایش داده می‌شود. با چشم‌پوشی از تغییر پهنای باند و شکل و حالت‌هایی که پایین‌تر قرار گرفته‌اند، می‌توان رابطه میان اتم آزاد و اتم جامد را با شکل ۹-۲ نشان داد.



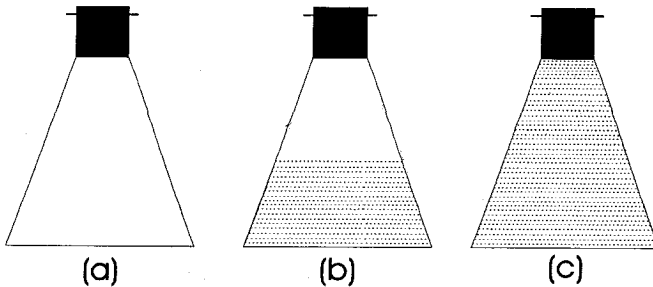
شکل ۹-۲. رابطه میان اتم آزاد و اتم جامد.

۷-۲ تراز فرمی

در بخش پیش تشریح شد که چگونه باند انرژی پر می شود و، در مورد سدیم، نشان داده شد که نیازی نیست تمام ترازهای درون باند پر شوند. این مطلب برای بیان باندهای انرژی به مدلی بسیار سودمند منتهی می شود.

باند خالی انرژی را می توان به ظرفی سرپوش دار تشبیه کرد که ارتفاعش انرژی را نشان می دهد و حجمش نمایشگر تعداد حالت‌های موجود انرژی است [شکل ۲-۱۰ (الف)]. ظرف آب دیگری تعداد الکترونهاي موجود را نشان می دهد؛ آب (الکترونهاي موجود) را می توان در ظرف خالی ریخت، به این وسیله حالت‌های انرژی، از پایین‌ترین حالت، شروع به پر شدن می کنند. در طی این فرایند، اصل پائولی با این واقعیت بیان می شود که دو قطره نمی توانند یک محل را اشغال کنند. سطح آب کاملاً پر به دست دهد [شکل‌های ۲-۱۰ (ب) و ۲-۱۰ (ج)].

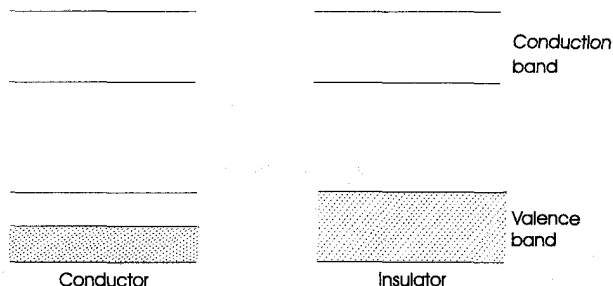
انرژی وابسته به سطح تراز را «تراز فرمی» می نامند، که مرز میان حالت‌های پر نیمه پر است. آنجا که در ظرف نیمه پر، حتی در دمای اتاق بعضی قطره‌های نزدیک سطح، انرژی کافی برای گریز به حجم بالاتر به دست می آورند (یعنی، به ترازهای بالاتر انرژی انتقال می یابند)، تراز فرمی معمولاً در صفر مطلق تعریف می شود، جایی که هرگونه آغالش* گرمایی باز می ایستد. از این رو تراز فرمی تراز است که پایین‌تر از آن تمام حالت‌ها اشغال است و بالاتر از آن تمامی حالت‌ها در صفر مطلق خالی است. به هر حال، مهم است در یابیم که تراز فرمی حتماً همیشه منطبق بر تراز پر شده بالا نیست، همچنان که در نیمه‌رسانا* می بینیم.



شکل ۲-۱۰. قیاس تراز فرمی با سطح آب.

انتقال به حالت‌های بالاتر را می توان بر پایه همین مدل با کج کردن یا گرما دادن ظرف تشبیه کرد؛ در جامد حقیقی، این عمل به مثابه کاربرد میدان‌های الکتریکی یا انرژی گرمایی است. آشکار است که در وضعیت موجود در شکل ۲-۱۰ (ب)، چنین انتقال‌هایی را می توان به آسانی

تشبیه کرد، چرا که هنوز حجمی بزرگ برای اشغال وجود دارد. از سوی دیگر، در شکل ۲-۱۰ (ج)، با کج کردن یا گرم کردن (مگر بسیار شدید) نمی‌توان قطره‌ای را به حالتی بالاتر انتقال داد، چرا که جایی برای اشغال وجود ندارد. این دو وضعیت به ترتیب نمایشگر رساناها و نارساناهاست و بر حسب نمودارهای تراز انرژی در شکل ۲-۱۱ رسم شده است.



شکل ۲-۱۱. نموداری که باند انرژی رسانا و نارسانا را نشان می‌دهد (حالت‌های اشغال شده هاشور خورده است).

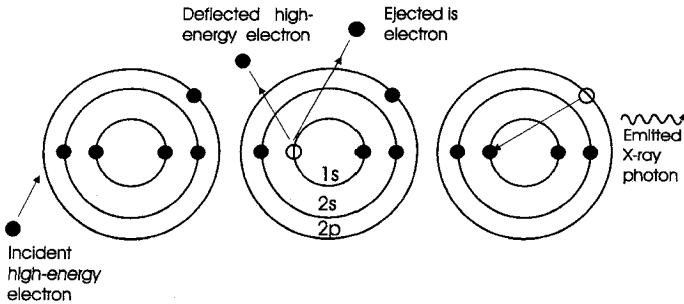
آگاهی درباره تراز فرمی E_F ، پهنای باند E_b ، و گاف انرژی E_g در بنیان‌گذاری طرح باند هر جامد اهمیتی برجسته دارد؛ اینک به طور خلاصه در تأیید تجربی وجود باندها مروری کرده و چند مثال ویژه را بررسی می‌کنیم.

۲-۸ تحقیق تجربی باندهای انرژی

برای مطالعه باندهای انرژی جامدها، تکنیک‌های جدید و جامع گوناگونی می‌توان به کار گرفت (مثل سیکلوترون رزونانس، اثر دوهاسون‌آلفن، و...)، اما نظریه این شیوه‌ها فوق‌العاده پیچیده است و بررسی آن در این مرحله ممکن نیست. به هر حال وسیله‌ای ساده برای تحقیق باندها وجود دارد، یعنی استفاده از پرتوهای x نرم.

وقتی انتقال میان ترازهای الکترونی «درونی» روی می‌دهد پرتوهای x گسیل می‌شود. پیش از انتقال باید حالت تهی وجود داشته باشد، و چون الکترونیهای درونی در نیرومندترین بند هسته قرار دارند، باید میزان قابل ملاحظه‌ای انرژی دریافت کنند تا از مدارهای پایدارشان دور شوند. این کار را می‌توان از طریق بمباران آنها با الکترونیهای دارای انرژی زیاد انجام داد. اثر دسته الکترونی با انرژی زیاد را براتمی مجزا در نظر بگیرید (شکل ۲-۱۲). الکترون درونی از مدار پایدار درونی مثلاً، نخستین مدار دور می‌شود، و حالتی تهی پشت سر خود بر

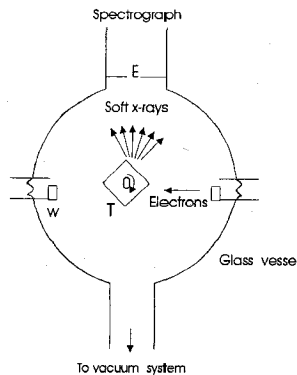
جای می‌گذارد؛ اینک برای الکترونی در حالتی بالاتر (مثلاً، حالت ۲P) این امکان هست که به تراز اشغال نشده برود؛ و به این طریق انرژی تابشی گسیل می‌شود؛ مانند گسیل فوتونها در اتم هیدروژن، هنگامی که الکترونها از ترازهای انرژی بالا به تراز حالت بنیادی الکترون ظرفیت انتقال می‌یابند. انرژی وابسته به انتقال با عبارت $E=h\nu$ به بسامد مربوط می‌شود و، برای اتمی که با الکترون بمباران شده، این مقدار مربوط به انرژی حدود 5^{th} است، که در ناحیه پرتو X نرم قرار دارد.



شکل ۲-۱۲ گسیل فوتون پرتو X از اتم.

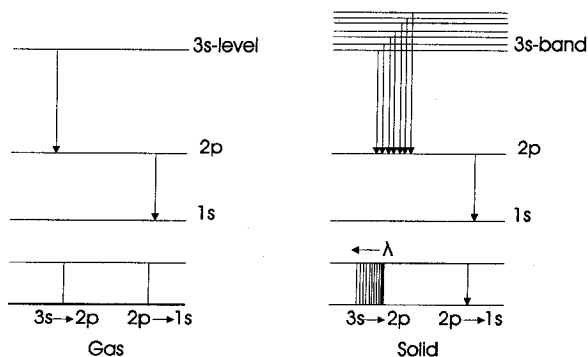
عین همین وضعیت هنگام پرتوگیری جامد پدید می‌آید، مگر آن که تابش انتقالی به جای تشکیل خط مشخص بیناب یک باند به وجود آورد.

ابزار مناسب برای تحقیق بینابهای پرتو X جامدها در شکل ۲-۱۳ آمده است.



شکل ۲-۱۳. دستگاه بررسی بینابهای پرتو X نرم جامدها

الکترونها گسیل شده از چشمه S به هدف گردان مسی T برخورد می‌کنند. از طریق تبخیر با ماریچ تنگستن W قشر نازکی از ماده مورد نظر روی این هدف را می‌پوشاند. تبخیر در خلاء انجام می‌گیرد، چرا که وجود اکسیدها و آلودگیهای دیگر نه تنها سبب فساد سطح می‌شود بلکه ساختار* باند را نیز تغییر می‌دهد. حتی در خلاء نزدیک به 10^{-4} Nm^{-2} (که بوسیله دستگاه تلمبه گردان معمولی و محبوس کردن ازت مایع انجام می‌شود تا گازهای اضافی را که در طی تبخیر پدید می‌آیند خارج کند)، دریافته‌اند که چنین سطحی برای تحقیق مناسب نیست. به هر حال، از طریق چرخاندن هدف، می‌توان سطح تازه‌ای در مقابل دسته پرتو X قرار داد. تابش وابسته به انتقالها در ماده هدف از میان شکاف ورودی E بیناب‌نگار* می‌گذرد و سرانجام به صورت بیناب بر صفحه عکاسی آشکار می‌شود. چنین تصویری را می‌توان از طریق نمودار تراز انرژی برای سدیم گازی شکل و جامد تعبیر کرد، همانند شکل ۲-۱۴ که فقط مهمترین ترازها را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۱۴. طرح تراز انرژی و بینابهای سدیم گازی و سدیم جامد.

در سدیم، وقتی اتمها کنار هم قرار می‌گیرند تا جامد را بسازند، تنها تراز ظرفیت است که به شدت تأثیر می‌پذیرد؛ ترازهای درونی دیگر مجزا می‌مانند. در نتیجه، خط تیز پدید آمده از انتقال ۳S-۲P در حالت گازی در شکل جامد آن باندی می‌شود به پهنای تقریباً 3^{nm} چرا که انتقالها ممکن است از تراز ۳S در باند ۳S (باند ظرفیت) به حالت بسیار مشخص ۲P صورت بگیرند.

از سنجش پهنای باند ۳S-۲P و لبه تیز با انرژی زیاد، می‌توان پهنای باند E_b و تراز فرمی E_F

را نسبت به تراز ۲P تخمین زد. جدول ۲-۲ پاره‌ای نتایج تجربی را که به این شیوه به دست آمده نشان می‌دهد.

جدول ۲-۲. ترازهای فرمی، اندازه‌گیری از پایین باند ظرفیت.

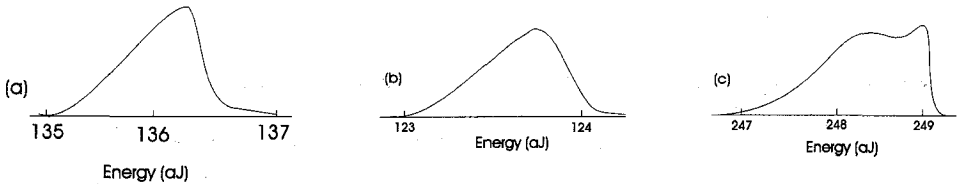
عنصر	تراز فرمی (eV)
Lithium	0.6
Sodium	0.4
Copper	1.1
Potassium	0.3
Calcium	0.48
Aluminium	1.89

یکی از مهمترین نتایجی که از مطالعه بینابهای پرتو x جامدها پدید می‌آید توزیع حالت الکترونی در خود باند است. تصویر بیناب پرتو x نرم آشکارا نشان می‌دهد که چگالی باند در تمامی پهنایش یکنواخت نیست. بلکه شدتش در جهت کناره با انرژی زیاد به تدریج افزایش می‌یابد. اگر با چگالی سنج بسیار دقیق - ابزاری که می‌تواند درجه «تاریکی» روی صفحه عکاسی را اندازه‌گیری کند - چنین تصویری بررسی شود خمهایی مانند شکل ۲-۱۵ به دست می‌آید. کسری از فوتونهای گسیل شده در طول موج معین متناسب با آن طول موج است، به شرط آن که احتمال تمام انتقالها برابر باشد. از آنجا که گسیل فوتون پرتو x وقتی روی می‌دهد که الکترونی از یک تراز انرژی به تراز دیگر انتقال یابد، شدت تابش در طول موج باید متناسب با تعداد الکترونیهای باشد که انتقال می‌یابند. بنابراین آنچه چگالی سنج ثبت می‌کند توزیع حالتها را در سراسر باند نشان می‌دهد. این نتیجه اهمیتی بسیار دارد، زیرا گواه بر این امر است که هنگام بررسی طرز عمل الکترونها در باند انرژی نباید از آمار کلاسیک استفاده کرد، و پیش از برداشتن گام بعدی، ارزشمند است بخش خلاصه‌ای به آمار اختصاص یابد.

۲-۹ آمار کلاسیک و کوانتومی

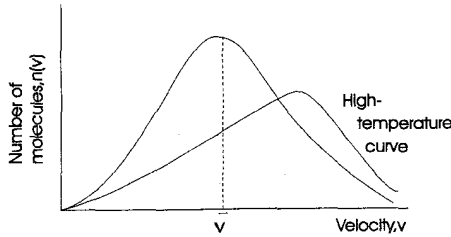
وقتی گروهی وسیع از ذره‌ها بررسی می‌شوند، روش آماری، شامل آنچه «توان توزیع» نامیده می‌شود، باید به کار گرفته شود. اگر دستگاهی تنها دارای چند ذره باشد، امکان دارد

دستگاه را جز به جز بیان کنیم. مثلاً، می‌توان گفت که توپ معینی روی یک میز بیلیارد در مکانی معلوم با سرعت معینی حرکت می‌کند، در همین زمان که توپ دیگر با سرعت متفاوتی در حرکت است. برای گروهی بزرگ، همانند حجمی از گاز یا جامد شامل 10^{28} ذره در هر متر مکعب، دستیابی به چنین دانشی دقیق غیرممکن است. در عوض، معمولاً سؤال این است که، مثلاً، چند ذره در حجمی داده شده وجود دارد، و چند ذره دارای سرعت یا انرژی معینی است؟



شکل ۲-۱۵. رد عکس‌هایی میکروچگالی‌سنج از بینابهای پرتو x جامدها: (a) نیکل؛ (b) کسالت؛ (c) آلومینیوم.

بیشتر خواننده‌ها با کاربرد چنین شیوه‌های آماری در بررسی نظریه ساده جنبشی گازها آشنا شده‌اند. این نظریه با حرکت تصادفی مجموعه‌ای از ملکولها سر و کار دارد. این ملکولها می‌توانند برخوردهای کاملاً کشسان داشته باشند. ماکسول نشان داد که رسم تعداد ملکولهای $n(v)$ ، که سرعتشان میان v تا $v + \Delta v$ است، بر حسب سرعت، منحنی شکل ۲-۱۶ را می‌دهد. معادله این منحنی (توزیع ماکسول - بولتزمن) به شکل



شکل ۲-۱۶. توزیع ماکسول - بولتزمن.

$$n(v)dv = Av^2 T^{-\frac{3}{2}} e^{-Bv^2/T} dv$$

است، که در آن A و B مقایر ثابت هستند و T دمای مطلق است. چنین توزیعی نشان می‌دهد که اکثریت ملکولها دارای سرعتهایی نزدیک به سرعت میانگین v هستند. اگر دما بالا رود، ماکزیمم به طرف انرژیهای بالاتر میل می‌کند و منحنی پهن می‌شود. اگر دما به صفر کاهش یابد، سرعت میانگین نیز صفر می‌شود، و نشان می‌دهد که انرژی تمام ملکولها در این دما صفر است. اما مهمترین فرض آمار کلاسیک این است که تعدادی از ذره‌ها ممکن است انرژی یکسان داشته باشند. قبلاً نشان داده شد که هر باند انرژی از تعداد زیادی ترازهای مجزا درست شده که هر کدام در لحظه‌ای معین تنها می‌تواند بوسیله یک الکترون اشغال شود، بنابراین احتمال نمی‌رود که توزیع باند انرژی از آمار ماکسول - بولتزمن پیروی کند.

فرمی نخستین کسی بود که تابع پخش درستی از الکترونهاى باند انرژی به دست آورد و توزیع تعداد زیادی الکترون در یک سیستم را بر حسب ترازهای انرژی نتیجه گرفت. وی نشان داد که احتمال اشغال ویژه‌ای از انرژی چنین است:

$$F(E)dE = \frac{1}{e^{(E - E_F)/KT} + 1} dE$$

که در آن $F(E)$ تابع فرمی نامیده می‌شود و E_F برای دستگاهی خاص ثابت است. شکل ۲-۱۷ طرحی از این تابع را برای $T=0K$ و $T>0K$ نشان می‌دهد، از آن می‌توان دریافت که تابع برای انرژیهای کمتر از E_F برابر واحد است و برای انرژیهای بیشتر صفر. این بدان معناست که در $T>0K$ ، تمامی ترازهای پایین تراز E_F کاملاً تهی می‌مانند. بنابراین E_F انرژی وابسته به تراز

فرمی ست و انرژی بالاترین تراز پر شده باند در صفر مطلق است. تنها در $T=0^{\text{K}}$ و E_{F} معنایی ساده دارد، چرا که در دماهای بالاتر پخش انحنا پیدا می‌کند و از تعداد ترازهای پایین تراز E کاسته می‌شود و به تعداد ترازهای بالاتر از آن افزوده می‌شود. ادامه خمیدگی کم است، مگر در دماهای بسیار بالا، اما باید توجه کرد که، در هر دمای معین، برای $E=E_{\text{F}}$ داریم $F(E)=\frac{1}{2}$ ؛ یعنی تراز فرمی را می‌توان به صورت تراز تعریف کرد که احتمال یافتن الکترون در آن $\frac{1}{2}$ است. تابع فرمی به خودی خود تعداد الکترونها را که انرژی معین دارند نمی‌دهد، بلکه فقط احتمال اشغال حالت انرژی داده شده‌ای را توسط یک الکترون می‌دهد. برای تعیین تعداد واقعی الکترونها در دستگاه، با انرژی معلوم، باید تعداد حالت‌های انرژی موجود در ناحیه‌ای معین مشخص باشد. پس اگر تعداد حالتها در احتمال اشغال ضرب شود، تعداد الکترونها در دستگاه به دست می‌آید. اگر $N(E) dE$ تعداد الکترونها و $Z(E)$ تعداد حالتها باشد:

$$N(E)dE = Z(E)F(E)dE$$

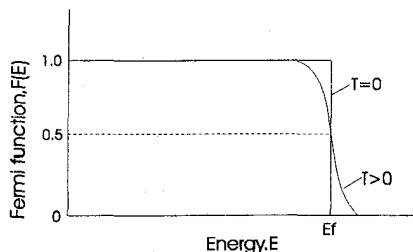
تابع $Z(E)$ تابع چگالی حالت نامیده می‌شود، و به آسانی می‌توان ثابت کرد که تغییر آن با انرژی

$$Z(E)dE = AE^{\frac{1}{2}} dE$$

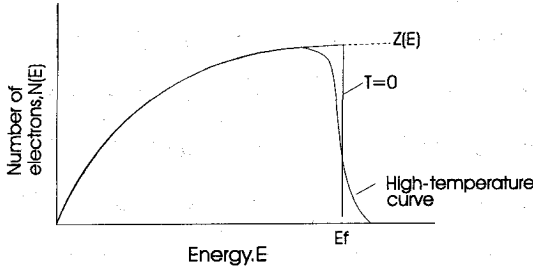
به شکل یک سهمی است. بنابراین تعداد الکترونها، $N(E)$ ، در ناحیه داده شده dE چنین است:

$$N(E)dE = \frac{AE^{\frac{1}{2}}}{e^{(E-E_{\text{F}})/KT} + 1} dE$$

این پخش، که پخش فرمی - دیراک شناخته می‌شود، در شکل ۲-۱۸ برای $T=0^{\text{K}}$ و $T>0^{\text{K}}$ آمده است.



شکل ۲-۱۷. تابع فرمی



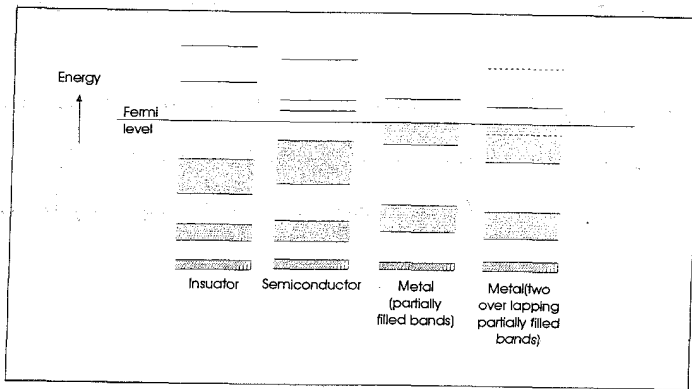
شکل ۲-۱۸. توزیع نظری الکترون در باند، که توسط فرمی ارائه شده است.

در صفر مطلق، تمام حالتها تا تراز فرمی پر هستند، اما در دماهای بالاتر انحناى تابع فرمی به سوی انرژیهای بالاتر منحنی توزیع گسترش می یابد. با چشم پوشی از بعضی بی نظمیها، شکل کلی رد* چگالی سنج به دست آمده از آزمایشهای پرتو x نرم مشابه منحنی نظری شکل ۲-۱۸ است، که گواه تجربی متقاعدکننده ای بر اعتبار آمار فرمی - دیراک است.

۲-۱۰ رده بندی جامدها بنا بر نظریه باند

این فصل شامل بررسی رده بندی جامدها بنا بر ترتیب ویژه باند انرژی آنهاست. چنین نمودارهای تراز انرژی برای جامدها را می توان از طریق حسابهای طولانی و پیچیده نتیجه گرفت، که این حسابها به کمک یک یا چند تکنیک جدید گفته شده در بخش ۲-۸ تا اندازه زیادی ثابت شده است. به هر حال، به منظور بحث درباره ویژگیهای الکترونی جامدها، همین قدر کافی است نتایج نهایی را نقل کنیم.

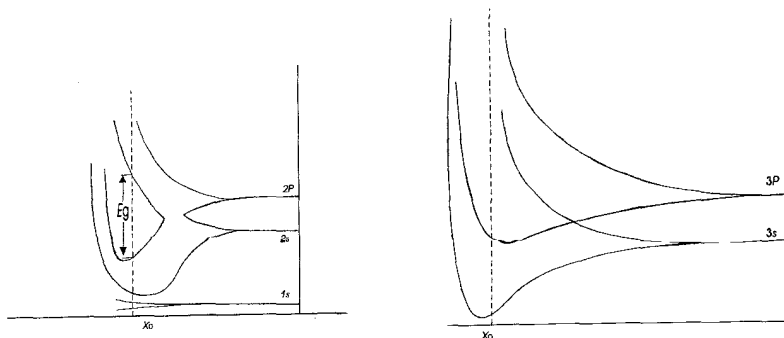
نتایج چنین حسابها و آزمایشهایی در مورد اجسام مختلف به طور خلاصه در شکل ۲-۱۹ آمده، و دیده می شود دو بخش وسیع وجود دارد:



شکل ۲-۱۹. باند انرژی گروه اجسام متفاوت.

جامدهایی که باند ظرفیتشان پر است و با یک گاف معین انرژی از باند رسانش جدا شده‌اند، و جامدهایی که باند ظرفیتشان تنها اندکی پر است یا با باند رسانش نیمه‌پر در هم فرو رفته‌اند. از گروه نخست نارساها و نیمه‌رساناها، و از گروه دوم فلزها را می‌توان نام برد. کمیتی که نارساها و نیمه‌رساناها را متمایز می‌کند پهنای گاف انرژی است. در نارساها E_g حدود $1/6 eV$ است و در نیمه‌رساناها $0.1/6 eV$ ، بنابراین در نیمه‌رساناها امکان برانگیختن الکترونها به باند رسانش حتی در دمای اتاق وجود دارد. شاید تصور شود که فلز دو ظرفیتی دارای باند ظرفیت کاملاً پر است و بنابراین مانند نارسا عمل می‌کند. به هر حال، نظر به در هم روی باندها، آنچنان که در شکل ۲-۱۹ آمده است، فلزهایی مثل کلسیم و باریوم رسانا هستند.

شکل ۲-۲۰ جزئیات ساختار باند را برای الماس و سدیم نشان می‌دهد. از این شکل می‌توان دریافت، در حالی که ساختارهای واقعی بسیار پیچیده‌تر از آن است که در شکل ۲-۱۹



شکل ۲-۲۰. منحنی‌های نظری نمایشگر تغییر شکل باند بر حسب فاصله میان اتمی؛ (a) برای الماس؛ (b) برای سدیم.

مطرح شده، با این همه این تصویر نمایشی نسبتاً دقیق از وضعیت ترازمندی شبکه به فاصله x_0 است.

در این فصل تنها مفهوم باندهای انرژی بیان شده است. توانایی نظریه به هر حال، بر کاربردش در مسایل ویژه فیزیک حالت جامد نهفته است، مانند ویژگیهای الکترونی جامدها (فصل چهارم) و طرز کار اسبابهای نیمه‌رسانا (فصل ششم).

فصل سوم

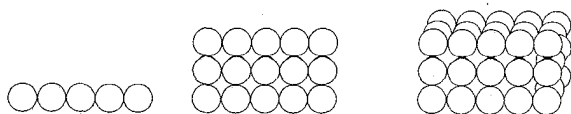
ساختار جامدهای بلورین

در فصل دوم، به بررسی آنچه در ترازهای الکترونی انرژی روی می دهد پرداختیم، هنگامی که گروهی از اتمهایی که در ابتدا از هم جدا بوده اند به یکدیگر نزدیک می شوند تا جامدی را بسازند. اینک چند سؤال پیش می آید: منظور از جامد چیست؟ اتمهای یک جامد چگونه قرار گرفته اند؟ ماهیت نیروهای نگهدارنده اتمهای جامد چیست؟ چگونه مدل‌های «آرمانی» جامدها با واقعیت مطابقت می کنند؟

نخست فرض کنید که اتمها همانند گوی‌های سخت چسبنده‌ای هستند که، وقتی در تماسند، بدون تغییر شکل زیادی محکم به یکدیگر می چسبند. اگر، رویهمرفته، اتمها در مکانهای نخستین خود بمانند، آنگاه نتیجه یک جامد است. بر خلاف آبگون یا گاز، که اتمها می توانند در تمامی ناحیه‌ای که در دسترس دارند کاملاً آزادانه حرکت کنند.

۱-۳ ساختار جامدها

وقتی تعداد زیادی اتم کنار هم قرار می گیرند، به خوبی آشکار است که می توان آنها را به گونه‌های مختلف در صفهایی نامنظم قرار داد. در واقع، مثل ظرف آبی است پر از گلوله‌های سیاه، که در آن گوی‌های چسبنده ترتیب منظمی ندارند، به سادگی با گافها و مکانهای تهی میانشان به یکدیگر می چسبند. به هر حال، حالت می نیم انرژی وابسته به ترازمندی ایجاب می کند که اتمهای جامد در صفی منظم قرار گیرند. به بیان دیگر، بنابر قانون فیزیکی، گوی‌ها باید مرتب در ردیفهایی قرار گیرند، ردیفها بهم می پیوندند تا صفحه‌ها را بسازند، و آنگاه صفحه‌ها بهم وصل می شوند تا شکلی منظم و سه بعدی را تشکیل دهند، چنانکه در شکل ۱-۳ آمده است.

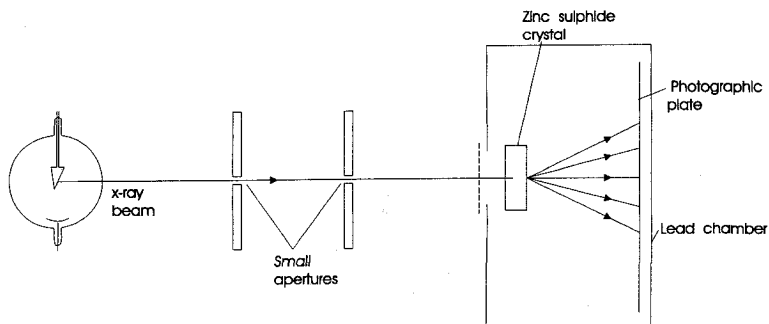


شکل ۱-۳. نموداری که آرایش منظم اتمهای جامدها را نشان می دهد.

طبیعت نشان می‌دهد که واقعاً ترتیب قرار گرفتن اتمها چنین است. جامدهای بسیاری وجود دارند که آشکارا به شکل بلورند (یعنی، ظاهری منظم دارند با وجه‌هایی معین؛ زاویه میان وجه‌ها برابر است) مثل سنگ نمک کلسیت. در واقع؛ بسیاری از جامدها که با چشم به نظر بلور نمی‌آیند با میکروسکپ کاملاً شکل بلوری دارند. این جامدها شامل توده‌های کوچک بلورند که نسبت به هم به طور تصادفی قرار گرفته‌اند و پلی‌کریستالین نامیده می‌شوند. چند ماده شگفت‌آور وجود دارند که بلور نیستند (بی‌شکل). شیشه و پلاستیک دو نمونه معروف از ماده‌های بی‌شکلند. یکی از جنبه‌های تمایزشان نداشتن نقطه گداز* مشخص است. در گرما به تدریج نرم می‌شوند، و انتقال آنها از جامدها به آبگون به آسانی قابل تشخیص نیست. منطقی است که فرض کنیم نظم ظاهری (شکل خارجی) بلورها در اثر قرار گرفتن منظم اتمهاست؛ و این نیز از طریق پراش پرتو X ثابت شده است.

۲-۳ پراش پرتو X بوسیله بلورها

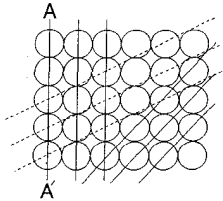
اگر دسته‌ای پرتو X با بلوری برخورد کند و تابش پراکنده روی صفحه عکاسی ثبت شود، طرحی کاملاً مشخص در تصویر دیده می‌شود. این آزمایش بنابر پیشنهاد وان‌لاوه، که متوجه شده بود پرتوهای X نهاد موجی دارند، با طول موج حدود 10^{-10} m، و این که فاصله میان جامد تقریباً به همین اندازه است، نخستین بار توسط فردریک و نی پینگ (۱۹۱۲) انجام گرفت. نظریه ساده پراش بوسیله توری اپتیکی (که از کشیدن خطوطی با فاصله دقیق بر ورقه‌ای شیشه‌ای ساخته می‌شود) نشان می‌دهد که فاصله خطها باید اندکی بزرگتر از طول موج مورد بررسی باشد. اگر این فاصله بسیار بزرگ باشد، ماکزیم‌های طرح پراش خیلی به هم نزدیک می‌شوند و پاشندگی* کم است. در نتیجه، برای تجزیه پرتوهای X، یک توری با فاصله‌های حدود 10^{-1} m باید تهیه شود. این از نظر فنی ممکن نیست، و وان‌لاوه فکر کرده بود که اگر ترتیب ردیفها و صفحه‌های اتمهای بلور منظم باشد، ممکن است از بلور به عنوان یک توری پراش سه‌بعدی استفاده کرد. دستگاهی که در آزمایش فردریک و نی پینگ به کار گرفته شد در شکل ۲-۳ آمده است. پرتوهای X سرچشمه را از طریق گذراندن از میان منفذهای دو پرده سربی به صورت باریکه شعاعی در می‌آورند. باریکه شعاع پرتوهای X بر سطح بلوری از سولفات روی می‌تابد. همانطور که پیش‌بینی شده بود. طرح برجسته پیچیده پراش بر صفحه عکاسی ظاهر شد که در فاصله‌ای پشت بلور قرار داشت.



شکل ۳-۲. آرایش تجربی که توسط فردریک و نی پینگ در بررسی پراش پرتوهای X بوسیله بلورها بکار رفت.

از این رو، وسیله‌ای کاملاً تازه برای پژوهش در ساختار جامدها به وجود آمد. به کمک پرتوهای X با طول موجهای معلوم، می‌توان با دقت بسیار زیاد ساختارهای بلورین را بررسی کرد: نه تنها ترتیب قرار گرفتن اتمها شناخته می‌شود، بلکه توزیع الکترونی اتمهای منفرد نیز تعیین می‌شود.

دبلیو. ال. براگ، ترتیب قرار گرفتن لکه‌های صفحه عکاسی را بر حسب طول موج پرتوهای X به کار رفته، فاصله صفحه‌های اتم بلور، و زاویه فرود پرتوهای X بسیار ساده تعبیر کرد. اگر بلور شامل اتمهای با ترتیب منظم باشد، مجموعه‌های بسیار گوناگونی از صفحه‌های موازی (شامل تعداد زیادی اتم) در بلور وجود خواهد داشت. شکل ۳-۳ این مطلب را برای بلوری دوبعدی نشان می‌دهد. برای پراش پرتو X صفحه‌هایی که در یکای سطحشان (مثلاً، AA) اتمهای بیشتری دارند مهم‌ترند. دسته‌ای از پرتوهای X با طول موج λ در نظر بگیرید که، همانند شکل ۳-۴، بر مجموعه‌ای از این صفحه‌ها می‌تابند. هر اتم کم و بیش پرتوهای X را در تمام راستاها به طور یکنواخت پراکنده می‌سازد، به علت ترتیب منظم اتمها، در راستاهایی معین، تابشهای پراکنده تمام اتمها هم‌فازند و تداخل می‌کنند. در دیگر راستاها، تداخل وجود ندارد.



شکل ۳-۳. صفحه‌های اتمها در بلور.

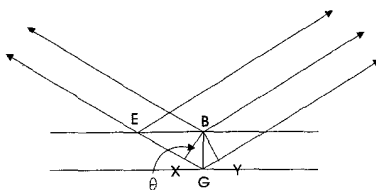
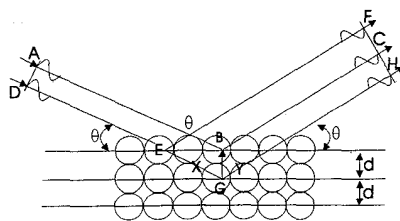
وقتی یک دسته پرتو x تحت زاویه θ به صفحه‌ها برخورد می‌کند و در راستای BC یا EF (این دو راستا نیز با صفحه زاویه θ می‌سازند) پراکنده می‌شود، طول راههای $AB+BC$ و $DE+EF$ با هم برابرند؛ از این رو تابشهای پراکنده بوسیله اتمهای E و E در این راستاها، و همینطور برای تمامی اتمهای ردیف بالا هم‌فازند. همچنین تابش پراکنده بوسیله اتم G ، در ردیف دوم، با تابشهایی که از ردیف بالا پراکنده می‌شوند، وقتی اختلاف راه مضرب درستی از طول موج باشد، هم‌فاز است.

اختلاف راه $xG+GY$ است، و برابر $2d \sin\theta$ ، که در آن d فاصله صفحه‌هاست. در نتیجه شرط تداخل:

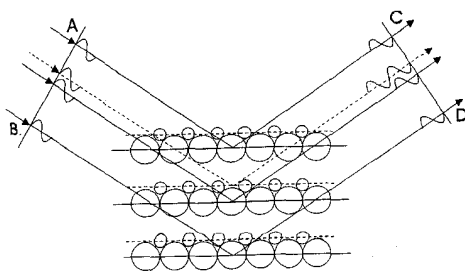
$$n\lambda = 2d \sin\theta \quad (۱-۳)$$

که در آن $n=1, 2, 3, \dots$ است. این رابطه به قانون براگ معروف است، و اشاره دارد بر این که شدتهای پراش تنها برای مقادیر معین θ که وابسته به مقادیر ویژه λ و d است بنا می‌شود. چراکه طول موجهای پراکنده از نقاط مختلف بلور تنها در این زوایا دارای سطح موج مشترک FCH هستند (شکل ۳-۴). همانطور که از شکل دیده می‌شود، پراش پرتوهای x بوسیله اتمهای بلور را می‌توان به صورت بازتاب پرتوهای x بوسیله دسته صفحه‌های موازی در بلور در نظر گرفت. با سنجش زاویه θ ، فاصله صفحه‌ها به دست می‌آید.

برای مشاهده اینکه قرار گرفتن اتمها چه اثری بر دسته‌های پراشیده دارد، شکل ۳-۵ را در نظر بگیرید، که بلوری فرضی را نشان می‌دهد که از اتمهایی با اندازه‌های مختلف، در دو



شکل ۳-۴. پراش پرتو X از مجموعه صفحه‌های موازی، که تداخل همساز پرتوهای پراکنده را نشان می‌دهد. ردیف، ساخته شده است. تحت زاویه‌ای که برای هر دو ردیف از قانون براگ پیروی می‌کند، اتمهای هر یک از ردیفها هم‌فاز با اتمهای دیگر ردیف تابش را می‌پراکنند. اما، به علت اختلاف راه میان سطوح موج AB و CD، تابشهای پراکنده بوسیله ردیفهای مختلف هم‌فاز نیستند. این مسأله از شدت دسته پراشیده در مقایسه با وقتی که بلور فقط از اتمهای بزرگ درست شده بود، از شدت دسته پراشیده در راستای θ می‌کاهد. از چنین بررسیهایی ترتیب اتمهای بلورها را می‌توان از طرح پراش پرتو X آنها تعیین کرد.



شکل ۳-۵. طرح شبکه بلوری فرضی که نشان می‌دهد چگونه آرایش اتمی بر دسته پرتو پراشیده تأثیر می‌گذارد.

پراش پرتو α ، همچنان که در بالا آمد، مشابه بازتاب تعدادی آینه شفاف است؛ همچنین می توان آن را همانند پراش از یک توری سه بعدی دانست (همانند پراش نور از یک توری یک بعدی).

وقتی یک دسته پرتو x بر ردیفی از اتمهای با فواصل برابر می تابند، هر اتم برای تابش پراکنده به صورت چشمه ای در می آید، که راستاهای معین را تقویت می کند تا دسته های پراکنده پدید آید. شرط تقویت را می توان از شکل ۳-۶ نتیجه گرفت:

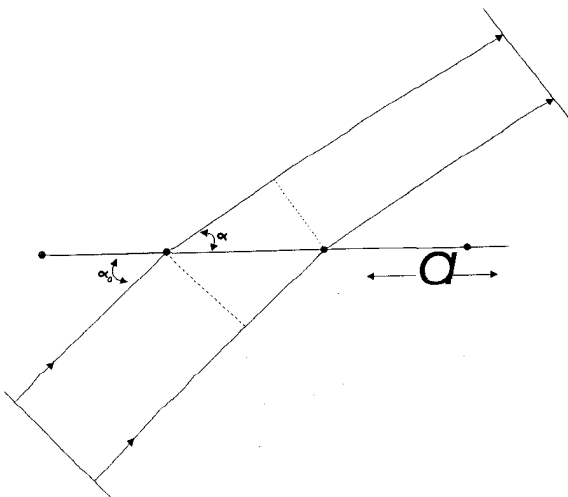
$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = h\lambda$$

که h عددی صحیح است. تمام خطوطی که بر سطح مخروطی با نصف زاویه رأس a قرار دارند از این معادله پیروی می کنند. از این رو، برای زاویه فرود داده شده α_0 ، تعدادی مخروط هم مرکز وجود دارد که ردیف اتمها را احاطه می کند.

اگر شبکه ای دو بعدی از اتمها داشته باشیم که فاصله شان در یک راستا a و در راستای دیگر b باشد، دو معادله وجود دارد:

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = h\lambda$$

$$b(\cos\beta - \cos\beta_0) = k\lambda$$



شکل ۳-۶. شرایط تقویت تابش پراکنده، که منجر به معادله لایه در یک بعد می شود.

این معادله‌ها وابسته به دو دسته مخروط است، و از این رو پرتوهای با شدت بیشتر مسیر خط تقاطع این دسته‌ها را می‌پیمایند.

در بلور (یعنی، شبکه اتمی سه‌بعدی)، سه شرط همزمان وجود دارد:

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = h\lambda$$

$$b(\cos\beta - \cos\beta_0) = k\lambda$$

$$c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = l\lambda$$

h, k, l مرتبه‌های پراش نسبت به سه محور هستند، و hkl (بدون پرانتز نوشته شده تا از شاخصهای* میلر متمایز باشد، بخش ۳-۵ را ببینید) شاخصهای دسته پراشیده‌اند. این سه شرط را معادلات لاهه می‌نامیم. مجموعه مخروطهای وابسته به این معادلات برای مقادیری ویژه از متغیرها تنها یک خط تقاطع مشترک دارند. و این مسئله تعداد دسته‌های پراشیده را به شدت محدود می‌کند. براگ نشان داد که برقراری معادلات لاهه هم‌ارز بازتاب از صفحه شبکه‌ای است.

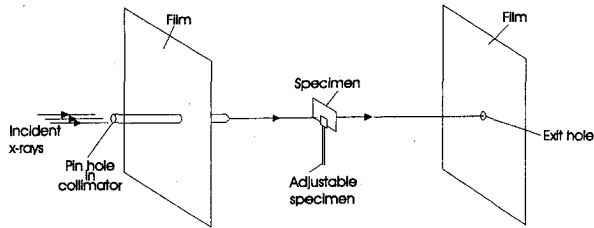
۳-۳ روشهای پراش پرتو X

اگر به کمک دسته‌ای تکفام از پرتوهای x به بلوری نور بتابانیم، زاویه فرود ممکن است چنان باشد که بازتاب شدید در هر یک از صفحه‌های بلور روی ندهد. برای اطمینان از برقراری قانون براگ، لازم است مقادیر θ یا λ را پیش‌بینی کنیم. شیوه‌های مختلف انجام این کار به ایجاد روشهای استاندارد پراش در تجزیه بلور منتهی می‌شود؛ و اینک خلاصه‌ای از آنها را بررسی می‌کنیم.

۳-۳-۱ روش لاهه

در روش لاهه، تک بلوری را در برابر تابش سفید، معمولاً هدف تنگستن، ساکن نگاه می‌دارند، از این رو λ متغیر است. دوربین لاهه در شکل ۳-۷ مشخص شده. دسته پرتو x از میان منفذی باریک می‌گذرد تا موازی شود و سپس بر نمونه می‌تابد. نمونه بر زاویه‌سنجی سوار است تا به کمک آن بتوان موقعیت بلور را به دقت تعیین کرد. صفحه‌های حساس را در پوششهایی ضدنور جای می‌دهند، تا پرتوهای پراشیده از میان بلور و پرتوهای بازتابیده را دریافت کنند. هر صفحه بلور قسمتی از دسته نور را منعکس می‌کند و فیلم طرحی از لکه‌ها را نشان می‌دهد که همان شکل بازتاب بوسیله تعدادی آینه با زاویه‌های مختلف را دارد. به کمک

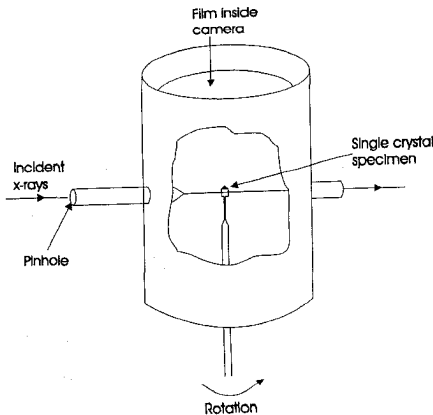
طرح لکه‌ها بر صفحه عکاسی می‌توانیم تقارن بلور را تعیین کنیم.



شکل ۳-۷. دوربین پرتو X لاوه

۲-۳-۳ روش بلورگردان

در این شیوه، همانگونه که از نامش پیداست، بلور میان دسته‌ای از پرتوهای تکفام X می‌چرخد (یا به جلو و عقب نوسان می‌کند). این چرخش سبب می‌شود صفحه‌های اتمی مختلف در برابر پرتوها قرار گیرند، بنابراین θ متغیر است. دوربین در شکل ۳-۸ نشان داده شده. بلور پیوسته به دور محوری عمود بر دسته پرتو می‌چرخد.



شکل ۳-۸. دوربین پراش پرتو X با بلور چرخنده

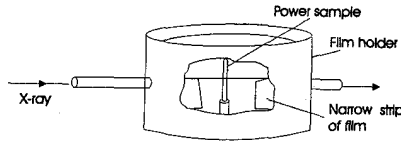
وقتی زاویه فرود چنان است که تابش به کار رفته از قانون براگ پیروی می‌کند دسته پرتوهای پراشیده نمایان می‌شود. نمودار نشان می‌دهد که تمام صفحه‌های موازی محور قائم چرخش پرتوها را به طور افقی منعکس می‌کنند.

فیلم استوانه‌ای که از چنین دوربینی گرفته می‌شود نشان می‌دهد که لکه‌ها در خطوطی لایه لایه نظم گرفته‌اند. لکه‌های بالا و پایین خط مرکزی مربوط به صفحه‌هایی هستند که محور چرخش را به طور یکسان قطع می‌کنند. روش بلورگردان وقتی به کار می‌رود که ساختارهای پیچیده بلوری بررسی می‌شود. بررسی ساختارهای بلور شامل اندازه‌گیری شدت تک نقطه‌ای واقع بر صفحه است. به کمک این سنجشها می‌توان توزیع الکترون اتم را نیز تعیین کرد. پارامترهای شبکه (بخش ۳-۵ را ببینید) را همچنین می‌توان به کمک سه عکس که در سه راستا، هر یک عمود بر محور بلور، گرفته شده حساب کرد.

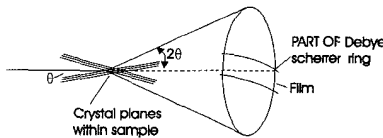
۳-۳-۳ روش گرد

در روش گرد، که بسیار سودمندتر است، باز θ متغیر است: ماده پلی‌کریستالین را در برابر دسته پرتوی تکفام قرار می‌دهند و در میان میلیونها ذره با امتدادهای تصادفی، ذرات معینی باید نسبت به صفحه‌هایشان در موقعیتی مناسب قرار گیرند تا از قانون براگ پیروی کنند. دوربین در شکل ۳-۹ نشان داده شده. نمونه را، به صورت سیم یا گرد، در لوله‌ای شیشه‌ای با دیواره نازک قرار می‌دهند، که باز در راستای محور یک فیلم استوانه‌ای سوار می‌شود.

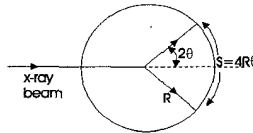
پرتوهای پراشیده x در طول خطوطی از نمونه خارج می‌شوند که بر سطح مجموعه‌ای از مخروطهای هم‌مرکز قرار دارند، محور مشترک این مخروطها در راستای اولین دسته قرار دارد. نصف زاویه رأس هر مخروط 2θ است، که در شکل ۳-۱ (الف) نشان داده شده است. مخروطها یک سری حلقه‌های هم‌مرکز (حلقه‌های دبای - شرز) به دور نقطه مرکزی می‌سازند. زاویه‌های براگ را می‌توان به سرعت از قطر، s ، حلقه‌ها تعیین کرد، چرا که، در شکل ۳-۱۰ (ب)، $s = 2R\theta$ ، که در آن R شعاع دوربین است. در نتیجه می‌توان فاصله صفحه‌هایی را که، برای مقادیر مختلف θ ، سبب بازتاب شده تعیین کرد، از این سنجشها می‌توان پارامترهای شبکه را که اندازه سلول یکا را می‌دهند برآورد کرد.



شکل ۳-۹. دوربین روش گرد



(a)



(b)

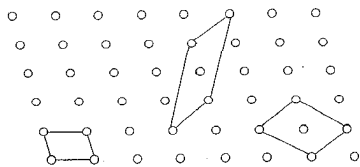
شکل ۳-۱۰. نمودار نشان می‌دهد: (a) چگونه صفحه‌های بلور که نسبت به دسته نور فرودی زاویه θ دارد بازتابی را ایجاد می‌کند که بر سطح مخروطی با زاویه رأس 2θ قرار دارد؛ (b) رابطه میان قطر حلقه‌های دبی - شرر و شعاع دوربین را.

۳-۴- ساختار هندسی بلورهای کامل

با سنجشهای به دست آمده از طرحهای پراش پرتو X جامدها توانسته‌اند آزمایش اتمی اجسام بلورین را تعیین کنند. همچنین این فرض را که اتمها در ردیفهای منظم قرار گرفته‌اند تأیید

کرده‌اند - گرچه ترتیبهای بسیاری وجود دارند. اینک چند ترتیب ساده‌تر را بررسی می‌کنیم. باید تأکید کرد که، تنها از طریق امتحان شکل ظاهری، بلورشناسها، مدتها پیش از پراش الکترون، توانستند آگاهی زیادی درباره تقارن بلورها به دست آورند، که نشان داده بود ظاهر (خارجی) صرفاً بازتابی ست از ترتیب اتمها. در اوایل سده نوزدهم، براوه و دیگران نشان داده بودند که تنها ۱۴ شبکه یگانه بلور (یا شبکه براوه) وجود دارد و، بنابر تقارن، تمامی ساختار بلورها را می‌توان در یکی از این چند رده جای داد.

شبکه‌ای از خطوط تصور کنید که فضای سه‌بعدی را به متوازی‌السطوح‌های هم‌اندازه با وجه‌های کنار هم تقسیم می‌کند و فضا را کاملاً پر می‌کند. محل تقاطع خطوط، رئوس شبکه فضایی را می‌سازد. این رئوس نقاط مهمی هستند چرا که اغلب - نه همیشه - همان جایی ست که اتمهای بلور اشغال می‌کنند یا جایی ست که گروهی از اتمهای مختلف گرد هم جمع می‌شوند. از آنجا که متوازی‌السطوح‌های مختلفی می‌توان از نقاط یک شبکه فضایی رسم کرد تا بلور را به حجم‌هایی کوچک به نام سلولهای واحد تقسیم کنند، روش رسم شبکه خطوط کاملاً اختیاری است (همچنان که از بلور شکل ۳-۱۱ دیده می‌شود).

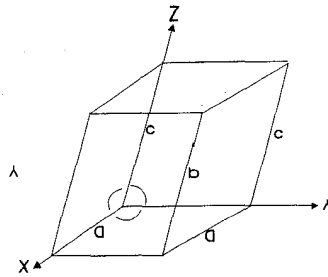


شکل ۳-۱۱. سلولهای یکای ممکن که از بهم پیوستن نقاط شبکه فضایی تشکیل می‌شود، (الف) و (ب) سلولهای یکای ابتدایی هستند؛ (ج) راه احتمالاً مناسبتری است برای توصیف ساختار داده شده و سلول یکای قراردادی نامیده می‌شود.

نیازی نیست خطوط را طوری رسم کرد که نقاط شبکه فقط در گوشه‌های سلولهای واحد قرار گیرند: اغلب مناسبتر این است که بلورها را نسبت به سلول یکایی بیان کنیم که در آن نقاط نه تنها در گوشه‌های سلول قرار دارند بلکه در مراکز سلول یا در مرکز وجه‌های سلول نیز واقع شده‌اند. این را می‌توان در نمودار دوبعدی (شکل ۳-۱۱) مشاهده کرد. برای ساده‌ترین سلولها، تناظری یک - به - یک میان نقاط شبکه و سلولها وجود دارد. از این رو در شکل‌های ۳-۱۱ (الف)

و ۳-۱۱ (ب) هر سلول با چهار نقطه در تماس است و هر نقطه میان چهار سلول مشابه مشترک است، بنابراین هر سلول شامل $4 \times 1/4 = 1$ نقطه شبکه است؛ این سلولها را سلولهای ساده می نامند.

ویژگی مهم شبکه های فضایی این است که هر نقطه شبکه را محیطی یکسان فرا گرفته است. گردهم آمدن نقطه های شبکه به دور نقطه ای داده شده مانند گردهم آمدن به دور هر نقطه دیگری از همان شبکه است. این عمل از نظر هندسی تنها به ۱۴ شیوه یگانه ممکن است - که ۱۴ شبکه براوه را می دهد. باید توجه کرد که اصطلاح شبکه بلور و ساختار بلور، در حالی که به طور اصولی معنایی متفاوت دارند، به غلط مترادف هم به کار برده می شوند. تنها ۱۴ شبکه یگانه وجود دارد، اما ساختارهای بلوری بسیار زیاد است، شامل چند طرح بینادی که در هر نقطه شبکه فضایی تکرار می شوند.



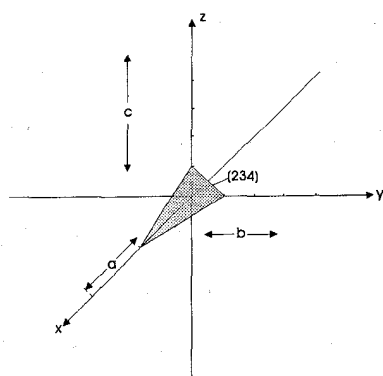
شکل ۳-۱۲. محورهای بلور و پارامترهای شبکه

برای مشخص کردن ترتیب داده شده ای از نقاط در یک شبکه فضایی یا اتمها در ساختار بلور، معمول آن است که مختصات آنها را نسبت به مجموعه ای از محورهای مختصات انتخابی که مبدأش در یک نقطه شبکه قرار دارد، تعیین کنند. این «محورهای بلورشناسی» برای راحتی در هر ساختار بلور انتخاب شده اند. بنابراین، برای یک بلور مکعبی، سه محور دویبدو عمود بر هم با طول برابر به کار می برند، که سه یال مکعب را می سازند. هر شبکه ی فضایی دارای مجموعه مناسبی از محورهاست، و در واقع هفت دستگاه محورهای مختلف کافی ست، این محورها پایه های هفت دستگاه بلوری اند. با مراجعه به شکل ۳-۱۲، یکای طول در راستای سه محور به ترتیب a, b, c است و α, β, γ زوایای مقابل آنهاست. متوازی الاسطوحی که در شکل ۳-۱۲ تشکیل شده اغلب به عنوان سلول واحد قراردادی بلور تعریف می شود. بلور را می توان

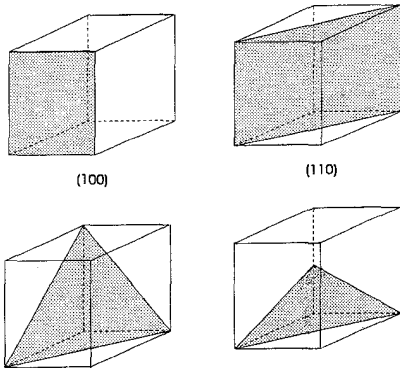
از کنار هم نهادن سلولهای واحد، در ردیف کامل سه بعدی، بنا کرد، بطوری که اندازه و شکل همه ردیفها یکسان است. وقتی ساختار بلور تعیین شود، مقدار طولها و زوایای محوری (پارامترهای شبکه) اندازه گیری می شود (یعنی، اندازه سلول واحد تعیین می شود).

۳-۵ شاخصها (اندیسهای) میلر

لازم است برای وجه های بلور، و برای صفحات درون بلور یا شبکه فضایی، دستگاه شاخصی داشته باشیم که بدون معلوم کردن مکان در فضا موقعیت را مشخص کند. شاخصهای میلر همه جا برای این منظور به کار می روند. این شاخصها بر مبنای تقاطع یک صفحه با محورهای بلورشناسی تعریف می شوند. تقاطعها بر حسب اندازه سلول واحد که واحد فاصله بر راستای سه محور است، سنجیده می شوند نه با واحد خاص طول. صفحه شکل ۳-۱۳ (الف) را در نظر بگیرید که محورهای x, y, z ، صرف نظر از مقدار a, b, c به ترتیب، در



(a)



(b)

شکل ۳-۱۳. شاخصهای میلر؛ (a) یک صفحه دلخواه؛ (b) چند صفحه مهم

با نسبت به مبدأ قطع می کند. برای تعیین شاخصهای میلر، روش زیر به کار گرفته می شود:

(۱) - محل تقاطع با سه محور را به صورت مضرها یا کسرهایی از یکای هر محور پیدا

می کنیم؛

(۲) - برای پرهیز از کسرها، معکوس این عددها را می گیریم (برای صفحه های مهم، این

شماره معمولاً از واحد کمتر است)؛

(۳) - عددهای معکوس را به کوچکترین سه عدد صحیحی تبدیل می‌کنیم که همان نسبت را دارند؛

(۴) - اعداد صحیح به دست آمده را درون پرانتز می‌گذاریم (h, k, l) ، تا شاخصهای میلر آن صفحه و تمام صفحه‌های موازی با آن را بدهد.

برای صفحه نشان داده شده در شکل ۳-۱۳ (الف) مراحل مختلف این روش چنین است:

$$\frac{1}{1}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}; \quad (1)$$

$$2, 3, 4; \quad (2)$$

$$2, 3, 4; \quad (3)$$

(۴) شاخصهای میلر (h, k, l) برابر (۲ و ۳ و ۴) است. مثالهای دیگر در شکل ۳-۱۳ (ب)

آمده است، و می‌توان دید بعضی از صفحه‌های هاشور زده موازی یک یا دو محور است، یعنی تقاطع در بی‌نهایت است و از این رو شاخص میلر مربوطه صفر است (وارون بی‌نهایت).

پرانتز (h, k, l) به دور شاخصهای میلر بر صفحه یا مجموعه‌ای از صفحه‌های موازی اشاره دارد. دو ابرو $\{h, k, l\}$ به معنای صفحه‌های هم‌ارز در بلور. مثلاً، وجه‌های بلور مکعبی عبارتند

از (100) ، (010) ، (001) ، $(1\bar{0}0)$ ، $(0\bar{1}0)$ ، و $(00\bar{1})$. خط بالای برخی از شاخصها نشان می‌دهد که صفحه محور را در سمت منفی مبدأ قطع می‌کند، بنابراین شاخص وابسته منفی است.

شاخصهای راستای بلور به گونه‌ای دیگر به دست می‌آیند. نقطه‌ای در مبدأ مختصات در نظر بگیرید، آنگاه با حرکتی موازی سه محور می‌توان به نقطه دیگر شبکه رسید. فرض کنید از

طریق پیمودن u برابر a در راستای محور x ، v برابر b در راستای y و w برابر c در راستای z بتوانیم حرکت مورد نظر را انجام دهیم. آنگاه $[u, v, w]$ شاخصهای راستای مورد نظر است. مثلاً،

شاخصهای محور x $[100]$ است، محور y $[010]$ ، و محور z $[001]$.

وقتی پراش پرتو x بوسیله صفحه‌های یک بلور بررسی می‌شود، قانون پراش براگ (معادله ۳-۱) راستای ماکزیمم را به دست می‌دهد. این مسئله را می‌توان با دقت بیشتری به صورت

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin\theta_{hkl}$$

نوشت، که (h, k, l) به صفحه ویژه مورد نظر اشاره دارد.

۳-۶ ساختار سلول واحد بلور

چند شکل مهم سلول واحد در شکل‌های ۳-۱۴، ۳-۱۵، ۳-۱۶ نشان داده شده است. بنابر قراردادهای معمول لازم است گوشه‌های سلول واحد در مرکز اتمها باشند، این مسئله اصلاً الزامی نیست. نمودارها منظره بسیار بزرگ شده‌ای از ساختارها را نشان می‌دهند، که در آن اتمها از یکدیگر جدا و با خطوطی که نمایشگر نیروهای پیوندی‌اند به هم وصل شده‌اند (صفحه ۶۲ را ببینید). در نمونه دقیقتر، اتمها با هم در تماسند [شکل ۳-۱۹ (ب) را ببینید]. اما تعبیر نمودارهایی از این نوع کمی دشوار است، چرا که تقارن همیشه بلافاصله آشکار نمی‌شود.

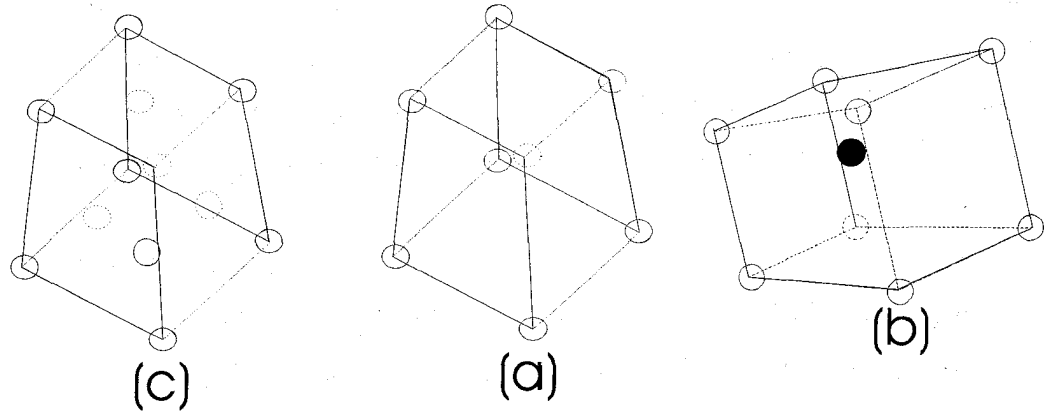
۳-۶-۱ ساختار مکعبی

در ساختار مکعبی (شکل ۳-۱۴) محیطی که هر اتم را فراگرفته یکسان است - این مطلب را به سادگی می‌توان دریافت اگر ساختار را به فراسوی مرزهای موجود در نمودار بسط دهیم. کمیت‌های مهم، تعداد اتمهای سلول واحد و تعداد مختصات است (یعنی، تعداد نزدیکترین همسایه‌ها تا اتم داده شده).

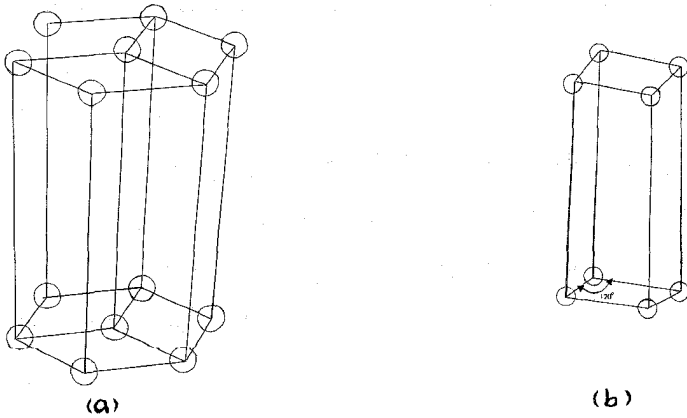
برای سلول مکعبی ساده، سلول واحد دارای یک اتم است (آنچنان که در بخش ۳-۴ تشریح شد) و شش مختصات وجود دارد. برای جسمی که یک اتم در مرکز سلول دارد (مثلاً، آهن)، هر سلول واحد دو اتم دارد و هشت مختصات لازم است. برای ساختاری که دارای یک اتم در مرکز وجه است (مثلاً، مس)، تعداد اتمهای هر سلول واحد چهار است ($8 \times 1/8$ برای اتمهای گوشه و $6 \times 1/2$ برای اتمهای وجه) حال آنکه ۱۲ مختصات دارد.

۳-۶-۲ ساختار شش گوش*

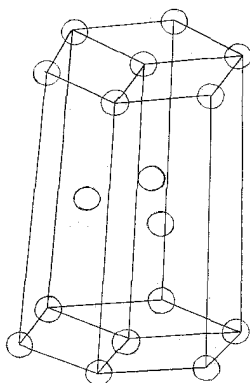
ممکن است سلول واحد شش گوش شکل ۳-۱۵ (الف) را مطابق شکل ۳-۱۵ (ب) به صورت ترکیبی از سه سلول لوزوی در نظر گرفت، که بسیار ساده‌تر است. به هر حال، سلول شش گوش تقارن را بسیار واضح‌تر نشان می‌دهد و از این رو، به رغم این که به چهار محور بلوری نیازمند است، معمولاً بیشتر به کار می‌رود.



شکل ۳-۱۴. سلولهای واحد مکعبی: (a) سلول مکعبی ساده؛ (b) سلول مکعبی مرکزدار؛ (c) سلول مکعبی وجه مرکزدار



شکل ۳-۱۵. سلول یکای شش‌گوش در حالی که وابستگی آنرا به منشوری نشان می‌دهد که تقارن شش‌گوش دارد.



شکل ۳-۱۶. ساختار شش‌گوش فشرده.

در ساختار شش‌گوش (مثلاً، روی) هر سلول واحد سه اتم دارد و تعداد مختصات شش است. نوع بسیار معمولتر ساختار شش‌گوش در شکل ۳-۱۶ نشان داده شده، که در آن هر یک از اتمهای یک لایه بلافاصله بالا یا پایین شکافهایی جای می‌گیرد که بوسیله سه اتم در لایه‌های مجاور تشکیل شده است. هر اتم، در مجاورت شش اتم لایه خودش و سه اتم لایه‌های بالا و پایین قرار دارد، در نتیجه ۱۲ مختصات وجود دارد، و سلول واحد دارای شش اتم است. این ساختار با ساختار مکعبی‌یی که در مرکز وجه دارای اتم است وابسته به گروه چگالتر اتمها در فضا است. چنین ساختارهایی را می‌توان با گردآوری گویهای برابر تصور کرد. یک لایه فشرده را می‌توان از طریق قرار دادن یک کره در تماس با شش کره دیگر تشکیل داد. دومین لایه مشابه را می‌توان از طریق قرار دادن یک کره در تماس با سه کره دیگر در بالای لایه اول درست کرد. اما برای افزودن لایه سوم دو شیوه وجود دارد: یا کره‌های لایه سوم را مستقیماً بالای کره‌های نخستین لایه قرار می‌دهیم که در نتیجه ساختاری شش به دست می‌آید، یا بالای گامهای نخستین لایه که توسط کره‌های لایه دوم پر نشده می‌گذاریم و در نتیجه ساختاری مکعبی به وجود می‌آید. در حالت اخیر کره‌های لایه چهارم بالای کره‌های نخستین لایه قرار می‌گیرند، کره‌های لایه پنجم بالای لایه دوم و غیره.

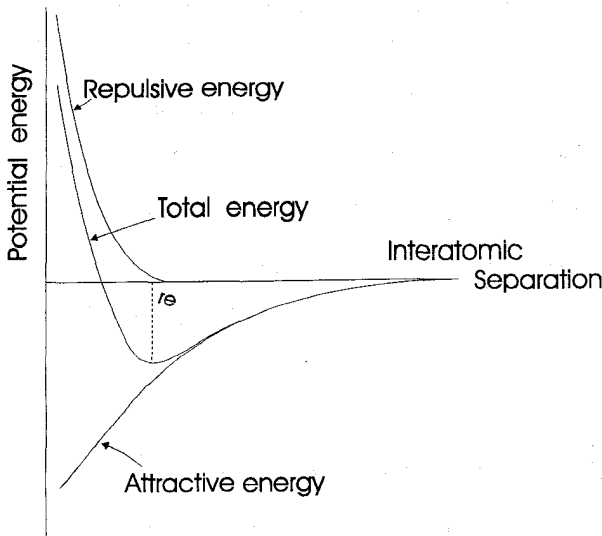
۷-۳ بندهای اتمی

در بخشهای پیشین این فصل نشان دادیم که ترتیب اتم جامدهای بلورین به صورت ساختارهایی کاملاً منظم است، اما، نهاد نیروهایی که اتمها را نگاه می‌دارند (یعنی، ماهیت «چسبندگی» آنها) هنوز بیان نشده است. اینک به بررسی روشهایی می‌پردازیم که تحت آن

روشها اتمها در بند یکدیگر قرار می‌گیرند. گرچه بستگی گروههای کوچک اتمها در بند یکدیگر قرار می‌گیرند. گرچه بستگی گروههای کوچک اتمها را می‌توان تحت اسامی مختلف رده‌بندی کرد، این کار برای جامدها ممکن نیست زیرا جامدی وجود ندارد که در آن بستگی تنها از یک نوع باشد. در هر حال، هر گونه بند اتمی که در نظر گرفته شود، به بررسی بلوری نمونه می‌پردازیم که بستگی اتمهایش اساساً از آنگونه است.

نخست، وضعیت کلی دو اتم همسان را در حالت‌های بنیادیشان در نظر می‌گیریم که از فاصله بی‌نهایت به هم نزدیک می‌شوند. نیروهای مؤثر، نیروهای جاذبه یا دافعه هستند، و فعلاً مقدار انرژی برهمکنش آنها مد نظر است.

ابتدا، انرژی برهمکنش صفر است. با نزدیک شدن اتمها به یکدیگر، نیروهای جاذبه افزایش می‌یابند و انرژی با علامت منفی زیاد می‌شود (انرژی جذب منفی است چرا که اتمها کار انجام می‌دهند، حال آنکه دافعه مثبت است زیرا روی اتمها کار انجام می‌شود تا وادار شوند به هم نزدیک شوند). در فاصله چند شعاع اتمی، نیروی دافعه ظاهر می‌شود، و اتمها به فاصله ترازمندی r_e می‌رسند که در آن فاصله نیروهای دافعه و جاذبه برابر بوده و انرژی پتانسیل متقابلشان می‌نیم است. وضعیت در شکل ۳-۱۷ آمده است. نیروهای دافعه برد بسیار کوتاهتری دارند تا نیروهای جاذبه و تا اندازه‌ای نتیجه دافعه الکتروستاتیک بارهای همانام است و قسمتی نیز به واسطه اصل بی‌چون و چرای پائولی.



شکل ۳-۱۷. نموداری که انرژی برهمکنش دو اتم را بر حسب تابعی از فاصله میانشان می‌دهد

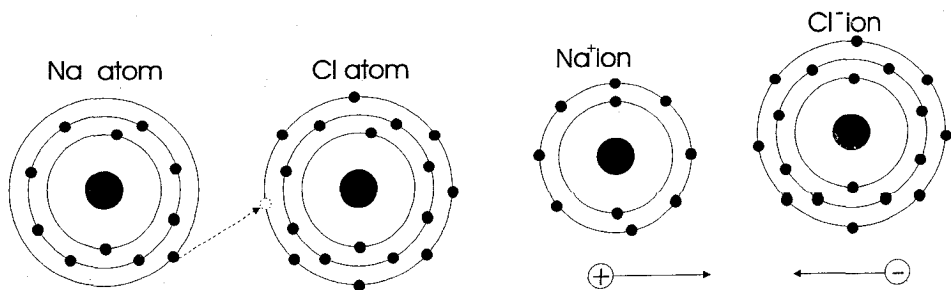
به بیان دیگر، «ابرها» الکترونی دو اتم، که هر دو در حالت‌های بنیادیشان قرار دارند، نمی‌توانند درهم نفوذ کنند.

این بحث، کاملاً کلی است و ماهیت دقیق توزیع بار در اتمها را به حساب نمی‌آورد. توزیعهای مختلف بار سبب ایجاد بندهای گوناگونی می‌شود.

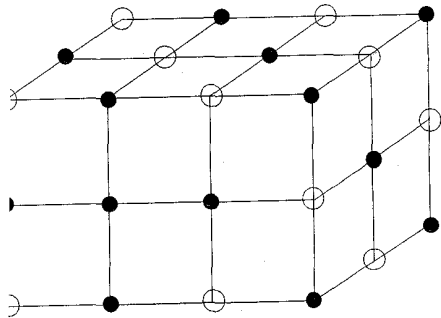
۳-۷-۱ بند یونی

ساده‌ترین نیروی موجود میان اتمها بند یونی است، که از جذب متقابل الکتروستاتیک بارهای مثبت و منفی به وجود می‌آید. به اتمی که یک یا چند الکترون به دست می‌آورد یا از دست می‌دهد یونیده^{۳*} می‌گوییم، و آشکارا به ترتیب بطور منفی یا مثبت باردار می‌شود. اتمهای بسیاری از عناصر به آسانی الکترون از دست می‌دهند یا به دست می‌آورند زیرا در این کار لایه الکترونی خارجی را کاملاً پر می‌کنند و، همانگونه که در فصل دوم بیان شد، شکلی است با پایداری زیاد. از این رو سدیم (Na) که تنها یک الکترون در لایه اشغال شده خارجی دارد (لایه ۳s) به راحتی این الکترون را از دست داده به صورت یون یکبار مثبت Na^+ در می‌آید. همینطور، کلسیم (Ca) به راحتی دو الکترون لایه خارجی اشغال شده ۴s را از دست داده یون دو بار مثبت کلسیم Ca^{++} می‌شود.

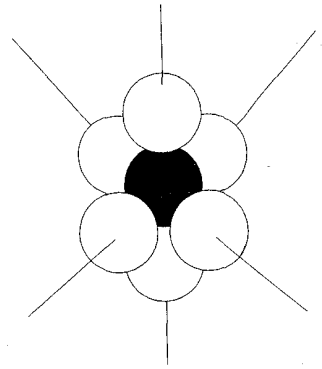
اتمهایی همچون کلر، که تقریباً یک لایه خارجی کاملاً پر دارند، به راحتی الکترونها را اضافی را می‌پذیرند تا لایه خارجی را پر کرده به صورت یون منفی در آیند. از این رو ساختن ملکول کلرورسدیم را می‌توان به صورتی که در شکل ۳-۱۸ آمده تصور کرد. اما، این انتظار درست



شکل ۳-۱۸. بند یونی در ملکول کلرورسدیم



(a)



(b)

شکل ۳-۱۹. تشکیل نوعی بلور یونی (کلرورسدیم): (a) ساختار مکعبی وجه مرکزدار یونهای Na^+ به درون یونهای مشابه هم Cl^- نفوذ می‌کنند؛ (b) نمایش واقعی تر یونهای Cl^- که در اطراف یون Na^+ جمع شده‌اند.

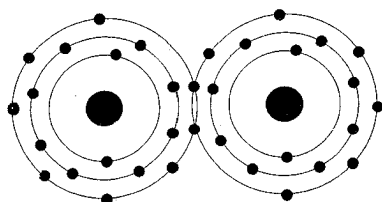
نیست که یونهای Na^+ و Cl^- آنطور که در شکل می‌بینید به هم بیبوندند و یک جفت تشکیل دهند چرا که در اینصورت میان یونهای بهم پیوسته بلور کلرورسدیم نیروهای جاذبه قوی به وجود می‌آید حال آنکه جاذبه میان جفتها ناچیز می‌شود. در نتیجه، کلرورسدیم جامد هرگز وجود نخواهد داشت.

در عمل، جاذبه یک بار منفی برای تمام بارهای مثبت مجاورش مؤثر است، و برعکس. در نتیجه، گرداگرد یونهای Na^+ بلور را یونهای Cl^- احاطه می‌کنند، و دور و بر یونهای Cl^- را یونهای Na^+ فرا می‌گیرند، به طوری که جاذبه میان بارهای غیرهمنام مجاور از دافعه حاصل از بارهای مشابه بیشتر است. شکل ۳-۱۹ ساختار کلرورسدیم حاصل را نشان می‌دهد، که در آن دو ساختار مکعبی وجه مرکزدار در هم فرو رفته‌اند، یک ساختار از یونهای سدیم تشکیل شده و دیگری از یونهای کلر، به طور کلی، بند یونی کاملاً نیرومند است، گواه بر این واقعیت این نکته است که بسیاری از جامدهای یونی سخت هستند و نقطه گدازشان کاملاً بالاست (مثلاً فلورولیتیم).

۳-۷-۲ بند کووالانس (هم‌ارزی)

در روشی دیگر می‌توان لایه خارجی الکترون آنها را به طور مؤثر پر کرد و با تقسیم کردن الکترونها هیئتی* پایدار به دست آورد. این کار بند کووالانسی را نتیجه می‌دهد. مثلاً، کلریک

الکترون می‌خواهد تا لایهٔ خارجی را پر کند. اگر دو اتم کلر به یکدیگر متصل شده الکترونهاى خارجی خود را به اشتراک بگذارند این کار صورت می‌گیرد. شکل ۳-۲۰ بند نتیجه شده هنگام تشکیل ملکول کلر را نشان می‌دهد.

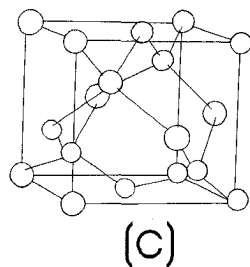
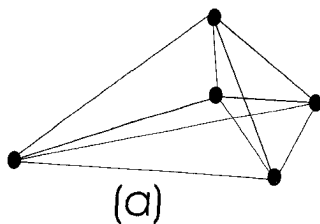
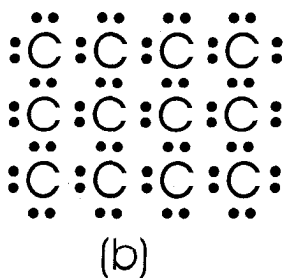


شکل ۳-۲۰. ملکول کلر: از طریق اشتراک الکترونها، هر دو اتم به طور مؤثر تشرهای الکترونی خارجی خود را پر می‌کنند.

لازم نیست اتمهای شرکت‌کننده در بند کووالانسی همانند باشند. مثلاً هیدروژن و کلر ممکن است به صورت زیر ترکیب شوند.



که در اینجا نقطه‌ها نمایشگر الکترونهاى مشترک در مدار خارجی هستند.



شکل ۳-۲۱. ساختار الماس: (a) بند هرم؛ (b) طرحی که الکترونهاى در بند را نشان می‌دهد؛ (c) ساختار بلوری.

از دیدگاه این کتاب، مهمترین ساختاری که از اتصال کووالانسی حاصل می‌شود الماس است، که در آن ساختار عناصر بسیار مهم ژرمانیوم و سیلیکون نیز متبلور می‌شوند. الماس، سخت‌ترین ماده شناخته شده، از اتمهای کربن ساخته می‌شود، که در هرمهایی منظم به یکدیگر می‌پیوندند: بنابراین در بلور، هر اتم کربن به طور مؤثر در مرکز یک هرم است، همانند شکل ۳-۲۱ (الف). دلیل این که چرا اتمها به صورت هرم به هم می‌پیوندند آن است که هر یک از چهار الکترون موجود در لایهٔ خارجی با چهار اتم کربن دیگر مشترک است (شکل ۳-۲۱ (ب)). همچنان که از شکل ۳-۲۱ (ج) می‌توان دید، الماس واقعاً دارای ساختار مکعبی وجه مرکزدار دگرگون یافته است. بند کووالانسی می‌تواند بسیار نیرومند باشد، مانند الماس، که، علاوه بر این که سخت‌ترین ماده است، بالاترین نقطهٔ گداز شناخته شده را دارد.

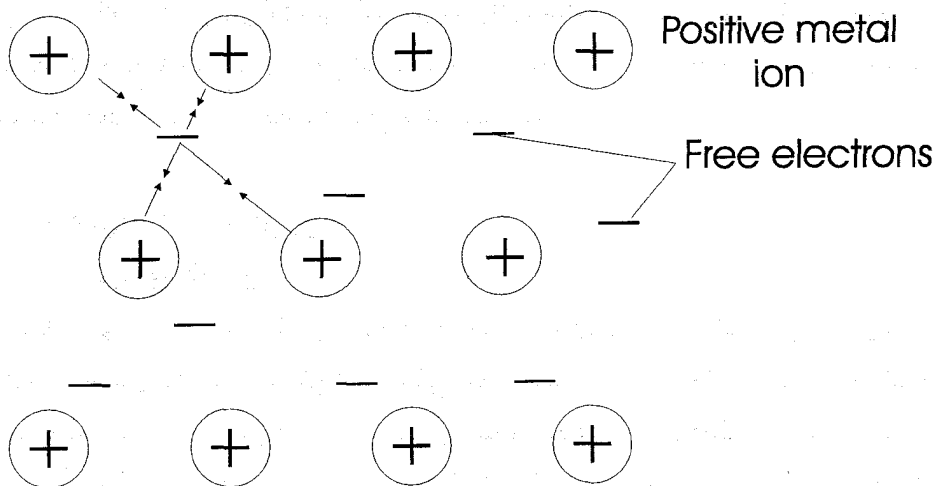
۳-۷-۳ بند فلزی

مدل بند فلزی به سادگی بند کووالانسی و یونی نیست. تصویری ساده، به هر حال، کافی است تا بتوان بسیاری از ویژگیهای فلزها را از این طریق توضیح داد. اگر تنها چند الکترون ظرفیت (لایهٔ خارجی) درون اتم باشد، در این صورت برای بر هم زدن تعادل الکترونیایی که کاملاً با هسته تماس دارند به آسانی می‌توان آنها را دور کرد. این فرآیند به طور مؤثر ساختاری از یونهای مثبت و الکترونیهای «آزاد» تشکیل می‌دهد، که آزادانه در محدوده ساختار یونهای فلزی حرکت می‌کنند، و «گاز» الکترونی را به وجود می‌آورند. همچنان که در شکل ۳-۲۲ آمده، یونهای مثبت همراه با گاز منفی الکترونی نیروهای جاذبه‌ای را پدید می‌آورند که فلزها را به هم پیوند می‌دهند.

در فصل بعد می‌بینید که الکترونیهای «آزاد» تعبیری ساده از رسانش زیاد الکتریکی و گرمایی فلزها به دست می‌دهند.

۳-۷-۴ بندهای دیگر

مکانیسمهای اتصال فرعی مختلفی وجود دارند که نیروهای نسبتاً ضعیفی را میان اتمها سبب می‌گردند. از میان، احتمالاً، اتصال واندر والز مهمترینشان است و در گازهای جامد شده نادر تقریباً عامل بستگی اتمها به یکدیگر است. ماهیت نیروهای واندر والز اساساً الکتروستاتیکی است، و در نتیجه تغییرات آنی در وضعیت نسبی هسته و الکترونیهای اتم پدیدار می‌شوند.



شکل ۳-۲۲. نمایشی از بستگی فلزی: جاذبه‌ای میان هر الکترون آزاد و یونهای فلزی مجاور وجود دارد. در نتیجه، اتم یک گشتاور دوقطبی الکتریکی تشکیل می‌دهد که به نوبه خود سبب القای دوقطبی‌هایی در همسایگی آنها می‌شود. پس نیروهای جاذبه میان بارهای ناهمنام دوقطبی‌ها به وجود می‌آیند.

۳-۸ بلورهای واقعی

تاکنون به پرسشهای گوناگونی که در آغاز فصل مطرح شد پاسخ داده شده است. در سراسر این بحث بر چگونگی ترتیب اتمی بلورها تأکید شده است. اینک با مقایسه بلورهای واقعی و مدل‌های تقریباً کامل پیشنهاد شده، به پرسشهای نخستین دیگر پاسخ داده می‌شود. در آن مدل‌ها گفته شد هر جایگاه اتمی پر است و هیچ آشفته‌گی در صفحه‌های اتمی وجود ندارد.

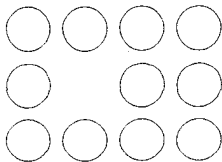
اندکی پس از این که لاهو و براگ شروع به تعیین آرایش اتمی در بلورها کردند، آشکار شد که تغییر ویژگیهای مشاهده شده جامدها (مانند شکل‌پذیری^{*}، استحکام بلور، و رسانش الکتریکی) نمی‌تواند تنها بر پایه تفاوت‌هایی در ساختار بلوری تفسیر شوند. بسیاری از دست‌اندرکاران مطرح کردند که بلورها کامل نیستند، یعنی، مثلاً، عیب‌هایی دارند. تاکنون نمونه‌های بسیار گوناگون عیب شناخته شده است، معلوم شده که این عیبا بر ویژگیهای مکانیکی و الکتریکی، هر دو، اثری عمده دارند. مثلاً، محاسبه و سنجش قدرت برش مس و آلومینیم تا حدود هزار برابر با هم تفاوت دارند. نخست تصور می‌شد که محاسبه نظری نادرست است، اما اینک می‌دانند که وجود جابجاشدگی‌ها^{*} در بلور است که از استحکام مس و

آلمینیم خالص به میزان زیادی می‌کاهد. در سالهای اخیر، بلورهای فلزی به نازکی «موی گربه» ساخته شده که تا حد زیادی کامل است. گاهی این موها تقریباً از جابجاشدگی‌ها آزادند، و استحکامشان نزدیک به مقدار پیش‌بینی شده نظری است.

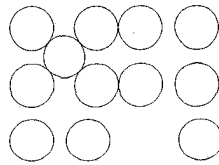
۹-۳- عیبهای اجسام بلورین

۹-۳-۱ عیبهای نقطه‌ای

تمام اتمهای یک بلور کامل در جایگاههای اتمی ویژه‌ای قرار دارند. اما، در بلورهای واقعی، یک جایگاه اتمی داده شده ممکن است خالی بماند (یعنی، یک تهی جا* وجود داشته باشد). از سوی دیگر، ممکن است یک اتم در وضعیتی میان عیبهای اتمهای دیگر قرار گیرد (وضعیت میان جا**). شکل ۳-۲۳ این عیبهای نقطه‌ای را برای یک شبکه مکعبی ساده نشان می‌دهد. تهی جا به سادگی با برداشتن یک اتم از جایگاه اتمی تشکیل می‌شود، حال آنکه عیب به صورت میان جا (میانین*) با جای دادن یک اتم اضافی درون جایگاه نامنظم اتمی به وجود می‌آید. اتم میانین ممکن است اتمی باشد که از ابتدا یک تهی جا را اشغال کرده است، که در این حالت آن را عیب فرنکل می‌نامیم. در بلورهای یونی مانند کلورسیدیم برداشتن یک یون مانند واپیچش* شبکه باری موضعی ایجاد می‌کند. برای این که خنثی بودن کل بار حفظ شود، تهی جاها به صورت جفت یونهای باردار مخالف هم یا به صورت اجتماعی از میان جاها هم علامت موجودند.



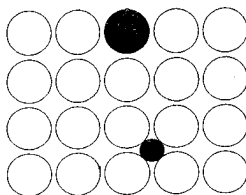
(a)



(b)

شکل ۳-۲۳. عیبهای نقطه‌ای: (a) تهی جا یا عیب شاتکی؛ (b) عیب میان جایی یا عیب فرنکل.

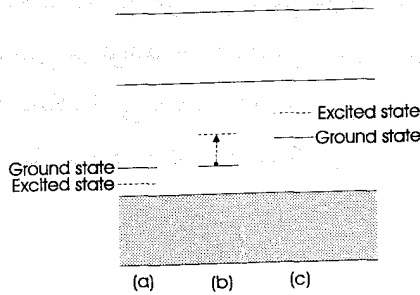
می‌توان اتمهای ناخالصی را در بلورهایی که از جنبه‌هایی دیگر خالص هستند به صورت عیبهای نقطه‌ای در نظر گرفت، که این امر نقش مهمی در ویژگیهای الکترونی و مکانیکی تمام اجسام دارد. اتمهای ناخالصی می‌توانند جایگاه اتمی عادی را در شبکه اصلی اشغال کنند (ناخالصی جایگزینی) یا جایگاه اتمی نامنظم را (ناخالصی میان جایی). این ناخالصی‌ها در شکل ۳-۲۴ آمده است. تمام عیبهای نقطه‌ای در شبکه‌ای که از جهت



شکل ۳-۲۴. اتمهای ناخالصی جایگزینی و میان جایی.

دیگر کامل است و پیچش یا تابیدگی* موضعی ایجاد می‌کند، میزان تابیدگی به ساختار بلوری، اندازه اتم اصلی، اندازه اتم ناخالصی، و اتصال بلوری بستگی دارد. این تابیدگیهای محلی به صورت مرکزهای پراکندگی اضافی عمل می‌کنند که الکترونها را از میان بلور به حرکت و می‌دارند از این رو مقاومت بلور افزایش می‌یابد.

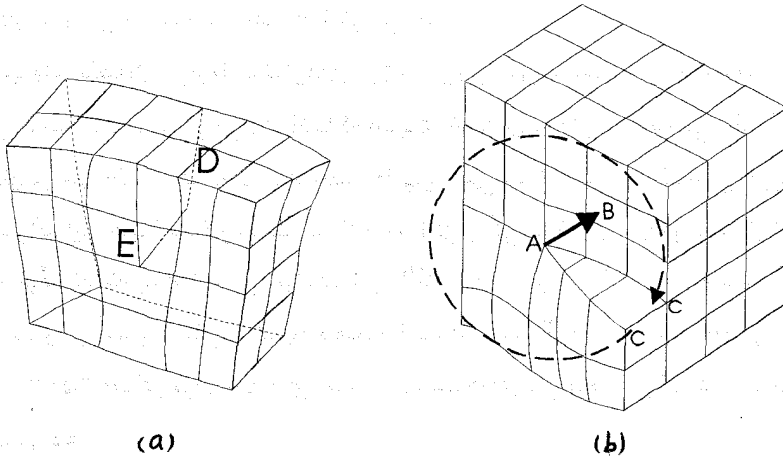
عیبهای نقطه‌ای مربوط به ترازهای انرژی موجود بین قسمت پایین باند رسانش و بالای باند ظرفیت هستند. علاوه بر این، از آنجا که عیبهای نقطه‌ای باردار هستند، می‌توانند دامی بر سر راه حاملهای جریان باشند که در بند چنین دامهایی می‌افتند و سبب افزایش عیبهای شبکه‌ای می‌شوند. این عیبها ممکن است، همانند «مراکز رنگی»، طوری مجموعه‌ای از ترازهای انرژی را در برگیرند که بتوانند سبب برانگیزش* الکترونها از تراز بنیادی دام به ترازهای برانگیخته گردند، و در آشام* تابش را نتیجه دهند و احتمالاً سبب گردند جامد به نظر رنگین جلوه کند. شکل ۳-۲۵ فضای میان باندهای چند عیب شبکه‌ای موجود در یک بلور هالوژن قلیایی را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۲۵. باندهای انرژی در یک هالوژن قلیایی که ترازها را نشان می‌دهد: (a) برای حفره‌های در دام (مراکز V)؛ (b) برای مراکز ناخالصی؛ (c) برای الکترونهای در دام (مراکز F)

۳-۹-۲ عیبهای خطی

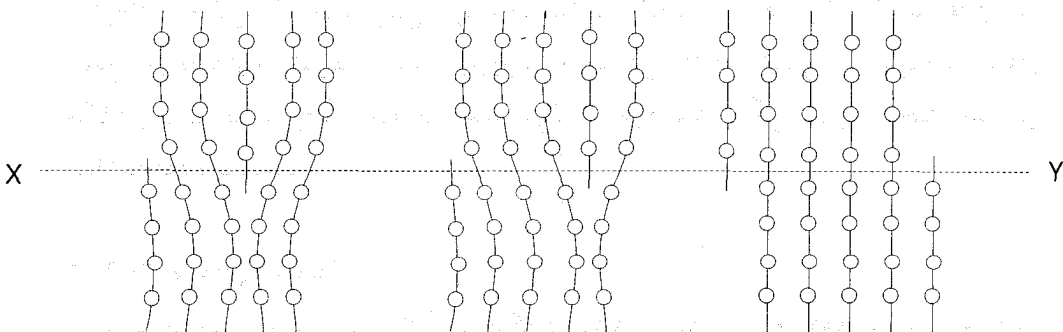
مفهوم عیبهای خطی یا دررفتگیها نخستین بار هنگام بررسی ویژگی شکل‌پذیری اجسام بلورین پیدا شد. دو نوع اساسی دررفتگی* (جابجاشدگی) وجود دارد: دررفتگی لبه و پیچ (شکل ۳-۲۶).



شکل ۳-۲۶. صفحه‌های بلور در همسایگی: (الف) دررفتگی لبه ED؛ (ب) دررفتگی پیچ AB دررفتگی لبه را می‌توان به صورت صفحه‌های اضافه از اتمهایی تصور کرد که درون بلور جای گرفته است. لبه این صفحه اضافه ED در شکل ۳-۲۶ (الف) دررفتگی واقعی است.

اعوجاج گوناگونی گرداگرد دررفتگی وجود دارد و صفحه‌های شبکه خمیده‌اند. وقتی نیروی برشی به کار می‌رود، وجود دررفتگی لبه عمل لغزیدن در بلور را آسان می‌کند. لغزش در راستای خطی روی می‌دهد که انتهای صفحه اضافی آنها آن را مشخص می‌کند [ED در شکل ۲۶-۳ (الف)]. شکل ۳-۲۷ حرکت یک دررفتگی لبه را نشان می‌دهد.

دررفتگی پیچ وقتی روی می‌دهد که بخشی از بلور نسبت به بقیه جابجا شود. در شکل ۲۶-۳ (ب)، AB دررفتگی پیچ است - اصطلاح پیچ از این جاست که اگر خط AC، 360° درجه به دور AB بچرخد، به شرطی که همواره بر یک صفحه بلوری نشکسته باقی بماند، در این صورت C در راستای دررفتگی AB به اندازه یک فاصله اتمی تا C پیش می‌رود، و هر چرخش بعدی نقطه C را بیشتر جلو می‌برد.



شکل ۳-۲۷. نموداری که نشان می‌دهد چگونه وجود یک جابجاشدگی لبه سبب لغزیدن در بلور می‌شود (لغزش در راستای XY صورت می‌گیرد)

نظر به واپیچش شبکه که دررفتگی لبه و پیچ را سبب می‌شود، و معمولاً با هم روی می‌دهند، استرس‌های شدید غیرعادی در همسایگی آنها به وجود می‌آیند. اگر استرسی خارجی اثر کنند، اثرات آن در دررفتگیها ظاهر می‌گردد زیرا در این نقاط نیروی بستگی بلورین از حالت نخستین آن بیشتر شده، سبب می‌گردند صفحه‌های بلورین بلغزند. پاره کردن کاغذ شباهتی تقریبی با این مطلب دارد. اگر کاغذ به طور یکنواخت از لبه‌های مقابل کشیده شود، می‌تواند در برابر استرس‌های کاملاً شدید مقاومت کند. اما، اگر استرس در یک نقطه متمرکز شود، همانند حرکت پاره کردن، آسان می‌توان کاغذ را پاره کرد چرا که نقطه تمرکز استرس در راستای لبه پارگی منتشر می‌شود.

باید خاطر نشان ساخت که می‌توان مانع دررفتگیها شد، درست همانگونه که با چسباندن قطعه‌ای چسب بر کاغذ از پاره شدن آن جلوگیری می‌کنیم. با داشتن اتمهای ناخالصی پاشیده یا

دررفتگیهای دیگر می توان از حرکت در راستای دررفتگی ناشی از سرد کردن فلز جلوگیری کرد. - فرآیندی که pinning نامیده می شود. این فن آوریها در اصلاح استحکام مکانیکی فلزات به کار می روند.

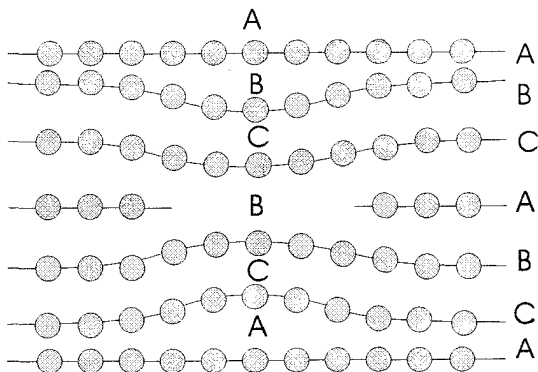
دستگاه حباب ابزاری است ساده برای مطالعه عیبهای نقطه ای و خطی، که در آن سطح یک آبگون با لایه ای از حباب با اندازه یکنواخت پوشیده می شود. با به کار گرفتن نیروها در نواحی مختلف دستگاه، می توان عیبهای گوناگونی ایجاد کرد.

اما، باید یاد آور شویم که دررفتگیها را به آسانی می توان با فن آوریهای حکاکی آشکار کرد. حکاکی شامل عمل شیمیایی سطحی جامد با گدازنده ای* مناسب است که سطح نهایی مرغوبی ایجاد می کند. پس از حکاکی، امتحان سطح با میکروسکپ با توان زیاد مشاهده شیارهای حکاکی را امکان پذیر می سازد، و این بواسطه نقاطی است که در آن نقاط دررفتگیها بر سطح بلور پدیدار می شوند: به سبب واپیچش و سستی بندهای اتمی حاصل، محلولهای حکاکی در نواحی دررفتگی شدیدتر عمل می کنند. حرکت دررفتگی بلورها تحت استرس عملاً مشاهده شده است.

۳-۹-۳ عیبهای صفحه ای

عیب صفحه ای عمده، مرزدانه* است، که در بیشتر اجسام روی می دهد. بیشتر جامدهای بلورین شامل فقط یک بلور نیستند بلکه از تعداد زیادی بلور در امتدادهای تصادفی تشکیل شده اند. اتصال این بلورها یا دانه ها، مرزدانه را نتیجه می دهد، که ناهمانندیهایی در ردیفها و صفحات در بلور مجاور به جای می گذارند. هر دانه خودش بلوری تک است و احتمالاً شامل عیبهای نقطه ای و خطی است که در پیش بیان شد.

مرزدانه با ایجاد لبه مؤثر در بلور مانع حرکت در راستای دررفتگیها می شود، که در آنجا البته، حرکت باید متوقف شود. معروف است که مواد پلی کریستالین همواره در برابر شکستگی از بلوری تک با همان ماده مقاومتر هستند.



شکل ۳-۲۸. نقص انباشتگی (روی هم چینی).

عیب صفحه‌ای دیگر، نقص انباشتگی* یا روی هم چینی است، و زمانی روی می‌دهد که اشتباهی در دنباله انباشتگی صفحه‌های بلور با ساختار شش گوش فشرده صورت می‌گیرد. صفحه‌ای که دو لایه را که بطور نادرست پهلوی هم قرار گرفته‌اند جدا می‌کند عیب انباشتگی است، شکل ۳-۲۸ نمونه‌ای از این عیب را نشان می‌دهد. عیب انباشتگی تنها در بلورهایی روی می‌دهد که دنباله لایه آنها ABCABC است - مثلاً، در ساختمان مکعبی وجه مرکزدار. انتظار نمی‌رود این عیبها در ساختمانهایی، همچون مکعب مرکزدار، که دنباله لایه آنها ABAB است، وجود داشته باشند.

۳-۹-۴ فونونها

قبلاً دیدیم (بخش ۱-۲) که اتمهای یک جامد را می‌توان به صورت نوسانگرهای هماهنگ سه‌بعدی ساده در نظر گرفت و در دماهای بالای صفر مطلق اتمها نسبت به مکانهای میانگین ترازمندیشان دارای یک جابجایی دوره‌ای می‌شوند. انرژی چنین نوسانگرهایی کوانتایی است، و می‌توان نشان داد که انرژیهای مجاز با

$$E_n = (n + \frac{1}{4})h\nu$$

داده می‌شوند، که در آن ... و ۲ و ۱ و $n=0$ و ν بسامد مکانیکی ارتعاش است. تغییر انرژی گذر از یک حالت انرژی با عدد کوانتومی n_1 به بالاترین حالت بعدی با عدد کوانتومی n_2 چنین است.

$$E_{n_2} - E_{n_1} = (n_2 + \frac{1}{4})h\nu - (n_1 + \frac{1}{4})h\nu = (n_2 - n_1)h\nu = h\nu$$

n_1 و n_2 هر دو عدد صحیح اند با تفاوت یک واحد از هم. در نتیجه، جذب انرژی گرمایی بوسیله یک اتم انرژی آن را به اندازه $h\nu$ افزایش می دهد، اگر انتقال به ترتیب وارون روی دهد، انرژی گسیل می شود، وضعیت کاملاً مشابه گذرهایی ست شامل جذب و گسیل فوتونها، و نام «فونون» برای بیان کوانتوم انرژی گرمایی جذب شده یا گسیل شده بوسیله یک اتم به کار می رود.

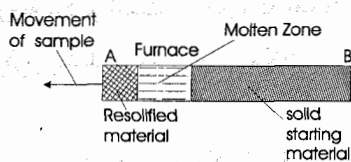
جذب فونونها سبب جابجاییهای اتمی می شود که خود علت ارتعاشهای شبکه ای است. در نتیجه فوتونها را می توان به صورت ناکاملی های* بلوری رده بندی کرد، چرا که در شبکه کامل تمام اتمها ساکنند. همانطور که در فصل چهارم بحث می شود، فونونها مقاومت الکتریکی جامدها را همراه با افزایش احتمال پراکنده کردن الکترون بوسیله اتم بالا می برند.

۳-۱۰ فن آوریهای رشد بلور

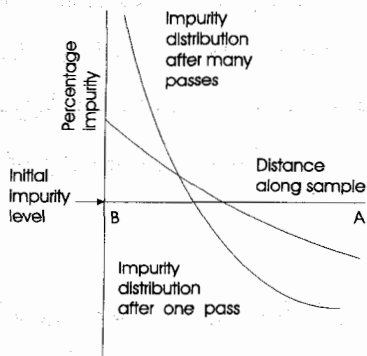
بسیاری از ویژگیهای بلور وابسته به ترتیب منظم دوره ای اتمها روی شبکه است. مواد بسیار کمی وجود دارند که به طور طبیعی به صورت بلورهای بزرگ یکپارچه خالص باشند، و از این رو برای پژوهش و استفاده در حالت جامد ناگزیر ابزارهایی الکترونی به طور ترکیبی به وجود آمده است. بلورهای طبیعی ناخالصی های بسیاری دارند، اما در فرآیند ترکیبی فقط می توان با جسم بسیار خالص شروع کرد (ناخالصیهای کمتر از یک در 10^9) آنگاه برای افزایش خاصیتی از بلور، مانند رسانش الکتریکی، ناخالصی های معلوم را به تدریج اضافه کرد.

برای تولید جسم بسیار خالص آغازکننده، روی ماده ای که درجه خلوص شیمیایی آن ۹۹/۹۹۹٪ است عمل پالایش منطقه ای صورت می گیرد.

پالایش منطقه ای، که طرح آن در شکل ۳-۲۹ (الف) آمده، به طور ساده جامد شدن جزئی ست که در آن آبگونی ناخالص جامدی یا ناخالصی کمتر تشکیل می دهد. بوته ای بلند را از ماده ای به شکل میله پر می کنند، و آنگاه بوته را به آهستگی از میان کوره ای عبور می دهند که تنها دمای ناحیه کوچکی از آن بیش از دمای نقطه گداز جسم است. از این رو، همراه با حرکت آهسته بوته از میان کوره، منطقه گداخته در راستای میله حرکت می کند. این منطقه، جسم ناخالص سر راه خود را ذوب می کند، در همان حال جسم نسبتاً خالص پشت آن جامد می شود، منطقه گداخته، به طور مؤثر، ناخالصی را همراه خود جارو می کند. اثر وارد بر سطح ناخالصی در شکل ۳-۲۹ (ب) نشان داده شده است. در این شکل دیده می شود که ممکن است عبورهای متوالی این منطقه از میان جسم لازم باشد تا درجه خلوص مورد نیاز به دست آید. ناخالصی در انتهای B میله جمع می گردد، این اتمها را می برند و دوباره به طور شیمیایی تصفیه می کنند.



(a)



(b)

شکل ۳-۲۹. پالایش منطقه‌ای: (a) طرحی از آرایش تجربی؛ (b) توزیع دوباره ناخالصی در نتیجه عبور منطقه گداخته از A به B.

جسم تصفیه شده را می‌توان برای تهیه تک بلورها به کمک یکی از تکنیکهای گوناگون به کار برد. مسئله مهم انتخاب فن مناسب برای جسمی داده شده است؛ بلورسازی بیشتر یک هنر است تا علم. سه روش متداول در زیر بیان می‌گردد. تکنیکهای دیگر عبارتند از ساختن بلور از طریق حل کردن، از حالت بخار (مثلاً، سولفات کادمیم)، و نیز تهیه آن تحت فشار بسیار زیاد (مثلاً، الماس)، و تحت شرایط هیدروترمال (مثلاً، کوارتز).

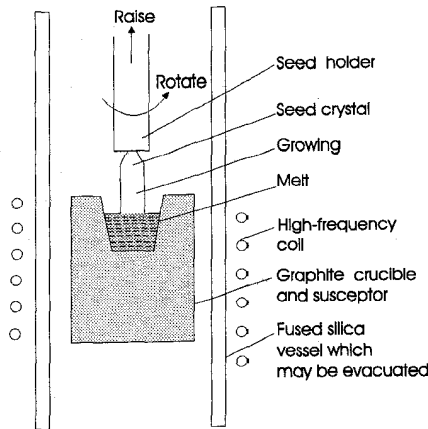
برای این که ویژگیهای بلور بارور شده تا حد امکان به بلور کامل نزدیک شود، کوشش می‌شود تا آنجا که امکان دارد با داشتن یک بلور بزرگ که از مرزدانه، استرین‌های گرمایی، دررفتگیها، عیبهای نقطه‌ای آزاد است درصد عیب را پایین نگاه دارند. برای دست یافتن به این منظور، بلور را بسیار آهسته تحت شرایط کاملاً مهار شده رشد می‌دهند.

اگر به آزمایشهایی که احتمالاً در آزمایشگاه شیمی مدرسه یا دانشکده انجام می‌گرفت برگردیم، که در آنجا بلورهای نسبتاً زیبایی از سولفات مس تهیه می‌گردید، دلیل این شرایط را می‌توان دریافت. «دانه‌ای» کوچک از سولفات مس در محلولی بسیار غلیظ آویخته می‌شود و روزها به آن حال می‌ماند. در این مدت، با اضافه شدن اتمهایی به وجه‌های خارجی دانه بلور رشد می‌کند. اتمهای محلول در راستای تصادفی حرکت می‌کنند، و آن تنها هنگامی است که به شیوه‌ای درست معلوم گردد که یک اتم در جایگاهی اتمی روی وجه «چسبیده» است. عین

همین وضعیت در تهیه بلورها از طریق ذوب وجود دارد، که در آن اتمها از اطراف حرکت می‌کنند تا درست خود را در وجه بزرگ شده جای دهند. دمای جامدی که از آن برای تهیه بلور استفاده می‌شود یک یا دو درجه پایین نقطه گداز بلور است، در حالی که دمای محلول چند درجه بالاتر است، تا آنجا که امکان دارد این شرایط باید در مدت رشد بلور به طور یکنواخت برقرار باشد. بررسی تمام مکانیسم رشد بلور خارج از مجال این کتاب است.

۳-۱۰-۱ روش چوکراسکی

روش چوکراسکی یا کی‌روپولوس معمولاً برای ایجاد بلورهای سیلیکون و ژرمانیم به کار می‌رود. یک بلور دانه‌ای را درون بوته‌ای از جسمی گداخته فرو می‌برند، آنگاه در حالی که لایه‌های شبکه‌ای جدیدی بر سطح بلور جامد می‌شود آن را به آهستگی بیرون می‌آورند. شکل ۳-۳۰ نمونه‌ای از دستگاه مورد استفاده در این روش را نشان می‌دهد. بوته اغلب سوراخیست در یک قطعه گرافیت که می‌توان با سیم‌پیچی با بسامد زیاد آن را گرم کرد، یا ممکن است بوته‌ای از جسمی دیگر باشد که داخل گرافیت می‌گذارند. برای کمک به ثابت نگهداشتن دما و بارور شدن یکنواخت بلور، بلور در حال رشد و یا بوته را با چند دور گردش در دقیقه می‌چرخانند.

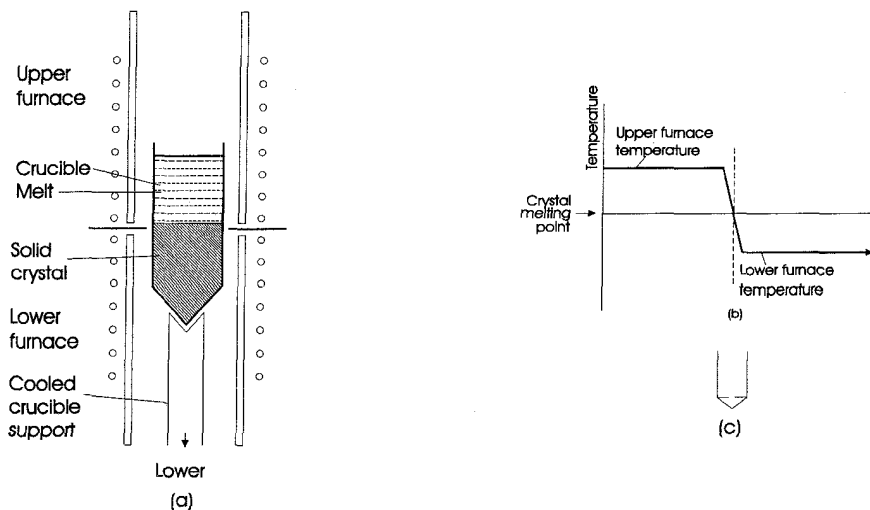


شکل ۳-۳۰. دستگاه رشد بلور چوکراسکی

میزان بیرون کشیدن بلور از مذاب به جسم و درجه مورد نیاز کامل شدن بستگی زیاد دارد. معمولاً چند میلی‌متر در هر ساعت مناسب است.

۳-۱۰-۲ روش بریجمن - استاک بارگر

روش بریجمن - استاک بارگر در شکل ۳-۳۱ نشان داده شده است. بلور در بوته‌ای با نوک مخروطی شکل، که بر تکیه‌گاهی سرد قرار دارد، بارور می‌شود. پس از این که جسم در کوره بالایی گداخته شد، بوته را پایین‌تر، داخل کوره دوم، می‌برند، که همیشه آن را چند درجه پایین نقطه ذوب نگاه می‌دارند. همراه با عبور بوته از دمای زیاد، جسم در نقطه‌ای از مخروط که به صورت «دانه» عمل می‌کند جامد می‌شود: ممکن است بلوری تنها تشکیل شود و بارور گردد تا تمام بوته را پر کند. با تغییر شکل بوته (شکل ۳-۳۱ ج)) می‌توان از بلورهای بسیاری که تشکیل می‌شود بلور مورد نیاز را برگزید، به طوری که تنها همان بلور بتواند در طول سوراخ کوچک بهم‌زن دستگاه تشکیل شود.

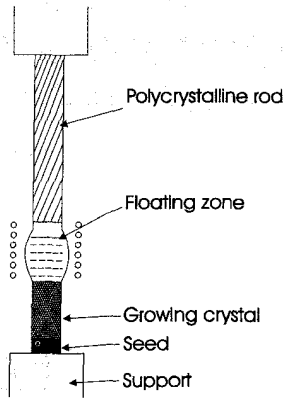


شکل ۳-۳۱. دستگاه رشد بلور بریجمن - استاک بارگر: (الف) آرایش تجربی؛ (ب) گرادیان دما در امتداد محور کوره؛ (ج) بوته تغییر شکل یافته.

۳-۱۰-۳ روش منطقه شناور

هر دو روش بالا این نقص را دارند که ممکن است بوته بلور را آلوده کند. به کمک روش منطقه شناور که در شکل ۳-۳۲ آمده می‌توان این عیب را رفع کرد. این روش، تغییر شکل یافته فرآیند پالایش منطقه‌ای است. ماده آغازکننده که به شکل میله پلی کریستال تهیه می‌شود به طور

قائم در کوره نگاه داشته می شود. ناحیه کوچکی از میله ذوب می شود، و با حرکت دادن دستگاه گرم کننده یا تکیه گاهها می توان منطقه گداخته را از میان میله از دانه مورد نظر به انتهای دیگر حرکت داد. به کمک کشش سطحی منطقه گداخته را میان دو انتهای ناگداخته میله نگاه می دارند.



شکل ۳-۳۲. رشد بلور با روش منطقه شناور

فصل چهارم

ویژگیهای الکتریکی، گرمایی، و اپتیکی جامدها

یکی از دلایل جالب بودن ویژگیهای الکتریکی جامدها بلافاصله از بررسی مقاومت ویژه الکتریکی اجسام گوناگون مشاهده می‌شود. جدول ۴-۱ نتیجه تعداد زیادی سنجش را درباره گروه وسیعی از جامدها خلاصه کرده است. برجسته‌ترین جنبه، برد فوق‌العاده زیاد این کمیت است، که از $10^{-10} \Omega m$ شروع می‌شود و تا بیش از $10^{20} \Omega m$ پیش می‌رود، براستی هیچ پارامتر فیزیکی دیگری چنین دامنه وسیعی را در بر نمی‌گیرد.

بنابراین مقاومت ویژه الکتریکی به صورت جالبترین پارامتر نمایان می‌شود، و کمی شگفت‌آور است که چنین زمان و کوشش زیادی در ارائه و آزمون مدل‌های رسانش* جامدها صرف شده است. وقتی چنین مدل‌هایی بنا می‌شود، باید اثر دیگر عوامل فیزیکی را بر ویژگیهای الکترونی نیز به طور رضایت‌بخشی منظور کرد. باید این مدلها توضیح دهند که چرا مقاومت یک فلز با افزایش دما بالا می‌رود، چرا افزودن مقادیر کوچک ناخالصی به نیمه‌رساناهای خالص رسانش آنها را بهتر می‌کند، و چرا نور دادن به بلورهایی معین با نوری به طول موج مناسب سبب افزایش رسانش می‌شود.

از این رو، در این فصل به امتحان چند مدل مطرح شده می‌پردازیم و نیز تا حدی به آنهایی می‌پردازیم که در شرایط تحلیل شده بوسیله نتایج تجربی صدق می‌کنند.

۱-۴ حاملهای بار در جامدها

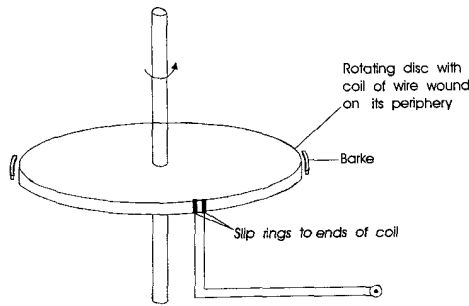
این فرض که ویژگیهای الکتریکی جامدها تحت جریان الکترونها قرار دارند ممکن است در نخستین نگاه امری کاملاً منطقی بنماید. اما پیش از برداشتن گامی دیگر، آموزنده است به آزمایشی ساده پردازیم که نهاد حاملهای بار در یک فلز مانند مس را نشان می‌دهد. ماهیت حاملهای بار در مس نخستین بار بوسیله تالمن و استوارت تحقیق گردید، که طرحی از دستگاه آنها در شکل ۴-۱ آمده است. خیلی ساده، سیم پیچی چرخنده، که با گالوانومتر بالیستیک G سری شده، ناگهان بوسیله ترمز از حرکت باز می‌ایستد. این عمل جریانی را در مدار خارجی سبب می‌شود و راستایش نشان می‌دهد حاملهایی با بار منفی موجب این حرکت شده‌اند. علاوه بر این، با اندازه‌گیری سرعت چرخش سیم پیچ، زمان کند شدن، جریان برقرار

شده پس از ترمز کردن، و تمامی طول و مقاومت سیم، نسبت بار به جرم حاملها را می توان تعیین کرد. در حد بیراهی* آزمایشی، دریافتند این مقدار با آنچه توسط تامسون برای الکترونها به دست آمد سازگار است. تفسیر اثر ساده است: هنگام چرخش سیم پیچ، یونهای مس و «گاز» نسبتاً آزاد الکترونهاى ظرفیت آنها، هر دو، با سرعت یکسان حرکت می کنند (بخش ۳-۷-۳ را ببینید). پس از ترمز کردن، آنها از حرکت باز می مانند. اما الکترونهاى ظرفیت به حرکتشان ادامه می دهند، و سبب برقراری جریان در مدار خارجی و در نتیجه انحراف گالوانومتر می شوند. شگفت آور نیست که، این نوع رسانش را «رسانش الکترونی» می نامند و در تعداد زیادی فلز و نیمه رسانا وجود دارد.

جدول ۴-۱. مقاومت بعضی اجسام معمول در دمای اتاق

مقاومت (Ωm)	جسم
10^{20}	Polystyrene
10^{18}	PTFE
10^{16}	Fused silica
10^{13}	Diamond
10^{12}	Glass
10^{10}	Sodium chloride
10^6	Silicon
10^4	Ferrites
10^2	Doped silicon and germanium
10^{-2}	Bismuth
10^{-6}	Lead
10^{-7}	Iron
10^{-8}	Copper and gold

نوع دیگر از فرآیند رسانش در بلورهای یونی که تا دهامای بالاگرما دیده اند یافت می شود. آزمایشها نشان می دهند که بار را می توان بوسیله یونهای مثبت و منفی حمل کرد، که با افزایش دما جنبش پذیرتر می شوند و از این رو وقتی میدانی الکتریکی در طول بلور اثر می کند با آزادی بیشتر در شبکه سرگردانند. چنین فرآیند انتقال بار را «رسانش یونی» می نامند.

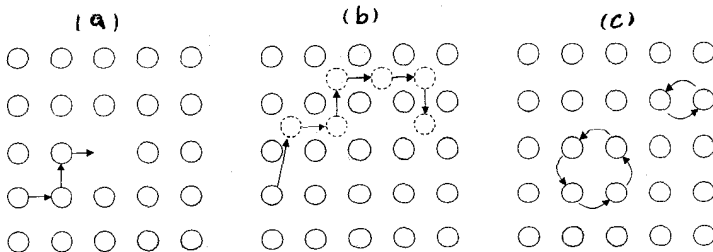


شکل ۴-۱. دستگاه تالمن - استوارت برای اندازه گیری e/m حاملهای جریان در فلز. بنابراین دوره وسیع رسانش موجود است - الکترونی و یونی. اما، از آنجا که در این کتاب فلزات و نیمه رساناها بیشتر مورد توجه اند، توجه اصلی بر رسانش الکترونی معطوف است.

۴-۲ پخش * در جامدها

پیش از اینکه حرکت حاملهای باردار در جامدها بررسی گردد، به خلاصه‌ای از حرکت اجسام خنثی مانند اتمهای شبکه بلوری بوسیله فرآیند پخش می‌پردازیم. پخش پدیده‌ای عمومی در جامدهاست که به موجب آن اتمها نه تنها به دور مکانهای میانگین ترازمندیشان ارتعاش می‌کنند بلکه در نتیجه انرژی گرمایی خود نیز از یک جایگاه شبکه‌ای به جایگاه دیگر سرگردانند. یعنی حرکت اتمها بوسیله پخش فرآیندی مرحله گونه است، طول گام بنیادی چند برابر فاصله شبکه‌ای است. اما وقتی تمام تک پرشهای بنیادی به یکدیگر اضافه می‌شوند، ممکن است برای اتمی داده شده مسافت کاملاً زیادی را در شبکه در برگیرد.

شکل ۴-۲ مکانیسم‌هایی را نشان می‌دهد که بنابر آنها پرشهای اتمی صورت می‌گیرد، و عبارتند از حرکت تهی جا، حرکت میان جا، و تبادل اتمی.



شکل ۴-۳. پخش در جامدها: (a) حرکت تهی جا؛ (b) حرکت میان جایی: (c) مبادله مستقیم.

چنین حرکتی را می‌توان برای شبکه مکعبی ساده بر حسب ضریب پخش D ، و پایای D_0 مربوط به فاصله پیموده شده در هر پرش d و بسامد پرش f با عبارت

$$D_0 = f \frac{d^2}{6}$$

بیان کرد. D_0 در دمای معین برای جامدهای مختلف، بیشتر به واسطه مقادیر مختلف، به شدت تغییر می‌کند. برای فلز که f تقریباً 10^{13} هرتز و d حدود 10^{-10} متر است، $D_0 \sim 10^{-16} \text{m}^2 \text{Sec}^{-1}$ است. در عمل، D_0 به طور وسیعی در اطراف این مقدار تغییر می‌کند. برای بلورهای مکعبی

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{Q}{KT}}$$

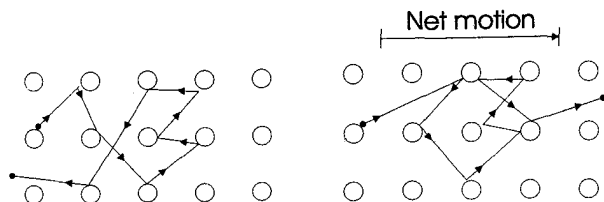
است، که در آن Q به عنوان انرژی فعالیت شناخته می‌شود. این ضریب برای بیشتر اجسام مورد نظر حدود $0.65 \text{eV} - 1.5 \text{eV}$ است: حدود نیمی از انرژی Q برای تشکیل تهی جاست (در حالت حرکت تهی جا) و بقیه انرژی حرکتی است. بنابراین در نبود میدان، در دمایی معلوم آنها همیشه دارای حرکت پخش تصادفی هستند. ذرات دیگر، مثلاً الکترونها، نیز به طور پخشی حرکت می‌کنند - عاملی که در عمل اتصال ترانزیستور اهمیتی بسزا دارد (فصل ششم را ببینید).

۴-۳- رسانش در فلزها - رهیافت * کلاسیک

نخستین کوشش در توضیح رسانش جامدها بوسیله دُرود به عمل آمد، کسی که این پندار را پذیرا شد که فلز به صورت مجموعه‌ای از یونهاست و «دریا»یی از الکترونها یا «گاز» الکترونی در آن نفوذ کرده است. او مطرح کرد که در اثر میدان الکتریکی الکترونها در راستای میدان شتاب می‌گیرند. این الکترونها وقتی با یونهای شبکه بلوری روبرو می‌شوند منحرف می‌گردند، از این رو در برابر جریان مقاومت ایجاد می‌شود و الکترونها با سرعت سوق ثابتی که تحت اثر شدت میدان به کار رفته است سامان می‌گیرند.

اثر میدان بر حرکت گاز الکترونی در شکل ۴-۳ مشخص شده است. پیش از به کار گرفتن میدان، حرکت پخش الکترونها کاملاً تصادفی است، بنابراین متوسط سرعت در هر راستای خاصی صفر است. وقتی میدان اثر می‌کند، یک جریان سوق (رانس*) از الکترونها به سمت انتهایی مثبت به وجود می‌آید. گرچه در لحظه‌ای داده شده هر الکترون ممکن است از آند دور شود، گاز الکترونی روی هم رفته در خلاف میدان حرکت می‌کند. البته، بیشتر الکترونها از چشمه خارجی فراهم می‌گردند (مثلاً، یک باتری)، بنابراین فرآیند پیوسته است. برخوردها

هنوز روی می‌دهند، و سرعت میان برخوردها - که می‌توان آن را با سرعت گرمایی ملکولهای گاز مقایسه کرد - آشکارا بسیار بزرگتر از سرعت رانش رویهم‌گاز است. مثلاً، در مس سرعت گرمایی نه مرتبه بزرگتر از سرعت رانش است.



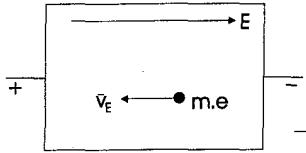
شکل ۳-۴. رانش الکترون: (a) حرکت اتفاقی در میدان الکتریکی صفر: (b) کل رانش موجود در میدان الکتریکی اعمال شده.

تشابه مکانیکی ساده دیگر دستگاه «میزوسوزن» یا bagatelle است، که در آن سوزنها نمایشگر یونهای مثبت هستند و مهره‌ها نمایشگر الکترونها. اگر تعداد زیادی مهره روی میزی تخت آتش زده شوند، به سوزنها برخورد کرده، به طور تصادفی در راستاهای مختلف به راه می‌افتند، و در مجموع سبب حرکت در راستایی مشخص نمی‌گردند. اما، اگر میز کج شود (هم‌ارز اعمال میدان)، رویهم مهره‌ها به پایین میز رانده می‌شوند، گرچه در هر لحظه چندتایی ممکن است به سوزنها برخورد کنند و به سمت بالای میز حرکت کنند.

بر پایه این مدلها، غیرمنطقی نیست تصور کنیم، همانگونه که درود چنین تصویری کرد، که گاز الکترونی در فلزات را می‌توان به صورت گاز کلاسیک در نظر گرفت، و در تعیین عبارتی برای رسانایی قانونهای جا افتاده نظریه جنبشی را به کار بگیریم. درود، بدین ترتیب، پذیرفت که تمام الکترونهای موجود می‌توانند به صورت حاملهایی عمل کنند، و پیش‌بینی کرد پویا آزاد میانگین میان برخوردها، λ باید هم‌مرتبه فاصله میان - یونی باشد، و معادلات کلاسیک را برای حرکت الکترونها به شیوه زیر به کار برد.

فرض کنید E میدان اعمال شده، \bar{v}_E سرعت متوسط در خلاف جهت میدان، \bar{v}_T سرعت متوسط گرمایی (هم‌ارز سرعت برای گاز کلاسیک)، و e/m نسبت بار به جرم الکترون باشد

(شکل ۴-۴). وقتی میدان اثر می‌کند، نیروی وارد بر یک الکترون eE است،



شکل ۴-۴. بار متحرک در میدان الکتریکی.

بنابراین شتاب \bar{X} در زمان میان برخورد با

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m} E$$

داده می‌شود. اگر زمان متوسط پرواز میان برخوردها ζ داده شود، سرعت متوسط در میدان چنین است

$$\bar{V} = \frac{e}{m} E \zeta$$

بنابراین سرعت متوسط سوق \bar{V}_D از سرعت متوسط حاصل از حرکت تصادف‌گونه گرمایی (که در هر راستای ویژه صفر است) و سرعت متوسط ناشی از میدان ساخته می‌شود. پس سرعت متوسط سوق \bar{V}_D برابر سرعت متوسط میدان \bar{V}_E است؛ یعنی

$$\bar{V}_D = \frac{e}{m} E \zeta$$

(۱-۴)

باید خاطر نشان ساخت که سرعت گرمایی بسیار بزرگتر از سرعت سوق است. می‌توان به آسانی \bar{V}_T را از نظریه جنبشی تخمین زد که بنابر آن

$$\frac{1}{2} m \bar{V}_T^2 = \frac{3}{2} kT$$

و در آن K ثابت بولتزمن است. جایگزین کردن مقادیر m و R ، می دهد
 $\bar{v}_T = 1/1 \times 10^5 \text{ kmsec}^{-1}$. از سوی دیگر، برای میدان $E = 10^6 \text{ Kv m}^{-1}$ ، سرعت رانش
 $v_D = 0/1 v_{sec}^{-1}$ برای $\xi = 10^{-14}$ است.

اگر در یکای حجم n الکترون در فرآیند رسانش شرکت کنند، کل چگالی جریان برابر
 حاصلضرب کل بار در سرعت متوسط سوق است.

از این رو

$$J = ne\bar{v}_D \quad (2-4)$$

با قرار دادن \bar{v}_D از معادله (۴-۱) در معادله (۴-۲)،

$$J = \frac{ne^2\xi}{m} E$$

این رابطه به نام قانون اهم شناخته می شود که مقاومت در آن با

$$\rho = \frac{m}{ne^2\xi}$$

داده می شود، یا بر حسب رسانایی σ

$$\sigma = \frac{ne^2\xi}{m} = ne\mu \quad (3-4)$$

پارامتر $\mu = e\xi/m$ را جنبش پذیری * می نامند و به صورت سرعت سوق در میدان الکتریکی
 واحد تعریف می شود. تمام پارامترهای معادله (۴-۳) را می توان از راه آزمایش تعیین کرد، و
 جایگزین کردن m, e, n و ξ مقدار σ را می دهد که با آنچه از سنجش مستقیم به دست می آید
 کاملاً سازگار است.

از این رو، نظریه درود با موفقیت در فرآیند رسانش فلزات به کار گرفته می شود. علاوه بر
 این تأییدی است بر وجود یک وابستگی تجربی جا افتاده میان رساناییهای الکتریکی و گرمایی
 که قانون ویدمن - فرانز شناخته می شود. اگر K رسانایی گرمایی باشد، این قانون به سادگی بیان
 می کند که

$$\frac{K}{\sigma} = C_{wf}T$$

T دمای مطلق است، و C_{wf} ماهیت یک ثابت جهانی را دارد که به دقت برای فلزات تعیین شده
 است و دارای مقدار متوسط $2/3 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$ است.

درود با به کار بردن دوباره نظریه جنبشی گازها در حرکت تصادف گونه الکترونها فلز
 عبارتی نظری برای مقدار ثابت به دست آورد. از نظریه جنبشی می توان نشان داد (ضمیمه B را

بینید) که رسانایی گرمایی با

$$K = \frac{1}{3} C_V \bar{V}_T \lambda \quad (4-4)$$

داده می‌شود، که در آن C_V گنجایش گرمایی ویژه در حجم ثابت واحد حجم گاز است. پویش آزاد میانگین λ رمی توان بر حسب زمان متوسط میان برخوردها و سرعت متوسط گرمایی نوشت، یعنی

$$\frac{\lambda}{V_T} = 2\xi$$

بنابراین، از معادلات (۳-۴) و (۴-۴)

$$\frac{K}{\sigma} = \frac{1}{3} \frac{C_V \bar{V}_T \lambda m}{n e^2 \xi} = \frac{2}{3} V_V \frac{m \bar{V}_T^2}{n e^2}$$

اما، از نظریه جنبشی، $C_V = 2/3 nK$ و $m \bar{V}_T^2$ دو برابر انرژی جنبشی گرمایی (یا $2 \times 3/2 KT$) است؛ K پایای بولتزمن است. بنابراین

$$\frac{K}{\sigma} = 3 \left(\frac{K}{e} \right)^2 T$$

با جایگزین کردن مقادیر K و e ، ثابت نظری ویدمن فرانس برابر $2 \times 10^{-10} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}$ پیدا می‌شود.

در جدول ۴-۲ رساناییهای الکترونی و گرمایی چند فلز آمده است. این جدول به روشنی نشان می‌دهد که رساناهای الکتریکی خوب رساناهای گرمایی خوبی نیز هستند؛ صرفنظر از تأیید اعتبار نظریه درود، این نتیجه مهم است چرا که نشان می‌دهد الکترونهاى ظرفیت علاوه بر انتقال بار عامل انتقال گرما نیز هستند.

با وجود این موفقیت‌های نمایان نظریه کلاسیک درود، مثالهایی وجود دارند که نارسایی آن را ثابت می‌کند و اینک چند نمونه از آنها را از نظر می‌گذرانیم.

۴-۴ فروریختن نظریه کلاسیک رسانش

یکی از فرضیات بنیادی درود آن بود که پویش آزاد میانگین باید در حدود فاصله شبکه‌ای باشد. آشکارا، هر نوع آزمون درستی از نظریه باید متضمن تعیین λ باشد. ممکن است با تعیین τ از معادله (۳-۴)، و آنگاه به کار بردن عبارت

$$\lambda = 2\xi \bar{V}_T$$

به طور عملی پویش آزاد میانگین را با سنجش رسانایی تعیین کرد. در یک فلز مانند مس، بنابر نظریه درود، هر اتم باید یک الکترون در فرآیند رسانش به اشتراک گذارد. در این صورت غلظت n الکترون رسانش برابر تعداد اتمهای مس در واحد حجم است، که ثابت آووگادرو تقسیم بر حجم ملکولی است. اینک حجم ملکولی مس عبارتست از وزن ملکولی تقسیم بر چگالی آن. یعنی،

$$\frac{63/5}{8/94 \times 10^{-3}} = \nu / 1 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

پس تعداد الکترونهاي رسانش چنین است

$$\frac{6 \times 10^{26}}{\nu / 1 \times 10^{-3}} = 8/5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$$

قرار دادن این مقدار و ثابتهای دیگر در معادله (۳-۴) می دهد $\nu = 2/4 \times 10^{14} \text{ sec}^{-1}$. آنگاه با گرفتن $\bar{\nu}_T = 1/1 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ km، برای مس $\lambda = 53 \text{ nm}$ به دست می آید.

جدول ۲-۴. رساناییهای الکتریکی و گرمایی در 293 K

Metal	$\sigma \times 10^7$ ($\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$)	K ($W \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$)	$C_{wp} \times 10^{-8}$ ($W \Omega \text{ K}^{-2}$)
Silver	6.15	423	2.45
Copper	5.82	387	2.37
Aluminium	3.55	210	2.02
Sodium	2.10	135	2.18
Cadimium	1.30	102	2.64
Iron	1.00	67	2.31
Lead	0.45	34	2.56

جدول ۳-۴. پویش آزاد میانگین چند جسم متفاوت در 300 K

Metal	λ (nm)
Lithium	11
Sodium	35
Potassium	37
Copper	53
Silver	57

جدول ۴-۳ چند مقدار پویس آزاد میانگین را برای فلزات گوناگون در 300°K نشان می دهد. از این جدول آشکار است که مقادیر تجربی بسیار بزرگتر از مقادیری است که درود تصور می کرد.

ایراد جدی دیگر بر نظریه، شکست آن در محاسبه گنجایش گرمایی ویژه فلزات است، که از راه کلاسیک برابر $9/2nk$ در واحد حجم است ($3/2nk$ برای الکترونهاى جنبشی و پتانسیل شبکه به اضافه $3/2nk$ برای الکترونها، با این فرض که در هر اتم یک الکترون ظرفیت است). اما، گنجایش گرمایی ویژه که در دمای اتاق سنجیده شده تقریباً $3nk$ در واحد حجم است، و نشان می دهد تعداد بسیار کمی از الکترونهاى رسانش موجود در گنجایش گرمایی دخالت مؤثر دارند. این اختلاف را تنها می توان به حساب این فرض گذاشت که مقدار n مورد استفاده درود درست نیست، و، تأکید می گردد که تنها کسر معین کوچکی از الکترونهاى گاز الکترونی بادی منظور گردند.

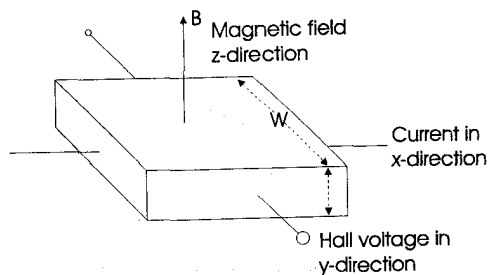
این نظریه همچنین قادر به حساب تغییر مقاومت در اثر فشارهای اعمال شده و نیز اثر ناخالصی ها بر رسانایی نیست.

۴-۴-۱ اثر هال

گاه چنین به نظر می رسد که نتایج آزمایش معروف اثر هال نیز کاملاً با تصویر کلاسیک رسانش متناقض است. اگر نمونه ای از جسمی رسانا در میدان مغناطیسی یکنواخت قرار گیرد و در طول نمونه جریانی بگذرد، همانند شکل ۴-۵، ولتاژی پیدا می شود که در امتداد عمود بر راستای جریان و میدان مغناطیسی، هر دو، گسترش می یابد. این ولتاژ به نام ولتاژ هال شناخته می شود، و مقدارش به شدت میدان مغناطیسی و جریان گذرنده بستگی دارد. دلیل پیدایش ولتاژ هال را به سادگی با این فرض می توان دریافت که جریان، نمایشگر دسته ای از ذرات با بار منفی است که در زاویه عمود بر میدان مغناطیسی در حرکتند. بنابراین ذرات منحرف می شوند، به طوری که یک سمت نمونه دارای بار منفی می شود و از آنجا اختلاف پتانسیلی در طول نمونه برقرار می گردد. ریاضیات اثر هال را می توان بر دینامیک ساده حرکت بارها در میدانهای الکترومغناطیسی بنیان نهاد.

ورقه ای از یک جسم، شکل ۴-۵، در نظر می گیریم که تحت میدان مغناطیسی عمود بر راستای جریان است. به سبب وجود میدان مغناطیسی \vec{B} ، نیروی \vec{F}_B بر دسته الکترون وارد می شود:

$$\vec{F}_B = \vec{B} \times \vec{v}$$



شکل ۴-۵. اثر هال

که در آن V_X سرعت الکترونها در راستای x است. از این رو دسته الکترون منحرف می شود تا آنجا که، وقتی حالت ساکن (مانا^{*}) به وجود می آید و جریان بیشتری در راستای y نیست، میدان E_H ایجاد می گردد. بنابراین بر هر الکترون نیروی اضافی

$$\vec{F}_H = e\vec{E}_H$$

وارد می شود. هنگام برقراری حالت پایدار^{*} نیروی الکتریکی F_E و نیروی مغناطیسی F_B باید برابر و مخالف هم باشند؛ یعنی،

$$eE_H = BeV_X$$

پس ولتاژ هال، V_H ، چنین می شود

$$V_H = E_H W = BV_X W$$

که در آن w پهنای نمونه است، چگالی جریان J_X با معادله

$$J_X = neV_X = \frac{I_X}{Wt} \quad (۴-۶)$$

داده می شود، که t ضخامت نمونه و I جریان در راستای x است. از ترکیب معادلات (۴-۵) و

$$\frac{V_H t}{B I_X} = \frac{1}{ne} = R_H \quad (۴-۶)$$

RH را «ضریب هال» می نامند. اما، $\sigma = ne\mu$ ، بنابراین رابطه ساده

$$\mu = RH\sigma \quad (V-4)$$

به دست می آید. پس، در یک آزمایش، اگر ثابت هال RH و رسانایی σ سنجیده شوند، آنگاه جنبش پذیری μ و در نتیجه غلظت، n حامل بار را می توان از معادله (V-4) یافت.

نتیجه چند سنجش درباره اثر هال در دمای اتاق برای رساناهای مختلف در جدول ۴-۴ آمده است. می بینیم که ضریب هال و در نتیجه جنبش پذیری مقادیر وسیعی را می گیرند. اما، مهمترین جنبه این که ثابت هال با هر دو علامت موجود است و، با بخاطر داشتن معادله (V-4)، تنها می توان تأکید کرد که علامت حاملهای بار در بعضی جامدها باید مثبت باشد.

جدول ۴-۴. ضرایب هال و جنبش پذیری چند جسم مختلف در 300°K

Metal	$RH \times 10^{-10}$ ($\text{Vm}^3\text{A}^{-1}\text{Wb}^{-1}$)	μ ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)
Silver	-0.84	0.0056
Copper	-0.55	0.0032
Gold	-0.72	0.0030
Sodium	-2.50	0.0053
Zinc	+0.30	0.0060
Cadmium	+0.60	0.0080

به نظر می رسد با نتیجه بنیادی آزمایش تالمن که مکانیسم انتقال بار متضمن حرکت الکترونهاست متناقض است. ولتاژ مثبت هال تنها بدین معناست که حاملهای بار در راستای مخالف الکترونها منحرف می شوند، یعنی باید دارای بار مثبت باشند.

پیش از پایان دادن به این گفتار، خاطر نشان می سازیم که در مغناطیس سنجشهای آزمایش هال، که شیوه ای مستقیم و دقیق در سنجش میدانهای مغناطیسی به دست می دهند، تناسب مستقیم میان ولتاژ هال و میدان مغناطیسی مزیتی به شمار می رود.

به طور خلاصه، نشان داده شد که اندیشه درود بر این پایه که الکترونها عامل رسانش هستند اساساً درست است، اما نه جزئیات مدل پیشنهادیش. او به کار بستن نظریه معمولی جنبشی گازها، به طور موفقیت آمیزی مقادیری برای رسانایی، قانون مسلم اهم، پیش بینی کرد و قانون

ویدمن - فرانز را تحقیق کرد. اما، نظریه کلاسیک، بر پایه نکات زیر فرو ریخت:

- (۱) - پویش آزاد میانگین اندازه گیری شده اغلب چندین بار از مقادیر مورد انتظار بزرگتر بود؛
- (۲) - سنجشهای گرمای ویژه نشان داد که تنها کسر کوچکی از الکترونها موجود در فرآیند رسانش شرکت دارند؛
- (۳) - اندازه گیریهای اثر هال نشان داد که حاملهای بار مثبت همانند بار منفی به فراوانی در جامدها یافت می شوند؛
- (۴) - ویژگیهای رسانایی نیمه رساناها و نارسانا*ها را نمی توانستند به هیچ طریقی حساب کنند.

رفع این مشکلات تا حدود ربع قرن پس از کار نخستین درود به تأخیر افتاد، تا این که مکانیک کوانتومی گسترش یافت و در مسئله رسانش به کار گرفته شد. از این رو، به آنچه قبلاً در فصل نخست از نارسایی فیزیک کلاسیک در ارتباط با پاره‌ای موضوعات بیان گردید مثالی دیگر می توان افزود؛ در بخش بعد به بررسی موانع آشکاری می پردازیم که تاکنون نظریه کوانتومی از میان برداشته است.

۴-۵ نظریه کوانتومی رسانش

فرض بنیادی نظریه جنبشی درود آن بود که هر ذره گاز الکترونی تمایل به حرکت در جهت خلاف میدان الکتریکی اعمال شده دارد و هنوز هم از آمار کلاسیک پیروی می کند. این فرض اشاره دارد که هر الکترون توانایی گرفتن هر مقدار انرژی را در حدود دامنه توزیع دارد. اما، چنانکه در فصل دوم نشان دادیم، الکترونها جامد نمی توانند هر مقدار ممکن انرژی را بگیرند. دامنه پیوسته‌ای از انرژی وجود ندارد و انرژی به صورت مجموعه‌ای از باندها ظاهر می شود، هر باند از باند بعدی با یک گاف انرژی جدا می شود. بالای این مجموعه باند است که در تعیین نوع جامد مهم است. اینک با بررسی جداگانه باندهای کاملاً پر یا تا قسمتی پر قوانین حاکم بر حرکت الکترونها و باندهای ظرفیت و رسانش را ارائه می دهیم.

۴-۵-۱ باندهای پر

جامدی (مثلاً، یک نارسانا) در نظر می گیریم که باند ظرفیتش کاملاً پر باشد. در نبود میدان، جریانی از رویهم الکترونها در هیچ راستایی وجود ندارد. اگر یک الکترون به مکان (یا حالت

انرژی) تازه‌ای حرکت کند، بلافاصله الکترونی دیگر جانشین آن می‌شود. این مطلب به سادگی نشانه‌ای از اصل پائولی است که، آن را بازگو می‌کنیم: بیش از یک الکترونی مجاز نیست که مجموعه داده شده‌ای از اعداد کوانتومی یا مختصات انرژی را دارا باشد. بنابراین، الکترونها باند پر پیوسته مکان و در نتیجه تراز انرژی‌شان را عوض می‌کنند. از این رو با میدان صفر، هیچ جریانی وجود ندارد.

اینک فرض کنید میدانی اثر کند، بر الکترونها نیرویی متناسب میدان اما در راستای مخالف وارد می‌شود. اگر الکترونی در راستای مورد نظر حرکت کند، از میدان انرژی می‌گیرد و حالت انرژی‌اش را تغییر می‌دهد. اما، این کار امکان‌پذیر نیست، چرا که در هر زمان ترازهای انرژی اضافی وجود ندارد که بتوان در آنها الکترونی یافت. درست همانند نبودن میدان، وقتی یک الکترون به جایی تازه می‌رسد الکترون دیگر باید حالت الکترون نخست را اشغال کند. دوباره، هیچ حرکت و جریانی وجود نخواهد داشت (که، البته، این وضعیت مربوط به یک نارسا است).

۴-۵-۲ باندهای تا قسمتی پر

باندهای نیمه‌پر

وضعیت در مورد باندهای تا قسمتی پر کاملاً متفاوت است و بستگی به این دارد که باند فقط چندتایی الکترون داشته باشد، تقریباً نیمه‌پر باشد، یا تنها چند تراز تهی نزدیک به بالای باند باقی مانده است. وقتی باند نیمه‌پر است، به شدت در رسانش سهم است زیرا تعداد زیادی الکترون و حالت‌های بالاتر انرژی وجود دارند که این الکترونها می‌توانند به این حالت‌ها بروند. در اثر اعمال میدان، وقتی الکترونی داده شده به مکانی جدید با انرژی بیشتر حرکت می‌کند، اصل پائولی دیگر رد می‌شود و الکترون می‌تواند از میان شبکه بلوری حرکت کند. اختلاف میان این گاز الکترونی «کوانتومی» و گاز الکترونی کلاسیک به یکباره آشکار می‌شود. ذرات گاز الکترونی کوانتومی می‌توانند در میان بلور حرکت کنند همچنان که همتهای کلاسیکی آنها چنین توانایی را دارند، اما این کار را نیز باید مطابق با ترازهای موجود انرژی و توزیع تراز انرژی درون باند انجام دهند. به بیان دیگر، نه از آمار کلاسیک (که مجاز می‌دارد دامنه پیوسته‌ای از انرژی را بگیرند)، که از آمار کوانتومی پیروی می‌کنند (که آنها را به مقادیری کاملاً مشخص انرژی محدود می‌کند).

نمونه‌ای از باندهای نیمه‌پر فلزها هستند و در نتیجه برداشتن تپه‌گنی * برای انبوهی از انهمایی که یک الکترون S در حالت آزاد دارند، یا به علت درهم روی * یک باند کاملاً پر با باند

تهی بالاتر این باندها به وجود می آیند.

باندهای تقریباً خالی یا تقریباً پر

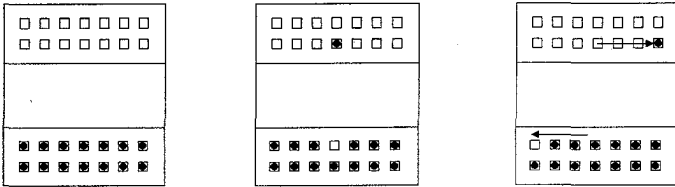
باندهای انرژی که چند تراز اشغال شده نزدیک به پایین باند دارند یا چند تراز در دسترس نزدیک به بالای باند، فوق‌العاده جالب هستند. اساساً به سبب پیش‌بینی شگفت‌انگیز نظری که جرم الکترونها در بالاترین ترازهای انرژی هر باند با جرم معمولی الکترونی در حالت سکون تفاوت دارد، و نیز در پاره‌ای نمونه‌ها ممکن است جرم منفی باشد، وضعیت در اینجا بسیار پیچیده است. این نتیجه به احتمال غیرقابل فهم می‌نماید، اما باز باید تأکید کرد که مدلهای ارائه شده در بیان فرآیندهای مشاهده شده به حد کافی تواناست.

امکان دارد به عقیده‌ای دیگر پناه برد، که با توصیف بیشتری به بررسی مسئله می‌پردازد. یادآور می‌شویم که سنجشهای اثر هال بر مواد معین نشان داد که به نظر می‌رسد حاملهای بار مثبت عامل رسانش باشند. این نتایج در واقع برای جامدهایی با باندهای تقریباً پر یا تقریباً تهی به دست آمد، این نیز تأکید می‌شود که وضعیت بالا و پایین باند فوق‌العاده پیچیده است. برای رفع پاره‌ای مشکلات موجود نظریه «حفره مثبت» مطرح شده است.

۴-۵-۳ حفره‌های مثبت

به زبان ساده، حفره مثبت یعنی «نبودن» یک الکترون، که شاید با در نظر گرفتن قیاس زیر بهتر بتوان آنرا درک کرد.

فرض کنید کسی بر صحنه تأتری ایستاده که جایگاههای آن همه پر است و صحنه کاملاً خالی، و شخص را می‌بیند که از جایگاهها سوی صحنه تأثر بالا می‌رود تا یکی از جاهای خالی بسیار آنجا را اشغال کند، جایی خالی پشت سرش باقی می‌گذارد. آنگاه شخص مجاورش، حرکت کرده، این جای خالی را اشغال می‌کند و پشت سرش جای خالی دیگر بر جای می‌ماند. اکنون شخص سوم حرکت می‌کند که این مکان را اشغال کند، آنگاه تمامی این فرآیند تکرار می‌شود. به این مسئله از دو دیدگاه می‌نگریم: می‌توان حرکات انفرادی رویهم حاضرین را تحقیق کرد، یا فقط حرکت جایگاه خالی را در نظر گرفت (یعنی، مسئله بسیار پیچیده چند جسم بررسی گردد، یا مسئله یک جسم که نسبتاً ساده است). آشکارا دومی مطلوبتر است، و تنها لازم است درباره حرکت جایگاه خالی سوی پایین، آنگاه که شخص سوی بالا حرکت می‌کند، بیندیشیم، و حرکت به چپ وقتی تمام افراد به راست حرکت می‌کنند، همانند شکل ۴-۶.



شکل ۴-۶. مقایسه صحنه تأثر با زوج حفره - الکترون.

دوباره، اگر مدل باند انرژی که ظرفی پر از آب بود (بخش ۲-۷) را بخاطر آورید، مفهوم حفره را حتی بیشتر و بهتر می توان پذیرا شد. جابجایی تصور کنید که در ته ظرف است، و دیده می شود که به بالای سطح می آید. هیچ کس با در نظر گرفتن طرز عمل تک تک قطره های آب که به اطراف حرکت می کنند تا حجم خالی مانده بوسیله جابجایی را پر کنند، واقعاً از عهده این مسئله بر نمی آید؛ روش بدیهی آن است که به حرکت جابجایی توجه شود.

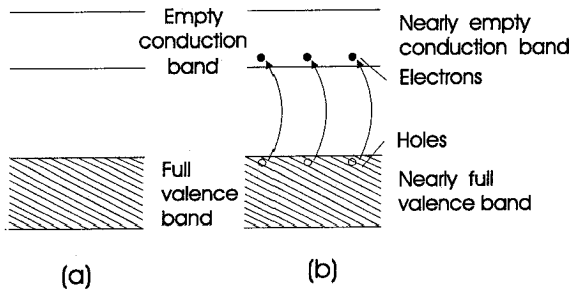
اینک اگر الکترونها را جانشین مردم و قطره های آب کنیم، و «حفره های مثبت» را جایگزین جایگاههای تهی و جابجایی، وضعیتی را که در باندهای انرژی خالی وجود دارد می توان درک کرد. اگر یک باند N حالت داشته باشد؛ که M حالتش اشغال شده، در این صورت

$$N - M = p$$

تعداد حالت های اشغال نشده یا حفره هایی است که می توانند حامل جریان باشند. نماد مثبت همیشه برای نشان دادن حفره ها به کار می رود. پس حفره ها را می توان درست در جای خودشان مورد بررسی قرار داد، با بخاطر داشتن این که حامل بارهای مثبت هستند زیرا با دور شدن بار منفی باری مثبت در پشت سر بر جای می ماند. می توان حفره ها را به صورت ذراتی در نظر گرفت که درست مانند الکترونها، تحت برخوردها و حرکات رانشی قرار می گیرند. بنابراین، به جای ذرات منفی با جرم منفی ذرات به طور مثبت باردار شده با جرم مثبت مورد بررسی قرار می گیرند.

مفهوم چگونگی پیدایش حفره ها در یک جامد با بررسی طرح باند انرژی یک نیمه رسانای طبیعی به آسانترین نوع نمایش داده می شود (شکل ۴-۷). گاف انرژی حدود 0.15 eV است،

بنابراین، جز در صفر مطلق (که باند رسانش کاملاً تهی است)، احتمال معینی وجود دارد که بعضی الکترونها بواسطه انرژی که از طریق ارتعاشهای گرمایی به آنها می‌رسد از باند ظرفیت به باند رسانش بروند. این کار به باند تقریباً تهی (رسانش) رهنمون می‌گردد. از شکل ۴-۷ (ب) آشکار است وقتی یک الکترون انتقال می‌یابد، ترازی تهی یا «حفره» در باند ظرفیت بر جای می‌گذارد. اکنون اگر میدان الکتریکی به چنین جامدی اثر کند، الکترونها و حفره‌ها در راستاهای مخالف رانده می‌شوند و از این رو هر دو در رسانائی شرکت می‌کنند.



شکل ۴-۷. ایجاد زوج حفره - الکترون: (a) صفر مطلق؛ (b) دمای بیشتر از صفر

بنابراین کل رسانایی، مجموع رسانایی الکترونهاى متحرک درون باند رسانش و رسانایی حفره‌هایی است که در محدوده مجاز انرژی باند ظرفیت در حرکتند. از این رو

$$\sigma = \sigma + \sigma$$

الکترون حفره کل

یا

$$\sigma_{\text{کل}} = n |e| \mu_n + p |e| \mu_p \quad (۸-۴)$$

که در آن n و p به ترتیب تعداد الکترونها و حفره‌هاست، و μ_n و μ_p جنبش پذیری آنها. بار e با قدر مطلق نوشته می‌شود که به اختلاف علامت حفره‌ها و الکترون توجه شود:

در مثال شکل ۴-۷، تعداد الکترونها و حفره‌ها برابر است. چرا که تناظری یک به یک میان الکترونها و حفره‌های دو باند وجود دارد. در حالت کلی، نیاز به چنین تناظری نیست (مثلاً، نیمه‌رساناهای ناخالص) و ممکن است یکی از آنها مهم باشد. علامت ضریب هال نشانه بیشترین نوع حامل بار است.

بدین ترتیب نظریهٔ باند به طور رضایت‌بخشی برای محاسبهٔ یکی از نتایج تجربی عجیب به کار رفته است و، در واقع، به طور غیرمستقیم وابسته به یکی از این دو شق است. یعنی تعداد الکترونیایی که در فرآیند رسانش شرکت دارند. پیدایش این مسئله از اینجا بود که گرمای ویژهٔ مورد آزمایش یک جامد بسیار کوچکتر از مقدار پیش‌بینی شده بر پایهٔ این فرض است که تمام الکترونهاى ظرفیت در فرآیند رسانش شرکت دارند. اگر به یاد آوریم که الکترونهاى یک باند انرژی از آمار ماکسول - بولتزمان پیروی نمی‌کنند بلکه تابع آمار کوانتومی هستند این مشکل بلافاصله رفع می‌شود. این نکته را بی‌آنکه درگیر پیچیدگیهای ریاضی شویم، تنها با در نظر گرفتن اثر دما بر توزیعهای مربوط به مکانیک کلاسیک و کوانتومی، می‌توان پذیرا شد. دو توزیع در شکل ۲-۱۶ و ۲-۱۸، اثر افزایش دما را نشان می‌دهند. می‌توان دید که اثر افزایش دما بر توزیع کلاسیک تغییر گرانگه‌گاه و کم کردن مقدار ماکزیمم است. سطح زیر منحنی*، به هر حال، یکسان باقی می‌ماند، و این امر تأکید می‌کند تمام ذرات تحت اثر افزایش دما هستند. در توزیع فرمی - دیراک (که از بینابهای پرتو X به جامدها به دست می‌آید - بخش ۲-۹ را ببینید) تنها انرژی ذرات تحت اثر دما نزدیکتر از فرمی E_f است.

این مطلب، حداقل به طور حسی، نشان می‌دهد که حرکت الکترونها در نزدیکترین ترازهای بالای باند مسؤل فرآیند رسانش است. تعداد الکترونهاى فعال در این فرآیند را می‌توان به طور نظری حساب کرد و این تعداد را بر به دست آوردن مقدار صحیح گرمای ویژه به کار برد. آشکار است، حتی بر پایهٔ مدل آب درون ظرف، هر چند تمام ملکولها به طور پیوسته حرکت می‌کنند، جنبش ملکولهای نزدیک سطح (که نمایشگر تراز فرمی ست) عامل جریان تبخیر هنگام گرم کردن آب است. البته، این هم ارز عمل الکترونهاى جامد است که در اثر گرما یا میدان الکتریکی اعمال شده به ترازهای بالاتر می‌روند، بنابراین میزان تغییر شکل توزیع الکترون در اثر میدان از دینامیک الکترونهاى نزدیک تراز فرمی تعیین می‌شود.

۴-۵-۴ پویش آزاد میانگین

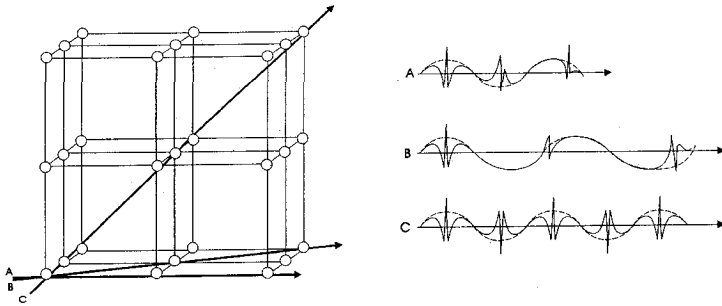
آنچه می‌ماند مسئله پویش آزاد میانگین بسیار بلند است که چنین به نظر می‌رسد الکترونهاى جامد دارای این پویش باشند. چگونه نظریه کوانتومی رسانش به حل این مسئله کمک می‌کند؟ پاسخ به این سؤال در این واقعیت نهفته است که طرح باند بسط نظریه‌ای بود که در اتم آزاد به کار رفت و ترازهای مجاز انرژی آنرا به دست داد. در بخش ۲-۳، معادلهٔ موج با شرایط مرزی معین در تعیین حالت انرژی مجاز به کار رفت. از این رو، تحت اوضاع معین و

برای تفسیر واقعتهای تجربی مسلم، الکترون باید بر حسب موج بررسی گردد. این مطلب می تواند در حساب پویشهای بلندتر به ما کمک کند.

مدلی از جامد تصور کنید که از یک ردیف توپ پینگ پنگ درست شده است (مثلاً، مدلی از آهن که مکعب مرکزدار است). اگر از یک سمت به مدل نگاه شود، ردیفی پیچیده اما منظم از «اتمها» دیده می شوند. اکنون تصور کنید می توان توده متراکمی از ساچمه ها، که به طریقی در راستاهای تصادفی درون ابر حرکت می کنند، در آن سمت مدل تصویر کرد. شانس این که یک ساچمه بدون روبرو شدن با اتمهای ثابت خیلی دور برود بسیار کم است.

اما، اگر لامپی را جانشین توده ساچمه کنیم و مدل را از سمت مقابل لامپ بنگریم، شانس رسیدن نور به ما واقعاً زیاد است.

از دیدگاه مکانیک کوانتومی، الکترون با موجی توصیف می شود که این موج را از طریق اثر الکتروستاتیکی مغزیهای یونی ثابت، که با آن برخورد می کنند، مدوله می کنند. معنایش این است که به محض نزدیک شدن موج به یکی از یونهای ثابت شبکه، تابیدگی در آن ایجاد می شود و مجموعه ای از نوسانهای سریع را نشان می دهد، که یعنی الکترون هنگام عبورش به حالت انرژی جنبشی بالاتر شتاب می گیرد. این مطلب در شکل ۴-۸ برای سه راستای مختلف یک شبکه مرکزدار نشان داده شده است. انرژی کل الکترون (جنبشی به اضافه پتانسیل) و همچنین طول موج در هر سه مورد یکسان است. افزایش انرژی جنبشی نزدیک یونهای ثابت اشاره بر این دارد که یک الکترون بسیار سریع در زمانی بسیار کوتاه از این ناحیه عبور می کند. یعنی، برخلاف مدل درود، تصویر مکانیک کوانتومی رسانش می رساند که تابع موج الکترون خودش را با مغزیهای یونی ثابت در مدلی منظم تطبیق می دهد، بنابراین شکل کلی موج که کم و بیش می تواند به طور مستقیم و بدون پراکندگی از میان بلور عبور کند در اثر اختلال هسته ها تغییر نمی کند. البته، این موضوع تنها برای شبکه ای کامل درست است. در عمل، اگر، مثلاً، «اتمها» دور وضعیت میانگین خود نوسان کنند یا اگر چند توپ پینگ پنگ را با توپ بیسبال، که وجود ناخالصیها را نشان می دهند، عوض کنیم، ارتعاشهای شبکه و دیگر عیبهای بلوری تا حدی سبب پراکندگی موج الکترون می شود. این واقعیت که پراکندگی بیشتر انحراف بیشتر در یک ردیف منظم می شود پاسخ این پرسش است که چرا مقاومت یک فلز با افزایش دما بالا می رود.



شکل ۴-۸. تابع موج الکترونی که در سه راستای مختلف بلوری حرکت می‌کند، در حالی که اثر مدولاسیون یونها نشان داده شده است.

وقتی نظریه دقیق به کار گرفته می‌شود و پویش آزاد میانگین وابسته به امواج الکترون محاسبه می‌شود کاملاً با مقادیر تجربی سازگار است. نشان داده شده هنگامی که ایده‌های کوانتومی در مسئله رسانش اعمال می‌گردد می‌توان به طور رضایت بخشی بر ضعف نظریه کلاسیک فائق آمد. ادعا نمی‌کنیم که بررسی بالا دقیق است، اما خواننده باید به خاطر داشته باشد که با استفاده از روشهایی که در کتب پیشرفته‌تر فیزیک حالت جامد یافت می‌شود تمام نتایج را می‌توان تأیید کرد. اینک به مسئله‌ای خاص، یعنی ویژگیهای الکترونی نیمه‌رساناها، می‌پردازیم.

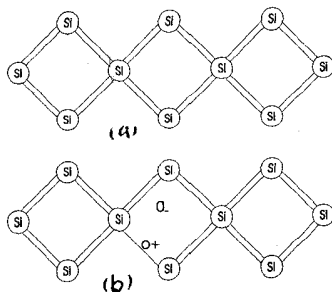
۴-۶ ویژگیهای الکترونی نیمه‌رساناها

در فصل دوم ساختار باند نیمه‌رسانای ذاتی پی‌ریزی شد، و در فصل سوم نشان داده شد که بند چنین بلوری از نوع کووالان است. نیمه‌رسانای خالص (مثلاً سیلیکن) را می‌توان از طریق نمودار بار دیفنی دوبعدی از اتمها نمایش داد، که به سبب چهار ظرفیتی بودن سیلیکن هر اتم با چهار بند الکترونی احاطه می‌شود. باید، در هر حال، به خاطر داشت که شبکه واقعی

سه بعدی ست و چهار اتم مشابه به صورت هرمی سه گوش یک اتم سیلیکن را در بر می گیرند. اما، به علت آن که نتیجه برهمکنش اتمها یک باند انرژی ست، نمی توان تصور کرد که الکترونها روی اتمهایی خاص جایگزین میشوند، بلکه بیشتر مبادله الکترون میان وضعیتهای مختلف بند اتمی وجود دارد. اما، در هر لحظه، بندهای تمام اتمها کاملند. همراه با افزایش دما چند الکترون به باند رسانش برانگیخته می شوند و حالتی تهری در باند ظرفیت مربوط به بندهای ناکامل بجای می گذارند.

به سبب مبادله الکترون این طور می نماید که حفره ها در حرکتند. پس الکترونها و حفره ها به طور دائم در جنبش هستند و وقتی میدانی اعمال می گردد هر دو در عمل رسانایی شرکت می کنند. این کار را معمولاً «شکستن» بندهای کووالان می نامند که شکل ۴-۹ آن را نشان می دهد.

در هر حال، در دماهای بسیار بالا، رسانایی نیمه رساناهای ذاتی به ویژه زیاد نیست، بنابراین باید در جستجوی وسایلی برآمد که ویژگی رسانایی در دمای اتاق را به طور مصنوعی افزایش داد. بنابراین مدل باند، اگر بتوان الکترونها را بیشتری در باند رسانش ایجاد کرد یا حفره های بیشتری در باند ظرفیت، این کار صورت می گیرد. اساساً این وضعیت در نیمه رساناهای ناخالص یا «خارجی» وجود دارد.



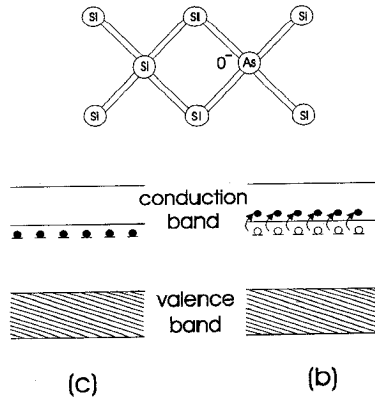
شکل ۴-۹. طرحی که یک شبکه نیمه رسانای ذاتی را نشان می دهد: (a) در صفر مطلق، (b) در دمایی بیش از صفر مطلق.

۴-۶-۱ نیمه رساناهای خارجی

با افزودن مقادیر جزئی (چند قسمت در میلیون) از ناخالصیهای مناسب هنگام ذوب بلور این امکان هست که رسانایی نمونه مورد نظر نیمه رسانا را افزایش داد. برای مخلوطی از سیلیکن و ژرمانیم، دو نوع ناخالصی به کار می رود - سه ظرفیتی و پنج ظرفیتی. دلیل این انتخاب

چنین است:

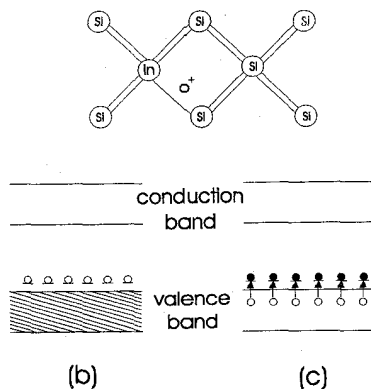
تصور کنید به جای یکی از اتمهای سیلیکن مدل دوبعدی شکل ۴-۹ (a)، اتمی که پنج الکترون ظرفیت دارد، مانند آرسنیک، جانشین گردد. در این صورت وضعیت مانند شکل ۴-۱۰ (الف) می شود. از آنجا که اتمهای میزبان چهار ظرفیتی اند، تنها چهار الکترون از پنج الکترون ظرفیت ناخالصی را در بر می گیرند، و یک الکترون بر جای می ماند که در بند ضعیفی ست و به آسانی تا باند رسانش برانگیخته می شود. بر مبنای طرح باند در صفر مطلق، ترازهای انرژی وابسته به این الکترونها اضافی در انرژی E_d درست پایین باند رسانش قرار دارند و «ترازهای دهنده» نامیده می شوند چرا که تعدادی الکترون به دومی می دهند [شکل ۴-۱۰ (ب)]. این مطلب روشن است زیرا نزدیک بودن آنها (معمولاً $\sim 1/6 \times 10^{-3} \text{ eV}$) تضمین می کند که حتی در دماهای نسبتاً پایین بیشتر الکترونها با گرم شدن به باند رسانش برانگیخته شوند [شکل ۴-۱۰ (ج)]. از این رو یک الکترون اضافی به وجود می آید، و سبب افزایش رسانایی می شود. این نوع نیمه رسانا را نوع n می نامند، چرا که رسانش اساساً به سبب بارهای منفی ست. در این صورت الکترونها را حاملهای «اکثریت» و حفره ها را حاملهای «اقلیت» گویند.



شکل ۴-۱۰ نیمه رسانای نوع n : (الف) طرحی از شبکه؛ (ب) ترازهای دهنده در صفر مطلق؛ (ج) ترازهای دهنده در دمایی بیش از صفر مطلق.

از سوی دیگر، تصور کنید یک ناخالصی سه ظرفیتی (مانند اندیوم) به گدازه افزوده شود [شکل ۴-۱۱ (الف)]. به آسانی در می یابیم تعداد اندکی الکترون در ساختن بندها شرکت دارند، در نتیجه حفره ای مثبت ایجاد می گردد که آزادانه میان شبکه سرگردان است. در صفر مطلق، ترازهای وابسته به این حفره های اضافی درست بالای باند ظرفیت در انرژی E_a قرار

دارند، و «ترازهای پذیرنده» نامیده می‌شوند زیرا چنان به باند ظرفیت نزدیکند که به راحتی می‌توانند الکترونیهای را از آن بگیرند. وقتی چنین می‌شود، حفره‌ها در ترازهای بالاتر باند ظرفیت باقی می‌مانند و دوباره سبب افزایش رسانایی می‌شوند. چنین نیمه رسانایی از نوع P می‌گویند چرا که بار بوسیله ذرات مثبت حمل می‌شود، از این رو حفره‌ها حاملهای «اکثریت» و الکترونها حاملهای اقلیت‌اند.



شکل ۴-۱۱. نیمه رساناهای نوع P: (الف) طرحی از شبکه؛ (ب) ترازهای پذیرنده در صفر مطلق؛ (ج) ترازهای پذیرنده در دمایی بیش از صفر مطلق.

بنابراین ویژگیهای الکترونی نیمه رساناها را می‌توان بر حسب پیکربندی باندها و نیز بعضی «ترازهای ناخالصی» میان باندی بیان کرد. اما، اغلب راحت‌تر است وقتی از پدیده‌های الکتریکی و پدیده‌های وابسته به آن سخن می‌رود وضعیت تراز فرمی در نظر گرفته شود.

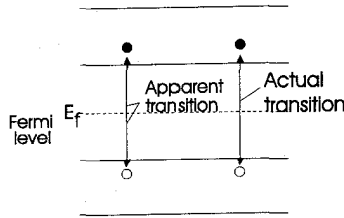
۴-۶-۲ تراز فرمی در نیمه رساناها

تراز فرمی در بخش ۲-۷ تعریف شد، بدین طریق که تمام حالت‌های پایین آن در صفر مطلق اشغال می‌شوند. این وضعیت موجود در فلز است که در آن تراز فرمی برتر از اشغال شده بالاتر منطبق است، که این تراز در یک باند تقریباً برقرار دارد. وقتی دما بالا می‌رود: آشکار است که انتقالها با بیشترین احتمال از بالاترین تراز انرژی (یعنی، از تراز فرمی) صورت می‌گیرند، از این رو تراز فرمی به صورت تراز مرجعی عمل می‌کند که می‌توان انتقالهای الکترونی را بر حسب آن سنجید. در بررسی نیمه رساناها بیشتر این تعریف به کار می‌آید.

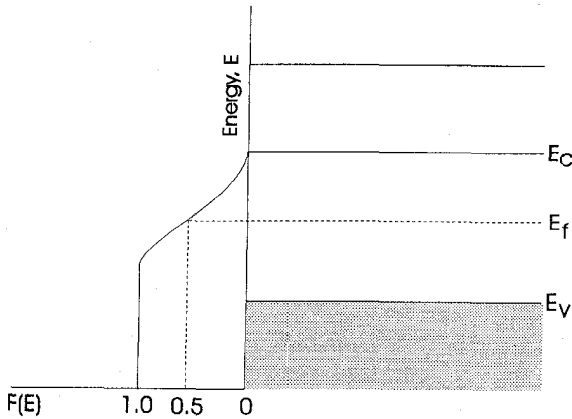
برای نیمه‌رسانای ذاتی در صفر مطلق، تراز فرمی منطبق بر تراز اشغال شده بالایی است، که اتفاقاً ممکن است بالای باند ظرفیت نیز باشد. به محض افزایش دما، احتمال معینی وجود دارد

که یک الکترون به باند رسانش منتقل گردد - با بر جای گذاشتن حفره‌ای در باند ظرفیت و تشکیل یک جفت حفره - الکترون. ممکن است انتقال الکترون نسبت به بالای باند ظرفیت سنجیده شود و انتقال حفره نسبت به پایین باند رسانش، اما آشکارا بهتر است که یک تراز مرجع برای هر دو انتقال به کار رود: تراز مشترک مؤثر دقیقاً نیمه راه میان باندهاست. در این صورت می‌توان گفت که به نظر می‌رسد سرچشمه الکترون و حفره، هر دو، نقطه‌ای در نیمه راه است. بنابراین همین نقطه نمایشگر تراز فرمی در نیمه رسانای ذاتی* است، که از آنجا انرژیهای حفره را می‌توان سوی پایین و انرژیهای الکترون را سوی بالا اندازه گرفت [شکل ۴-۱۲ (الف)]. از آنجا که کل انرژی مورد نیاز برای ایجاد حفره - الکترون E است، انرژی e تراز فرمی بالای باند ظرفیت را می‌توان به صورت

$$E_f = \frac{1}{2} E_g$$



(a)



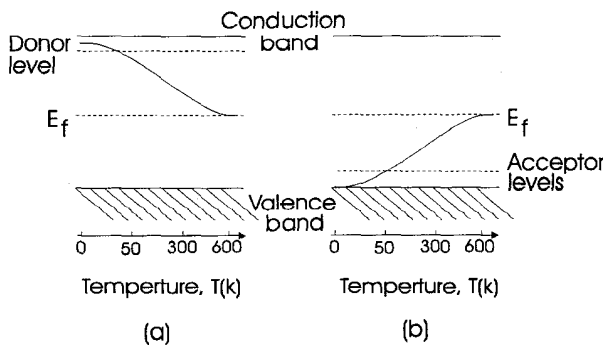
(b)

شکل ۴-۱۲. تغییر وضعیت تراز فرمی با دما، (a) در جسم نوع n ؛ (b) در جسم نوع p . نوشت، یعنی، نیمی از انرژی برای تشکیل حفره و نیمی برای حرکت دادن الکترون به باند رسانش به کار می‌رود. چون همیشه میان حفره‌ها و الکترونها تناظری یک به یک موجود است،

در چنین نیمه‌رسانایی تراز فرمی همیشه در مرکز گاف باقی می‌ماند، و تنها هنگام نابرابری در تعداد حفره‌ها و الکترون‌ها جایش تغییر می‌کند. البته، دقیقاً این همان چیزی است که در نیمه رسانای خارجی* هم وجود دارد.

از دیدگاه آمار کوانتومی، تراز فرمی به صورت انرژی تعریف می‌شود که در آن انرژی احتمال اشغال یک دوم است. این مطلب شاید به نحوی مطلوب از شکل ۴-۱۲ (ب) فهمیده می‌شود که در آن تابع فرمی بر حسب انرژی نشان داده شده. می‌بینید که بیشترین مقدار احتمال $F(E)$ یافتن یک الکترون (تعجب نکنید) در خود باند ظرفیت است $[F(E)=1]$ و این احتمال در باند رسانش صفر می‌شود. جایی که در آن احتمال یافتن الکترون یک دوم است (دقیقاً نیمه راه میان باندهاست).

اینک با برگشت به نیمه رسانای خارجی، نخست جسمی از نوع n را با ترازهای دهنده در نظر می‌گیریم درست پایین باند رسانش. در صفر مطلق هنوز ترازهای اشغال شده بالا وجود دارد، اما همراه با افزایش دما دو فرآیند برانگیزش روی می‌دهد: جفت حفره - الکترون، هر دو، با انتقال تراز دهنده به باند رسانایی و انتقال باند ظرفیت به باند رسانش به وجود می‌آیند. در دماهای پایین‌تر، مکانیسم اول مهم است چرا که انرژی گرمایی بسیار کمی لازم است تا سبب چنین انتقالی شود. اما، با افزایش دما، بخش بزرگتری از الکترون‌ها را می‌توان مستقیماً در طول گاف برانگیخت، و چون تعدادشان بیش از الکترونهای دهنده است، چنین انتقالهایی میان باندهای آنهایی را که از ترازهای دهنده هستند به طور افزاینده‌ای «جارو می‌کند». سرانجام، در دماهای بسیار زیاد، تمام الکترونهای دهنده به باند رسانش برانگیخته شده و وضعیت عملاً به یک نیمه رسانای ذاتی بر می‌گردد.



شکل ۴-۱۳. تغییر وضعیت تراز فرمی با دما: (a) در جسم نوع n ; (b) در جسم نوع p .

جای تراز فرمی در اجسام نوع n، به شیوه‌ای که در شکل ۴-۱۳ (الف) آمده، با دما تغییر می‌کند. باید یادآور شویم که غلظت ناخالصی نیز به شدت بر تراز فرمی اثر دارد، و شگفتی آور نیست زیرا هر چه مخلوط بیشتر باشد رقابت بیشتری میان دو نوع انتقال وجود دارد. وضعیتی مشابه نیز برای اجسام نوع p برقرار است، گرچه در این حالت بیشتر باید انرژیهای حفره را در نظر گرفت تا انرژیهای الکترون [شکل ۴-۱۳ (ب) را ببینید].

وقتی ویژگیهای الکترونی نیمه‌رساناها مورد بحث قرار می‌گیرد، همیشه باید دما و غلظت ناخالصی به دقت منظور گردد چرا که، در بسیاری کارها، از ترازهای دهنده یا پذیرنده صرف نظر می‌شود و طرز عمل جسم مورد بررسی بر حسب مکان تراز فرمی بیان می‌شود. این امر معقول است چرا که جای تراز فرمی بلافاصله نشان می‌دهد که دهنده‌ها یا پذیرنده‌ها، کدام یک، در بلور وجود دارند.

۴-۶-۳ رسانایی نیمه‌رساناها

چگونگی تأثیر مکان تراز فرمی را بر رسانایی یک نیمه‌رسانا می‌توان به طور نظری نتیجه گرفت. آشکار است که تعداد الکترونهاى باند رسانش (یا حفره‌های باند ظرفیت) نشانی از ویژگیهای رسانایی یک نیمه رسانای ذاتی به دست می‌دهند. با به کار گرفتن آمار فرمی، می‌توان نشان دارد که

$$n_e = \frac{2}{\pi^2} \times T^{3/2} e^{-(E_g - E_f)/KT} \quad (4-9)$$

که در آن n_e تعداد الکترونهاى باند رسانش است، E_g گاف انرژی، E_f انرژی وابسته به تراز فرمی، K ثابت بولتزمن، و T دمای مطلق.

اما، از معادله (۴-۸)، رسانایی با عبارت

$$\sigma = n |e| \mu_n + p |e| \mu_p$$

داده می‌شود، که، برای نیمه رسانای ذاتی به

$$\sigma = n_e |e| (\mu_n + \mu_p) \quad (4-10)$$

تبدیل می‌شود، چرا که تعداد حفره‌ها برابر تعداد الکترونهاست.

می شود و به تغییر جنبش پذیری با دما، هر دو، بستگی دارد. جنبش پذیری، که بیشتر با پراکندگی حاملهای با در اتمهای شبکه تعیین می گردد، با دما به صورت

$$\mu = \frac{-\gamma}{T} \times \text{ثابت}$$

تغییر می کند. با قرار دادن این عبارت و معادله (۴-۹) در فرمول رسانایی یعنی معادله (۴-۱۰)، معادله نهایی به شکل

$$\sigma_I = A_I e^{-E_g / 2KT} \quad (4-11)$$

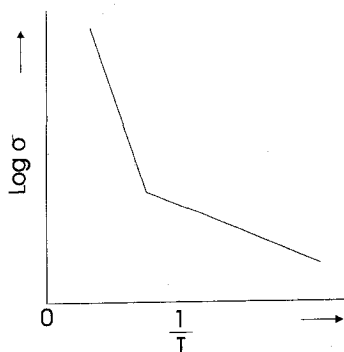
به دست می آید، که در آن A_I ثابت است، و اندیس I رسانایی ذاتی را نشان می دهد. برای نیمه رسانای ذاتی، باید انتقال گرمایی الکترونها از ترازهای ناخالصی به باند مناسب مجاز باشد. اگر انرژی مورد نیاز این کار E_i باشد، عبارتی مشابه معادله (۴-۱۱) برای وابستگی دمایی رسانایی خارجی می توان نوشت، یعنی،

$$\sigma_E = A_E e^{E_i / 2KT}$$

که دوباره A ثابت است و σ سهم رسانایی خارجی در رسانایی است. بنابراین در حالت کلی، رسانایی یک نیمه رسانا دارای دو جمله است، یکی از آنها تنها در دماهای کم مهم است. ناحیه خارجی - و دیگری در دماهای زیاد - ناحیه درونی. از این رو رسانایی کل را می توان به صورت

$$\sigma_{\text{total}} = A_I e^{-E_g / 2KT} + A_E e^{E_i / 2KT} \quad (4-12)$$

نوشت. شکل این معادله یکباره راهی برای تعیین E_g و E_i ، هر دو پیشنهاد می کند. جفت پارامترهای A_I , E_g , A_E , E_i در این معادله معمولاً چنانند که، در فاصله دمایی داده شده، یکی از جمله ها مهم است به طوری که، در تقریب نخست، همیشه می توان یکی را نادیده گرفت. از این رو، اگر رسانایی به صورت تابعی از دما اندازه گیری شود و $\log \sigma$ بر حسب $\frac{1}{T}$ رسم شود، در این صورت نموداری به دست می آید شامل دو خط مستقیم وابسته به دو ناحیه رسانایی (شکل ۴-۱۴). با اندازه گیری شیبها و فصل مشترکها، می توان گاف باند، ترازهای ناخالصی، و ثابتهای A_I و A_E را مستقیماً تخمین زد. منحنی های تجربی برای بیشتر نیمه رساناها با منحنی نظری پیش بینی شده بوسیله معادله ۴-۱۲ کاملاً سازگار است، گرچه چند بی نظمی در ناحیه میانی دما، جایی که وابستگی جنبش پذیری به دما مهم است، روی می دهد.

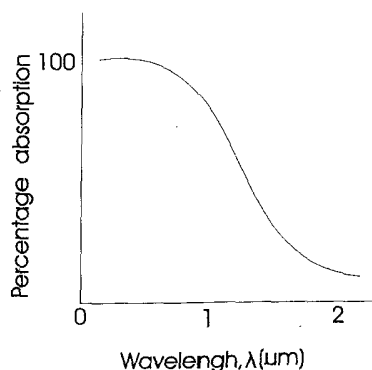


شکل ۴-۱۴. تغییر رسانایی با دما برای یک نیمه رسانا.

نشان داده شده که رسانایی نیمه‌رسانا را می‌توان با گرم کردن نمونه یا با افزودن مقدار کم ناخالصی افزایش داد. روش سوم نیز در دسترس است، یعنی کاربرد انرژی «تابشی»، که بلافاصله به بحث ویژگیهای اپتیکی نیمه رساناها بر می‌گردد.

۴-۷ ویژگیهای اپتیکی نیمه رساناها

ویژگیهای اصلی اپتیکی یک نیمه رسانا را می‌توان به بهترین نحو با در نظر گرفتن چگونگی توزیع جذب اپتیکی آنها در ناحیه فروسرخ نمایش داد. شکل ۴-۱۵ تغییر جذب با طول موج را نشان می‌دهد، که نمونه‌ای مناسب برای بیشتر نیمه رساناهاست. چنانچه می‌توان دید، تا طول موج بحرانی نداشته باشیم، نمونه جسم شروع به تراگیل نمی‌کند. در این نقطه، افت ناگهانی جذب وجود دارد، که لبه بنیادی جذب نامیده می‌شود و در مقدار $2\mu^m$ روی می‌دهد. برای فهم بیشتر این افت ناگهانی، باید که از آنچه هنگام ثبت بیناب جذبی روی می‌دهد بررسی دقیقی به عمل آید.



شکل ۴-۱۵. لبه بنیادی جذب.

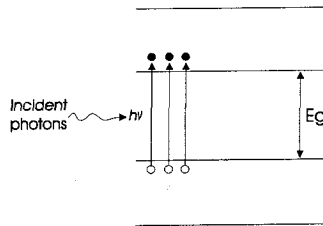
نور از یک تکفام ساز* بر برش نازکی از جسم نیمه رسانا فرود می آید و نور منتشر شده توسط جسم با یک فوتوسل دریافت و آشکار می شود، که خروجی این سلول معادل سیگنالی ست، که بوسیله نور فرودی تقویت می شود و آنگاه به قلم یک ثبت کننده خورانده می شود. طول موج (و در نتیجه انرژی فرودی) به آهستگی تغییر می کند و همزمان انحرافهایی در جذب ثبت می گردد. برای درک مکانیسمی که در نمونه روی می دهد، می توان به وضعیت مشابه بینابهای جذبی گازها مراجعه کرد، که در آن وقتی انرژی تابش فرودی برابر با اختلاف انرژی میان دو تراز انرژی اتمی باشد، خطوط جذبی نمایان می گردند. اگر در نظر بگیریم که چه انتقالهایی در جامد موجود است، به این نتیجه می رسیم که انتقال باند ظرفیت به باند رسانش باید نقشی مهم داشته باشد. انرژی تابشی لازم چنین انتقالی را می توان به آسانی از عبارت

$$E_g = h\nu_g = \frac{hc}{\lambda_g}$$

حساب کرد، که در آن E_g گاف انرژی، ν_g بسامد مربوط به انتقال، λ_g طول موج است. قرار دادن مقدار گاف انرژی $1/36\text{eV}$ (برای سیلیکن) مقدار $1/22\mu\text{m}$ را برای طول موج می دهد که با طول موج مشاهده شده مربوط به لبه جذب سازگار است.

از این رو مکانیسم جذب کاملاً روشن است و در شکل ۴-۱۶ نمایش داده شده است. به محض این که انرژی دسته نور فرودی برابر گاف باند باشد، انتقال میان بالای باند ظرفیت و پایین باند رسانش می تواند صورت بگیرد. آنگاه، این مقدار انرژی از نور گرفته می شود، و سبب افزایش ناگهانی جذب می گردد. آشکارا، تمام انرژیهای فرودی بزرگتر از این مقدار بحرانی نیز

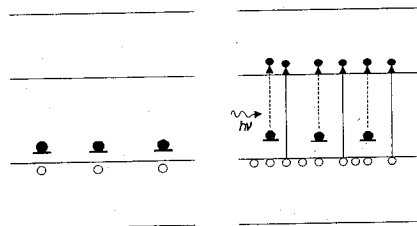
می‌توانند سبب انتقال شوند چرا که تعداد بسیار زیادی تراز آزاد در باند رسانش وجود دارد که الکترونهاى برانگیخته می‌توانند به آن ترازها بروند.



شکل ۴-۱۶. نور - انگیزش

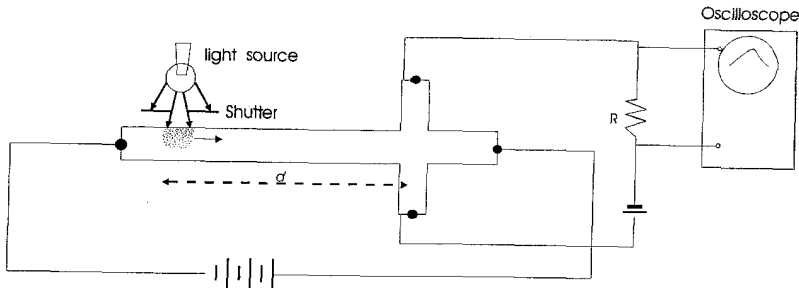
نتیجه مهم چنین تجربه‌ای این است که راه دیگری در تعیین گاف انرژی فراهم می‌کند، اما مهمترین جنبه ایجاد جفت حفره - الکترون است که سبب افزایش رسانایی می‌گردد. اگر یک میدان الکتریکی در نمونه‌ای اعمال شود و جریان عبوری هدایت گردد، آنگاه نور با طول موجی مناسب به طور ناگهانی بر نمونه بتابانیم افزایشی در جریان مشاهده می‌شود. این پدیده را نور رسانایی* می‌نامند و اهمیتی بسزا در دستگاههای جدید حالت جامد دارد.

بیان بالا به ویژه به نیمه رسانای ذاتی بر می‌گردد که در آن تعداد مساوی حفره و الکترون ایجاد می‌شود. اگر به یک نیمه رسانای خارجی نور بدهیم، احتمالاً حاملهای اکثریت اضافی از یک نوع (بسته به نوع جسم) به وجود می‌آیند. این مطلب در شکل ۴-۱۷ برای جسم نوع P نشان داده شده، و می‌بینیم که اثر تابش حتی ایجاد حفره‌هایی بیشتر در باند ظرفیت است. آنگاه اگر میدانی الکتریکی اعمال گردد، حاملهای اقلیت - یعنی الکترونها - در خلاف جهت میدان حرکت می‌کنند.



شکل ۴-۱۷. ایجاد حاملهای اقلیت بوسیله نور - انگیزش: (a) پیش از نور دادن؛ (b) هنگام نور دادن.

وضعیت دینامیکی حاملهای اقلیت اضافی را می توان با به کار گرفتن دستگاه شکل ۴-۱۸ تحقیق کرد. پتانسیلی ثابت در طول نمونه اثر می کند، در انتهای نمونه میله ای به شکل صلیب است که از میانش جریانی پایدار می گذرد. آنگاه پتانسیل موجود در طول مقاومت R را می توان بر یک اسیلوسکوپ نمایان ساخت، که تحت وضعیتی پایدار خطی مستقیم می دهد. اکنون اگر پرده باز کنیم و بگذاریم یک پالس ناگهانی نور بر یک انتهای نمونه فرو ریزد، حاملهای اقلیت به طور موضعی در طول نمونه زیاد می شوند که، تحت اثر میدان، به پایین نمونه رانده می شوند. وقتی این حاملها به ناحیه صلیب می رسند، جریان در آن مدار زیاد می شود و افزایش در پتانسیل (که بر اسیلوسکوپ نقش می بندد) مشاهده می شود. با اندازه گیری زمان از لحظه باز کردن پرده تا ورود ماکزیمم پالس در صلیب، می توان جنبش پذیری حامل اقلیت را تخمین زد.



شکل ۴-۱۸. بررسی و جستجوی مدت عمر حامل اقلیت.

اگر فاصله میان چشمه و صلیب d و زمان لازم برای ورود پالس (تپ) t باشد، سرعت رانش ابر وارد شده با

$$\bar{v}_D = \frac{d}{t}$$

داده می شود و چون

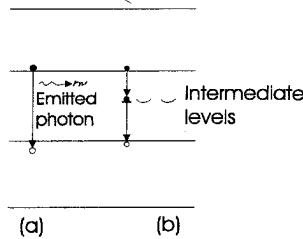
$$\bar{v}_D = \mu \bar{E}$$

است، می توان جنبش پذیری را به دست آورد.

یک جنبه مهم فراموش شده در بحث بالا «ترکیب دوباره» است، و، همچنان که در فصول بعد نشان می دهیم، مکانیسمی بسیار مهم در نیمه رساناست. با پایان گرفتن پالس نور، الکترونها و حفره ها شروع به حرکت به سمت پایین نمونه می کنند، اما احتمال این که چند الکترون پیش از رسیدن به صلیب به باند ظرفیت برگردند زیاد است. این ترکیب دوباره به طور مستقیم یا غیر مستقیم روی می دهد (شکل ۴-۱۹).

در فرآیندهای غیرمستقیم، تراز میانی ممکن است یک اتم ناخالصی باشد (به غیر از

ناخالصی مخلوط) یا عیب شبکه‌ای (مانند جابجاشدگی یا تهی جا) که می‌تواند به صورت «دام» موقتی برای الکترونها درآید. نتیجه کلی فرآیند غیرمستقیم و مستقیم، هر دو، آن است که الکترونها و حفره‌ها یکدیگر را نابود می‌کنند و در چنین کاری اغلب تابش گسیل می‌شود که بسامدش به انرژی انتقال آنها مربوط می‌شود. یعنی، در آزمایش بالا، عملاً تنها کسر کوچکی از حاملهای وارد شده اقلیت به صلیب می‌رسد. بنابراین اگر فاصله میان پرده و صلیب تغییر کند، باید دریابیم هر چه این فاصله کوتاهتر شود انحراف روی اسیلوسکپ بیشتر است. از سوی دیگر، وقتی d بزرگ می‌شود، شانس ترکیب دوباره پیش از رسیدن به صلیب زیاد است بنابراین فقط باید انحرافی کوچک مشاهده گردد.



شکل ۴-۱۹. ترکیب دوباره مستقیم و غیرمستقیم.

در بررسی بالا «اثر پخش*» نیز حذف شد، که بنابر آن ابر الکترونی همچنان که به طرف انتهای مثبت نمونه در حرکت است تمایل به پخش سوی خارج دارد. یعنی ابر الکترونی در سراسر حجمش به طور یکنواخت چگال نیست، بیشتر الکترونها نزدیک به مرکز آن متمرکز شده‌اند. بنابراین طرز انحراف الکترونها روی اسیلوسکپ بازگوکننده چگونگی این توزیع است و، اگر تقویت کننده x به همان میزان که پرده نور باز و بسته می‌شود جارو شود، این توزیع را واقعاً می‌توان نمایش داد. از این رو مساحت زیر منحنی اندازه اثر ترکیب دوباره است، و شکل توزیع مربوط به اثر پخش است. هنوز ماکزیمم منحنی را می‌توان برای تعیین سرعت سوق به کاربرد و با رسم زیر منحنی به عنوان تابعی از فاصله میان چشمه و صلیب، خمی‌نمایی به دست می‌آید که از آن می‌توان زمان انجام ترکیب دوباره را بازیافت.

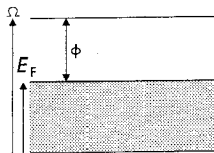
بدین ترتیب اثر انرژی تابشی بر فرآیندهای رسانش داخلی درون جامد نشان داده شد. آنچه اهمیت برابر دارند اثرات سطحی ست، و این فصل را با بیان خلاصه‌ای از فرآیندهای الکترونی

که محدود به ناحیه سطحی جامد می‌شوند به پایان می‌بریم. به ویژه، بیرون آمدن الکترون‌ها از سطوح فلزی بررسی می‌شوند.

۴-۸ گسیل الکترون از جامدها

اثر فوتوالکتریک (بخش ۱-۵ را ببینید) مثالی ست درباره گسیل الکترون از جامدها. پیش از این که به بسط مسئله نورگسیل* در این فصل و فصلهای بعدی پردازیم، نهاد تابع کار یک جامد باید به روشنی مشخص گردد. این بررسی با در نظر گرفتن اثر گرما بر الکترونیایی که نزدیک سطح فلز هستند به بهترین نحو صورت می‌گیرد.

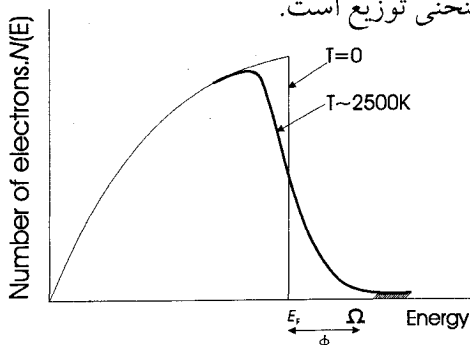
شکل ۴-۲۰ طرح عادی باند را برای یک فلز نشان می‌دهد که در آن تراز پر شده بالایی تراز فرمی E_F است و در آن انرژیها نسبت به پایین باند سنجیده می‌شوند. تمام الکترون‌ها حرکتی پیوسته دارند، و در هر لحظه انرژی جنبشی هر الکترون در حدود صفر تا E_F است. این مطلب برای الکترونهای نزدیک سطح نیز درست است، مگر آن که الکترونی نزدیک سطح بتواند با سرعت در جهتی که مستقیماً از سطح می‌گذرد به آن نزدیک شود. داخل فلز، نیروی وارد بر هر الکترون داده شده صفر است زیرا بار الکترونیهای باقی مانده بار مغزیهای ثابت یونی را خنثی می‌کند. اما، در هر لحظه، ممکن است چند الکترون در ترازهای انرژی بالا نزدیک سطح باشند، و آشکارا همین الکترون‌ها احتمالاً سطح را ترک می‌کنند.



شکل ۴-۲۰. تابع موج.

اگر انرژی الکترون از مقدار معینی، تراز انرژی تهی، بیشتر شود می‌تواند از سطح فلز بگریزد، درست همانند تراز $n = \infty$ برای اتمی که یونیده می‌شود (یعنی، الکترون کاملاً رانده می‌شود). این وضع مشابه وضعیت موشکی است که از سطح زمین پرتاب می‌گردد. پیش از این که موشک از بند زمین رها شود و آزادانه در فضا حرکت کند ناگزیر باید به سرعت (و در نتیجه تراز انرژی) معینی برسد. از این رو، یکبار که الکترون به تراز انرژی مشخصی، به نام تراز تهی، برسد فرار از سطح جامد مشکل نیست.

یک راه افزایش انرژی الکترونها در فلز گرم کردن فلز است. بنا بر الگوی باند انرژی، الکترونها می‌توانند در باندی که قسمتی از آن پر است انتقالهایی به ترازهای بالاتر انجام دهند. بر حسب توزیع فرمی (شکل ۴-۲۱) این کار لُبّه مجزایی را سبب می‌شود که در صفر مطلق وجود دارد و انتشارش «دنباله‌ای» را تشکیل می‌دهد. سرانجام، بعضی از الکترونها به انرژی Ω می‌رسند و می‌توانند بگریزند. اگر دما بالاتر برود، الکترونها بیشتری به این مقدار انرژی، یا حتی انرژیهای بالاتر، دست می‌یابند و از سطح فلز گسیل می‌شوند. این پدیده را گسیل «گرمایونی» می‌نامند. تعداد الکترونهايي که احتمالاً می‌گریزند برای انرژیهای بزرگتر از Ω متناسب با مساحت زیر منحنی توزیع است.



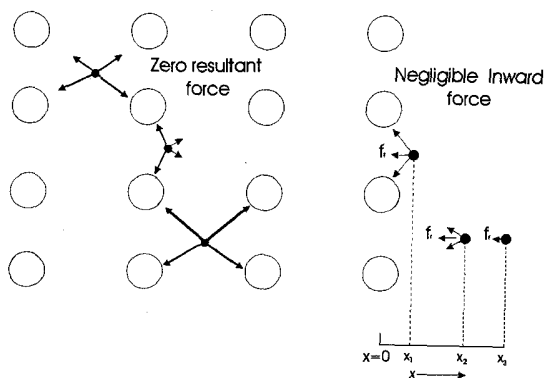
شکل ۴-۲۱. اثر دما بر توزیع فرمی - دیراک.

می‌توان دید کمیتی که از پیش تابع کار نامیده شد به صورت زیر است

$$\phi = \Omega - E_F$$

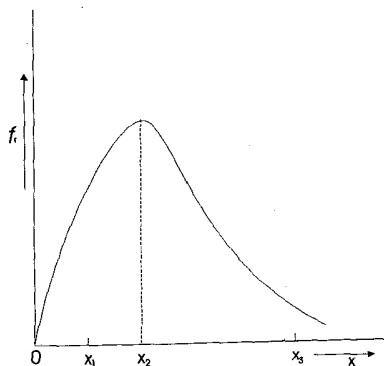
بنابراین، برای دقیق بودن، باید ϕ تابع کار خالص و Ω تابع کار ناخالص نامیده شود، اولی را از تراز فرمی و دومی را از پایین باند می‌سنجند. به طور کلی، تابع کار به عنوان انرژی در نظر گرفته می‌شود که برای راندن یک الکترون از بالاترین تراز انرژی اشغال شده به تراز که دیگر در بند اتم نیست لازم است. به بیان دیگر، ناگزیر مقداری از انرژی گرمایی هم‌ارز ϕ ذخیره می‌گردد تا سبب گسیل الکترونها از سطح شود.

شیوه دیگر بیان حرکت الکترونهاي نزدیک سطح فلز چنین است که یک الکترون ناگزیر است به انرژی حداقل برابر انرژی تراز فرمی بر «سد پتانسیل» اضافی به ارتفاع ϕ غلبه کند تا از سطح فرار می‌کند، (درست مانند موشک که ناچار بر «سد پتانسیل گرانش» غلبه می‌کند، و ملکولهای آب که برای تبخیر از سطح ناگزیرند بر «سد انرژی سطح» چیره شوند.



شکل ۴-۲۲. نمایش نیروی برآیند وارد بر الکترون در وضعیتهای مختلف درون و بیرون فلز. داخل فلز، متوسط نیروی برآیند وارد بر یک الکترون صفر است. اما نزدیک سطح، اگر حرکت الکترون طوری باشد که از خارجی‌ترین لایه یونها بیرون برود، نیرویی خالص به سمت داخل به وجود می‌آید. این مطلب در شکل ۴-۲۲ نمایش داده شده. وقتی الکترونی دقیقاً در بالای صفحه اتمها قرار گیرد، کل نیرو سوی داخل صفر است.

در فاصله x_1 تا سطح، به سبب برهمکنش کولمبی الکترون متحرک و یونهای سطح، نیرویی خالص در جهت داخل اثر می‌کند. این نیروی کندشونده f_T نخست همچنان که یونهای بیشتر و بیشتری در فرآیند برهمکنش شرکت دارند افزایش می‌یابد. اما، مقدار واقعی برهمکنشها با افزایش فاصله از سطح کاهش می‌یابد. از این رو در نقطه x_2 ، نیروی f_T تقریباً صفر است، حال آنکه در نقطه میانی x_2 به ماکزیمم می‌رسد. چگونگی تغییر f_T بر حسب فاصله x را می‌توان با منحنی شکل ۴-۲۳ نمایش داد. همین که الکترون به ماکزیمم برسد، می‌تواند از سطح فلز بگریزد.



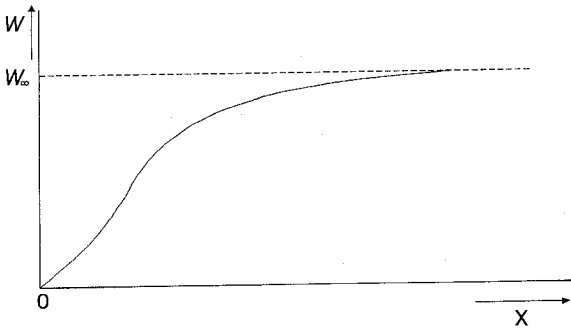
شکل ۴-۲۳. تغییر نیروی کندشونده روی الکترونی که از سطح فلز عبور می‌کند.

بلافاصله آشکار می‌شود که مساحت زیر منحنی میان صفر و مقدار ویژه X اندازه کار انجام شده را در حرکت الکترون به آن نقطه ویژه به دست می‌دهد. بنابراین، به طور کلی، کار انجام شده بوسیله یک الکترون در حرکتش به فاصله X بیرون سطح چنین می‌شود

$$W = \int_0^X f_T dx$$

اگر این کار به صورت تابعی از X رسم گردد، تغییر انرژی پتانسیل الکترون با فاصله از سطح به دست می‌آید. طرح آن در شکل ۴-۲۴ نشان داده شده، و از آنجا می‌توان دید منحنی به خط W_∞ مجانب می‌شود. این منحنی نمایشگر «سد انرژی پتانسیل» است که در پیش بدان اشاره شد، مقدار انرژی وابسته به «بالای» سد که از پایین باند حساب می‌شود به سادگی تابع کار ناخالص است (یعنی، $W_\infty = \Omega$). دوباره، این منحنی نکته مهمی را نمایان می‌سازد که تابع کار نامی غلط است، نام بهتر «تابع انرژی» است. بنابراین تابع کار ناخالص را می‌توان با انتگرال

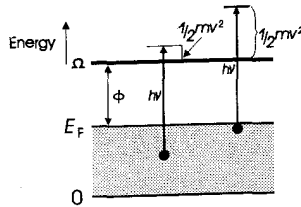
$$\Omega = \frac{1}{e} \int_0^\infty f_T dx$$



شکل ۴-۲۴. کار انجام شده بوسیله الکترونی که از سطح فلز عبور می‌کند بر حسب فاصله آن تا سطح. تعریف کرد. نیروی واقعی f_T تا حد زیادی به فاصله میان اتمی، اندازه یون سطحی، وجود ناخالصیها در سطح بستگی دارد. یعنی تابع کار ناخالص Ω (و الزاماً تابع کار خالص ϕ) از جسمی به جسمی و از نقطه‌ای به نقطه دیگر روی سطح تغییر می‌کند. این واقعیت اهمیتی بسزا دارد، که در فصل ششم، وقتی از ابزارهای نیمه رسانای گوناگون بحث می‌گردد، نشان داده می‌شود.

در بیشتر جامدها، معلوم شده که منحنی پتانسیل برای $x > 10^{-8} \text{m}$ تقریباً به مجانبش نزدیک

می شود، می توان گفت الکترونی که به چنین فاصله ای می رسد از سطح می گریزد. آگاهی از نهاد تابع کار به درک بهتر تعبیر اینشتین از پدیده فوتو الکتریک کمک می کند. اینشتین پیشنهاد کرد که تمام انرژی فوتون به یک الکترون در جامدها منتقل می گردد. وقتی الکترونی داده شده سطح را ترک می کند، چنین کاری را با انرژی جنبشی ماکزیمم انجام می دهد



شکل ۴-۲۵. ترازهای الکترونی نزدیک سطح فلز.

$$\frac{1}{4} mV_{\max}^2 = h\nu - \phi$$

(معادله ۱-۲ را ببینید). اما، تابش به کار رفته می تواند بر یک الکترون در تراز انرژی پایین تر، مثلاً E_i ، و الکترونی در تراز فرمی E به طور برابر اثر نکند. از این رو معادله عمومی چنین نوشته می شود

$$\frac{1}{4} mV_i^2 = h\nu - [\Omega - E_i]$$

پس معادله (۱-۲) تنها مربوط به الکترونی است که از تراز فرمی رانده می شوند (یعنی، وقتی $E = E_i$). این الکترونها هستند که با سرعت ماکزیمم سطح را ترک می کنند. طرحی از نمودار ترازهای انرژی الکترونی نزدیک سطح فلز در شکل (۴-۲۵) آمده است.

فصل پنجم

ویژگیهای مغناطیسی جامدها

خاصیت مغناطیسی شاید آن جنبه از فیزیک حالت جامد است که از طولانی‌ترین زمان برای بشر آشنا بوده است. سه هزار سال پیش یونانیان باستان توانایی آهنربای طبیعی (مگنتیت) را در جذب اشیاء آهنی می‌شناختند، و، خیلی پیش از این که نظریه قاطع آهنربایی به وجود آید، گنجینه‌ای از داده‌های تجربی دربارهٔ این پدیده در دسترس بود. مثلاً، می‌دانستند که از ضربه زدن به آهن با آهنربای دیگر، با چکش زدن به آن در راستای مغناطیسی، یا همین قدر با نگهداشتنش در مجاورت یک مغناطیس، می‌توان آن را آهنربا کرد. در واقع، تقریباً هر چه دربارهٔ ویژگیهای مغناطیسی اجسام می‌دانستند از کشفیات تجربی و از چند حدس ابتدایی نتیجه می‌شد. این امر بی‌تردید بخاطر این واقعیت است که توصیف کمی آهنربایی نیاز فراوان به کاربرد مکانیک کوانتومی و نظریهٔ الکترومغناطیسی دربارهٔ دستگاههای چند اتمی دارد - که همواره ثابت می‌کند استدلال از کل به جزء پیچیده است.

بنابراین، در این فصل تنها می‌توانیم به بررسی سطحی موضوع بپردازیم و به بیان مختصری از فرآیندهای اتمی که سبب پدیده‌های مشاهده شده می‌گردند اکتفا کنیم.

سه واقعیت اساسی مربوط به ویژگیهای مغناطیسی که نیاز به تفسیر دارند چنین‌اند:

(۱) پاره‌ای اجسام حتی در نبود میدان مغناطیسی دارای خاصیت مغناطیسی هستند و وقتی میدان مغناطیسی بسیار ضعیفی بر آنها اثر کند این خاصیت بیشتر می‌شود.

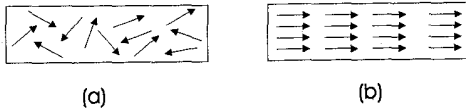
(۲) گروهی از اجسام وقتی بیش از دمای بحرانی معینی گرما ببینند خاصیت آهنربایی قوی نخستین خود را از دست می‌دهند و به طور نسبتاً ضعیفی آهنربا می‌شوند.

(۳) بعضی اجسام در راستای مخالف با راستای هر میدان خارجی اعمال شده واکنشی مغناطیسی نشان می‌دهند.

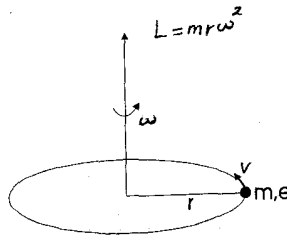
۵-۱ نظریه اتمی آهنربایی

نخستین کوشش در تفسیر آهنربایی بر مقیاس اتمی بوسیلهٔ اوینگ (Eving) صورت گرفت، که فرض کرد ملکولهای سازندهٔ ماده خود به صورت میله‌های کوچک آهنربا عمل می‌کنند. او پذیرا شد که، در نمونه‌ای غیرمغناطیسی، این آهنرباهای ملکولی در گروههای کوچک طوری قرار

می‌گیرند که میدان مغناطیسی برآیندی پدیدار نمی‌شود [شکل ۵-۱ (الف)]. در یک نمونه مغناطیس شده، تمام ملکولها دارای گشتاورهای مغناطیسی می‌شوند که جهتشان یکی است، و میدانی مغناطیسی ایجاد می‌کنند [شکل ۵-۱ (ب)]. نظریهٔ اوینگ تا حدی نزدیک به حقیقت بود، اما این فرض که ملکولها آهنرباهای بنیادی هستند رد شده است، اکنون می‌دانند که واحدهای بنیادی مغناطیسی الکترونیهای فوق هسته‌ای هستند.



شکل ۵-۱. نظریهٔ اوینگ درباره آرایش ملکولها: (a) در نمونه غیرمغناطیسی شده؛ (b) در نمونه مغناطیس شده.



شکل ۵-۲. اندازه حرکت زاویه‌ای الکترون در گردش مداری.

الکترونی به جرم m در نظر بگیرید، مانند شکل ۵-۲، که مداری به شعاع r را با سرعت خطی v و سرعت زاویه‌ای ω می‌پیماید. از نظریهٔ سادهٔ الکتروستیهٔ جاری، جریان I را می‌توان به صورت بار dq در نظر گرفت که با سرعت $V = \frac{dS}{dt}$ حرکت می‌کند. چون $I = \frac{dq}{dt}$

$$IdS = \frac{dq}{dt} dS = dq \frac{dS}{dt}$$

$$IdS = -e$$

با قرار دادن $dq = -eV$ (بار الکترونی)

که در آن v سرعت خطی است. اما، برای مداری دایره‌ای،

$$I \times 2\pi r = -ev$$

$$I = -\frac{e\omega}{2\pi} \quad \text{و } v = r\omega \quad \text{بنابراین}$$

بنابر نظریهٔ الکترومغناطیس، IA گشتاور مغناطیسی یک مدار بسته با جریان I و سطح مقطع A است.^(۱) بنابراین مقدار گشتاور مغناطیسی m که در حرکت دایره‌ای الکترون ایجاد می‌گردد با

$$m = -\frac{1}{\gamma} e\omega r^2 \quad (۱-۵)$$

داده می‌شود. از آنجا که گشتاور مغناطیسی حرکت دایره‌ای، که می‌توان به صورت برداری عمود بر صفحهٔ مدار نمایشگر ساخت، با $L = m_e\omega r^2$ داده می‌شود، معادلهٔ (۱-۵) را دوباره می‌توان به صورت

$$m = -\frac{e}{\gamma m_e} L \quad (۲-۵)$$

نوشت، که در آن \vec{m} بردار متقابل \vec{L} است.

تاکنون در این کار، استدلالی کاملاً کلاسیک به کار رفته است، مشابه آنچه برای نظریه بوهر در فصل نخست صورت گرفت. اما، در این مسئله باید از مکانیک کوانتومی استفاده شود، نتیجهٔ اصلی این که الکترون تنها می‌تواند در مدارهایی حرکت کند که اندازه حرکت زاویه‌ای^{*} آن مضارب صحیحی از $\frac{h}{2\pi}$ باشد، یعنی

$$L = n \frac{h}{2\pi}$$

۱- پاره‌ای از مؤلفان گشتاور مغناطیسی را با $\mu_0 IA$ تعریف می‌کنند (نشان کنالی)، در حالی که نشان توصیه شده در اینجا از آن سمرفلد است.

از ترکیب این رابطه با معادله (۵-۲)،

$$m = -n \frac{he}{4\pi m_e}$$

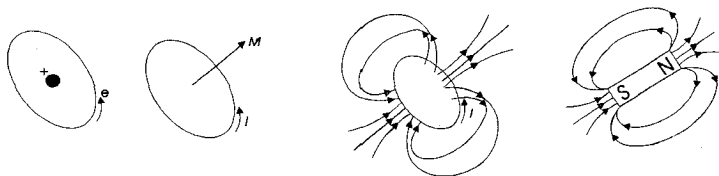
این معادله نشان می‌دهد که مقدار گشتاور مغناطیسی حاصل از حرکت مداری تنها می‌تواند به صورت مضارب

$$\mu_B = \frac{he}{4\pi m_e}$$

تغییر کند. این مقدار از دیدگاه نظری کوچکترین گشتاور مغناطیسی ممکن است و «مینتون بوهر» نامیده می‌شود. با جایگزین کردن مقدار ثابتهای شناخته شده

$$\mu_B = 9/27 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$$

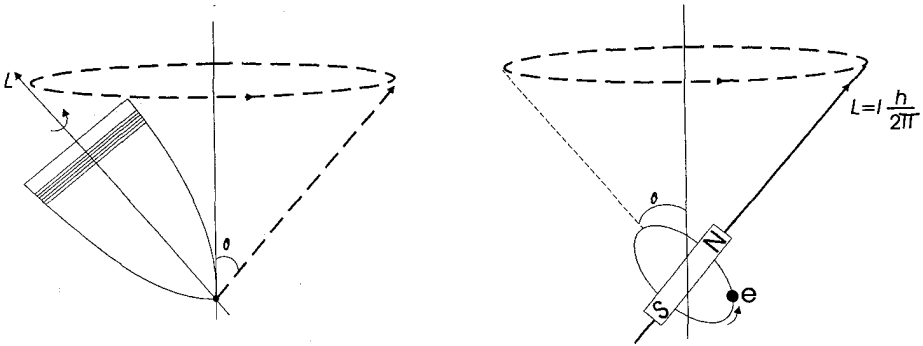
در نظریه کوانتومی اتم، اثر این گشتاور مغناطیسی مداری وارد کردن عدد کوانتومی سوم m_l است، که به تعداد راههایی مربوط می‌شود که یک الکترون به مقدار داده شده n و l می‌تواند راستای خود را در میدان مغناطیسی خارجی تغییر دهد. نظریه کوانتومی نشان می‌دهد که بردار اندازه حرکت زاویه‌ای، و در نتیجه گشتاور مغناطیسی، تنها می‌توانند راستاهای معین مجاز را در فضا بگیرند.



شکل ۵-۳. نمایش الکترون در مدارش بوسیله یک میله آهنربا.

الکترون متحرک به گرد هسته هم‌ارز جریان الکتریکی چرخنده کوچکی است، که، بنابر قوانین معمولی الکترودینامیک، میدانی مغناطیسی ایجاد می‌کند. همچنان که می‌توان در شکل ۵-۳ دید، این میدان مشابه میدانی است که به وسیله آهنربا به وجود می‌آید، که شدتش را می‌توان بر حسب گشتاور مغناطیسی آن بیان کرد.

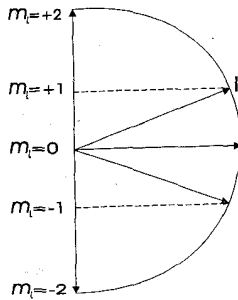
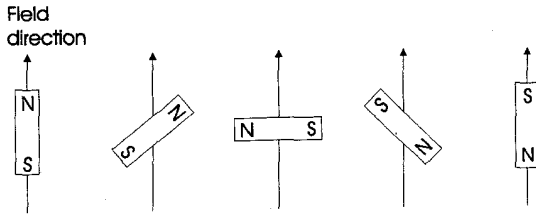
اگر میدان مغناطیسی خارجی در یک اتم اعمال شود، در جهت بردار اندازه حرکت زاویه‌ای، و در نتیجه گشتاور مغناطیسی، نسبت به راستای میدان می‌چرخد. در این صورت وضعیت مشابه ژیرسکپ یا فرفره‌ای است که به دور راستای میدان گراننش زمین می‌چرخد (شکل ۵-۴).



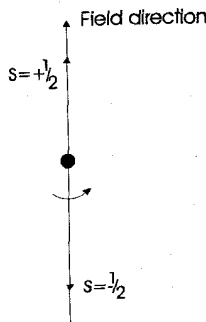
شکل ۵-۴. حرکت تقدیمی: (a) یک فرفره کلاسیکی؛ (b) یک مدار الکترونی.

اختلاف اساسی میان دو وضعیت مکانیک کلاسیک و کوانتومی در این است که، در حالی که محور دوران فرفره بسته به پارامترهای دینامیکی گوناگونش می‌تواند در هر زاویه θ نسبت به میدان قرار گیرد، «فرفره مکانیک کوانتومی» تنها آن مقادیری را می‌گیرد که عدد کوانتومی مغناطیسی $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ را می‌سازند. مثلاً، اگر $l=2$ باشد، گشتاور مغناطیسی الکترون می‌تواند امتدادهایی خاص نسبت به میدان خارجی بگیرد که در شکل ۵-۵ آمده است. اینک می‌توان دریافت که عدد کوانتوم مغناطیسی مؤلفه اندازه حرکت زاویه‌ای l بر راستای میدان است.

اکنون ببینیم اهمیت عدد کوانتومی چهارم - عدد کوانتومی اسپین - در چیست؟ تصور می‌شود که، الکترون علاوه بر حرکت مداریش چرخه‌هایی نیز به دور محورش دارد و از این رو اندازه حرکت زاویه‌ای S مربوط به خودش است. بر حسب این که الکترون در جهت ساعت یا خلاف جهت ساعت بچرخد، بردار اندازه حرکت زاویه‌ای سوی بالا یا پایین است. همراه با حرکت مداری، فرض می‌شود یک گشتاور مغناطیسی به این حرکت چرخشی وابسته است. بنابراین اگر میدان مغناطیسی خارجی بر الکترون چرخنده اثر کند، تنها دو امتداد قابل قبول ممکن است، در دو جهت متقابل نسبت به محور دوران الکترون به دور خودش. در این صورت، باز بر حسب یکای $\frac{h}{2\pi}$ ، تصویر در راستای میدان $+\frac{1}{2}$ و $-\frac{1}{2}$ است. و همین‌ها عدد کوانتومی اسپین S هستند که در فصل دوم به آن اشاره گردید و در شکل ۵-۶ نشان داده شده است.



شکل ۵-۵. امتدادهای ممکن مدار الکترونی (آهنربای میله‌ای) نسبت به راستای میدان مغناطیسی اعمال شده.



شکل ۵-۶. کوانتش اسپین

تأکید می‌گردد که مفهوم اسپین کاملاً بر پایه مکانیک کوانتومی است و مدل مطرح شده در اینجا همین قدر کوششی است در نمایاندن هر چه روشنتر این فکر که درون اتم چه می‌گذرد. به بیان دیگر، تصور الکترون چرخنده توصیفی کلاسیک از فرآیندهای مکانیک کوانتومی است و

نباید آنقدر جدی گرفته شود. رابطه میان گشتاور مغناطیسی و اندازه حرکت زاویه‌ای حاصل از اسپین چنین است

$$\vec{m} = -\frac{e}{m_e} \vec{S}$$

مقایسه این رابطه با معادله ۵-۲ نشان می‌دهد که ضریب تناسب موجود در حرکت مداری و چرخشی در عدد دو با هم تفاوت دارند.

تاکنون، تنها مدار یک الکترون مورد بررسی قرار گرفته است. در اتمهای پیچیده‌تر، که تعداد زیادی الکترون دارند، برای پیش‌بینی گشتاور مغناطیسی به اتمی داده شده، باید اثر تمام حرکت‌های مداری الکترون و همه چرخشهای الکترون به حساب آورده شود. برای جمع کردن اندازه حرکت‌های زاویه‌ای مداری و چرخشی، و در نتیجه برای تعیین گشتاور مغناطیسی کل، روشهایی در دسترس است. نتایج مسلم تجربی نشان می‌دهند که حرکت مداری معمولاً بر کل اندازه حرکت زاویه‌ای جامدهای بلورین یا هیچ اثر بخشی ندارد یا اثرش اندک است. بنابراین، در بخشهای زیر، تنها لازم است گشتاور مغناطیسی حاصل از اسپین بررسی شود.

این که اتمی داده شده دارای گشتاور زاویه‌ای دائمی است یا نه، به چگونگی ترتیب الکترونها پیرامون هسته بستگی دارد. در بخش ۲-۴ نشان دادیم چگونه می‌توان جدول تناوبی را با به کار بردن اصل پائولی همراه این اصل اساسی فیزیک بنا کرد که بیان می‌کند حالت‌های انرژی پایین‌تر به حالت‌های انرژی بالاتر ترجیح داده می‌شود. بر حسب عدد کوانتومی اسپین، یعنی حالت‌های با $\frac{1}{2}+$ S پیش از حالت‌های با $\frac{1}{2}-$ S پر می‌شود (زیرا بنابر قرارداد، اولی منطبق بر انرژی پایین‌تر است). برای کارهای توصیفی، تشخیص دو حالت اسپین از یکدیگر با اصطلاح‌های «اسپین - بالا» و «اسپین - پایین» صورت می‌گیرد و در نمودارها با سهم‌هایی کوچک نمایش داده می‌شوند، (\uparrow) نشانه‌ی سوی بالا و (\downarrow) سوی پایین. هرگاه دو اسپین در دو راستای مخالف باشند، به آنها «ناموازی» ($\uparrow \downarrow$) می‌گویند، اگر هم راستا باشند آنها را «موازی» ($\uparrow \uparrow$) می‌نامند. چنانچه این عقیده‌ها را در پاره‌ای عناصر جدول تناوبی به کار بندیم، به یکباره می‌توان دریافت که چرا این عناصر دارای ویژگیهای مغناطیسی هستند. نمایش مجموعه‌ی این عناصر در جدول ۵-۱ آمده است.

یک اتم اکسیژن را در نظر می‌گیریم. نخستین الکترون موجود در حالت ۱S اسپین بالا قرار دارد، دومی در حالت ۱S اسپین پایین. این فرآیند از زیر پوسته ۲S تا زیر پوسته ۲P تکرار

می‌شود. سه تا از الکترونهای موجود باقی مانده در حالت $2p$ تکرار می‌شود. سه تا از الکترونهای موجود باقی مانده در حالت $2p$ اسپین بالا هستند و الکترون باقی مانده در نخستین حالت موجود $2p$ اسپین پایین. چون شش الکترون لازم است تا زیر پوسته p کامل شود، دو حالت با اسپینهای موازی خالی می‌مانند.

اسپین‌های با راستاهای مخالف در زیر پوسته‌های پر s دقیقاً در خلاف یکدیگر عمل می‌کنند، و در نتیجه اندازه حرکت چرخشی و به دنبالش گشتاور مغناطیسی برآیندی را نتیجه می‌دهند. این عمل جفت شدن اسپین یا compensation دلیلی است بر این که چرا بعضی آنها گشتاور مغناطیسی دارند؛ پوسته‌های کاملاً پر در گشتاور مغناطیسی سهمی ندارند، اثر بخشی تنها به واسطه پوسته‌های ناکامل است. از این رو یک اتم نئون، با تمامی پوسته‌های کاملش، اثر مغناطیسی نشان نمی‌دهد، اما، همچنان که کاملاً شناخته شده، آهن خاصیت مغناطیسی شدیدی دارد. وقتی اتمهای آهن به گرد هم می‌آیند تا جامد را بسازند، یونیده* می‌شوند، بنابراین ترتیب اسپین برای یک یون آهن طوری است که در جدول ۵-۱ آمده است.

در مرحله نخست، عجیب به نظر می‌آید که ترازهای $4s$ پیش از تمام ترازهای $3d$ باید پر شوند، اما گواهی تجربی نشان می‌دهد که انرژی ترازهای اخیر بیش از انرژی ترازهای $4s$ هستند. از اینرو برای گشتاور مغناطیسی آهن، با شش الکترون در زیر پوسته $3d$ ، مقدار چهار منیتون بوهر را انتظار داریم (مقدار پنج با اسپین بالا و یکی با اسپین پایین). اما اندازه‌گیرها نشان می‌دهند که گشتاور مغناطیسی مؤثر $2/2$ است؛ و چنانچه بخاطر آوریم که ترازهای اتمی جامد به شکل باند گسترده می‌شوند، و در نهایت تصویر ساده اتمی بی‌اعتبار می‌شود، چندان تعجب آور نخواهد بود. عدد غیر صحیح منیتون بوهر براساس عمل همپوشی بین باند پهن $4s$ و باند باریک $3d$ توضیح داده می‌شود. معذالک، یک گشتاور مغناطیسی دائمی به آهن نسبت داده می‌شود.

از اینرو جدول تناوبی نشان می‌دهد که چرا مواد معینی باید اثرات مغناطیسی نشان دهند، اما به رفتار دقیق آنها نمی‌پردازد یا به پرسشهای مطرح شده در مقدمه این فصل پاسخی نمی‌دهد. برای توضیح کامل اطلاعات مربوط به آرایش و توزیع الکترون بنیادی «مغناطیس‌های میله‌ای» درون جامد مورد نیاز هست.

جدول ۱-۵. حالت‌های اسپین سه عنصر مختلف

Element	K-shell		L-shell		M-shell			N-shell 4s-subshell	Expected magnetic Moment (bohr magnetons)
	1s-subshell	2s-subshell	2p-subshell	3s-subshell	3p-subshell	3d-subshell	4s-subshell		
O	↑ ↓	↑ ↓	↑↑↑ ↓						2
Ne	↑ ↓	↑ ↓	↑↑↑ ↓↓↓						0
Fe ⁺	↑ ↓	↑ ↓	↑↑↑ ↓↓↓	↑ ↓	↑↑↑ ↓↓↓	↑↑↑↑ ↓	↑ ↓	↑ ↓	4

۲-۵ طبقه‌بندی انواع خواص مغناطیسی

گشتاور مغناطیسی در واحد حجم یک ماده مغناطیسی به نام شدت خاصیت مغناطیسی نامیده شده و با بردار \vec{M} نمایش داده می‌شود و واحد آن Am^{-1} است. القای مغناطیسی یا چگالی شار مغناطیسی \vec{B} با عبارت

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H}) \quad (۳-۵)$$

به \vec{M} مربوط می‌شود، که در آن \vec{H} میدان مغناطیسی است و رابطه بین شدت خاصیت

مغناطیسی و میدان مغناطیسی را می‌توان از طریق

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (۴-۵)$$

بیان کرد. χ_m خودگیری ویژه مغناطیسی است. رابطه بین میدان مغناطیسی و چگالی شار

مغناطیسی چنین است

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (۵-۵)$$

که در آن μ تراوایی ویژه است. اما، معمولاً از تراوایی ویژه نسبی μ_r که بوسیله

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

داده می‌شود، استفاده می‌گردد، و مطابق معادلات (۳-۵) تا (۵-۵)، داریم

$$\mu_r = 1 + \chi_m$$

مواد مغناطیسی را می‌توان بر حسب مقدار χ_m آنها و شیوه تغییر این مقادیر با شدت میدان

مغناطیسی و دما دسته‌بندی کرد. بدین ترتیب این مواد به صورت زیر طبقه‌بندی می‌شوند:

دیامغناطیس، پارامغناطیس، فرومغناطیس، آنتی فرومغناطیس، و فری مغناطیس؛ که در زیر به

ترتیب و به طور خلاصه به توصیف آنها می‌پردازیم.

۱-۲-۵ دیامنیسیسم

دیامنیسیسم عبارتست از خاصیت مغناطیسی بسیار ضعیفی که تمام مواد از خود نشان

می‌دهند و بدانوسیله خاصیت مغناطیسی مخالف جهت میدان القاء می‌شود. خودگیری نسبی

منفی و مستقل در دماست، و مرتبه بزرگی آن حدود 10^{-5} است.

برای توضیح دیامنیسیسم، حرکت مداری الکترون را به دور هسته در نظر می‌گیریم، که نشان داده شده می‌توان آن را به سیم‌پیچی حامل جریان تشبیه کرد. اگر این سیم‌پیچ را در یک میدان مغناطیسی قرار دهیم، می‌چرخد و سعی می‌کند در زاویه‌ای قائم نسبت به میدان قرار گیرد، اما در انجام چنین کاری جریانی در سیم‌پیچ القا می‌شود. بنابر قانون لِنز، این جریان القا شده با جریان اصلی مخالفت می‌کند و بنابراین گشتاوری مغناطیسی در خلاف جهت میدان اعمال شده ایجاد می‌شود. اگر مقاومت سیم‌پیچ را صفر فرض کنیم - که برای یک الکترون با حرکت مداری تقریب خوبی است - جریان القا شده تا زمانی که میدان اعمال شده برقرار است، باقی می‌ماند. می‌توان نشان داد که خودگیری دیامغناطیسی در واحد حجم از عبارت

$$\chi_{\text{mdia}}(v) = -NZC(\bar{r})^2$$

تعیین میشود، که در آن N تعداد اتمها در واحد حجم سیم‌پیچ است، Z عدد اتمی، C ضریب ثابت، و $(\bar{r})^2$ میانگین مجذور فاصله الکترونها از هسته است. برای جامدهای معمولی، $N \sim 5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ و $(\bar{r})^2 \sim 10^{-20} \text{ m}^2$ است؛ با قرار دادن این مقادیر و مقدار C در عبارت بالا، خودگیری ویژه دیامغناطیسی به

$$\chi_{\text{mdia}}(v) \approx -Z \times 10^{-7}$$

تبدیل می‌شود.

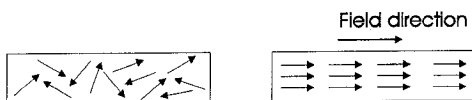
اگر به یاد آوریم که دیامنیسیسم عمدتاً توسط الکترونها متحرکی به وجود می‌آید که در لایه‌های زیرین اتم قرار دارند، و تحت تأثیر آغالش گرمایی قرار نمی‌گیرند، ناوردائی دمائی $\chi_{\text{mdia}}(v)$ را می‌توان به راحتی درک کرد. خاصیت دیامغناطیسی برای تمام عناصر روی می‌دهد اما معمولاً ضعیف‌تر از آن است که بتوان آن را آشکار ساخت؛ برای عناصر با پوسته‌های ناکامل و گشتاورهای مغناطیسی دائمی وابسته، اثرات مغناطیسی ناشی از گشتاورهای

مغناطیسی دائمی معمولاً آنچنان شدیدند که اثر دیامنیته را می توان نادیده گرفت.

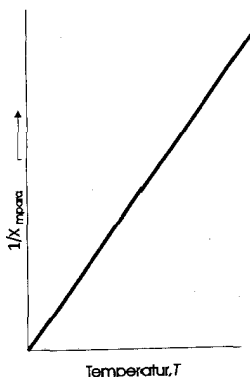
۲-۲-۵ پارامنیته

اتمهایی با اسپینهای غیرزوج را پارامنیته می گویند، اما عناصر معمولی گروه انتقال (شامل آهن، کبالت، نیکل) را به طور جداگانه تحت نام فرومانیته بررسی می کنند. اجسام پارامنیته شامل منگنز، پلاتین، تنگستن، چند عنصر از گروه خاکهای نادر (که پاره ای فرومنیته هستند، مثلاً، گادولینیوم)، و یونها هستند که با دور کردن یا افزودن الکترونها به اتمهای پایه تشکیل می شوند (بدین طریق اسپینهای غیرزوج ایجاد می کنند).

مشخصه اصلی جسم پارامنیته آن است که در اثر میدان خارجی اعمال شده می توان گشتاوری مغناطیسی در نمونه القا کرد؛ آهنرباهای بنیادی در یک صف در همان راستای میدان قرار می گیرند، همانند شکل ۵-۷. این مطلب با این واقعیت توضیح داده می شود که پارامنیته مربوط به خارجی ترین الکترونهاست، که با نیروی کمتری در بند اتم هستند، در مقابل الکترونها داخلی که سبب دیامنیته می شوند. بنابراین گشتاورهای مغناطیسی دائمی تک تک اتمها آزادانه می توانند راستایشان را تغییر دهند، و در نبود میدان، به سبب آغالش گرمایی، در راستاهای تصادفی قرار می گیرند. وقتی میدان اثر می کند، گشتاورهای مغناطیسی در راستای موازی میدان متمایل می شوند و تا حدی بر خاصیت گسیختگی دما غلبه می کنند. به محض برداشتن میدان، دوباره همان وضعیتهای تصادفی را می گیرند.



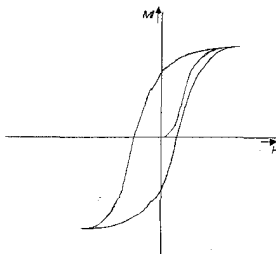
شکل ۵-۷. ردیف شدن آهنرباهای ابتدایی یک جسم پارامنیته در همان جهت میدان اعمال شده. از آزمایش معلوم شده که خودگیری ویژه پارامنیته χ_{mpara} که در حدود 10^{-5} - 10^{-3} قرار دارد، مطابق قانونی به نام قانون کوری با عکس دمای مطلق متناسب است ($\chi_{mpara} = \frac{C}{T}$). شکل ۵-۸ نمایانگر این قانون است.



شکل ۵-۸. تغییر خودگیری ویژه پارامغناطیسی با دما.

۳-۲-۵ فرومانیتیسیم

وقتی فردی از آهنربا سخن می‌گوید، معمولاً به فرومغناطیس همچون قطعه آهنی اشاره می‌کند که توانایی جمع کردن تکه‌های آهن را دارد. چنین جسمی را آهنربای دائمی می‌نامند، چرا که نمایشگر ویژگی‌های مغناطیسی ست، حتی در نبود میدان اعمال شده، اما، تجربه نشان می‌دهد وقتی میدان مغناطیسی خارجی در نمونه اثر می‌کند خاصیت آهنربایی افزایش می‌یابد. علاوه بر این، رابطه میان خاصیت مغناطیسی M و میدان اعمال شده H غیرخطی ست و تا مقدار اشباع معینی بالا می‌رود. آنگاه اگر میدان به تدریج کاهش یابد این خاصیت متناسب با کاهش میدان تغییر نمی‌کند، از این رو اثر هیستریزیس (پسماند^{*}) روی می‌دهد که در شکل ۵-۹ آمده است. همچنین معلوم شده که خاصیت آهنربایی شدید در دمای بحرانی از بین می‌رود، نمونه غیر آهنربا می‌شود، همانند پارامغناطیس عمل می‌کند، و تنها هنگامی اثرات مغناطیسی را دوباره نشان می‌دهد که میدانی از خارج اثر می‌کند.

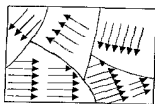


شکل ۵-۹. حلقه هیستریزیس برای جسم پارامغناطیس.

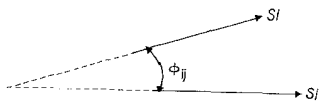
در این صورت در هر تفسیری از فرومانیتیسیم باید این واقعیتهای تجربی را به حساب آورد. نظریه جدید فرومانیتیسیم، از هایزنبرگ و ویس، ادامه نظریه ای است که توسط اوینگ مطرح شده بود. فرضهای اصلی این نظریه چنین اند:

(۱) اجسام فرومانیتیک از تعداد زیادی «ناحیه» ساخته شده اند، که می توانند کوچکتر از دانه ها یا بلورهای خود فلز باشند. هر ناحیه تقریباً دارای 10^{15} - 10^9 اتم است.

(۲) در یک ناحیه، تمام اسپینها در یک راستا ردیف می شوند، بنابراین برای جسمی معلوم در دمایی مشخص کل خاصیت مغناطیسی ناحیه ای داده شده ماکزیمم مقدار ممکن را داراست. اگر از یک نمونه فرومانیتیک برشی تهیه می کردیم می توانستیم ترتیب ناحیه ها را به صورت شکل ۵-۱۰ نشان دهیم. ناحیه ها یک اندازه نیستند، و اغلب خاصیت مغناطیسی واقعی نمونه رویهمرفته تابع خاصیت بزرگترین ناحیه است. مرز میان ناحیه ها نمایشگر ناحیه ای است که در آن راستا اسپین های الکترونهاي تشکیل دهنده تغییر می کند. نکته آخر در زیر مفصلتر بحث می شود.



شکل ۵-۱۰ ناحیه های فرومغناطیسی



شکل ۵-۱۱. زاویه میان گشتاورهای مغناطیسی دو اسپین S_1 و S_2

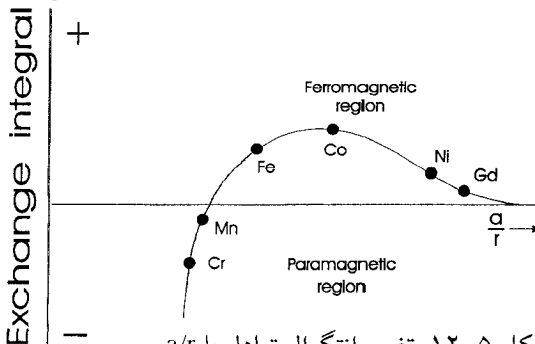
شاید مشکلترین سیمای این نظریه آن است که تمام اسپین های موجود در یک ناحیه در یک ردیف هستند. ویس پیشنهاد کرد که این امر ناشی از یک میدان دائمی میان ملکولی ست که در

تمام حجم آن ناحیه ادامه می‌یابد. نظریه این میدان را می‌توان از مکانیک کوانتومی نتیجه گرفت. الکترونهايي که اسپین آنها عامل گشتاور مغناطیسی تک تک اتمهاست در پوسته M قرار دارند، و چنانچه از جدول (۵-۱) دیده می‌شود این پوسته برای آهن کامل نیست. اما، فاصله‌های میان اتمی، طوری است که مدارهای این الکترونهاي مغناطیسی می‌توانند در یکدیگر نفوذ کنند، و بدین ترتیب برهمکنش صورت می‌گیرد که نتیجه‌اش میدان ملکولی است. برهمکنش به راحتی بر حسب یک انتگرال تبادل* بیان می‌گردد، با نماد J و از بررسیهای مکانیک کوانتومی می‌توان نشان داد که انرژی برهمکنش E_{int} میان n امین و j امین اسپین الکترون در جامدی داده شده به صورت زیر نوشته می‌شود

$$E_{int} = -2 S_i S_j \sum_j \cos \phi_{ij}$$

که در آن S_i و S_j مقدار اسپین، و ϕ_{ij} زاویه میان گشتاورهای مغناطیسی دو اسپین است (شکل ۵-۱۱). این فرمول کاملاً کلی است، چرا که میدانهای میان ملکولی در اجسامی جز فرومغناطیسها ایجاد می‌شوند، اما تنها در این گروه دوم است که اسپینها در یک جهت قرار می‌گیرند.

امکان دارد انتگرال تبادل را به طور تجربی به صورت تابعی از نسبت فاصله میان اتمی a به شعاع پوسته پرنشده r تعیین کرد، و این کار در شکل ۵-۱۲ انجام شده است. دیده می‌شود که J می‌تواند مقادیر مثبت یا منفی را بگیرد. اگر J مثبت باشد، جسم فرومغناطیس است چرا که وقتی $\phi_{ij} = 0$ و $\cos \phi_{ij} = 1$ ، انرژی برهمکنش می‌نیم مقدار را دارد. اما، در بیشتر اجسامی که معمولاً از آنها به عنوان فرومغناطیس یاد می‌شود، انتگرالهای تبادل مثبت و بزرگ است و در دمای اتاق تقریباً پایین نقطه‌های کوری خود قرار دارند (قسمت زیر را ببینید). از سوی دیگر، عنصری چون گادولینیوم دارای انتگرال تبادل بسیار پایین و دمای کوری حدود دمای اتاق ($298^\circ K$) است. بنابراین چنین عنصری را باید فرومغناطیس دانست، در حالی که چنین رفتاری را در این دما نشان نمی‌دهد.

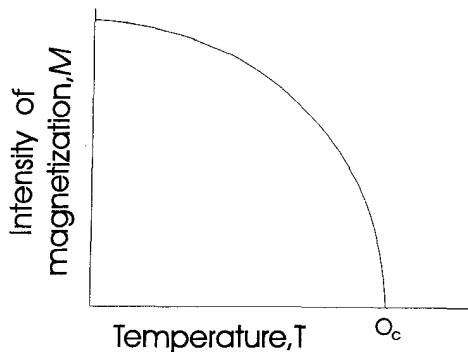


شکل ۵-۱۲. تغییر انتگرال تبادل با a/r

حالت فرومانیتیسیم منطبق بر می نیمم انرژی است. از سوی دیگر، اگر J منفی باشد، انرژی برهمکنش تنها هنگامی می نیمم است که زاویه میان اسپین های مجاور 180° درجه است (یعنی، وقتی هر دو اسپین در راستای مخالف یکدیگرند). این حالت آنتی فرومانیتیسیم نامیده می شود و در مرحله بعد به آن برمی گردیم. جالب است یادآور شویم که با ساختن آلیاژهایی از منگنز که نسبت $\frac{d}{T}$ ترکیبایشان بزرگتر از این نسبت در منگنز خالص است می توان منگنز را فرومغناطیس کرد.

میدان میان ملکولی که تمایل دارد اسپین های یک ناحیه را در یک ردیف قرار دهد شدیداً به دما بستگی دارد. در دماهای پایین تمام اسپین ها در یک راستا هستند، اما با افزایش دما در اثر آخالش گرمایی ترتیب آنها به شدت بهم می خورد تا سرانجام ترتیبی کاملاً تصادفی یابند و ساختمان ناحیه فرو ریزد. آنگاه نمونه در دمای بحرانی θ_c که دمای کوری نامیده می شود (حدود $1000^\circ K$ برای آهن) از حالت فرومغناطیسی باز می ماند و به طور پارامغناطیس عمل می کند. در این صورت خودگیری ویژه از قانون عادی کوری پیروی می کند، گرچه برای اجسام فرومغناطیس آنرا قانون کوری - ویس می نامند.

$$T_m = \frac{C}{T \cdot \theta_c}$$



شکل ۵-۱۳. تغییر شدت خاصیت مغناطیسی با دما برای جسم فرومغناطیس.

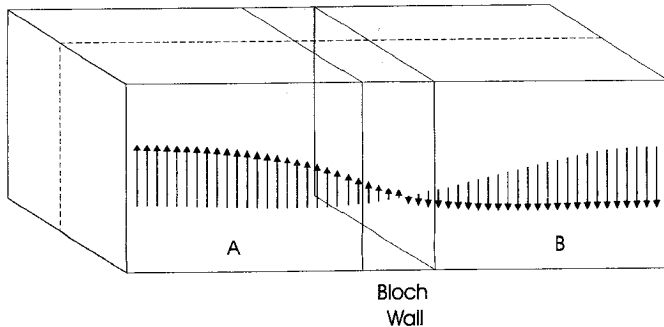
در شکل ۵-۱۳ وابستگی شدت آهن ربایی M بر حسب دما، T ، رسم شده است، و به روشنی محور فرومانیتیسیم را در دمای θ_c نشان می دهد، که از آن دما بالاتر جسم پارامغناطیس می شود.

حرکت ناحیه‌ها

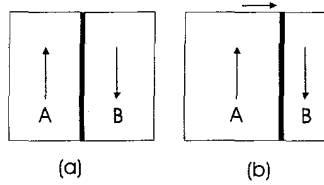
اینک به دقت بیشتری به بررسی ماهیت مرزهای جدایی ناحیه‌ها می‌پردازیم. همانطور که اشاره شد، مرزها ناحیه‌هایی‌اند که در آن ناحیه‌ها راستای فضایی اسپین تغییر می‌یابد. لایه انتقال میان دو ناحیه را دیوار بلوخ می‌نامند، و در آهن این دیوار منطقه‌ای حدود ۳۰۰۰ فاصله شبکه‌ای را می‌پوشاند.

شکل ۵-۱۴ ساختمان دیوار بلوخ را برای انتقال از ناحیه‌ای با اسپین پایین نشان می‌دهد. اگر در این نمونه مقطعی بگیریم، همانطور که با خط چین نشان داده شده، طرح ناحیه به صورت شکل ۵-۱۵ (الف) در می‌آید. باید دریافت که دیوارهای بلوخ کاملاً ثابت نیستند، بلکه می‌توانند درون نمونه حرکت کنند. یعنی یک ناحیه ممکن است حجم را افزایش دهد در حالی که دیگری آن را کاهش می‌دهد، مانند شکل ۵-۱۵ (ب). یکی از روشهایی که سبب حرکت این مرزها می‌شود تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر نمونه است.

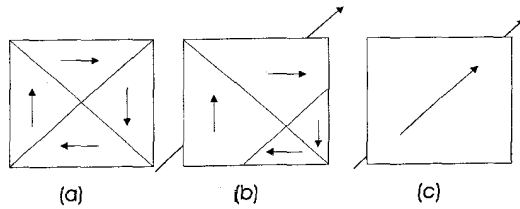
یک نمونه فرومغناطیس کاملاً غیرمغناطیس شده، که طرحی از آن با چهار ناحیه مساوی در شکل ۵-۱۶ (الف) داده شده، هیچ گشتاور مغناطیسی نخواهد داشت. اگر میدانی با افزایش تدریجی در راستایی اختیاری اعمال شود، همانند شکل ۵-۱۶ (ب)، ناحیه‌هایی که در راستای میدان مؤلفه‌ای مغناطیسی دارند به بهای از دست رفتن دو راستای دیگر (از سه راستای موجود) گسترده‌تر خواهند شد. اما در نقطه‌ای، شدت میدان آنقدر زیاد می‌شود که سبب دوران گشتاورهای مغناطیسی برآیند در محدوده دو ناحیه می‌گردد، و نمونه مورد نظر شامل یک ناحیه بزرگ خواهد شد که گشتاورش در راستای میدان قرار می‌گیرد [شکل ۵-۱۶ (ج)]. این ماکزیمم خاصیت مغناطیسی است که با این نمونه ایجاد می‌گردد و با افزایش بیشتر میدان نمی‌توان M بزرگتری ایجاد کرد. در این حالت، نمونه را اشباع شده می‌نامند.



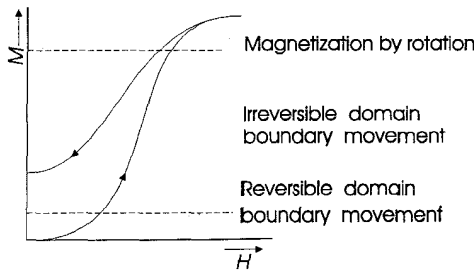
شکل ۵-۱۴. نمایشی از دیوار بلوخ



شکل ۵-۱۵. حرکت دیوار بلوخ



شکل ۵-۱۶. خاصیت مغناطیسی بوسیله رشد دانه‌ای که توسط دوران اسپین ایجاد می‌شود. این حرکت دیوارهای بلوخ شکل منحنی $M-H$ را، که در آغاز این بخش بیان گردید، حداقل به طور کیفی، توجیه می‌کند. چنین خمی سه ناحیه متمایز دارد، که شکل ۵-۱۷ آنها را نشان داده است:



شکل ۵-۱۷. منحنی پسماند بر حسب حرکت ناحیه مرزی توضیح داده شده.

(۱) ناحیه‌ای که در آن حرکت دیوارهای بلوخ واگشتنی* است، چنانچه با کاهش میدان افت خاصیت مغناطیسی از یک منحنی پیروی می‌کند،

(۲) ناحیه‌ای که در آن حرکت دیوار بلوخ ناواگشتنی* است، به طوری که با کاهش میدان خاصیت مغناطیسی از یک منحنی پیروی نمی‌کند،

(۳) ناحیه چرخنده‌ای که به مرحله اشباع منتهی می‌شود، و در آن مرزهای ناحیه از حرکت باز می‌مانند و تک‌تک گشتاورهای مغناطیسی ناحیه‌ها با راستای میدان اعمال شده در یک خط قرار می‌گیرند.

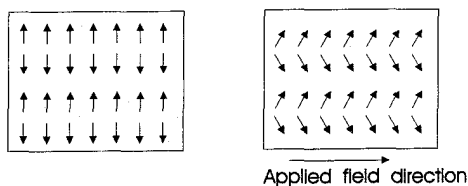
استدلال ناواگشتنی بودن حرکت مرز ناحیه آن است که هیچ نمونه‌ای از عیبهای شبکه‌ای و، به ویژه، از میدانهای استرین که بوسیله چنین عیبهایی ایجاد می‌گردند آزاد نیست. معلوم شده این میدانهای استرین نقش بازدارنده را در برابر دیوارهای بلوخ دارند، بنابراین مقدار معینی انرژی لازم است تا بر این «مانع»های حرکت مرزی ناحیه غلبه شود. همین که این موانع از میان برداشته شوند، احتمالاً هر نوع حرکت مرزها در راستای مخالف قطع می‌شود. این حرکت ناواگشتنی ادامه می‌یابد تا به ناحیه چرخش برسد، که پس از آن اشباع برقرار می‌گردد.

از این رو هیستریزس نمایش داده شده بوسیله فرومغناطیس‌ها به آسانی بر حسب میدانهای استرین توجیه می‌شود. وقتی ناحیه‌ها آغاز به حرکت می‌کنند، میدانی بزرگتر در راستای مخالف باید اعمال گردد تا دیوار بلوخ بر موانع چیره شود. مثلاً، اگر میدان کاملاً حذف شود، شدت خاصیت مغناطیسی به مقداری برمی‌گردد که آن را خاصیت آهنربایی باقی مانده MR می‌نامند، بدین معنا که تمام دیواره‌های ناحیه به مکانهای اصلی خود برنگشته‌اند و حجم‌های بزرگی در نمونه باقی می‌مانند که در راستای میدان خاصیت مغناطیسی پیدا کرده‌اند.

اثر بازدارندگی میدانهای استرین با این واقعیت تجربی نمایش داده می‌شود که نمونه‌ای که تحت عمل مکانیکی شدید، همچون چکش‌خواری، قرار می‌گیرد، مغناطیس دائمی خوبی می‌سازد. عمل مکانیکی، استرین‌های بیشتری در یک حجم معین به وجود می‌آورد و این استرین‌ها مرز را از حرکت باز می‌دارند.

۵-۲-۴ آنتی فرومانیتیم

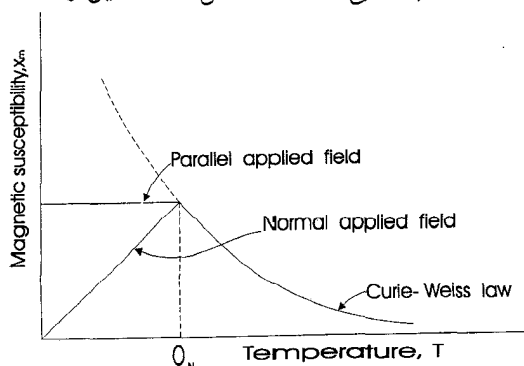
وقتی انتگرال تبادل منفی ست، شرط انرژی می‌نیمم هنگامی برقرار می‌شود که گشتاورهای مغناطیسی اسپین‌های مجاور در خلاف یکدیگر باشند. شکل ۵-۱۸ حالت ترتیب کامل آنتی فرومغناطیس را نشان می‌دهد. متقابل شدن گشتاورها به طور کامل تنها در صفر مطلق روی می‌دهد و، همراه با افزایش دما، عمل آخالش گرمایی نظم را بر هم می‌زند و نمونه پارامغناطیس می‌شود. دمایی که در آن انتقال صورت می‌گیرد دمای Ne'el نامیده می‌شود.



شکل ۵-۱۸. نظم آنتی فرومغناتپسی.

اگر یک میدان مغناتپسی بر جسمی در حالت آنتی فرومغناتپسی آن طوری اثر کند که میدان در راستای اسپین باشد، در صفر مطلق هیچ جفت اسپین دارای مؤلفه‌های برآیندی در راستای میدان نیست. بنابراین نمونه باید غیرمغناتپسی باشد. وقتی دما بالا می‌رود، اسپینها ارتعاش می‌کنند و بعضی جفتها دیگر نمی‌توانند یکدیگر را متقابلاً خنثی کنند، به طوری که پدیده آهنربایی بسیار ضعیفی پدیدار می‌شود. این فرآیند ادامه می‌یابد تا دمای Neel برسد، یعنی وقتی تمام اسپینها در راستاهای کاملاً تصادفی قرار گیرند. طرحی از خودگیری ویژه برای میدانهای اعمال شده موازی اسپینها در صفر مطلق بر حسب دما در شکل ۵-۱۹ آمده است. این طرح آشکارا نشان می‌دهد که χ_m از صفر، که انرژی گرمایی نظم را بر هم می‌زند، افزایش می‌یابد تا به دمای θ_N ، Neel برسد. آنگاه بالای این دما، خودگیری ویژه از قانون معمولی کوری - ویس پیروی می‌کند.

از سوی دیگر، اگر میدان در صفر مطلق عمود بر اسپینها اثر کند، χ_m برابر صفر نیست چرا که جسم را می‌توان با چرخش اسپینها از وضعیت غیر موازی اصلیشان مغناتپسی کرد. معلوم شده که مقدار χ_m از 0^K تا θ_N ثابت می‌ماند، که شکل ۵-۱۹ این را نشان می‌دهد.

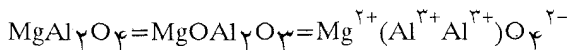


شکل ۵-۱۹. خودگیری ویژه نسبی به صورت تابع دما برای جسم فری مغناتپس.

۵-۲-۵ فری مانتیسم

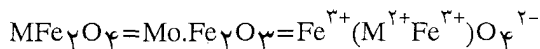
عیب اجسام فرومغناطیس در کاربردهای جریان متناوب، مقاومت ویژه الکتریکی نسبتاً پایین آنهاست. مثلاً مقاومت ویژه لایه‌های آهنی دینام حدود $10^{-4} \times 14 \Omega \text{m}$ است، و بالاترین مقاومتی که در یک آلیاژ فرومغناطیس به دست می‌آید تقریباً $10^{-2} \Omega \text{m}$ است. از سوی دیگر، فری مغناطیس‌ها از یک آهنربای دائمی تشکیل شده‌اند با مقاومتی از مرتبه $10^{-7} - 10^{-10} \Omega \text{m}$.

مثال بارز اجسام فری مغناطیس آن دسته از اکسیدهایی است که شامل یونهای سه ظرفیتی با ساختمان اسپینل (Spinel) معدنی هستند (MgAl_2O_4). اصطلاح فرواسپینل، یا فریت، به گروهی از اکسیدهای آهن گفته می‌شود که فرمول کلی آنها MOFe_2O_4 است که در آن M فلزی دو ظرفیتی است همچون Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Mg^{2+} یا Cd^{2+} . نمونه‌ای از فریت، مگنتیت است (Fe_3O_4 یا FeO ، Fe_2O_3)، که از زمانهای باستان معلوم شده دارای ویژگیهای مغناطیسی است. اگر آهن دو ظرفیتی موجود در Fe_3O_4 را بایون دو ظرفیتی دیگر جانشین کنیم، فریت‌های مختلفی می‌توان ایجاد کرد که دارای خاصیت مغناطیسی ذاتی با شدتهای گوناگون هستند. فرمول شیمیایی اسپینل معدنی را چنین می‌توان نوشت



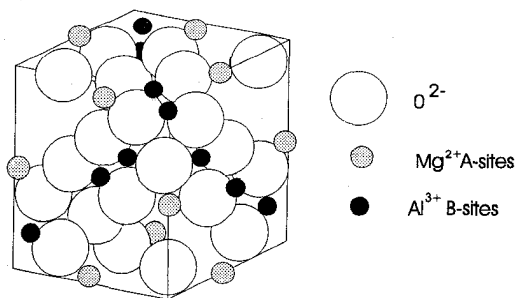
این جسم بلورهایی یونی با ساختار مکعبی تشکیل می‌دهد که در آنها آنیونهای اکسیژن دارای ترتیب مکعبی وجه مرکزدار هستند که یونهای مثبت کوچکتر را در میان جاها جای می‌دهند. از دو جایگاه در دسترس، یونهای Mg^{2+} «جایگاههای A» را اشغال می‌کنند، که در آنها چهار یون اکسیژن نزدیک به هم است، حال آنکه یونهای Al^{3+} «جایگاههای B» باقی مانده را با شش یون اکسیژن مجاور پر می‌کنند. ساختمان اسپینل در شکل ۵-۲۰ نشان شده است. در فرواسپینل‌ها با ساختار عادی، یونهای Fe^{3+} جای یونهای Al^{3+} را می‌گیرند و یونهای دو ظرفیتی عنصر دیگر جایگزین Mg^{2+} می‌شوند (مثلاً، ZnFe_2O_4 و CdFe_2O_4). بنابراین فرمول فریت روی را می‌توان به صورت $\text{Zn}^{2+}(\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{3+})\text{O}_4^{2-}$ نوشت.

فریت‌های مغناطیسی جایگاه مختلفی از کاتیونها دارند و گفته می‌شود که ساختمان آنها وارون اسپینل است. دوباره دو یون آهن سه ظرفیتی وجود دارد، یکی در جایگاه B، و دیگری در جایگاه A. همچنین اشغال یک جایگاه B، یون دو ظرفیتی عنصری را می‌دهد مانند منگنز، آهن، کبالت یا نیکل. با نشان دادن این یون به صورت M^{2+} فرمول یک فریت با ساختمان وارون را



پراکنش یونهای موجود روی جایگاههای B را نشان می دهد.

سه نوع برهمکنش امکان پذیر است. چنین در نظر گرفته شده که برهمکنش بین یونهای A و یونهای A، و بین یونهای B یونهای B، نسبتاً ضعیف است و نوع A-B مهم است. در واقع، در ساختار وارون اسپینل، جایگاههای A و B کاملاً از یکدیگر دورند، و برای این که اثرات مشاهده شده به حساب آیند، فرض شده که یون اکسیژن در جایگاه میانی تا حدی مسؤول انتقال برهمکنش از اتم مغناطیسی A به اتم مغناطیسی B است. چنین برهمکنشی را «تبادل قوی»^{*} می نامند، اما به هر طریق وضعیت چنان است که انتقال تبادل منفی است به طوری که زوجهای ناموازی تشکیل می شود. به هر حال، در این مورد، چون گشتاورهای مغناطیسی یونهای A و B برابر نیستند، در هر ملکول گشتاوری پدید می آید و مقدار آن به تفاوت تک تک گشتاورها وابسته است.



شکل ۵-۲۰. ساختار اسپینل.

بلور فریت مغناطیسی همچون فلزات فرومغناطیسی دارای ساختار ناحیه ای است. با وجود گشتاور مغناطیسی دائم ناحیه ها، جسمی فرومغناطیس معمولاً خود به خود آهنربا نمی شود بلکه بواسطه امتدادهای تصادفی ناحیه ها بیشتر به حالت غیرمغناطیسی وجود دارند. اما، درست مانند فرومغناطیس ها، وجود یک میدان سبب می شود ناحیه ها در راستای میدان جهت گیرند و برداشتن میدان، جسم را به صورت آهنربای دائم باقی می گذارد.

بسته به شدت برهمکنشهای بین جایگاههای A-A, B-B, A-B، وابستگیهای دیگری با دما

فصل ششم

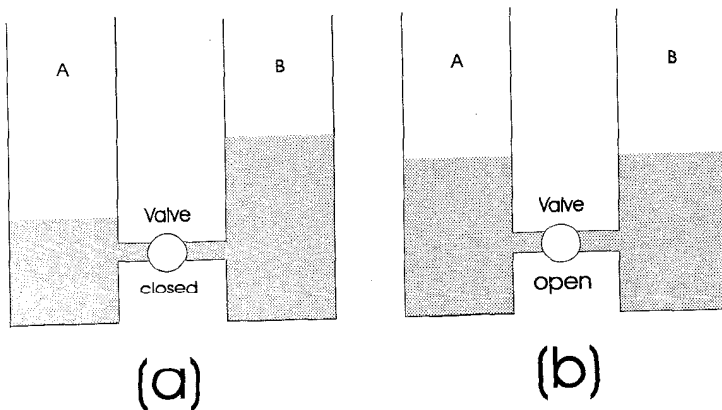
ابزارهای نیمه‌رسانا

در آخرین فصل، کوشش می‌شود چند اصل بیان شده در فصلهای پیشین را در شرح عمل ابزارهای گوناگون حالت جامد به کار بریم. یک ابزار به صورت ترتیبی تعریف می‌شود که می‌تواند توان الکتریکی را تغییر دهد تا نتیجه‌ای مفید ایجاد کند. مدارهای الکترونی تغییر یافته که در آنها از ابزارها می‌توان استفاده کرد بررسی نمی‌شود و اما خواننده را به کتابهای جالبی که در این زمینه در دسترس است مراجعه می‌دهیم، نام آنها در پایان کتاب آمده است.

این فصل به فیزیک ابزارهای مورد نظر اختصاص دارد و، به ویژه، نظریهٔ باند را در توجیه عملکردشان به کار می‌بریم. نقطهٔ آغاز مناسب در بحث فیزیک ابزار، تشکیل اتصال میان دو جسم ناهمساند است.

۱-۶ اتصالات فلز - فلز

آنچه که هنگام اتصال دو فلز ناهمساند روی می‌دهد به خصوص مثالی ست مفید در این باره، چرا که به طور کلی می‌توان فرآیندهایی را که اتفاق می‌افتند کاملاً در اتصال میان اجسام از هر نوع به کار گرفت.

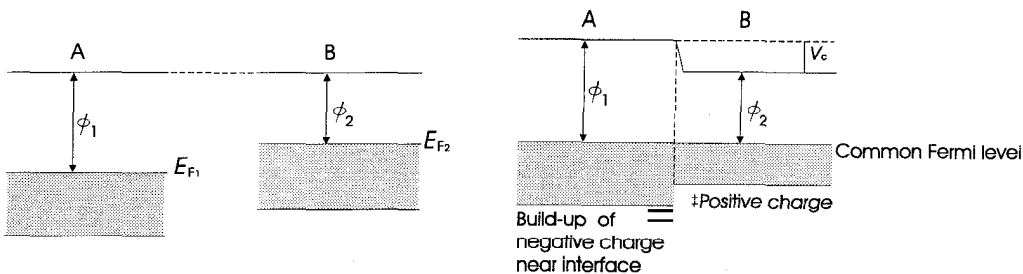


شکل ۱-۶. مقایسه سطح آب با تراز فرمی: (a) هنگام بسته بودن شیر؛ (b) موقع باز بودن شیر.

دو فلز با طرحهای مختلف باند مشخص می‌شوند و، به ویژه، با ترازهای مختلف فرمی: یکبار دیگر می‌توان شکل تغییر یافته‌ای از مدل آب مخزن را به کار برد (بخش ۲-۷ را ببینید)، همچنان که در شکل ۶-۱ آمده است. دو مخزن A و B با لوله کوتاهی به هم مربوط می‌شوند و یک شیر آنها را از هم جدا می‌کند [شکل ۶-۱ (الف)]. تراز آب (نمایشگر تراز فرمی) در هر مخزن متفاوت است، به طوری که وقتی شیر باز است [شکل ۶-۱ (ب)] آب از B به A جریان می‌یابد تا ترازها برابر شوند. به بیان دیگر، مخزن A قطرات با انرژی بالاتر را کم دارد و مخزن B اضافه دارد، و جریان ادامه می‌یابد تا بالاترین قطرات در هر مخزن در یک تراز انرژی (پتانسیل) قرار گیرند.

این مدل به ما می‌گوید وقتی دو فلز ناهمانند به هم متصل می‌شوند چه روی می‌دهد. پیش از اتصال، طرح باند انرژی برای دو فلز جدا از هم همانست که شکل ۶-۲ (الف) نشان می‌دهد. چون توابع کار متفاوتند، ترازهای فرمی در جاهای مختلف پایین تراز تهی قرار می‌گیرند. بنابراین، وقتی دو فلز به یکدیگر وصل می‌شوند، الکترونهاي B با انرژی بیشتر سوی A جریان می‌یابند و حالت‌های تهی موجود را پر می‌کنند تا ترازهای فرمی با هم برابر شوند. اینک، چون بار منفی از B برداشته شده، باری مثبت حاصل می‌شود، و بر عکس A باری منفی به دست می‌آورد. از سوی دیگر، سطح A در پتانسیل الکتریکی متفاوتی نسبت به سطح B قرار می‌گیرد، و وقتی تماس برقرار شود اختلاف پتانسیلی در طول اتصال به وجود می‌آید. این را با «اختلاف پتانسیل تماس» (V_C) می‌نامند و برابر است با تفاوت توابع کار؛ یعنی،

$$V = \frac{\phi_1}{e} - \frac{\phi_2}{e}$$

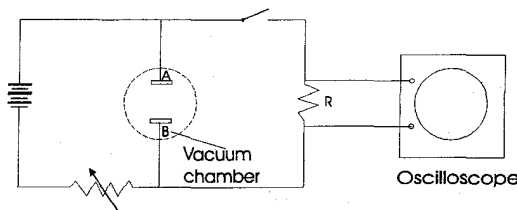


(a)

(b)

شکل ۶-۲. تشکیل اتصال فلز-فلز: (a) ترازهای انرژی پیش از ایجاد اتصال؛ (b) ترازهای انرژی پس از ایجاد اتصال.

وجود اختلاف پتانسیل تماس بدین معناست که الکترونها در طول اتصال در یک راستا بیش از راستای دیگر جریان می‌یابند. از این رو، گرچه الکترونهاى بالاترین ترازها واقع بر یک سوی اتصال انرژی یکسانی دارند، آنهایی که از A به B در حرکتند آسانتر از الکترونهاى راستای مخالف حرکت می‌کنند. در مورد دوم، باید از یک «سد پتانسیل» به ارتفاع V_c گذشت. پیش از بحث هر نوع اتصال مهم است V_c را بشناسیم، زیرا این پارامتر است که جریان برقرار شده در طول اتصال تابع آن است. روش استاندارد سنجش اختلاف پتانسیلهای اتصال روش کلونین است، که بوسیلهٔ زیسمن، Zisman، (۱۹۳۲) و ریویر، Riviere، (۱۹۵۷) تکمیل شده است. طرحی از دستگاه مورد استفاده در این روش در شکل ۶-۳ آمده است.



شکل ۶-۳. روش کلونین در تعیین اختلاف پتانسیل تماس.

فلزاتی که پتانسیل تماسشان اندازه‌گیری می‌شود در خلأ به شکل فیلمهای نازک (B,A) بر دو صفحهٔ شیشه‌ای بخار می‌شوند، و طوری قرار می‌گیرند که خازنی با صفحهٔ موازی را تشکیل می‌دهند. این امکان پیش‌بینی شده که، هنگام ثابت ماندن یکی از صفحات، صفحهٔ دیگر نسبت به آن ارتعاش کند. صفحات در طریق مدارای خارجی که به یک اسیلوسکوپ وصل می‌شود به هم مربوط می‌شوند، بدین طریق هر جریانی که از مقاومت R می‌گذرد آشکار می‌گردد. وقتی کلید بسته است، فلزات A و B با هم ارتباط دارند، بنابراین جریان برقرار می‌شود تا ترازهای فرمی برابر گردند. این جریان روی اسیلوسکوپ به صورت جابجایی یک لکه و برگشت آن به صفر دیده می‌شود. اکنون یک پتانسیل تماس میان دو فلز موجود است، و یک صفحه به طور مثبت باردار می‌شود و دیگری به طور منفی.

وضعیت شبیه خازن باردار با صفحه‌های موازی است که به منبع ولتاژی ثابت وصل است. اگر

صفحه‌ها به هم نزدیکتر شوند، ظرفیت خازن افزایش می‌یابد و بار باید جریان یابد تا ترازمندی حاصل شود، چرا که پتانسیل میان صفحه‌ها برابر V_c است. وقتی A به B نزدیک می‌گردد، جریانی از R می‌گذرد، و اگر با به کار بردن شکلی از ارتعاش این جریان به سرعت تکرار گردد، ولتاژی مناسب بر اسیلوسکپ آشکار می‌شود. اکنون ولتاژی متغیر، با علامت مخالف V_c از مدار خارجی دوم اعمال می‌شود و مقدارش طوری تنظیم می‌گردد تا شکل موج متناوب بر پرده اسیلوسکپ به خطی مستقیم تبدیل شود. در این صورت مقدار ولتاژ اعمال شده باید برابر اختلاف پتانسیل تماس باشد.

دلیل انجام این آزمایش در خلأ این است که اثر ناخالصیها و اکسیدها بر سطح فیلم که می‌توانند تغییر قابل ملاحظه‌ای در تابع کار ایجاد کنند به حداقل کاهش یابد. جدول ۶-۱ چند مقدار اختلاف پتانسیل تماس را برای ترکیبهای مختلف فلز - فلز نشان می‌دهد.

در عمل، یکی از الکترودهای دستگاه کلومین در تمامی آزمایشها مشترک است، به طوری که اگر تابع کار این الکتروود استاندارد شناخته شود، با جمع جبری تابع کار معلوم از اختلاف پتانسیل تماس مورد سنجش توابع کار تمام الکترودهای دیگر را می‌توان نتیجه گرفت. اگر یک الکتروود نقره به عنوان استاندارد به کار رود ($Q = 0.89^{aj}$) مقادیر زیر برای فلزات دیگر به دست می‌آید: مس، 0.72^{aj} ؛ آلومینیوم، 0.67^{aj} ؛ طلا، 0.75^{aj} ؛ نیکل 0.76^{aj} .

جدول ۶-۱. اختلاف پتانسیل تماس.

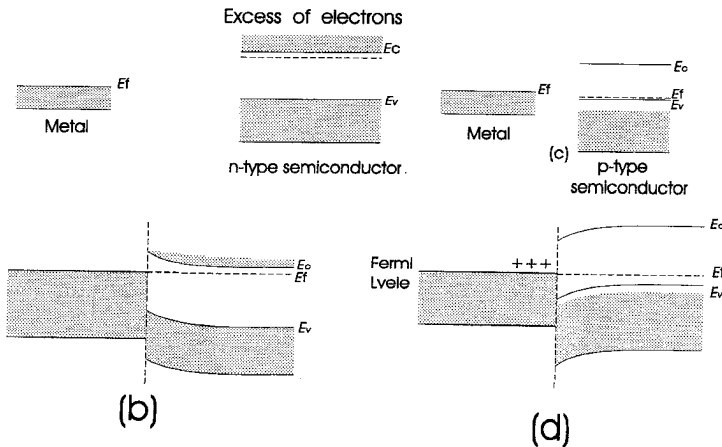
Metal	(V)
Ag-Cu	0.205
Ag-Al	-0.110
Ag-Au	0.386
Ag-Ni	0.456
Ag-W	0.252
Ag-Mo	-0.091

آشنا‌ترین مثال اتصال فلز - فلز، ترموکوپل است، که از پیکربندی $A-B-A^*$ ساخته شده است. اگر از چنین ترکیبی جریانی بگذرد، دمای یکی از اتصالها بالا می‌رود و دمای دیگری پایین می‌آید. این را اثر پلتیه (Peltier) می‌نامند. بر عکس، اگر محل یک اتصال را گرم و دیگری را سرد کنیم، اختلاف پتانسیلی در طول ترکیب ایجاد می‌شود، که این را اثر سبیک (Seebeck) می‌نامند.

صرفنظر از استفاده عادی از ترموکوپل به عنوان عنصر حساس نسبت به دما، در سالهای اخیر به امکان استفاده از چنین ابزارهایی به عنوان یخچال و پمپهای گرما (با به کار بستن اثر پلنیه) یا به عنوان مولدهای الکتریکی (با استفاده از اثر سبیک) توجه شده است. با ترکیبهای فلز-فلز، هر دو اثر چنان کوچکند که نمی توان از آنها استفاده عملی کرد (مثلاً، نیروی محرکه الکتریکی گرما-الکتریک که در یک ترموکوپل مس-کنستانتان ایجاد می شود در اختلاف دمای یک کلوین حدود $40 \mu V$ است، اما از هنگام پیدایش نیمه رساناها، امکان ساختن اتصالات فلز-نیمه رسانا، ساختن ابزارهای عملی بر پایه این پدیده ها صورت واقعیت به خود گرفته است.

۲-۶ اتصالات فلز-نیمه رسانا

وقتی یک فلز و یک نیمه رسانا با هم تماس پیدا می کنند، میزان ترازمندی مانند اتصال فلز-فلز است: یعنی ترازهای فرمی برابر می شوند. این مطلب را شکل ۴-۶ برای جسم نوع n و نوع p نشان داده است.



شکل ۴-۶. نمایش باند برای اتصالات فلز نیمه رسانا: (a) اتصال فلز نوع n پیش از تشکیل؛ (b) اتصال فلز نوع n پس از تشکیل؛ (c) اتصال فلز نوع p پیش از تشکیل؛ (d) اتصال فلز نوع p پس از تشکیل.

وقتی نیمه رسانای نوع n با فلزی تماس می گیرد که تابع کارش بزرگتر از تابع کار نیمه رساناست، الکترونها از نیمه رسانا سوی فلز جریان می یابند تا ایجاد بار منفی بر روی فلز آنقدر کافی باشد که جریان را کاهش دهد و تراز فرمی پیوسته را بسازد. بار منفی ساکن الکترونهاي آزاد را از سطح تماس دفع می کند و دهنده هایی یونیده با بار مثبت بجای می گذارد تا

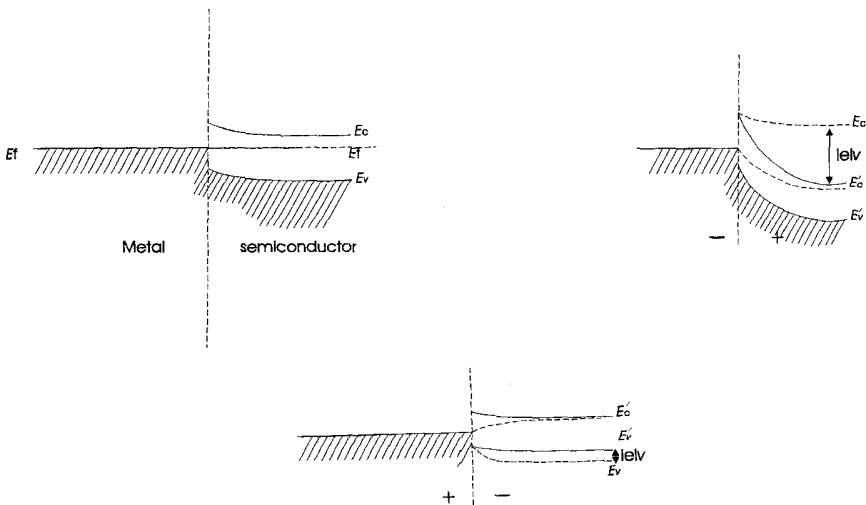
بار سطحی را خنثی کنند. نتیجه این که ناحیه معینی اطراف محل اتصال از بارهای آزاد خالی می‌شود. این ناحیه را «لایه تهی*»، «لایهٔ سدی*»، یا به طور ساده «ناحیه بار فضایی» می‌نامند. میدانی الکتریکی نزدیک سطح اتصال ایجاد می‌گردد، که، در مورد یک نیمه رسانای نوع n، که سبب خمش باندها به بالا می‌شود، همچنان که شکل ۴-۶ (b) نشان می‌دهد.

همینطور برای جسم نوع p [شکل ۴-۶ (c) و (d)]، الکترونها از فلز به نیمه‌رسانا جریان می‌یابند تا برابری حاصل شود، در حالی که نیمه‌رسانا بار منفی به دست می‌آورد و فلز بار مثبت. آنگاه باندهای انرژی به طرف پایین نزدیک محل اتصال منحنی می‌شوند. کاربرد مهم چنین اتصالی یکسوکننده فلز - نیمه رساناست.

۶-۲-۱ یکسوکنندهٔ فلز - نیمه رسانا

وقتی قطعه‌ای از جسم نیمه‌رسانا و یک فلز با هم تماس پیدا می‌کنند، لایه‌ای تهی تشکیل می‌شود و اختلاف پتانسیلی در طول اتصال برقرار می‌شود. بار فضایی مثبتی که در ناحیه تهی در سمت نیمه‌رسانای این اتصال بجای می‌ماند، واپیچش باندهای انرژی است.

اما، امکان دارد با به کار گرفتن پتانسیلهای مناسب در طول اتصال سد پتانسیل و پهنای لایه تهی را تغییر داد. این مطلب در شکل ۵-۶ آمده است. فرض کنید پتانسیل الکتریکی ψ طوری اثر کند که نیمه رسانا مثبت شود. این اثر ترازهای انرژی نیمه رسانا را نسبت به ترازهای موجود در فلز پایین می‌برد. ارتفاع سد برای جریان الکترون از نیمه رسانا به فلز به میزان $|e|\psi$ افزایش



شکل ۵-۶: اثر بایاس روی اتصال فلز - نیمه رسانا: (a) بایاس صفر؛ (b) بایاس وارون؛ (c) بایاس مستقیم.

می‌یابد، در حالی که برای جریان از فلز به نیمه رسانا بدون تغییر باقی می‌ماند. بنابراین جریان الکترون از نیمه رسانا به فلز از وضعیت تراز مندی پایین می‌آید، و می‌گویند اتصال تحت شرایط بایاس وارون (Reverse-bias) عمل می‌کند.

اما، اگر قطب پتانسیل اعمال شده وارون گردد، به طوری که نیمه‌رسانا نسبت به فلز منفی شود، اتصال تحت شرایط بایاس مستقیم (Forward-bias) عمل می‌کند. در این صورت، از ارتفاع سد برای جریان از نیمه رسانا به فلز به میزان $|e|v$ کاسته می‌شود، بنابراین جریان الکترونها افزایش می‌یابد.

از این رو اتصال فلز - نیمه‌رسانا وسیله‌ای است که در یک راستا جریان زیادی عبور می‌دهد ولی در راستای دیگر جریان بسیار کمی را می‌گذراند - یعنی، یکسو کننده. در عمل، بیشترین نوع یکسو کننده حالت جامدی که به کار می‌رود از اتصال قطعه‌ای از جسم نوع p تشکیل می‌شود؛ که به اتصال pn یا دیود (Diod) اتصالی معروف است.

۳-۶ ابزارهای نیمه‌رسانا - نیمه‌رسانا

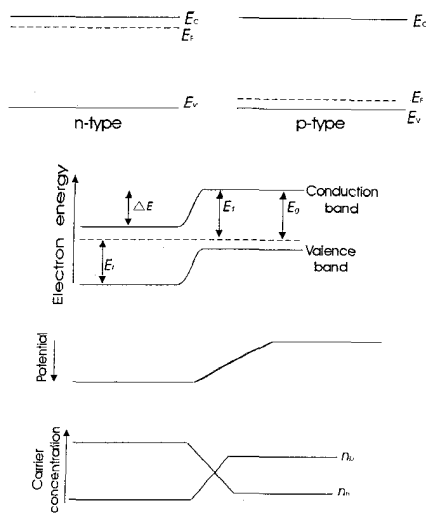
۳-۶-۱ اتصال PN

بحث درباره فرآیندهای رسانش نیمه‌رساناها در فصل چهارم تنها به بررسی مخلوط یکتواخت تک بلورها می‌پردازد. اینک توجه خود را به بلوری معطوف می‌کنیم که در آن تغییری ناگهانی در مخلوط از نوع پذیرنده به دهنده در یک سطح تخت داخل بلور وجود دارد. پهنای ناحیه انتقال از پذیرنده‌های اضافی به دهنده‌های اضافی معمولاً چند ده نانومتر است و، همانگونه که در زیر می‌آید، این پهنای ساختن چنین ابزاری عاملی مهم است، و اتصال pn نامیده می‌شود.

خواص الکتریکی هر یک از دو انتهای دستگاه با غلظت‌های ناخالصی تعیین می‌شود، که برای جسم p تراز فرمی نزدیک ترازهای پذیرنده است و در جسم n نزدیک ترازهای دهنده بدون اینکه در جزئیات عملی تشکیل چنین اتصالی وارد شویم (این مطلب در بخش ۶-۴ بحث می‌شود). طرحی از باند دو جسم p و n را پیش و پس از تماس در نظر می‌گیریم (شکل ۶-۶). تعداد الکترونها با انرژی زیاد در جسم n بیشتر از جسم p است، به طوری که هنگام تماس بارهای منفی اضافی از سمت n به p می‌روند و با بارهای مثبت اضافی ترکیب می‌شوند. در همان زمان، حفره‌ها از سوی p به n حرکت می‌کنند و دوباره با بارهای منفی اضافی ترکیب می‌شوند. این فرآیند ادامه می‌یابد تا ترازهای فرمی در هر سوی اتصال برابر گردند.

ترازهای انرژی نسبت به تراز فرمی در دو انتهای ترکیب تغییر محسوس نمی‌کنند، بلکه انتقال اندکی در طول اتصال وجود دارد. باید توجه داشت که در شکل ۶-۶ انرژی الکترون سوی بالا و انرژی حفره سوی پایین سنجیده می‌شود. این امر بسیار مهم است، و اهمیتش وقتی محسوس است که از اثر ولتاژهای اعمال شده بر ترازهای انرژی بحث می‌شود.

چون تعدادی از بارهای مثبت اضافی از جسم p و تعدادی بارهای منفی اضافی از جسم n دور شده‌اند، اولی بار منفی و دومی بار مثبت به دست می‌آورد؛ از این رو تغییر پتانسیلی در طول اتصال ایجاد می‌گردد، که شکل ۶-۶ (ج) آن را نشان می‌دهد و در آن ولتاژهای مثبت سوی پایین رسم شده‌اند. در همان زمان تغییری در غلظت حاملهای آزاد ایجاد می‌شود؛ چرا که هنگام رفتن از سمت n به سمت p آشکارا کاهش در تعداد n حاملهای آزاد منفی به وجود می‌آید، و کاهش در تعداد p حاملهای آزاد مثبت در راستای مخالف. این گرادیانهای غلظت در شکل ۶-۶ (د) نشان داده شده‌اند.



شکل ۶-۶: اتصال pn (الف) طرح باند پیش از تشکیل اتصال؛ (ب) طرح باند پس از تشکیل اتصال؛ (ج) گرادیان پتانسیل در طول اتصال؛ (د) گرادیانهای متمرکز در طول اتصال.

ناحیه‌ای که در آن این تغییرات وجود دارند از حاملهای بار آزاد تهی است چرا که، هنگام تماس، بارهای اضافی در هر سمت اتصال دوباره با یکدیگر ترکیب می‌شوند، و همانند اتصال فلز نیمه رسانا، یک ناحیه انتقال یا لایه تهی تشکیل می‌دهد.

اتصال بدون ولتاژ اعمال شده

اتصال در شرایط بایاس صفر pn جریانی تولید نمی‌کند، گرچه در طول اتصال اختلافی در انرژی پتانسیل الکترون وجود دارد. این امر بر این نکته اشاره دارد که کل جریانی که از اتصال می‌گذرد بنابر شرایط ترازمندی باید صفر باشد. برای بررسی شکل اتصال pn، چهار مؤلفه جریان موجود در ناحیه انتقال را در نظر می‌گیریم. برای الکترون‌ها، یک جریان پخش J_e از سمت n به p به سبب گرادیان غلظت وجود دارد و یک جریان رانش J_n به واسطه گرادیان پتانسیل در راستای مخالف. در همان زمان، جریانه‌های مشابهی برای حفره‌ها وجود دارند: یعنی، جریان پخش J_h و جریان رانش J_p البته، راستای این جریانه‌ها مخالف راستای همانندهای الکترونی آنهاست.

اما، در این بحثها، ترکیب دوباره و تولید در ناحیه انتقال را نادیده می‌گیریم و تنها عبارتهایی برای جریانه‌های رانش و پخش «الکترون» به دست می‌آوریم. این امر موجه است، زیرا الکترونی که در باند رسانش از راست به چپ در حرکت است هم‌ارز حفره‌ای است که در باند ظرفیت از چپ به راست حرکت می‌کند.

نخست، الکترونی‌هایی را در نظر می‌گیریم که به صورت حاملهای اقلیت در باند رسانش جسم p عمل می‌کنند. این الکترون‌ها به سبب انرژی گرمایی خود حرکت تصادف گونه پیوسته‌ای دارند و درون بلور در ناحیه‌ای از انرژی‌ها حرکت می‌کنند که بوسیله باند رسانش بر آنها تحمیل شده است. غلتاندن الکترونی‌هایی که به سمت محل اتصال پراکنده و پخش می‌شوند به پایین تپه به درون جسم n مشکل نیست. تعداد این الکترون‌ها که در طول اتصال در گرادیان پتانسیل حرکت می‌کنند وابسته به تعداد الکترونی‌هایی باند رسانش در سمت p است، که به نوبه خود به دمای بلور بستگی دارد.

با صرف مقداری انرژی گرمایی E_1 می‌توان یک الکترون را به داخل باند رسانش برانگیخت، و می‌توان نشان داد که تعداد الکترون‌های باند رسانش متناسب با $e^{-E_1/KT}$ است. این ضریب مربوط می‌شود به احتمال این که الکترون انرژی E_1 را به دست می‌آورد و نتیجه‌ای است از آمار ماکسول-بولتزمن که در بخش ۲-۹ بحث شد. بنابراین در دمای داده شده می‌توان جریان رانش را به صورت:

$$J'_e = A e^{-E_1/KT}$$

نوشت که در آن A ثابت است.

از سوی دیگر، برقراری جریان در راستای مخالف در طول اتصال به تعداد الکترون‌های باند

رسانش در سمت n وابسته است که می‌توانند بر سد پتانسیل چیره شوند. تعداد کل الکترونهاى باند متناسب با $e^{-(E_g - E_F)/KT}$ است، اما تنها کسر معینی از این الکترونها انرژی کافی دارند تا از «تپه بالا بروند». این کسر باید متناسب با ارتفاع سد ΔE باشد. از کل $Ae^{-(E_g - E_F)/KT}$ الکترون، تنها $e^{-\Delta E/KT}$ الکترون قادرند از طریق پخش از روی اتصال از چپ به راست بگذرند. جریانی که این الکترونها حمل می‌کنند می‌توان چنین نوشت:

$$J_e = Ae^{-(E_g - E_F)/KT} \cdot e^{-\Delta E/eT} = Ae^{-(E_g - E_F + \Delta E)/KT}$$

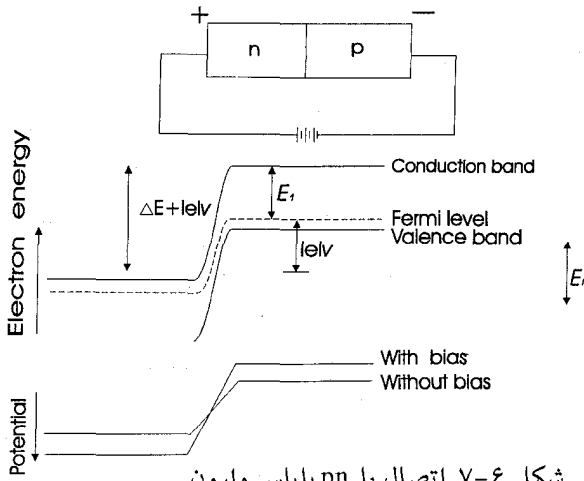
از شکل ۶-۶ می‌توان دید که $E_g - E_F + \Delta E = E_1$ است، بنابراین جریان پخش با:

$$J_e = Ae^{-E_1/KT}$$

داده می‌شود. مانند همین عبارت را می‌توان برای جریان حفره به دست آورد، بنابراین در تراز مندی، کل جریان رانش $J' = J'_e + J'_h$ دقیقاً با کل جریان پخش $J = J_e + J_h$ برابری می‌کند. اگر ولتاژ یا «بایاس»هایی در طول اتصال اعمال شوند تعادل جریانهای رانش و پخش بررسی شده در بالا را می‌توان بر هم زد. اتصال نیمه رسانا - نیمه رسانا را می‌توان چنین کرد، و اینک به بررسی تأثیر این عمل بر جریان برقرار شده در طول اتصال می‌پردازیم.

برای بایاس وارون، یک باتری را چنان در طول اتصال وصل می‌کنیم که سمت p منفی شود و سمت n مثبت، همانگونه که شکل ۶-۷ نشان می‌دهد. اثر این کار پایین بردن ترازهای انرژی سمت چپ (با کم کردن اثر منفی آنها و بدانوسیله کم کردن انرژیشان) و بالا بردن ترازهای سمت راست است. بنابراین ارتفاع سد به اندازه $|e|V$ افزایش می‌یابد، که در آن V پتانسیل اعمال شده است.

اکنون حتی الکترونهاى کمتری می‌توانند از چپ به راست حرکت کنند، اما در راستای دیگر دقیقاً به همان میزان جریان موجود در اتصال بدون بایاس باقی می‌ماند. در نتیجه J_e و J_h هر دو بسیار کوچک می‌شوند.



شکل ۶-۷. اتصال یا pn بایاس وارون.

اینک تعداد الکترونهاى باند = $Ae^{-[(E_c + |e|V) - (|e|V + E_v)]/KT}$

و کسرى از الکترونها که مى توانند = $e^{-(\Delta E + |e|V)/KT}$ برسند چيره شوند

بنابراین جريانهاى پخش و رانش را مى توان به ترتيب به صورت

$$J_e = Ae^{-(E_c - \Delta E)/KT} e^{-(\Delta E + |e|V)/KT}$$

$$J'_e = Ae^{-E_v/KT}$$

نوشت. از این دو عبارت، نتیجه مى شود که

در این صورت جريان الکترون، تفاوت جريانهاى رانش و پخش است يعنى

$$J = j_e - j'_e = j'_e (e^{-|e|V/KT} - 1)$$

با قرار دادن e به جای $|e|$ بنا به قرارداد، V را منفي مى گيريم، و معادله جريان را چنين مى نويسيم

$$J = J_0 (e^{-eV/KT} - 1)$$

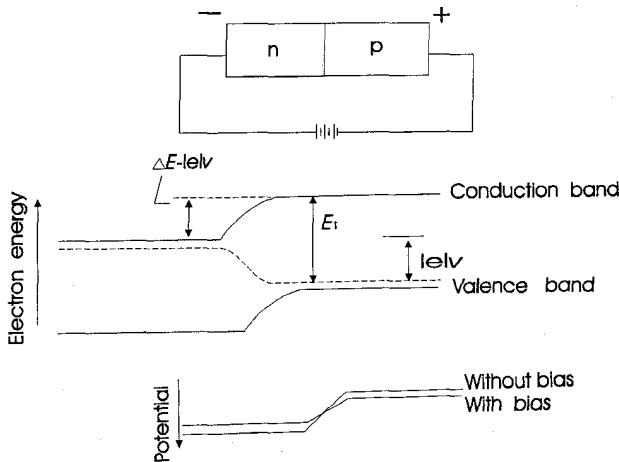
که در آن J_0 جانتشين J_0 شده است، و جريان وارون اشباع ناميده مى شود زيرا براى مقادير eV

بزرگتر از تقریباً $4KT$ جریان در یک حد اشباع ثابت می‌ماند.

وقتی جسم نوع p نسبت به نوع n مثبت می‌شود، می‌گوئیم اتصال به صورت بایاس مستقیم صورت گرفته است. در این صورت سد پتانسیل به میزان eV کاهش می‌یابد، که شکل ۶-۸ آن را نشان می‌دهد. این امر آشکارا اشاره دارد بر این که نسبت به اتصال بدون بایاس الکترونهاى بیشتری می‌توانند از سمت n به سمت p جریان یابند. به روشی کاملاً مشابه اتصال بایاس وارون، می‌توان نشان داد که کل جریانی که در طول اتصال برقرار است با عبارت $J = J_0(e^{eV/KT} - 1)$ داده می‌شود. در این مورد، ارزش $|e|v$ بنا به قرار داد مثبت گرفته می‌شود، چرا که سمت p مثبت می‌گردد و سمت n منفی. برای اتصال pn، معادله یکسو کننده با معادله شاکلی (Shockley) را می‌توان چنین نوشت

$$J = J_0(e^{eV/KT} - 1) \quad (1-6)$$

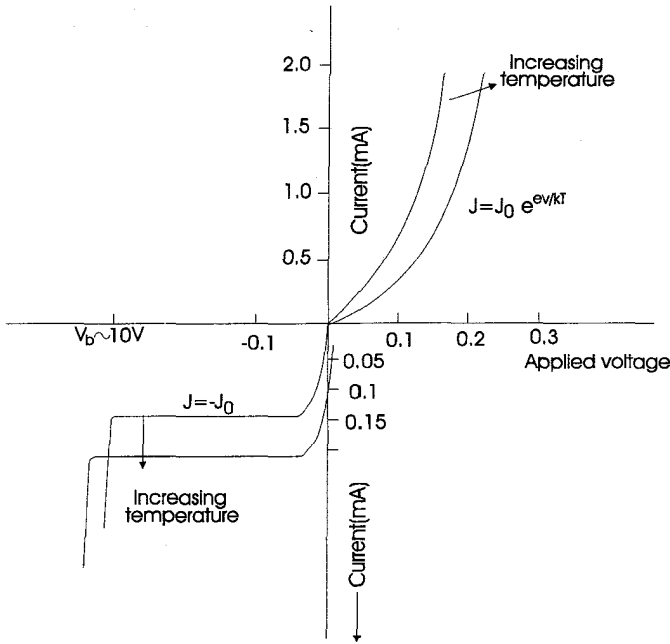
که در آن $v > 0$ مربوط به وضعیت بایاس مستقیم است، و $v < 0$ به وضعیت بایاس وارون بستگی دارد.



شکل ۶-۸. اتصال pn با بایاس مستقیم.

برای مقادیر منفی v ، از تابع نمایی در برابر واحد صرف نظر می‌شود، بنابراین جمله اساسی جریان وارون اشباع J_0 است؛ اما، وقتی V مثبت است، تابع نمایی اهمیت دارد و جریان به طور نمایی افزایش می‌یابد. معادله (۱-۶) در شکل ۶-۹ برای مقادیر مختلف دما رسم شده است، این منحنی مشخصه هر یکسو کننده است. همانگونه که از شکل ۶-۹ می‌توان دید، نتیجه اصلی بالا رفتن دما، هنگامی که الکترونهاى بیشتری به باند رسانش p برانگیخته می‌شوند،

افزایش جریان وارون اشباع است. همان نتیجه نیز برای قسمت n درست است، و در دماهای بالاتر برای یک ولتاژ مستقیم معین جریان مستقیم زیادتری برقرار است. فعلاً افزایش سریع جریان در مقدار معین ولتاژ وارون را مورد بحث قرار می‌دهیم. از مقادیر جریان و ولتاژ شکل ۹-۶ می‌توان دریافت که جریان وارون اشباع بسیار کوچکتر از جریان مستقیم است.



شکل ۹-۶. منحنی مشخصه‌ای برای اتصال pn

دیود (diode) اتصال pn بنیادیترین ابزار حالت جامد است و اساس ابزارهای جامعی را تشکیل می‌دهد که اینک به طور خلاصه به بحث آنها می‌پردازیم.

۶-۳-۲ دیود زینر

همانگونه که قبلاً اشاره شد، برای یک ولتاژ بایاس وارون معین ممکن است جریان وارون بسیار بزرگی برقرار شود. بخشی از ناحیه مشخصه که در آن این جریان روی می‌دهد ناحیه فروریزش (یا شکست) نامیده می‌شود. مکانیسم ابتدایی که این اثر را نتیجه می‌دهد شبیه تخلیه الکتریکی در لوله‌های تخلیه‌گاز است. یک گرادیان میدان الکتریکی در طول اتصال ایجاد

می‌گردد، که شدتش همراه با افزایش ولتاژ بایاس وارون زیاد می‌شود.

عامل مهم دیگری که بر شدت میدان الکتریکی در طول اتصال اثر دارد پهنای لایه تهی* است. می‌توان نشان داد که این پهنای به طور معکوس متناسب است با غلظت ناخالصی جسمی که کمترین رسانایی را دارد، و به طور مستقیم با ولتاژ اعمال شده متناسب است.

اگر ناحیه انتقال پهن باشد، الکترونها و حفره‌هایی که در طول این ناحیه بوسیله میدان الکتریکی شتاب می‌گیرند برای برخورد با اتمهای ثابت شبکه فرصت بسیار زیادی دارند. اگر انرژی داده شده به دومی کافی باشد (یعنی، وقتی میدان اتصال به مقداری بحرانی رسیده باشد)، ممکن است عمل یونش روی دهد و جفتهای حفره - الکترون تشکیل شود. به نوبت خود این جفتها در میدان شتاب می‌گیرند و می‌توانند سبب یونش بیشتری شوند و حتی جفتهای حفره - الکترون بیشتری به وجود آورند. بنابراین نخستین مرحله یونش فرآیند بهمین* است، که جریان بسیار زیادی را در جهت مخالف سبب می‌گردد. وقتی دما کاهش می‌یابد، پوشش آزاد میانگین حاملهای بار بلندتر می‌شود، بنابراین برای یک میدان شتاب دهنده سهم بیشتری از انرژی می‌رسد. پس ولتاژ شکست با کاهش دما کم می‌شود. اما، اگر ولتاژ اعمال شده حذف شود، بارهای اضافی دوباره به سرعت ترکیب می‌شوند، آنچنان که فرآیند کاملاً واگشتنی می‌گردد. آشکارا، در طرز عمل چنین ابزاری، باید توجه کرد که از عبور جریان وارون زیاد جلوگیری کرد. چرا که گرمای ایجاد شده اتصال را به راحتی از بین می‌برد؛ بنابراین همیشه یک مقاومت با این ابزار سری می‌شود.

وقتی ناحیه انتقال باریک و تقریباً هم اندازه پوشش آزاد میانگین حامل بار است، میدانهای الکتریکی بسیار شدیدی می‌توان در طول اتصال تشکیل داد و حتی اعمال پتانسیل بایاس وارون اندک می‌تواند شدت آنها را بیشتر کند. عمل شکست اتصال دوباره مشاهده می‌شود، اما به دلیلی متفاوت. باریکی لایه تهی چنان است که حاملها می‌توانند به خوبی بدون برخورد با اتمهای ثابت بگذرند، اما میدانها آنقدر قویند که قادرند با شکستن بندهای کووالان الکترونها ظرفیت را از این اتمها دور کنند. این پدیده یونش داخلی را شکست اتصال با گسیل الکترون توسط میدان می‌نامند و نخستین بار بوسیله زینر کشف شد. نتیجه کلی همان است که در فرآیند بهمین پیش آمده است، افزایش سریع جریان.

به علت تشابه نتایج این دو مکانیسم، به طور کلی ابزارهایی را که بر این اساس تشکیل می‌شوند دیودهای زینر می‌نامند، اما روشن است اصطلاح دیود بهمین نامی غلط است. به هر حال، می‌توان دو اثر را از هم جدا کرد، چرا که در تجزیه زینر ولتاژ شکست با افزایش دما زیاد

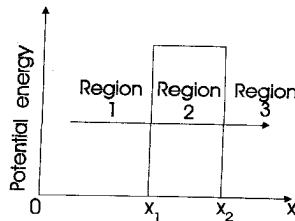
می‌شود، در مقابل فرآیند بهمن که رفتاری مخالف را نشان می‌دهد.

در کارهای عملی، مکانیسمهای واقعی که شکل خاصی از مشخصه را نتیجه می‌دهند مهم نیست، و هر دو ابزار به طور وسیعی در مدارهای تثبیت کننده ولتاژ به کار می‌روند.

گرچه عمل شکستن اتصال نیاز به میدانهای اتصال قویتر دارد، ناحیه‌های انتقال چنان باریکند که ولتاژهای عملی به کار رفته در طول اتصالها که شکست را سبب می‌شوند کمتر از ولتاژ لازم در فرآیند بهمن هستند. مثلاً، با کمترین ناخالصی در ناحیه رسانایی کم، حدود 10^{-3} m^{-24} برای ولتاژ بایس وارون به کار رفته حدود ۵ ولت، پدیده شکست گسیل میدان را انتظار داریم. وقتی غلظت ناخالصی به 10^{-22} m^{-3} کاهش می‌یابد، مکانیسم بهمن خود را نشان می‌دهد، اما این اثر برای پتانسیلهای اعمال شده کمتر از حدود ۲۰ ولت روی نمی‌دهد. پنهان ناحیه انتقال برای یک دیود بهمن تقریباً 10^{-6} m برای دیود گسیل میدان 10^{-8} m است. اما، ساختن دیودهایی با ناحیه‌های انتقال حتی باریکتر امکان‌پذیر است، و در این مورد فرآیند مهم انتقال بار بواسطه فرآیند مکانیک کوانتومی تونل است.

۳-۳-۶ دیود تونل

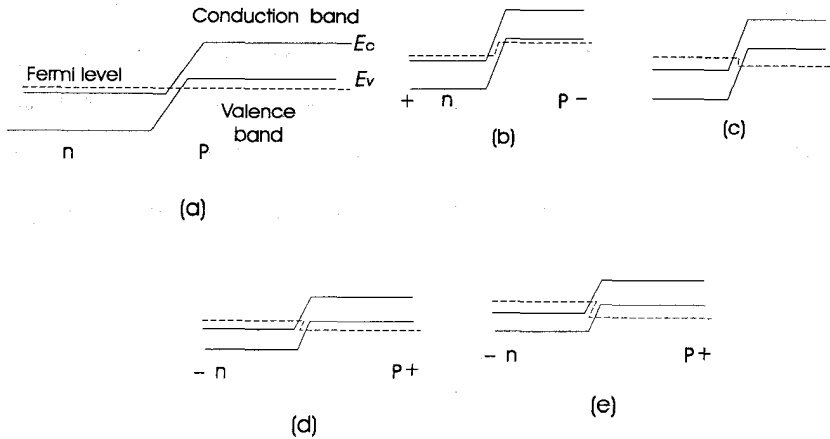
مشخصه اساسی اثر تونل را می‌توان از بررسی سد پتانسیل یک بعدی در شکل ۱۰-۶ دریافت. از دیدگاه فیزیک کلاسیک، یا الکترون با انرژی E_0 نمی‌تواند در آن سوی حد x_1 به داخل سد نفوذ کند. همینطور الکترونی که از سوی دیگر نزدیک می‌شود همواره در ناحیه $x > x_2$ باز می‌ایستد.



شکل ۱۰-۶. اثر تونل

اما، اگر تابع موج را در ناحیه یک به دست می‌آوریم، با شرایط مرزی مناسب (V برای $x_1 \leq x \leq x_2$ بسیار بزرگ اما محدود باشد)، و معادله شرودینگر را برای ناحیه ۳ حل می‌کردیم، پاسخی غیرصفر در این ناحیه پیدا می‌شد. از آنجا که تابع موج نمایشگر احتمال وجود الکترون در ناحیه‌ای خاص از فضا است، این تابع تنها می‌رساند که بنظر می‌آید الکترونها معینی از میان سد پتانسیل «تونل» می‌زنند.

این وضعیت هنگامی در یک اتصال pn به وجود می‌آید که دو قسمت طوری با هم مخلوط گردند که تراز فرمی عملاً در باند رسانش یا باند ظرفیت به ترتیب واقع بر سمت p و n قرار گیرد، و پهنای ناحیه انتقال کمتر از 10^{-8} m باشد. غلظت ناخالصی لازم برای ایجاد چنین پهنایی حدود یک هزارم است. ابزاری که بدین طریق ساخته می‌شود دیود ایساکي (Esaki) یا دیود تونل نامیده می‌شود. شکل ۶-۱۱ (الف) اثر موجود روی اتصال pn چنین مخلوط سنگینی را نشان می‌دهد که در آن هیچ بایاس به کار نرفته است. تحت این شرایط حاملها از میان منطقه انتقال در هر دو جهت با تونل زدن می‌گذرند، اما کل جریانی که برقرار می‌شود صفر است.



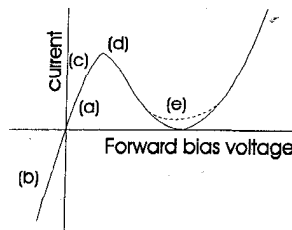
شکل ۶-۱۱. نموداری که اثر بایاس را بر باندهای انرژی دیود تونل نشان می‌دهد: (الف) بایاس صفر؛ (ب) بایاس وارون؛ (ج) تا (ه) افزایش دائم بایاس مستقیم.

وقتی بایاس وارون به کار می‌رود [شکل ۶-۱۱ (ب)]، الکترونها باند ظرفیت در سمت p حالتی تهی می‌یابند، مخالف حالتی که در باند رسانش سمت n وجود دارند. این الکترونها

با تونل زدن از ناحیه بار فضایی می‌گذرند و حالت‌های موجود را اشغال می‌کنند. هر چه ولتاژ اعمال شده بزرگتر باشد، همراه با بالاتر رفتن تراز فرمی سمت p نسبت به تراز سمت n ، الکترونهاى بیشتری برای عمل تونل زدن در دسترس قرار می‌گیرند. آنگاه جریان وارون شروع به افزایش می‌کند، البته آنطور که در اتصال عادی pn روی می‌دهد، به اشباع نمی‌رسد.

مراحل مختلف موجود تحت وضعیت بایاس مستقیم در شکل‌های ۶-۱۱ (ج) تا (ه) نشان داده شده است. همراه با افزایش ولتاژ مستقیم اعمال شده، الکترونهاى رسانش واقع بر سمت n بیش از پیش خود را در برابر حالت‌های تهی موجود در باند ظرفیت سمت P می‌یابند و پس از عمل تونل‌زنی این حالت‌ها را اشغال می‌کنند. شکل ۶-۱۱ (د) وضعیتی را نشان می‌دهد که ماکزیمم تعداد الکترونهاى موجود در برابر ماکزیمم تعداد حالت‌های در دسترس است. بنابراین وضعیت، جریان به یک ماکزیمم می‌رسد و از آن پس کاهش می‌یابد به طوری که حالت‌های کمتری برای الکترونهاى باند رسانش سمت n ایجاد می‌شود (تعداد این الکترونها بوسیله منبع قدرت به دست می‌آید که اتصال را به آن وصل می‌کنیم). سرانجام در شکل [۶-۱۱ (ه)] دیگر حالت‌های خالی بیشتری در برابر الکترونهاى باند رسانش وجود ندارد، عمل تونل زدن باز می‌ایستد، و جریان به شیوه‌ای عادی به وسیله الکترونهاىی که برسد پتانسیل میان n و p غلبه می‌کنند به جلو برده می‌شود.

اگر جریان بر حسب ولتاژ اعمال شده رسم شود. منحنی مشخصه‌ای مشابه آنچه شکل ۶-۱۲ نشان می‌دهد به دست می‌آید. در دیودهای عملی تونل، معلوم شده که جریان دقیقاً در نقطه (e) صفر نمی‌شود، بلکه به حدود پنج تا بیست درصد جریان ماکزیمم کاهش می‌یابد. فعلاً توضیحی رضایت‌بخش درباره این مطلب وجود ندارد.

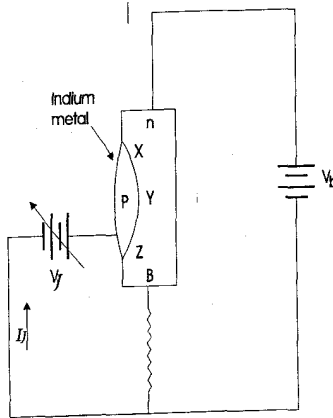


شکل ۶-۱۲. جریان از میان دیود تونل بر حسب بایاس اعمال شده؛ نقطه‌های (a) تا (e) وابسته به نقاط (a) تا (e) در شکل ۶-۱۱ است.

قسمت اصلی منحنی مشخصه دیود تونل، بخشی از آن با مقاومت منفی است، که در مدارهای نوسانگر، به ویژه برای کاربردهای فرکانس زیاد در ناحیه میکروویو، از آن استفاده می‌شود.

۶-۳-۴ تک اتصال

ابزار دیگر حالت جامد که یک قسمت مقاومت منفی در منحنی مشخصه‌اش دارد ترانزیستور فیلامان یا ترانزیستور تک اتصال است. طرحی از این ابزار در شکل ۶-۱۳ آمده است و به طور کلی یک اتصال pn بایاس دوگانه است. در طول ناحیه p، قطعه‌ای از فلز اندیوم وجود دارد به طوری که، به کمک باتری آنطور که نشان داده شده، تمام سمت چپ ناحیه p در پتانسیلی یکسان قرار می‌گیرد. یک گردایان پتانسیل در قسمت n ایجاد می‌گردد، به طوری که پتانسیلهای x, y, z و متفاوت خواهند بود.

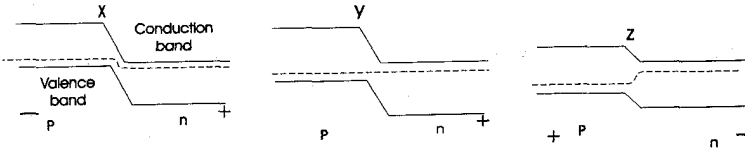


شکل ۶-۱۳. تک اتصال.

بنابراین وضعیت باند در تمام نقاط طول اتصال pn باید در نظر گرفته شود و تابع مقدار نسبی پتانسیلهای V_J و V_B است. وقتی $V_B \gg V_J$ ، در هر دو مورد، تنها جریانی که برقرار می‌شود جریان عادی وارون اشباع است، زیرا مستقل از مقداری است که در آن مقدار تحت میدان اعمال شده باندها تغییر شکل می‌یابند.

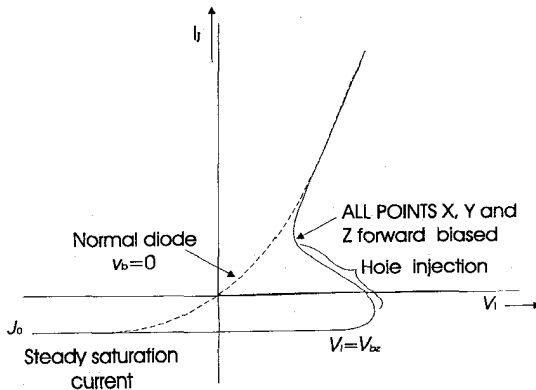
اینک فرض کنید V_J به تدریج افزایش یابد و اثرش را بر باندها در نقاط x, y, z مشاهده کنیم. چون z در پایین‌ترین پتانسیل V_{Bz} است، نخستین «اتصال» است که پتانسیلهای اعمال شده از دو

باتری در دو سر آن با هم برابرند. افزایش بیشتر v_j ، نتیجه می دهد $v_j > v_{bz}$ (یعنی، n نسبت به p منفی می شود) و وضعیت بایاس مستقیم به وجود می آید. اما، در چنین وضعیتی v_{by} ممکن است کاملاً برابر v_j باشد و v_{bx} هنوز بزرگتر از v_y ، به طوری که تصویر باند مانند شکل ۶-۱۴ نمایان گردد.



شکل ۶-۱۴. آرایش باندهای انرژی در نقاط مختلف در امتداد تک اتصال: x ، y و z منطبق بر نقاط شکل ۶-۱۳ است.

به محض این که اتصال در z بایاس مستقیم می شود، جریان به طرف جلو برقرار می شود (بیشتر، حفره ها) و همین طور حاملها به قسمت میان z و B رانده می شوند. بنابراین افزایش ناگهانی در رسانایی این بخش روی می دهد، که به افزایش جریان I_j و افت بعدی ولتاژ میان z و B منجر می گردد. هر چه v_j بیشتر افزایش می یابد، همین طور که نقاط متوالی در طول رشته بایاس



شکل ۶-۱۵. منحنی مشخصه تک اتصال.

مستقیم می‌شود، حفره‌های بیشتری رانده می‌شود. هر چه این عمل بیشتر صورت گیرد، بیشتر صورت گیرد، ناحیه مقاومت کم از میله نوع n بیشتر سوی بالا گسترده می‌شود. نتیجه این که پتانسیل میان z و B آنقدر کاهش می‌یابد تا تمام نقاط x, y, z و در حالت بایاس مستقیم قرار گیرند. از آن پس، ابزار همانند یک اتصال pn بایاس مستقیم عادی می‌کند.

با رسم I_V بر حسب V_J منحنی مشخصه‌ای مانند شکل ۶-۱۵ به دست می‌آید. مانند دیود تونل، یک ناحیه مقاومت منفی وجود دارد و کاربرد این ابزار در نوسانگرهای واهلش*، تقویت‌کننده‌های پالس، و سوئیچ‌هاست.

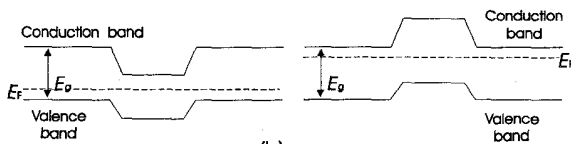
۶-۳-۵ ترانزیستور اتصال

ترانزیستور اتصال را می‌توان با قرار دادن دو اتصال pn پشت به پشت به سادگی ساخت، و بدین‌طریق ساختمانی تشکیل داد. نیمه رسانای نوع p یا n می‌تواند به عنوان پایه ساختمان ترانزیستور به کار رود. از این رو دو نوع اساس ترانزیستور (pnp یا npn) وجود دارد، و پس از اتصال بخشها به یکدیگر دوباره می‌توان به آسانی با برابر کردن ترازهای فرمی ساختمان باند را به دست آورد، همانند شکل ۶-۱۶ (ب).

در هر دو نوع ترانزیستور، ناحیه مرکزی را «پایه» می‌نامند، و معمولاً به دلایل زیر بسیار باریک است.



(a)



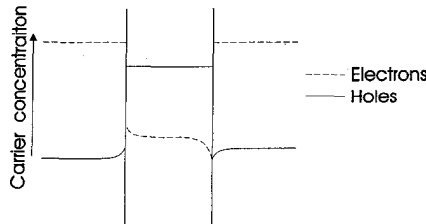
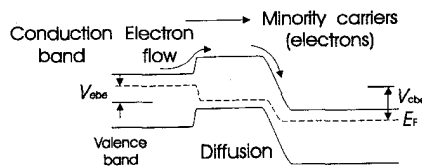
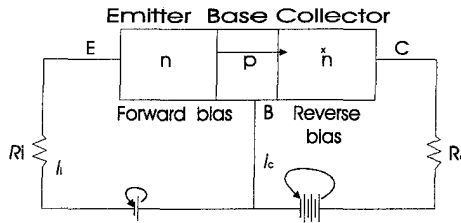
(b)

شکل ۶-۱۶. ترانزیستورهای اتصال: (a) ترانزیستورهای pnp و npn (b) طرح باند بایاس صفر.

ترانزیستور NPN

اثر ولتاژهای اعمال شده بر ترانزیستور npn را در نظر بگیرید. با ترتیب شکل ۶-۱۷ (که به عمل پایه مشترک معروف است)، اساساً یکی از اتصالهای pn بایاس وارون است و دیگری بایاس مستقیم.

ناحیه سمت چپ «گسیلنده»^{*} نام دارد زیرا سبب گسیل حاملهای بار می شود (در این مورد الکترونها)، و ناحیه سمت راست را «جمع کننده» می نامند چرا که حاملهای بار را جمع می کند. برای سادگی، فرض می شود جریان در یک جهت برقرار است، در این مورد راستای x اتصال میان گسیلنده و ناحیه پایه از نوع بیاس مستقیم است، به طوری که الکترونها از اولی به دومی رانده می شوند و حفره ها در جهت مخالف. بنابراین، اثر بیاس به دست آوردن غلظت معینی از الکترون در ناحیه پایه است.



شکل ۶-۱۷. عمل پایه مشترک یک ترانزیستور npn.

اتصال میان ناحیه پایه و جمع کننده بیاس وارون است، بنابراین حاملهای اقلیت الکترون که به اتصال دومی می رسند به درون ناحیه جمع کننده جارو می شوند. اثر این کار به دست آوردن چگالی صفر برای الکترون است درست داخل ناحیه پایه در اتصال پایه - جمع کننده. بنابراین یک گرادیان غلظت حامل بار اقلیت در طول ناحیه پایه وجود دارد، و الکترونها از اتصال گسیلنده - پایه به سوی اتصال پایه - جمع کننده پخش می شوند.

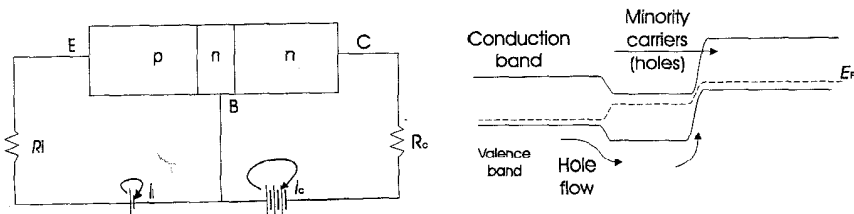
در ترانزیستورهای عملی، ناحیه پایه بسیار باریک است و در مقایسه با ناحیه های گسیلنده و جمع کننده از جسمی با مقاومت زیاد ساخته شده است. این دو عامل ما را مطمئن می سازد که

واقعاً تمام الکترونهای وارد شده بدون ترکیب دوباره با حاملهای اقلیت در تمامی ناحیه پایه پخش می‌شوند. به این دلیل، بهتر است که تعداد عیبها و ناخالصی‌های تصادفی موجود در ناحیه‌های پایه را به کمترین مقدار برسانیم چرا که می‌توانند به صورت دامی برای حامل اقلیت عمل کنند.

نمودار غلظت برای سه ناحیه تحت شرایط بایاس در شکل ۶-۱۷ نشان داده شده است. پهنای پایه از مدت زمان عمر حامل اقلیت پیروی می‌کند. زیرا نباید بزرگتر از فاصله‌ای باشد که بار پیش از ترکیب دوباره‌اش این فاصله را با پخش تصادفی می‌پوشاند. با عمر حدود 10^{-8} s و جنبش‌پذیری $2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ، یک حامل بار در این مدت حدود 1 mm حرکت می‌کند. برای بیشترین کارایی؛ معمولاً سفارش می‌شود که پایه حداقل یکدهم این مقدار باشد (یعنی، 0.1 mm).

ترانزیستور pnp

طرز عمل ترانزیستور pnp دقیقاً مانند ترانزیستور npn است جز این که، البته، نقش الکترونها و حفره‌ها عوض می‌شود (شکل ۶-۱۸ را ببینید). حفره‌ها از گسیلنده به ناحیه پایه رانده می‌شوند که در آنجا، به صورت حاملهای اقلیت، به سوی اتصال پایه - جمع‌کننده پخش شده به داخل ناحیه جمع‌کننده جارو می‌گردد، و جریان اشباع بایاس وارون را در اتصال pn پایه - گسیلنده بالا می‌برند. اگر جریان در مدار گسیلنده با تغییر پتانسیل گسیلنده - پایه افزایش یابد به طور که حاملهای اقلیت بیشتری به داخل پایه رانده شوند، جریان وارون اشباع اتصال دوم زیاد می‌شود (یعنی، جریان موجود در مدار جمع‌کننده افزایش می‌یابد).



شکل ۶-۱۸ عمل پایه مشترک یک ترانزیستور pnp

مشخصه‌های یک ترانزیستور

یکی از استفاده‌های عمده ترانزیستور ابزار تقویت‌کننده است، و اینک می‌توان بهره پایه مشترک را در این ابزار حساب کرد. مقاومت مستقیم در مقایسه با R_i کم است، بنابراین هر سیگنال ورودی v_i موجود در طول R_i یک جریان مستقیم I_i ایجاد می‌کند. مقدار این جریان چنین است.

$$I_i = \frac{V_i}{R_i}$$

جریان جمع‌کننده که از مقاومت R_c عبور می‌کند ولتاژ خروجی

$$V_c = R_c I_c$$

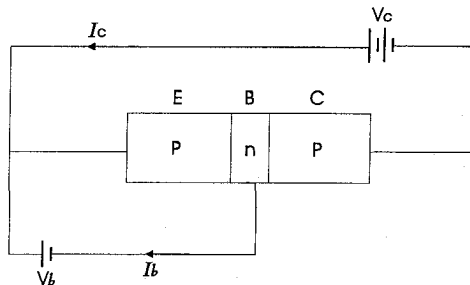
$$I_i \sim I_c$$

را ایجاد می‌کند. اما چنانکه در بالا نشان داده شد،

$$\frac{V_c}{V_i} = \frac{R_c}{R_i}$$

بنابراین بهره ولتاژ با

داده می‌شود. در عمل، گرچه مدار پایه مشترک برای توضیح عمل ترانزیستور مناسب است، اما، مانند مدار مشترک گسیلنده، که در شکل ۶-۱۹ آمده، دارای بهره‌ای زیاد نیست. این معمولاً همان مداری است که برایش مشخصه‌های ترانزیستور داده می‌شود.

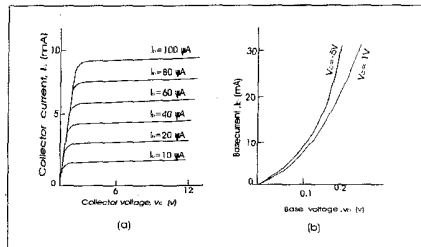


شکل ۶-۱۹. عمل گسیلنده مشترک یک ترانزیستور pnp

مشخصه خروجی ترانزیستور وابستگی جریان جمع‌کننده I_C ولتاژ جمع‌کننده V_C برای مقادیر جریان پایه I_C نشان می‌دهد. تعدادی از منحنی‌های مشخصه ترانزیستور pnp در شکل ۶-۲۰ آمده است. این شکل نشان می‌دهد، همین که به مرحله اشباع می‌رسیم، ولتاژ جمع‌کننده اثری بر جریان ندارد، زیرا جریان وارون اشباع مستقل از سد پتانسیل است و (در این مورد) تنها تابع تعداد حفره‌های باند ظرفیت در ناحیه پایه است. به محض این که تراز فرمی در ناحیه گسیلنده پایین‌تر از این تراز در ناحیه پایه می‌شود جریان جمع‌کننده به سرعت تا صفر کاهش می‌یابد.

مشخصه ورودی [شکل ۶-۲۰ (ب)]، برای اتصال جمع‌کننده - پایه، منحنی اتصال pn معمولی به صورت Forward-biase است. چنانکه می‌بینیم، مقدار V_C بر مشخصه اثری جزئی دارد زیرا، بسته به پتانسیل Reverse-biase پایه - جمع‌کننده، حفره‌ها از جمع‌کننده به طرف عقب به سمت ناحیه پایه رانده می‌شوند. مقاومت‌های خروجی و ورودی (که از شیب منحنی مشخصه مناسب به دست می‌آیند) به ترتیب کم و زیادند. بنابراین ترانزیستور ابزاری است که توان را از یک مقاومت کم به مقاومت زیاد منتقل می‌کند: همین دلیل آن است که چرا نامش را «ترانس‌ریزیستور» یا «ترانزیستور»، انتخاب کردند.

برای کاربردهای معین نظر این است که ابزاری داشته باشیم با مقاومت ورودی زیاد، و در این صورت از یک ترانزیستور اثر میدان (FET) می‌توان استفاده کرد.



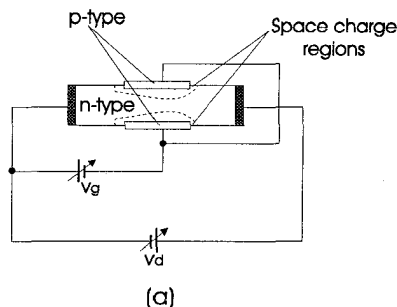
شکل ۶-۲۰. منحنی مشخصه یک ترانزیستور اتصال: (الف) مشخصه خروجی؛ (ب) مشخصه ورودی.

۶-۳-۶ ترانزیستور اثر میدان (FET)

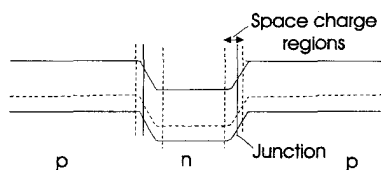
اختلاف بنیادی میان یک ترانزیستور FET و معمولی آن است که، در دومی حاملهای اقلیت بر خلاف حاملهای اکثریت عنصر کنترل‌کننده هستند.

شکل ۶-۲۱ طرحی از FET را نشان می‌دهد. دو قطعه از جسم p به یک سمت رشته‌ای بلند از نوع n قرار گرفته است. دو قسمت p از نظر الکتریکی به یکدیگر مربوطند و هر دو نسبت به

رشته منفی با ترتیبی که رسانایی ناحیه n بسیار کمتر از ناحیه p باشد، ناحیه بار فضایی را می توان آنچنان ساخت که تقریباً تمامی آن در ناحیه n قرار گیرد. این کار را می توان با مخلوطی سنگین از جسم p با ناخالصیهای پذیرنده انجام داد.



(a)



(b)

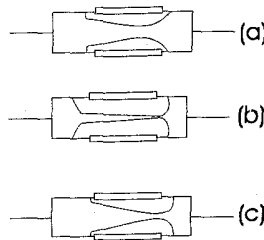
شکل ۶-۲۱ ترانزیستور اثر میدان؛ (a) آرایش بایاس؛ (b) طرح باند.

اگر پتانسیل V_d در طول رشته اثر کند، ناحیه بار فضایی میل دارد که به انتهای مثبت کشیده شود، شکل ۶-۲۱ (الف). همراه با افزایش ولتاژ V_g ، این ناحیه بیشتر و بیشتر به داخل ناحیه n کشیده می شود و، از آنجا که بایاس مؤثر وارون در طول رشته تغییر می کند، ناحیه بار فضایی در انتهای مثبت بیشتر از انتهای منفی به داخل رشته امتداد می یابد. چون ناحیه بار فضایی یا لایه تهی، تا آنجا که حاملهای آزاد بررسی می شوند، به طور مؤثری به صورت یک ناحیه عایق عمل می کند، مسیر الکترونیایی که در طول رشته جریان دارند از شکل ناحیه های بار فضایی پیروی می کند. از این رو پهنای کانال در طول مسیر جریان مقاومت را کنترل می کند، و بدین منظور V_d و V_g هر دو را می توان به کار برد، شکل ۶-۲۲.

همچنان که V_g از صفر زیاد می شود، رشته به صورت مقاومتی ثابت عمل می کند و جریان به طور خطی با ولتاژ بالا می رود. این خطی بودن ادامه دارد تا اینکه ولتاژ بقدر کافی افزایش یابد و سبب باریک شدن مسیر جریان شود. آنگاه مقاومت شروع به زیاد شدن می کند، به طوری که نمو جریان برای افزایش ولتاژی داده شده کمتر و کمتر می شود تا مقاومت آنچنان زیاد می گردد که افزایش زیاد ولتاژ عملاً افزایش جریان محسوسی را سبب نمی شود. ولتاژی که این عمل در

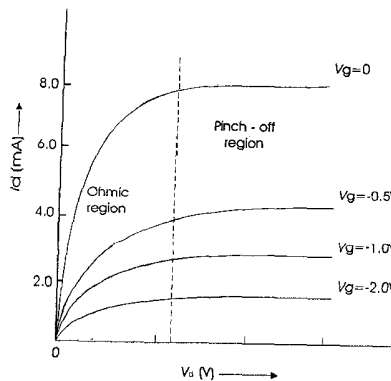
آن روی می‌دهد ولتاژ تنگیدگی * نامیده می‌شود، زیرا نمایشگر بستن تقریبی یا تنگیدن * مجرای جریان است. شکل ۶-۲۳ رابطه میان V_d , I_d و V_g را برای یک FET نشان می‌دهد. مقاومت در مدار کنترل بسیار زیاد است و ممکن است حدود مگا اهم باشد، و تمام جریان ناشی از حامل‌های اقلیت باشد.

بررسی ابزارهای بسیار پیچیده حالت جامد که در سالهای اخیر گسترش یافته است در این کتاب نمی‌گنجد، اما باید تأکید کرد که با به کار گرفتن نظریه اتصال pn، فیزیک بیشتر ابزارها را می‌توان فهمید. این فصل را با مرور مختصری در چند روش جدید متداول ابزارسازی به پایان می‌بریم.



شکل ۶-۲۲. مقطع نمودار FET که ناحیه‌های بار فضایی را نشان می‌دهد. (a) برای ترکیب V_d و V_g ؛

(b) برای افزایش V_d ؛ (c) برای افزایش V_g



شکل ۶-۲۳. منحنی مشخصه FET.

۴-۶ ابزارسازی

تا این اواخر، ابزارهای حالت جامد با بسط یکی از تکنیکهای رشد بلور ساخته می‌شد که در فصل سوم به بحث آن پرداختیم، یا روش آلیاژ کردن. اما، اکنون این روشها با پیشرفت روشهای پخش و رویش رونشتی* کنار گذاشته شده‌اند.

۴-۶-۱ روش گداز

مزیت برجسته روش گداز این است که می‌توان آن را مستقیماً با تکنیک رشد یک بلور ترکیب کرد، یعنی از طریق افزودن مقادیر مشخص اتمهای ناخالصی (دهنده یا پذیرنده) در مراحل مختلف رشد. مثلاً، اگر گلوله‌ای کوچک از آنتیموان را در مراحل اولیه رشد اضافه کنیم، بلور تشکیل شده نخست از نوع n است. وقتی مقدار معینی جامد تشکیل شد، یک گلوله اندیوم به باقیمانده گداز اضافه می‌گردد و این عمل آنتیموان را خنثی می‌کند، اندیوم اضافی سبب می‌شود. باقی‌مانده به صورت نوع p جامد شود. آنگاه این بلور شکل یک میله را می‌گیرد، در حالی که یک انتها نوع p و انتهای دیگرش نوع n است، (یعنی اتصال pn در میله به وجود می‌آید). این فرآیند را می‌توان تکرار کرد و لایه‌های متناوب جسم p و جسم n را تشکیل داد و سپس ترانزیستور را ساخت.

۴-۶-۲ روش آلیاژ کردن

در این روش، دو جسم مختلف را در دمای زیاد به هم وصل می‌کنند و می‌گذارند در یکدیگر پخش شوند. گلوله‌ای از اندیوم در دو طرف یک بلور نازک از نوع پولک ژرمانیوم نوع n به کار می‌برند، و هر دو را تا حدود $770^{\circ}k$ گرما می‌دهند. اتمهای اندیوم از هر دو سمت پخش می‌شوند و محلولهایی آنگون در بلور ژرمانیوم ایجاد می‌شود. پس از سرد کردن، نخستین جامدی که دوباره تشکیل می‌شود ژرمانیوم است به اضافه مقدار کمی اندیوم (یعنی، یک لایه نوع p). وقتی دما بیشتر کاهش می‌یابد، جامدی با دو فاز تشکیل می‌شود یک فاز غنی از اندیوم و یک فاز غنی از ژرمانیوم. مدت گرم کردن تابع ضخامتی است که اتمهای اندیوم تا آن ضخامت پخش می‌شوند، به طوری که پهنای پایه را می‌توان کنترل کرد، و تحت شرایط مناسب، ناحیه مرکزی را می‌توان بر سطحی مناسب کاملاً به طور یکنواخت ایجاد کرد. آلیاژ اندیوم - ژرمانیوم بر هر سمت به صورت اتصالهایی عمل می‌کند که به راحتی می‌توان سیمها را به آن لحیم کرد.

۶-۴-۳ روش پخش

سومین روش ساختن ابزار نیز شامل پخش است، اما از فاز بخار. قطعه‌ای از بلور را در کوره‌ای گرم می‌کنند که شامل جو کاملاً مهار شده‌ای از جسم مخلوط در دمای بالاست: این جسم مخلوط به آرامی در داخل بلور پخش می‌شود. در اثر پخش آرام، غلظت ناخالصی همیشه نزدیک سطح ماکزیمم است و به طور یکنواخت به داخل بلور تا مقدار صفر کاهش می‌یابد. برای کاربردهای معین، این مخلوط‌سازی منظم اندک اندک مهم است و، به ویژه تعداد دفعات مورد استفاده ابزار را بیشتر می‌کند.

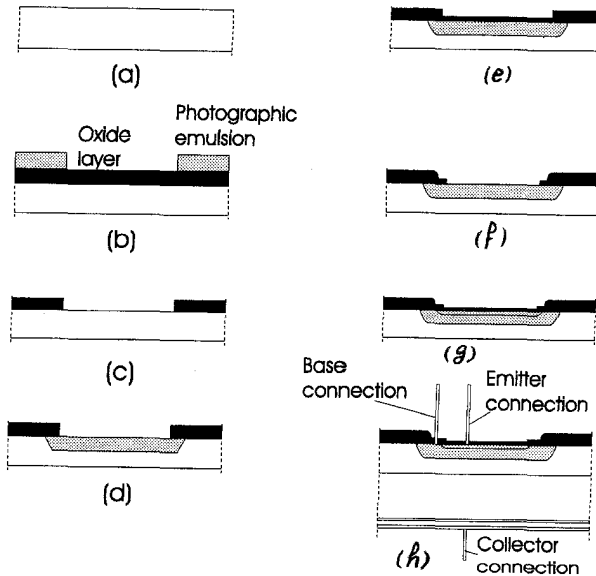
۶-۴-۴ رویش یا رشد رونشستی و تکنیک صفحه‌ای

در این جدیدترین تکنیک، اتمها از فاز بخار بر روی جسم بلورین اصلی و تمیزی ته‌نشین می‌شوند. در موقعیت مناسب، شبکه بلوری جسم متراکم شده همان امتداد نیمه رسانای پایه را پیدا می‌کند، از اینروست که به آن فرآیند رونشست، به معنای هم محور گفته می‌شود. برای تهیه سیلیکن، ترکیب فرّاری از سیلیکن مانند تتراکلرایدسیلیکن (SiCl_4) با هیدروژن مخلوط می‌گردد و مخلوط به درون اتاقکی خورانده می‌شود که در آن نیمه رسانای پایه سیلیکن قرار دارد. نیمه رسانای پایه تا حدود 1370°K گرما می‌بیند تا واکنش شیمیایی درون بخار زودتر انجام گیرد. تتراکلرایدسیلیکن تجزیه می‌شود، کلر با هیدروژن ترکیب شده، سیلیکن بر روی برشی از نیمه رسانای پایه ته‌نشین می‌شود. آهنگ رشد حدود یک میکرومیلیمتر در هر دقیقه است.

رسانایی لایه رونشستی را با وارد کردن ناخالصیهای مناسب نوع p با n به درون جریان بخار می‌توان ساخت. مثلاً از شروع با جسم اصلی نوع p و رشد یک لایه رونشستی نوع n، اتصال از نوع pn تشکیل می‌شود. از این رو لایه‌های متناوب از هر مخلوطی را می‌توان ایجاد کرد، با این مزیت فوق‌العاده که هر مرحله رشد را جدا می‌کند و در نتیجه ساختمان پایداری از ناخالصی آنطور که در روش گداز است وجود ندارد.

در ساختن ترانزیستورها با تکنیک صفحه‌ای، فرآیندهای پخش و رونشست هر دو مؤثرند. مراحل اصلی فرآیند صفحه‌ای در شکل ۶-۲۴ آمده است. مرحله نخستین، رویش رونشستی لایه سیلیکن از نوع n با مقاومت زیاد بر روی جسم پایه از جنس سیلیکن است. این لایه، که سرانجام تمامی ترانزیستور را تشکیل می‌دهد، تنها چند میکرون ضخامت دارد. قدم بعدی اکسید کردن سطح لایه در جریانی از بخار است. با گرم کردن تا دمای 1273°K ، اکسید در برابر

جو خارجی پوششی ایجاد می‌کند و هنگام ظهور مراحل پخش به عنوان ماسک عمل می‌کند. آنگاه اکسید از رویه‌های برگزیده پاک می‌شود و با امولسیون حساس به نور آن را می‌پوشانند تا، وقتی در معرض نور فرابنفش قرار می‌گیرد، حل نشود و در برابر اسید مقاوم باشد (نور مقاوم *). امولسیون از ماسک برداشته می‌شود، آنگاه ناحیه‌های نور ندیده را بر می‌دارند و می‌گذارند لایه اکسید زیر با اسید هیدروفلوریک حل شود. بعد باقی مانده امولسیون را بر می‌دارند، و با پخش فلز بور از میان «پنجره» در پوشش اکسید، ناحیه پایه تشکیل می‌شود. از سیال تری‌برمیدبور مقداری بور بر پولک ته‌نشین می‌شود و در 1470°K به داخل سیلیکن پخش می‌گردد. سطح دوباره اکسیده می‌شود، و بار دیگر با روشی مشابه در ناحیه گسیلنده پخش بیشتری انجام می‌گیرد و بر روی اتصال‌های آلومینیوم بیشتر بخار می‌شود.



شکل ۶-۲۴. مراحل متوالی در ساختن ترانزیستور npn صفحه‌ای: (a) فیلم رونشستی نوع n بسیار حساس؛ (b) جای گذاشتن امولسیون حساس به نور روی لایه اکسید؛ (c) ایجاد شیار پنجره مانند در لایه اکسید؛ (d) ناحیه پایه نوع p نفوذ کرده به داخل؛ (e) اکسیده کردن دوباره سطح؛ (f) شیار پنجره‌ای دوم در لایه اکسید؛ (g) نفوذ گسیلنده نوع n به داخل و اکسیده کردن دوباره سطح؛ (h) شیارهای پنجره‌ای کوچک در خارج برای اینکه تماس‌های آلومینیوم بتواند روی گسیلنده و ناحیه پایه بخار شود (معمولاً پولک نصب می‌شود و تماسها را با سیمهای طلا درست می‌کنند).

تا این مرحله، صدها ترانزیستور بر یک نیمه رسانای پایه از جنس سیلیکن تهیه شده است، اکنون این را به صورت واحدهای جداگانه‌ای می‌برند و سیمهای اتصال را اضافه می‌کنند، شکل ۶-۲۴ (h). پایه که به آن واحد را لحیم می‌کنند قدرتی مکانیکی به دست می‌آورد و به صورت چاله‌گرماء* عمل می‌کند علاوه بر این که سطح تماس بزرگی برای سیم‌های جمع‌کننده ایجاد می‌کند.

۶-۵ پیشرفتهای کنونی

از دیدگاه این کتاب خارج است که تمام ابزارهای حالت جامد را که اینک در دسترس است بررسی کنیم، اما گسترش اجزاء نیمه رسانا با خواسته‌های رو به افزایش برابری می‌کند. پژوهش فعلی درباره ابزارهای جدید در جهت فرکانسهای بالاتر، اندازه فیزیکی کوچکتر، و سر و صدای کمتر است. با ایجاد مدارهای یکپارچه*، اکنون ایجاد شبکه‌های کامل با سطحی به اندازه یک سر سوزن و ساختن دستگاههای کامل الکترونی که حدود یک صد هزارم فضای دستگاههای پیش را اشغال می‌کند امکان‌پذیر است.

از پیشرفتهای بسیار جدید دوتای آنها بسیار جالب است و احتمالاً کاربرد وسیعی دارند که اینک به طور خلاصه بررسی می‌گردند.

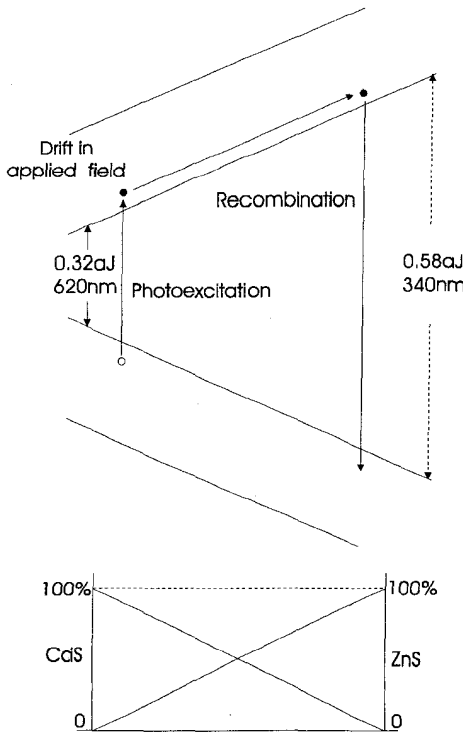
۶-۵-۱ نیمه رساناهای با باند مدرج

در نیمه رساناهای معمولی (همچون ژرمانیوم، سیلیکن، یا ترکیبهای II-VI)، گاف انرژی از مرتبه تقریباً $0.2 eV$ است. اگر در میله بلوری با چنین ماده‌ای از جامدهای مختلف برشی طولی جدا کنیم، در می‌یابیم که گاف انرژی در تمامی حجم ماده ثابت است.

اخیراً کوششهایی صورت گرفته که بلورهای مخلوط با ترکیب مدرج ایجاد می‌کنند (یعنی، بلورهایی که ترکیبشان از یک انتها به انتهای دیگر اندک اندک تغییر می‌کند). مشکل اساسی در تهیه چنین بلورهایی ناسازگاری شبکه‌هاست اما، با انتخاب مناسب اجزاء ترکیب شونده، تک‌بلورهایی می‌توان ایجاد کرد. این کار با سولفیدروی - سولفیدکادمیوم با موفقیتی خاص انجام گرفته است. گرچه یک ترکیب از هر جزء داده شده باید از صفر درصد در یک انتها تا صد درصد در انتهای دیگر تغییر کند، در عمل ترکیبی از سه تا هفت درصد واقعی تر بوده است. هنوز، تهیه بلورهایی مرغوب مشکل است، و اینک کوششهایی را که در ساختن نیمه رساناهای فیلم نازک با باند مدرج به عمل آمده توضیح می‌دهیم.

مقادیر مناسب جسم را می توان از دو دستگاه ایجاد بخار بر روی نیمه رساناهای پایه ته نشین کرد، در حالی که میزان تبخیر یکی به تدریج زیاد می گردد نسبت دیگری کم شود. بدین شیوه، عدم وجود سولفید کادمیوم را در یک انتها و وجود صد در صد را در انتهای دیگر فیلم می توان احساس کرد (و بر عکس برای سولفید روی).

چنین بلورهایی را بر حسب گاف باند که به مکان وابسته است بررسی می کنند؛ طرحی از آن در شکل ۶-۲۵ آمده است. اگر با عمل نور - انگیزش در ناحیه ای از بلور، که در آن ناحیه گاف باند باریک است، یک الکترون در باند رسانش ایجاد گردد، و آنگاه اگر میدانی الکتریکی بر نمونه اثر کند، این الکترون به ناحیه ای که گاف باندش پهن تر است رانده می شود. در این صورت اگر از طریق تابش ترکیب دوباره صورت گیرد، فوتونی منطبق بر طول موجی کوتاهتر از طول موج فوتون اصلی گسیل می شود. این نیز برای سولفید کادمیوم - سولفید روی در شکل ۶-۲۵ نشان داده شده که در آن طول موج 620nm به 340nm تبدیل می گردد.



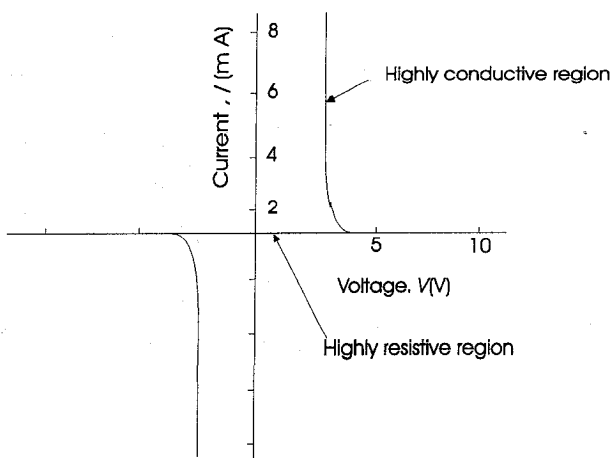
شکل ۶-۲۵. نیمه رسانای با باند مدرج: (a) تغییر فاصله باند در امتداد نمونه؛ (b) تغییر غلظت در

امتداد نمونه.

یکی از نخستین کاربردهای نیمه رساناهای با باند مدراج احتمالاً به صورت مبدلهای فرکانس است - به ویژه، مبدلهای فروسرخ* به قسمت مریبی بیناب. برای تکمیل فن آوریهای ابزارسازی امکانات بسیار زیادی موجود است که می‌توان گسترش داد.

۶-۵-۲ نیمه رساناهای بی‌شکل

در فصل دوم، نشان داده شد که در جامدهای بلورین باندهای انرژی پدیدار می‌شوند و در ضمیمه A نشان می‌دهیم که پاسخ معادله شرودینگر در شبکه‌ای دوره‌ای وجود گافهای انرژی را پیش‌بینی می‌کند. نتیجه آشکار این که گافهای انرژی حامل ساختارهای دوره‌ای هستند، اما اخیراً ثابت شده که گافهای انرژی برای اجسام بی‌شکل معینی نیز می‌تواند وجود داشته باشد. عنوان نیمه رساناهای بی‌شکل شامل شیشه‌های با پایه اکسید و با پایه بور است، و اجسامی که دارای عناصر تلور و یا آرسنیک هستند که با عناصر دیگری مانند گروه عناصر IV, III, II و VI ترکیب شده‌اند. معلوم شده که گاف انرژی یک توزیع مراکز دام و مراکز ترکیب دوباره با چگالهایی بیش از 10^{24} m^{-3} است.



شکل ۶-۲۶. منحنی مشخصه نیمه رسانای بی‌شکل.

اوشینسکی (Ovshinsky) براساس فیلم نازکی از نیمه رسانای بی‌شکل ابزاری تدارک دیده است شامل ۴۸٪ اتم تلور، ۳۰٪ اتم آرسنیک، ۱۰٪ اتم ژرمانیوم. مشخصه جریان - ولتاژ چنین ابزاری در شکل ۶-۲۶ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که نمونه برای مقداری خاص از ولتاژ بایاس مستقیم یا بایاس وارون و در زمانی کمتر از 10^{-11} sec از حالت مقاومت زیاد به حالت رسانایی زیاد می‌رود. آشکارا، این ابزار می‌تواند کاربردهای مهمی در حوزه کامپیوتر

داشته باشد، و از اینرو نیمه رساناهای بی شکل آگاهی کاملی در جهت رفع موانع ابزارسازی به دست داده‌اند.

۶-۶ گفتار پایانی

این بحث خلاصه درباره دو پیشرفت عمده جدید نکته‌ای مناسب و بجا را تدارک می‌یابد تا این کتاب به پایان رسد، چرا که نشان می‌دهد فیزیک حالت جامد پیوسته در تغییر پی در پی است و هرگز نباید از کوشش درباره عقاید تازه ناراضی بود حتی وقتی با نظریه‌های جا افتاده تناقضی آشکار دارند، مانند ارتباط گافهای انرژی با ساختارهای دوره‌ای. رویهمرفته، موضوع با تناقض نمایان قوانین شناخته شده فیزیک کلاسیک آغاز شد، و این بخش اساسی گسترش هر شاخه‌ای از دانش است که ایده‌ها باید در پرتو واقعیت‌های تجربی تازه به طور مداوم تجدید و دگرگون شوند.

اما، خواننده‌ای که بنیانهای فیزیک حالت جامد را که در این کتاب به بحث در آمد مشتاقانه پذیرا شده است باید در حال و هوایی باشد که دانش به دست آورده خود را به کار بندد و در طلب متنهای پیشرفته‌تر درباره این موضوع گام بردارد.

تأکید این واقعیت ارزشمند است که در طول چند دهه گذشته موضوع دیگری چنین سهمی در گسترش تکنولوژی نداشته است، و فرآیندهای فیزیکی مورد بررسی در این کتاب به طور مداوم بنا بر مرتبتشان در بسیاری جنبه‌های زندگی روزانه به کار می‌روند. شاید، فیزیک حالت جامد عامل گسترش همه جانبه رادیو ترانزیستوری است، اما دیدگاه پر افتخارش ماهواره‌های مخابراتی، دستگاههای کنترل موشکی، کامپیوترهای سریع، و سهم بزرگی از پیشرفت الکترونیک پزشکی است - که هیچ یک از آنها بدون استفاده از فیزیک حالت جامد تکامل نیافته است.

حرکت الکترون در شبکه دوره‌ای: مدل کرونیگ - پنی

اگر معادله شرودینگر را در مسئله حرکت الکترون از میان ردیفی دوره‌ای از اتمهای بلورها به کار بریم، وجود باندهای انرژی را پیش‌بینی می‌کند. مدل ساده ردیف یک بعدی اتمها بوسیله کرونیگ و پنی پیشنهاد گردید که اینک در زیر به بررسی آن می‌پردازیم.

شکل الف - ۱ انرژی پتانسیل الکترونی را نشان می‌دهد که در همسایگی هسته‌ها در حرکت است، و شکل الف - ۲ تقریب چاه مربع شکل در این وضعیت را نشان می‌دهد که توسط کرونیگ و پنی به کار رفت. معادله شرودینگر مستقل از زمان در نواحی مختلف به شکل زیر است:

برای $0 < x < a$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{\Lambda\pi^2m}{h^2} E\psi = 0 \quad (\text{الف} - ۱)$$

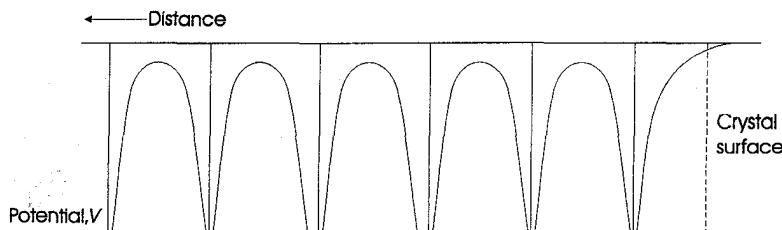
و برای $-b < x < 0$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{\Lambda\pi^2m}{h^2} (E - V_0)\psi = 0 \quad (\text{الف} - ۲)$$

فرض می‌کنیم

$$\alpha^2 = \frac{\Lambda\pi^2mE}{h^2}$$

$$\beta^2 = \frac{\Lambda\pi^2m}{h^2} (E - V_0)$$



شکل الف - ۱. انرژی پتانسیل الکترون در شبکه خطی دوره‌ای هسته‌های مثبت

پاسخی فراخور هر دو ناحیه باید یافت که از شرایط مرزی در سدهای پتانسیل پیروی کند. بلوخ نشان داد این پاسخ با موجی تخت بیان می‌گردد که دامنه‌اش با دوره‌ای بودن $a+b$ شبکه مدوله می‌شود. از این رو الکترون بوسیله موج ψ با عدد موج $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ و دامنه متغیر به طور دوره‌ای بیان می‌گردد: یعنی،

$$\psi = e^{ikx} u(x)$$

که در آن e^{ikx} نمایشگر قسمت نوسانی موج تخت و $u(x)$ نمایشگر مدولاسیون است. قرار دادن این رابطه در معادلات (الف - ۱) و (الف - ۲)، برای $0 < x < a$ می‌دهد

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + 2ik \frac{du}{dx} - (k^2 - \alpha^2)u = 0 \quad (\text{الف - ۳})$$

و برای $0 < x < -b$

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + 2ik \frac{du}{dx} - (k^2 + \beta^2)u = 0 \quad (\text{الف - ۴})$$

با جایگزینی می‌توان تحقیق کرد که پاسخهای این دو معادله به صورت زیر نوشته می‌شود: برای $0 < x < a$

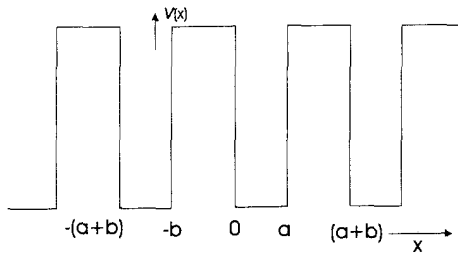
$$u = Ae^{i(\alpha - k)x} + Be^{-i(\alpha + k)x} \quad (\text{الف - ۵})$$

و برای $0 < x < -b$

$$u = Ce^{(\beta - ik)x} + De^{-(\beta + ik)x} \quad (\text{الف - ۶})$$

معادلات (الف - ۵) و (الف - ۶) دو موج را نشان می‌دهند که به ترتیب در راستاهای مثبت و منفی x حرکت می‌کنند. هر چهار موج تحت این شرایط مرزی قرار دارند که ψ و $\frac{d\psi}{dx}$ (یعنی، u و $\frac{du}{dx}$) باید در $x=0$ و $x=a$ پیوسته باشند، و u باید دوره‌ای باشد یعنی

$$[u(x=-b) = u(x=a) = \dots]$$



شکل الف - ۲. توزیع پتانسیل در شبکه چاه مربعی یک بعدی.

با اعمال این شرایط مرزی، چهار معادله به دست می آید که از حل آنها چهار مقدار C, B, A و D طوری نتیجه می شود که معادلات (الف - ۳) و (الف - ۴) پاسخهای معادله موج شرودینگر باشد. این چهار معادله مشخصه به صورت زیر هستند. برای پیوستگی u در $x=0$,

$$A + B = C + D$$

برای پیوستگی $\frac{du}{dx}$ در $x=0$

$$Ai(\alpha - k) - Bi(\alpha + k) = C(\beta - ik) - D(\beta + ik)$$

برای دوره ای بودن u

$$Ae^{i(\alpha - K)a} + Be^{-i(\alpha + K)a} = Ae^{i(\alpha - k)a} + Be^{-i(\alpha + k)a} = Ce^{(\beta + ik)(-b)} + De^{-(\beta + ik)(-b)}$$

و برای دوره ای بودن $\frac{du}{dx}$

$$(\beta - ik)Ce^{(\beta - ik)(-b)} - (\beta + ik)De^{-(\beta + ik)(-b)} = i(\alpha - K)Ae^{i(\alpha - K)a} - i(\alpha + k)Be^{-i(\alpha + K)a}$$

برای این که این معادلات سازگار باشند، دترمینان ضرایب A, B, C و D باید صفر باشد. این امر به رابطه زیر منجر می گردد:

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sinh\beta b \sin\alpha a + \cosh\beta b \cos\alpha a = \cos k(a + b) \quad (\text{الف - ۷})$$

اگر مجاز باشیم در همان زمان که v_0 افزایش می یابد b کاهش دهیم به طوری که حاصل ضرب $v_0 b$ معین و ثابت باقی بماند، این معادله نسبتاً مشکل را می توان ساده کرد. از این رو مدل به یک سری چاه تغییر شکل می یابد که این چاهها بوسیله سدهای پتانسیل بی نهایت باریک از هم جدا می شوند. با این دگرگونی، معادله (الف - ۷) چنین می شود

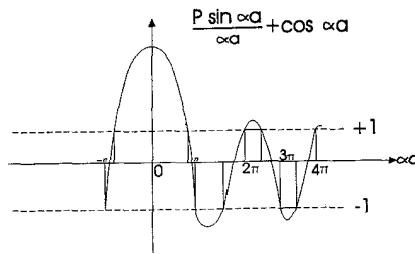
$$\frac{1}{2\alpha} \frac{\hbar^2 \pi^2 m (V_0 b)}{h^2} \sin \alpha a + \cos \alpha a = \cos ka \quad (\text{الف - ۸})$$

یا

$$\frac{P \sin \alpha a}{\alpha a} + \cos \alpha a = \cos ka \quad (\text{الف - ۹})$$

$$P = \frac{\hbar^2 \pi^2 m a (V_0 b)}{h^2} \quad \text{که در آن}$$

معادله (الف - ۹) مقادیری از a را می‌دهد که وجود پاسخهای معادله موج الکترون را مجاز می‌دارد. اینک a تابعی از انرژی الکترون E است، بنابراین یک بار دیگر طرز تلقی مکانیک کوانتومی الکترونها انرژی را به مقادیر مجاز (و نه، هر مقدار انرژی) محدود می‌کند، محدودیتی که به p بستگی دارد، و آن نیز به نوبه خود به شدت سد پتانسیل $V_0 b$ وابسته است.

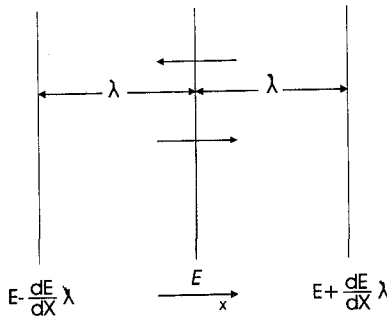


شکل الف ۳. رسم $(\sin \alpha a) / \alpha a + \cos \alpha a$ بر حسب αa برای $P = \frac{3\pi}{4}$

در معادله (الف - ۹)، سمت چپ (به دنبال سمت راست) به مقادیر میان ± 1 محدود می‌گردد. شکل (الف - ۳) طرحی $(P \sin \alpha a) / \alpha a + \cos \alpha a$ را بر حسب α برای $P = \frac{3\pi}{4}$ نشان می‌دهد. ناحیه‌هایی که در آنها پاسخهای مجاز وجود دارند با خط پر مشخص شده‌اند. از این رو حرکت الکترون در شبکه‌ای دوره‌ای با باندهای انرژی مجاز مشخص می‌شوند که بوسیله نواحی ممنوع جدا می‌گردند.

تعیین رسانایی گرمایی گاز الکترون از نظریه جنبشی

ناحیه‌ای را در نظر بگیرید که از گاز الکترون پر است، با n الکترون در واحد حجم. سرعت گرمایی متوسط را \bar{v}_T بگذارید، پوشش آزاد میانگین را λ و فرض کنید در راستای x به صورتی که شکل (ب - ۱) نشان می‌دهد، گرادیان گرمایی وجود دارد.



شکل ب - ۱. انرژی الکترونها در ناحیه‌ای پر از گاز الکترونی.

تصور کنید که متوسط انرژی الکترونی معلوم که از صفحه‌های داده شده می‌گذرد E باشد، بنابراین انرژی در صفحاتی با فاصله λ از آن به میزان $\lambda \frac{dE}{dx}$ با مقدار E اختلاف دارد. از طریق نظریه جنبشی تعداد ذراتی که بر راستایی داده شده جریان دارند با عبارت $\frac{1}{6} n \bar{v}_T$ به دست می‌آید. بنابراین جریان خالص انرژی که از صفحه مرکزی می‌گذرد چنین است

$$\frac{1}{6} n \bar{v}_T \times 2 \lambda \frac{dE}{dx} = \frac{n \bar{v}_T}{3} \frac{dE}{dx} \lambda$$

از نظریه معمولی جریان گرما، این را می‌توان با حاصل ضرب رسانایی گرمایی K و گرادیان دما برابر دانست. از این رو،

$$\frac{n \bar{v}_T}{3} \frac{dE}{dx} \lambda = K \frac{dT}{dx} \quad (\text{ب - ۱})$$

$$n \frac{dE}{dx} = n \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dx} = C_V \frac{dT}{dx} \quad (\text{ب-۲})$$

از ترکیب معادلات (ب-۱) و (ب-۲) خواهیم داشت:

$$K = \frac{1}{3} C_V \bar{V} T \lambda$$

معرفی چند کتاب برای مطالعه

کتابهایی که با ستاره مشخص شده است به ویژه برای دانشجویان دوره لیسانس، و به دست آوردن پسزمینه لازم در مطالعه فیزیک حالت جامد، مناسب است.

نظریه عمومی حالت جامد

* Scientific American, September 1967: a special edition on the properties of materials

DEKKFR, A. J., Solid state Physics, Macmillan, London (1958)

HUTCHINSON, T. S. and BAIRD, D. C., **Physics** of Engineering Solid, Wiley, New York (1963)

* KITTEL, C., Elementary Solid State Physics, Wiley, New York (1962)

WERT, C. A. and THOMSON, R. M., Physics of Solids, McGraw-Hill, New York (1964)

فصل اول

* BOOTH, V. H., The Structure of Atoms, Macmillan, London (1964)

* LITTLEFIELD, T. A. and THORLEY, N., Atomic and Nuclear Physics, Van Nostrand, New Jersey (1963)

* RICHTMEYER, F. K., KENNARD, E. H. and LAURITSEN, T., Introduction to Modern Physics, McGraw-Hill, New York, 5th Edn (1955)

فصل دوم

* HEITLER, W., Elementary Wave Mechanics, Oxford University Press, London (1956)

فصل سوم

* BRICE, J. C., The Growth of Crystals from the Melt, North Holland Publishing

Company, Amsterdam (1965)

COTTRELL, A. M., Theory of Crystal Dislocations, Blackie, London (1964)

* HOLDEN, A. and SINGER, P., Crystals and Crystal Growing, Heinemann, London (1960)

JAMES, R. W., X-ray Crystallography, Methuen, London, 5th Edn (1953)

* KRATOCHVIL, P., Crystals, Iliffe (1967)

LAWSON, W. D. and NIELSON, S., Preparation of Single Crystals, Butterworth, London (1958)

فصل چهارم

AZAROFF, L. V. and BROPHY, J.J., Electronic Processes in Materials, McGraw-Hill, New York (1963)

* GOLDSMID, H. J., The Thermal Properties of Solid, Routledge and Kegan Paul, London (1965)

* INOKUCHI, H., Electrical Conduction in Solids, Routledge and Kegan Poul, London (1965)

* JENKINS, R. O. and TRODDEN, W. G., Electron and Ion Emission from Solids, Routledge and Kegan Poul (1965)

MOTT, N. E. and GURNEY, R. W., Electronic Processes in Ionic Crystals, Clarendon Press, Oxford (1940)

NUSSBAUM, A., Electronic and Magnetic Properties of Materials, Prentice-Hill, Englewood Cliffs (1967)

STRINGER, J., An Introduction to the Electron Theory of Solids, Pergamon, Oxford (1967)

فصل پنجم

* BITTER, F., Magnets, Heinemann. London (1960)

CAREY, R. and ISSAC, E. D., Magnetic Domains and Techniques for Their

Observation, English Universities Press, London (1966)

CHIKAZUMI, S., Physics of Magnetism, Wiley, New York (1964)

* MARTIN, D. H., Magnetism in Solids, Iliffe, London (1967)

فصل ششم

HILL, R. and LAUER. R. B., The Growth of Homogeneous Mixed. Crystals of Zinc Cadmium Sulfide, Mater. Res. Bull., **2** (1967)861

HILL, R. and WILLIAMS, F., "Electric-field-dependent Luminescent Spectra of Graded Band Semiconductors", Appl. Phys. Lett., **11** (1967) 296

* JONSCHER, A. K., Solid Semiconductors, Routledge and Kegan Paul, London (1965)

MORANT, M. J., Introduction to Semiconductor Devices, Harrap, London (1964)

NICHOLS, K. G. and VERRON, E. V., Transistor Physics, Chapman and Hall, London (1966)

NUSSBAUM, A., Semiconductor Device Physics, Prentics-Hill, Englewood Cliffs (1962)

* OLSEN, G. H., Electronics, a General Introduction for the Non-specialist, Butterworth, London (1968)

OVSHINSKY, S. R., "Reversible Electrical Switching Phenomena in Disordered Structures", Phys Rev. Lett., **21** (1968)1450

واژه‌ها: انگلیسی - فارسی

A

Absorbtion	در آشام - جذب
Agitation	آغالش - اغتشاش
Angular momentum	اندازه حرکت زاویه‌ای - تکانه زاویه‌ای
Approach	رہیافت - رویکرد
Arbitrary	دلخواه - اختیاری
Atomic interchange	تبادل اتمی
Avalanch	بهمن

B

Band	باند - نوار
Binding (energy)	بستگی (انرژی)
Bond	بند - قید
Bound	مقید - دربند - درگیر
Breakdown	فروریزش - شکست
Breakdown Region	ناحیه فروریزش

C

Carrier	حامل
Chamber	اتاقک
Characteristic	مشخصه - نشان ویژه
Circuit	مدار
Compensation	جبران - ترمیم
Computer	کامپیوتر - رایانه
Conduction	رسانش
Conductor	رسانا
Configuration	پیکربندی - هیئت
Conservation	پایستگی - پایدگی - بقا

Conservative	پایستار - پاینده
Conserved	پایسته
Constant	ثابت - پایا
Contact	تماس
Covalence	کووالانس - هم ظرفیتی
Curvature	خمیدگی - انحنا
Curve	خم - منحنی

D

Defect	عیب - ناراستی
Degeneracy	تبهگنی - واگنی
Degenerate	تبهگن - واگن
Depletion layer	لایه تهی - لایه سدی
Diffraction	پراش
Diffusion	پخش
Dislocation	جابجا شدگی - دررفتگی
Dispersion	پاشندگی
Displacement	جابجایی - تغییر مکان
Distortion	واپیچش - اعوجاج - تابیدگی
Drift (Velocity)	(سرعت) سوق - رانش

E

Elastic	کشسان - الاستیک
Emission	گسیل
Emit (to)	گسیل داشتن - گسیلیدن
Emitter	گسیلنده
Epitaxial	رونشستی - برآرستی
Epitaxial growth	(رشد) رویش رونشستی (برآرستی)
Epitaxy	رونشست - برآرایی
Equilibrium	ترازمندی - تعادل

Equipartition (Principle)	(اصل) همپاری - یکی پاری
Error	بیراهی - خطا
Exchange Integral	انتگرال تبادل
Excitation	برانگیزش - برانگیختگی
Excite (to)	برانگیختن
Exclusion (Principle)	(اصل) بریست - طرد
Extrinsic Semiconductor	نیمه رسانای - خارجی

F

Factor	عامل - ضریب
Fault	نقص
Free Path	پویش آزاد
Frequency	بسامد - فرکانس

G

Gap	گاف
Grain	دانه
Grain boundary	مرزدانه
Gravitation	گرانش
Gravitational	گرانشی
Gravity	گرانی
Growth	رویش - رشد

H

Harmonic	هماهنگ - سازگان
Heat Sink	چاله گرما
Hexagonal	شش گوش
Hypothesis	فرضیه - برنهاد
Hysteresis	هیستریزیس - پسماند

I

Ideal	آرمانی - ایده آل
-------	------------------

Imaginary	انگاری - موهومی
Imperfection	ناکاملی
Index	نمار - شاخص
Infra red	فروسرخ
Insulator	نارسانا - عایق
Integrated Circuit	مدار یکپارچه (جامع)
Interaction	برهمکنش
Inter-Ionic	میان یونی
Interstice	میان جا
Interstitial	میان جایی - میانین
Intrinsic Semiconductor	نیمه رسانای ذاتی
Ionization	یونش - یونیزاسیون
Ionize (to)	یونیدن
Ionized	یونیده
J	
Junction	اتصال - پیوند
L	
Layer	لایه
Level	تراز
Sublevel	زیر تراز
Liquid	آبگون - مایع
M	
Mechanism	مکانیسم - ساز و کار
Melt	گداز - ذوب
Mobility	جنبش پذیری - تحرک
Momentum	اندازه حرکت - تکانه
Angular	اندازه حرکت زاویه‌ای
Linear	اندازه حرکت خطی

Monochromatic	تکفام
Monochromator	تکفام ساز - تکفام کن
	N
Natural	طبیعی - نهادی
Nature	نهاد - طبیعت (ماهیت)
	O
Overlap	همپوشی - روی هم افتادن
Overlaped	همپوشیده - روی هم افتاد
Overtone	ابرتن
	P
Permeability	تراوایی
Permittivity	گذردهی - نفوذپذیری
Perturbation	اختلال - پریشیدگی
Photo cell	فوتوسل - سلول فوتوالکتریک
Photo Conductivity	نور رسانایی
Photo Emission	نور گسیل
Photo Excitation	نور انگیزش
Photo Resist	نور مقاوم
Pinch off (to)	تنجیدن - تنگیدن
Pinch off	تنجیدگی - تنگیدگی
Plasticity	شکل پذیری - مومسانی
Process	فرآیند
Pulsating	تپنده
Pulsation	تپش
Pulse	تپ - پالس
	Q
Quantized	کوانتیده
Quantum	کوانتومی - کوانتوم

R

Recombination	ترکیب دوباره - باز ترکیب
Refining	پالایش
Relaxation	واهلش
Reversible	واگشتنی - برگشت پذیر

S

Scattering	پراکندگی
Semiconductor	نیمه رسانا
Shell	پوسته
Subshell	زیر پوسته
sink	چاله - چاهک
Site	جایگاه
Solvent	گدازنده - حلال
Source	چشمه
Spectre	بیناب - طیف
Spectrograph	بیناب نگار - طیف نگار
Stable	پایدار
Stacking-fault	انباشتگی - نقص روی هم چینی
Standard	استاندارد
Standing (Wave)	(موج) ایستاده
Stationary	ساکن - مانا
Steady	پایا - دائم - پابرجا
Structure	خودگیری
Superexchange	تبادل قوی
Susceptibility	خودگیری
Symbol	نماد

T

Theory	نظریه - نگره
--------	--------------

Thermoionic emission	گسیل گرمایونی
Trace	رد
Transmission	تراگسیل
Travelling (Wave)	(موج) دوان - موج پیشرونده
Treshold	آستانه
	U
Ultraviolet	فرا بنفش
	V
Vacancy	تهی جا - جای خالی
	W
Wafer	پولک - ویفر

واژه‌ها: فارسی - انگلیسی

الف

Liquid	آبگون
Ideal	آرمانی
Threshold	آستانه
Agitation	آغالش (اختشاش)
Overtone	ابرتن
Chamber	اتاقک
Junction	اتصال
Perturbation	اختلال
Standard	استاندارد
Momentum	اندازه حرکت - تکانه
Linear	خطی
Angular	زاویه‌ای
Imaginary	انگاری
Standing	ایستاده (موج)
Travelling (Wave)	(موج) دوان - موج پیشرونده

ب

Excite	برانگیختن
Excitation	برانگیزش
Excitation (Principle)	بريست (اصل)
Reversible	برگشت پذیر (واگشتنی)
Hypothesis	برنهاد
Frequency	بسامد
Binding (energy)	بستگی (انرژی)
Bond	بند
Avalanch	بهمن
Error	بیراهی

Spectre	بیناب
Spectrograph	بیناب‌نگار
Spectroscopy	بیناب‌نمایی

پ

Steady	پابرجا (پایا)
Dispersion	پاشندگی
Refining	پالایش
Constant	پایا (ثابت)
Stable	پایدار
Conservation	پایستگی - پابندگی
Conservative	پاینده
Conserved	پایسته - پایستار
Diffusion	پخش
Diffraction	پراش
Scattering	پراکنندگی
Shell	پوسته
Subshell	زیرپوسته
Wafer	پولک
Junction	پیوند

ت

Distortion	تاییدگی (واپس‌چش)
Atomic Interchange	تبادل اتمی
Pinch off	تنگیدگی (تبخیدگی)
Pinch off (to)	تنگیدن

ج

Compensation	جبران
Mobility	جنش پذیری

چ

Sink	چاله
Heat Sink	چاله گرما
Source	چشمه

ح

Conserved	حفظ شده (پایسته)
Computer	حسابگر (کامپیوتر) - رایانه

خ

Curve	خم - منحنی
Curvature	خمیدگی - انحناء
Susceptibility	خودگیری

د

Absorbtion	درآشام - جذب
Bound	دربند (درگیر)
Overlaped	درهم رفته (همپوشیده)
Overlap	درهم روی (همپوشی)
Arbitrary	دلخواه
Travelling (Wave)	دوان (موج)

ر

Drift	رائش (سوق)
Trace	رد
Conduction	رسانا
Conduction	رسانش
Epitaxy	رونشست (برآیی)
Epitaxial	رونشستی (برآراستی)
Growth	رویش (رشد)
Epitaxial growth	رویش رونشستی
Approach	رهیافت (رویکرد)

structur	ساختار
Harmonic	سازگان (هماهنگ)
Mechanism	ساز و کار (مکانیسم)
Factor	سازه (عامل)
	ش
Hexagonal	شش بر
Plasticity	شکل پذیری
	ط
Exclusion (principle)	طرد (اصل)
	ع
Stacking-fault	عیب انباشتگی
	ف
Ultraviolet	فرا بنفش
Process	فرآیند
Hypothesis	فرضیه
Breakdown	فروریزش
Infra red	فروسرخ
Photo cell	فوتوسل
	ک
Elastic	کشسان (الاستیک)
Covalence	کووالانس (هم ظرفیتی)
	گ
Gap	گاف
Melt	گداز - ذوب
Gravitation	گرانش
Gravitational	گرانشی
Gravity	گرانی
Circuit	گردشگاه (مدار)

Integrated	یکپارچه
Emission	گسیل
Emit (to)	گسیل داشتن
Thermoionic Emission	گسیل گرمایونی
	ل
Layer	لایه
Depletion Layer	لایه تهی
	م
Stationary	مانا (ساکن)
Circuit	مدار
Integrated Circuit	مدار یکپارچه
Magnetization	مغناطیس
Imaginary	موهومی
Interstice	میان جا
Interstitial	میان جایی
Interaction	میانکنش
Inter-ionic	میان یونی
	ن
Insulator	نارسانا
Imperfection	ناکاملی
Irreversible	ناواگشتنی
Permittivity	نفوذپذیری
Theory	نگره (نظریه)
Symbol	نماد
Index	نماد (شاخص)
Photo Excitation	نور انگیزش
Photo Excitation	نور رسانایی
Photo Emission	نور گسیل

Photo Resist	نور مقاوم
Nature	نهاد (طبیعت)
Natural	نهادی
Semiconductor	نیمه رسانا
Extrinsic	خارجی
Intrinsic	ذاتی
	و
Reversible	واگشتنی (برگشت پذیر)
Relaxation	واهلش
	ه
Harmonic	هماهنگ
Equipartition (principal)	هم پاری (اصل) - یکی پاری
Configuration	هیئت (پیکربندی)
	ی
Ionization	یونش
Ionize (to)	یونیدن
Ionized	یونیده