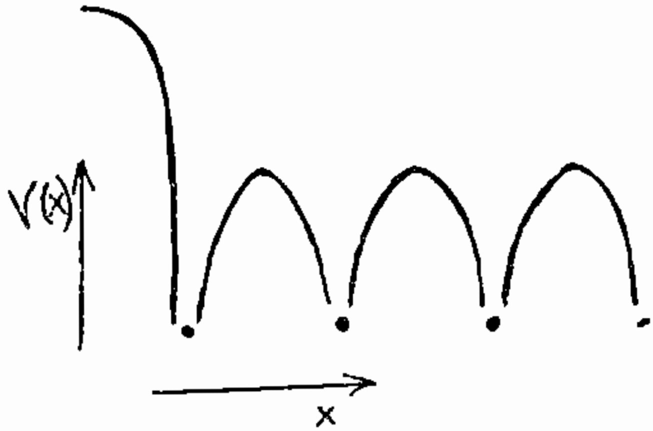
الفصل الثاني عشر

نظرية المناطق Zone theory

لم تستطع أى من النظرية الكلاسيكية أو النظرية الكمية للغاز الالكترونى تفسير تلك الفوارق الضخمة فى التوصيل الكهربى للمواد المختلفة من عازلة الى شبه موصلة الى موصلة . لذلك أدخل فى نظرية المناطق الحديثة تاثير ايونات الشبيكة على الألكترونات الحرة latttice ions



شكل (١٢ — ١)

تتحرك الالكترونات فى وجود بئر جهد دورى Periodic potential ناتج من ترتيب الذرات فى الشبيكة . فاذا كان الجهد عند النقطة x هو V(X)فان معادلة شرودنجر الخطية فى اتجاه x تكون :

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E - V(x) \right) \Psi = 0$$

وقد تمكن بلوخ Block من حل هذه المعادلة لتعطى نوعين من الحلول :

$$\psi(X) = e^{\pm \mu x} u_k(X) \qquad (1)$$

$$\psi(X) = e^{\pm ikx} u_k(X) \qquad (2)$$

بما أن الحل الأول غير محدود حيث أن الدالة الموجية $\Psi(X)$ تؤول الى ما لا نهاية عند ما تؤول x الى ما لا نهاية لذلك فهذا الحل يمثل أمواج تقدمية progressive غير موجودة بالشبيكة . أما الحل الثانى فيمثل أمواجا موقوفة stationary waves

فى الحلين السابقين k هى العدد الموجى $\frac{2\pi}{\lambda}$ wave member
$u_k(x)$ هى دالة موجية لا تتوقف على الزمن ولكن على k فقط وهى دورية ولها نفس دورية الشبيكة a اى أن

$$u_k(x + a) = u_k(x)$$

اى ان

$$\psi(x + a) = e^{\pm ik(x+a)} u_k(x + a)$$

$$\therefore \Psi(x + a) = \Psi(x) \cdot e^{\pm ika}$$

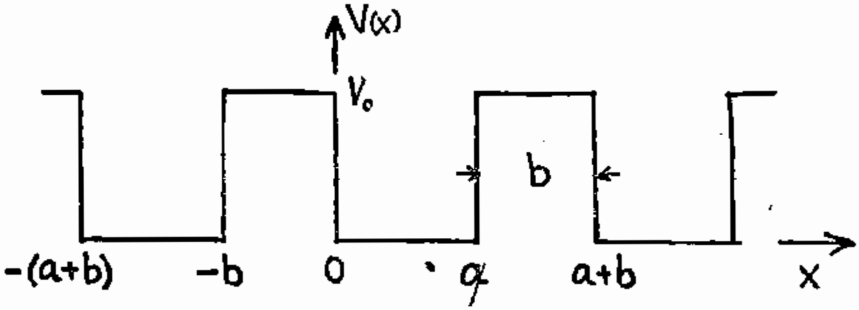
بما ان الحل الاول لا يعطى حالات موقوفة للالكترون لذلك تختفى

مناطق معينة من الطاقة لا يمكن ان يوجد بداخلها اى الكترون وذلك لأنه لو حدث ذلك لكانت الموجة المصاحبة له موجة تقدمية تخضع للحل الأول . ولذلك فانها تختفى من داخل الجسم .

ويسمى الحل الثانى بدوال بلوخ Bloch functions

نموذج كرونيج وبنى Kronig — Penny model

لتوضيح وجود مناطق من الطاقة مسموح بها للالكترون واخرى ممنوعة عليه وضع كرونيج وبنى نموذجا من بعد واحد يمثل شبيكة خطية مكونة من ذرات تبعد عن بعضها مسافة (a+b) يمكن تمثيل الخواص المميزة لانتشار الأمواج الالكترونية على هذه الشبيكة بتركيب دورى مربع له نفس دورية الشبيكة ويمثل بئر الجهد الذى تتحرك عليه الالكترونات .



شكل (١٢ — ٢)

اعتبر أن الجهد عند النواة يساوى صفرا وأن قيمته عند منتصف المسافة بين ذرتين متجاورتين هو V_0

دورية الشبيكة هى $a + b$ حيث b هو سمك حاجز الجهد a هو اتساع بئر الجهد .

لحل معادلة شرودنجر باستخدام هذا النموذج المبسط نعتبر دوال بلوخ التى تمثل موجات الكترونية مستوية تشكلت بوجود دورية الشبيكة plane waves

$$\Psi = u_k \, e^{ikx}$$

بمفاضلة هذه المعادلة مرتين نحصل على

$$\frac{d\Psi}{dx} = e^{ikx} \frac{du}{dx} + i k u \, e^{ikx}$$

&

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = e^{ikx} \frac{d^2u}{dx^2} + 2 ik \, e^{ikx} \frac{du}{dx} + i^2k^2 u \, e^{ikx}$$

وبالتعويض فى معادلة شرودنجر ذات الجهد الدورى

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \Psi = o$$

نحصل على : ــ

$$\frac{d^2u}{dx^2} + 2 ik \frac{du}{dx} - k^2u + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) u = o$$

وبوضع $E_k = \dfrac{h^2 k^2}{8 \pi^2 m}$ نجد أن

$$\frac{d^2u}{dx^2} + 2 ik \frac{du}{dx} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - E_k - V) u = o$$

اولا : فى المنطقة $a > x > o$ اى داخل بئر الجهد يكون حل المعادلة السابقة على الصورة

$$u_1 = A\, e^{i(\alpha - k)x} + B\, e^{-i(\alpha + k)x}$$

حيث

$$\alpha = \sqrt{\frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot E} = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2mE} \quad \ldots \text{I}$$

ثانيا : فى المنطقة $a + b > x > a$ اى داخل حاجز الجهد يكون حل المعادلة هو :

$$u_2 = C\, e^{(\beta - ik)x} + D e^{-(\beta + ik)x}$$

حيث

$$\beta = \left(\frac{8\pi^2 m}{h^2} (V_o - E) \right)^{1/2} \quad \ldots\ldots (\text{II})$$

تتحدد قيمة الثوابت A, B, C, D من حالة الحدود بحيث تكون الدالة الموجية u Boundary conditions ومعاملها التفاضلى $\frac{du}{dx}$ دوال متصلة واحادية القيمة عند كل من $x = -b,\ x = a,\ x = o$

ومن دورية الدالة u تكون قيمتها عند $x = a$ مساوية عند

$$\therefore \quad u_1(a) = u_2(-b) ; \qquad x = -b$$

$$u_1(0) = u_2(0) \qquad ; \left(\frac{du_1}{dx}\right)_0 = \left(\frac{du_2}{dx}\right)_0 ;$$

$$\left(\frac{du_1}{dx}\right)_a = \left(\frac{du_2}{dx}\right)_{-b}$$

باستخدام حالات الحدود السابقة نحصل على أربعة معادلات هى

$$* \qquad A + B = C + D \qquad \text{(i)}$$

$$* \quad i(\alpha - k) A - i(\alpha + k) B = (\beta - ik) C - (\beta + ik) D \qquad \text{(ii)}$$

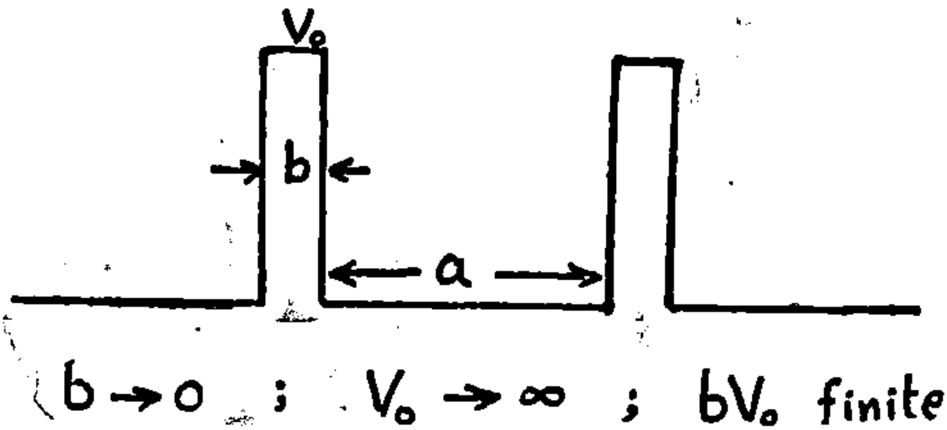
$$* \quad A e^{i(\alpha - k) a} + B e^{-i(\alpha + k) a} = C e^{-(\beta - ik) b} + D e^{(\beta + ik) b} \qquad \text{(iii)}$$

$$* \quad i(\alpha - k) A e^{i(\alpha - k)a} - i(\alpha + k) B e^{-i(\alpha + k)a} = (\beta - ik) C e^{-(\beta - ik) b} - (\beta + ik) D e^{(\beta + ik)b} \quad \ldots \text{(iv)}$$

يكون لهذه المعادلات الخطية حل اذا تلاشى قيمة المحـــدد المكون من معاملات A , B , C , D .

الحل النهائى يعطى بالمعادلة : ــ

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\beta\alpha} \sinh \beta b \sin \alpha a + \cosh \beta b \cos \alpha a$$



شكل (١٢ — ٣)

$$= \cosh\ (a + b) \qquad . . . . \ (III)$$

وللحصول على حل ابسط من هذا اجرى كرونيج وبنى التقريب التالى (انظر شكل ١٢ — ٣)

اعتبرا سمك حاجز الجهد b صغيرا جدا ويؤول للصفر كما اعتبرا ان ارتفاع حاجز الجهد V_0 كبيرا جدا ويؤول الى ما لا نهاية

ولكن حاصل الضرب bV_0 يظل محدود القيمة

هذا التقريب لا يغير من طبيعة الحل النهائى ولكنه فقط يسهل ايجاد حل للمشكلة باستخدام الرياضة البسيطة كما يأتى : —

(أ) اذا كانت $V_0 \rightarrow \infty$ فان قيمة E تكون صغيرة نسبيا ولذلك نجد ان قيمة β (المعادلة II) تصبح :

$$\beta = \left(\frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot V_0 \right)^{1/2}$$

(ب) تختصر حدود المعادلة (III) كل على حدة كما يأتى : ـ

$$1)\quad \frac{\beta^2-\alpha^2}{2\,\beta\alpha}\ \sinh \beta b \ \sin \alpha a = \frac{\beta^2-\alpha^2}{2\,\beta\alpha}$$

$$\cdot\ \beta\ b \sin \alpha\ a$$

$$= \frac{\beta^2\ b}{2\,\alpha} \sin \alpha\ a - \frac{\alpha\, b}{2} \sin \alpha\ a$$

$$= \frac{\beta^2\ b}{2\alpha} \sin \alpha\ a$$

وضعنا هنا $b \rightarrow o$, E ايضا صغيرة جدا بالنسبة الى V_0 نهى تؤول للصفر . وكذلك قيمة α يلأحظ ان $\beta^2\ b$ هى $V_0 b$ وهى محدودة القيمة فرضا فلا تختصر

$$2)\qquad \cosh \beta\ b \rightarrow 1 \ \therefore\ b \rightarrow o \qquad \text{بما أن}$$

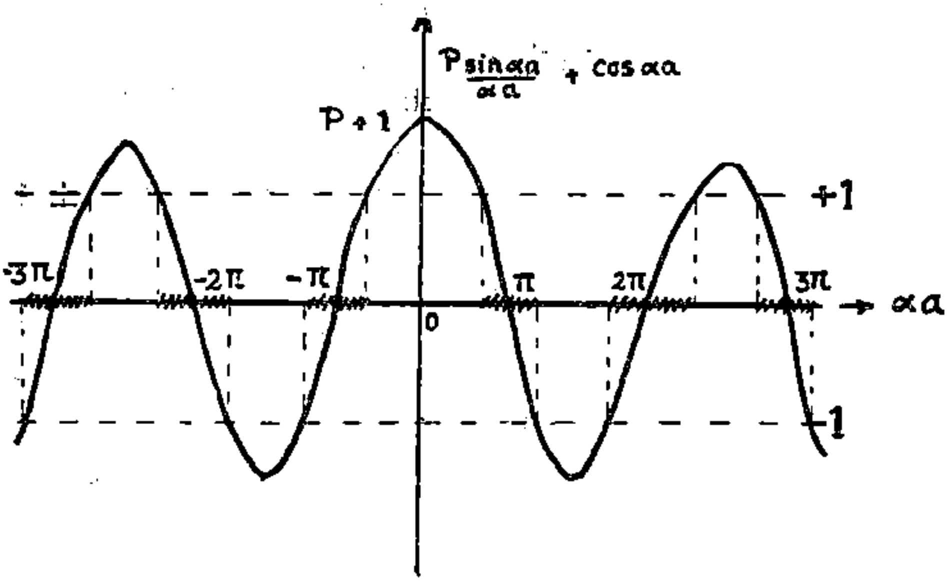
$$3)\qquad \cos k\ (a+b) \rightarrow \cos k\ a$$

وبالتعويض فى المعادلة III نحصل على

$$\frac{\beta^2\ b}{2\alpha} \sin \alpha\ a + \cos \alpha\ a = \cos k\ a$$

$$P = \frac{\beta^2\ ba}{2} = \frac{4\pi^2 m\, V_0\ ab}{h^2} \qquad \text{وبوضع}$$

$$\therefore\ P\ \frac{\sin \alpha\ a}{\alpha\, a} + \cos \alpha\ a = \cos k\ a \qquad \text{(IV)}$$



شكل (١٢ — ٤)

ولدراسة هذه المعادلة نرسمها بيانيا

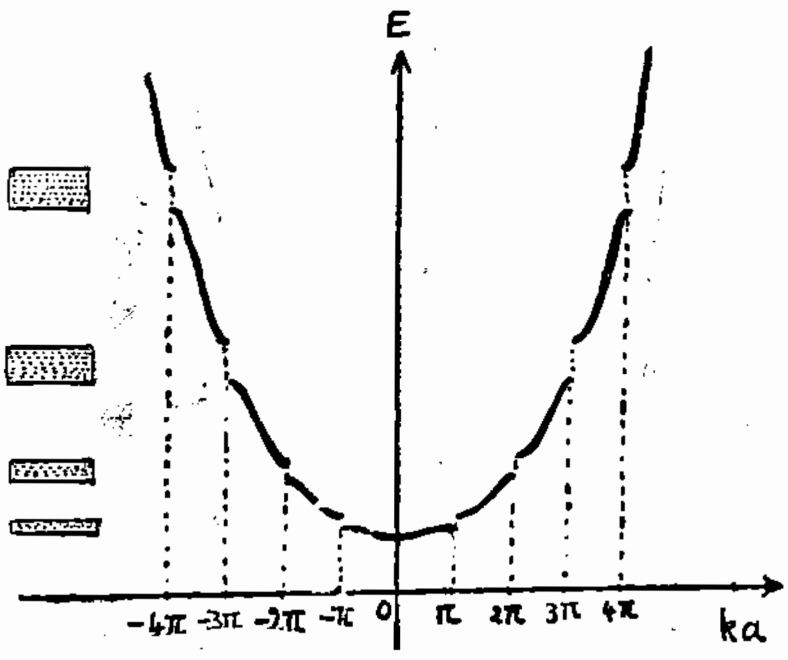
وليكن الطرف الأيسر بأكمله محور صادى وليكن αa هو المحور السينى . الطرف الأيمن من المعادلة IV ؛ $\cos k a$ ، يأخذ قيمة واحدة فقط لكل قيمة لـــ k اى لكل قيمة طاقة الكترونية E . كما ان دالة جيب التمام تجعل حدود التغير للطرف الأيسر من المعادلة لا تتعدى ± 1 هى قيم تغير $\cos k a$ ما بين اقل قيمة واكبر قيمة .

لذلك فكل قيم αa التى تعطى قيمة للطرف الأيسر فى المعادلة IV اكبر من +١ او اقل من —١ تعتبر غير حقيقية .

وبما ان $$\alpha = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2 m E}$$ (معادلة I)

∴ يمثل المحور السينى αa محورا للطاقة الالكترونية وتكون بذلك قيم الطاقة الالكترونية الممثلة بقيم αa التى تعطى قيما للطرف الايسر من المعادلة IV داخل الحدود ± 1 هى فقط القيم المسموح بهـا لطاقة الالكترون أما القيم الاخرى التى تخرج بقيمة الطرف الايسر عن هذا النطاق ± 1 فهى كلها قيم غير حقيقية أو بمعنى آخر قيم غير مسموح بها .

من هنا يتضح وجود مناطق للطاقة مسموح بها واخرى غير مسموح بها Allowed and forbidden energy bands اى أن الجهـد الـدورى لذرات الشبيكة قد أملى وجود مناطق ممنوعة من الطاقة الالكترونية لايمكن لاى الكترون أن يتواجد بداخلها . ويلاحظ انه كلما ازداد ارتفاع بئر الجهد (اى أن $V_0 b$ تزداد) نجد ان اتساع هذه المناطق المحرمة يقل .



شكل (١٢ ـــ ٥)

برسم العلاقة بين طاقة الالكترون ومقلوب طول الموجه المصاحب نحصل على الشكل وفيه تظهر المناطق المحرمة من الطاقة ٠

يلاحظ وجود انقطاع فى المنحنى كلما كان $k = \frac{n}{a}$ أى عندما

$$n\lambda = 2a$$

حيث a هى المسافة بين الذرات ٠

هذه المعادلة هى نفس معادلة براج التى تعطى انعكاسا قويا للالكترونات الساقطة عموديا على سطح البلورة ٠

وهذا يعنى انه تبعا لقانون براج فان اى الكترون يتحصل داخل البلورة على طاقة تدخله فى المنطقة المحرمة يتشتت وينعكس على المستويات الذرية الى خارج البلورة لانها لاتقبل وجوده بداخلها ٠

كتلة الالكترون الفعالة فى البلورة Effective mass m^*

The effective mass of electrons.

فى النظرية السابقة اعتبرنا ان الالكترونات فى البلورة عبارة عن امواج مستقرة تشغل جميع حجم الجسم ٠ ولكن لكى نعالج موضوع تأثير المجالات الكهربائية أو المغنطيسيه على الالكترونات فيجب اعتبار الطبيعة الجسيمية للالكترون وكيف ترتبط بالطبيعة الموجية له ٠

نعتبر الالكترون جيب موجى Wave packet حيث تكون سرعة الالكترون كجسيم particle velocity مساوية للسرعة الجموعية group velocity

المركبة السينية للسرعة الجموعية هى :

$$v_x = \frac{dw}{dk_x} = \frac{2\pi d\nu}{dk_x} = \frac{2}{h} \frac{dE}{dk_x} \qquad (E = h\nu)$$

$$\ldots\ldots \quad (1)$$

اذا اثرنا على البلورة بمجال كهربائى X فان الشغل المبذول على الالكترون بواسطة المجال فى الزمن الصغير δt هو

$$\delta\omega = e \cdot X_x \, v_x \, \delta t \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

حيث مركبة القوة للالكترون كمية حركته P_x فى اتجاه X هو Fx بتفاضل المعادلة (١) نحصل على

$$F_x = \frac{dp_x}{dt}$$

$$\frac{{}_x{}^{\Delta}p}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{2\pi}{h} \frac{dE}{dk_x}\right)$$

$$\therefore \frac{dv_x}{dt} = \frac{2\pi}{h} \frac{d^2E}{dk^2x} \cdot \frac{dkx}{dt}$$

$$= \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{d^2E}{dk^2_x} \cdot \frac{dp_x}{dt} = \frac{1}{m*} \cdot Fx$$

حيث

$$\frac{1}{m*} = \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{d^2E}{dk^2x}$$

وقد وضعت المعادله على هذه الصورة اذ أن $\frac{dv_x}{dt}$ تمثل عجلة كما أن $dP_x = F_x$ هى قوة(قانون نيوتن) لذلك فان المقدار m^* لابد أن يمثل كتلة ونعرف m^* بأنها الكتلة الفعالة للالكترون effective mass .

بالنسبة لالكترون حر تكون كتلته $m = m^*$ ولكن فى داخل البلورة فان تاثير الشبيكة يجعل كتلته الفعالة مختلفة عن كتلته الحره .

وعند التأثير بقوة على الكترون البلورة فان التغير فى كمية حركته داخل البلورة $m^* v_x$ يختلف عن نظيره للالكترون الحر $m v_x$ هذا الفرق بين المقدارين لايشكل كسرا او خطأ فى قانون نيوتن للحركة لأن هذا الفرق يؤخذ بواسطة الشبيكة . crystal momentum

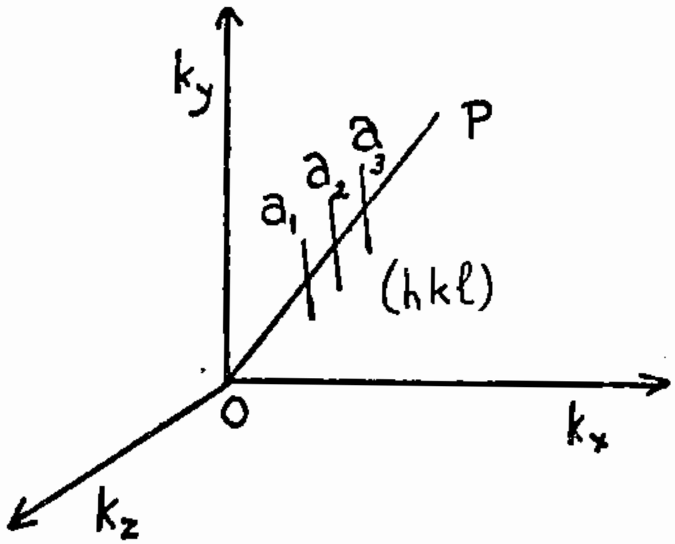
مناطق بريلوين Brillouin Zones

لكى نتصور فيزيائيا لماذا نحصل علي مناطق محرمة من الطاقة فى البلورات الحقيقية نفرض أن لدينا بلورة خاليه تماما من الالكترونات .. أى أن جميع مستويات الطاقة فيها فارغة .

ثم لنعتبر فراغ العدد الموجى wave number space نأخذ اى اتجاه مثل O P يمر بمركز الاحداثيات O

كل نقطة على هذا الخط تمثل عدد موجى معين . لنتصور الان اننا بدأنا نملأ تدريجيا البلورة بالالكترونات اللازمة لها . كلما أضفنا الكترونات نجد أن مستويات الطاقة المنخفضة هى التى تملأ أولا بالكترونين لكل مستوى .

وتكون دائما مستويات الطاقة المشغولة على شكل كرات تحيط بمركز الاحداثيات O الذى يكون فى المركز دائما .



شــكل (١٢ ــ ٦)

ومن الواضح انه كلما ازدادت قيمة k كلما نقصت طول الموجه المصاحبة للالكترون λ

اذا كان الاتجاه O P يمر مخترقا مجموعة من المستويات (h k l) المسافة العمودية بينها d (hkl) وكانت الزاوية التى يعملها هذا الاتجاه مع المستويات هى Θ فان الموجه الالكترونية λ المصاحبة لالكترون متحرك فى هذا الاتجاه يمكن أن ينطبق عليها قانون براج

$$2\ d\ (hkl)\ \sin\ \Theta\ =\ n\ \lambda$$

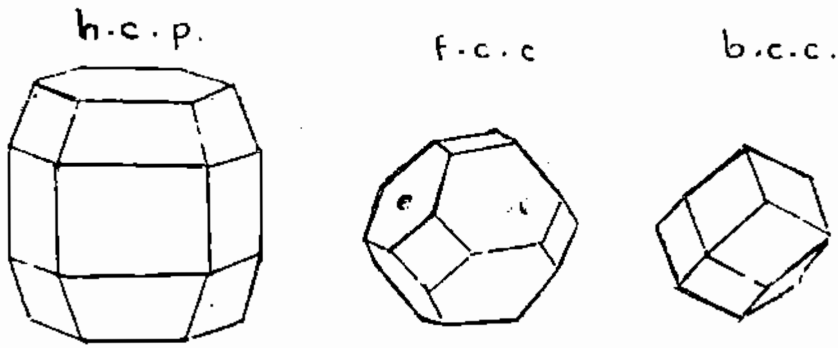
وعندئذ يحدث انعكاس قوى لهذه الموجه λ على هذه المستويات (h k l) أى اذا ماتحققت هذه العلاقة .

وهذا يعنى انه بالنسبة لاتجاه مثل O P وبالنسبة لمستويات مثل (hkl) نجد متسلسله من النقط Series of points على هذا الخط يتحقق عند كل منها قانون براج مما يسبب اختفاء أى الكترون يكون

له طاقة أى من هذه النقط وهذا يخلق سلسلة من الطاقات الممنوعة على هذا الخط عند تلك النقط .

وبتعميم ماسبق على جميع اتجاهات الفراغ مثل الاتجاه O A وبالنسبة لجميع المستويات الذرية فى البلورة مثل (hkl) نحصل على مناطق محرمه من الطاقة تسمى مناطق بريلوين Brillouin ومن الواضح أن شكل مناطق بريلوين تعتمد أساسا على التركيب البلورى للشبكة وعلى المسافات البينية بين مستويات الطاقة الذرية الكثيفة فى هذا التركيب .

وأمثلة ذلك فى شكل (١٢ — ٧)



شكل (١٢ — ٧)

منحنيات التوزيع الالكترونى Election distribution curves

سطح فيرمى Fermi surface

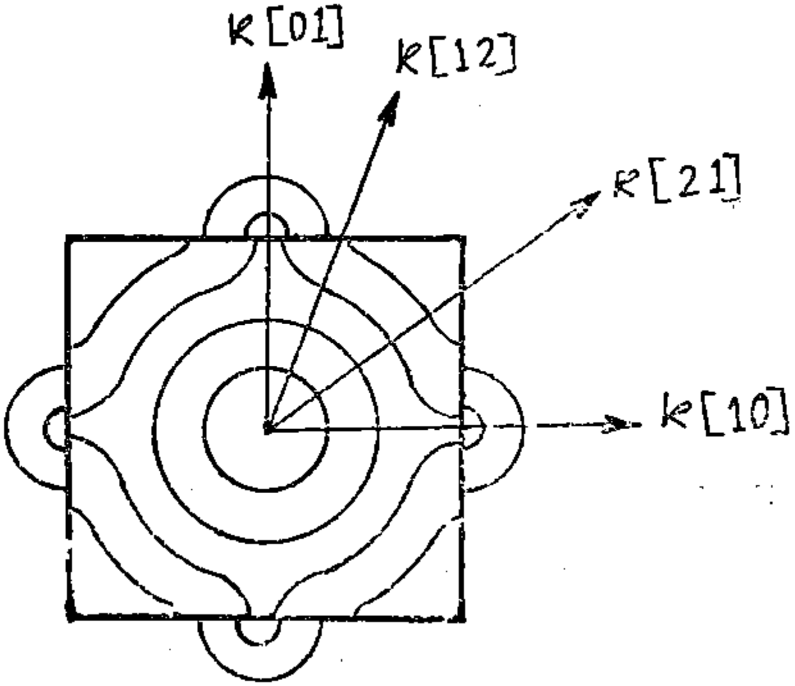
اعتبر فرضا بلورة ذات بعدين فقط 2 — D crystal وانها خالية من الالكترونات وافرض ان التركيب البلورى لها يعطى منطقة بريلوين الاولى على شكل مربع .

ابدأ بملء الشبكة تدريجيا بالالكترونات .

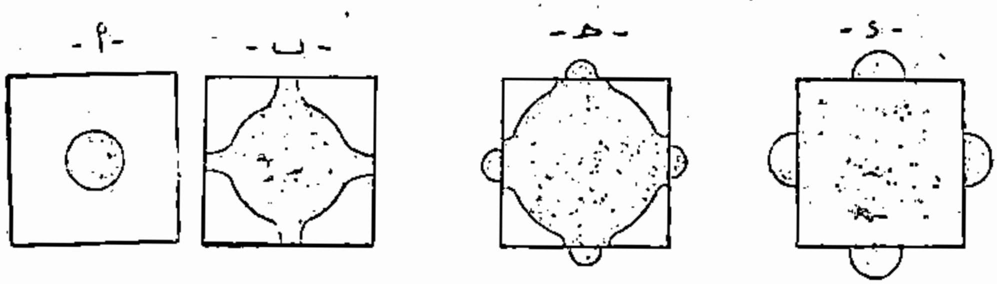
اذا وصلنا النقط المختلفة فى فراغ متجه الموجه k — space والتى يكون لها نفس الطاقة الالكترونية نحصل على اشكال دائرية طالما كنا بعيدين عن حدود منطقة بريلوين ٠

تكون حركة الالكترونات فى هذه الدوائر غير مقيدة ولكن اذا اقتربنا من حدود المنطقة نجد ان خطوط تساوى الطاقة energy contours تنتهى عند هذه الحدود اذ ان قيم k تكون اكبر فى الاركان عنها عند الجوانب مثلا k (21) $<$ k (10) .

بالاستمرار فى اضافة الكترونات للبلورة تمتلىء اركان منطقة بريلوين الاولى تماما ٠



شـــكل ١٢ ــ ٨



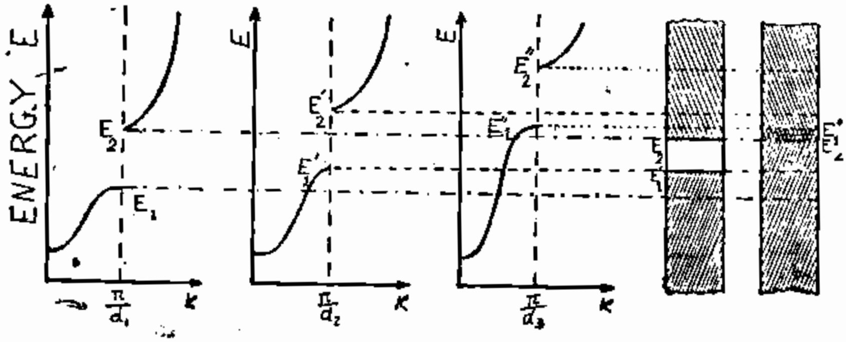
شـــكل (١٢ ـــ ٩)

وبعد هذه المرحلة لن يدخل اى الكترون فى المنطقة الثانية الا اذا كانت طاقته من الكبر بحيث يستطيع تعديه المنطقة الممنوعة للطاقة بين منطقتى بريلوين الاولى والثانية .

احيانا يكون أول حدود منطقة بريلوين الثانية عند مستوى للطاقة اقل من مستوى الطاقة المناظر لأبعد حدود منطقة بريلوين الاولى اى ان هناك تلاحما بين المنطقتين over lap . فى هذه الحالة يمكن للالكترونات ان تبدأ فى شغل مستويات الطاقة فى المنطقة الثانية قبل الانتهاء تماما من شغل مستويات الطاقة فى المنطقة الأولى ، كما مبين بشكل (١٢ ـ ٩) .

تمثل اشكال ا ، ب منطقة بريلوين الاولى وهى ممتلئة جزئيا بالالكترونات فى الشكل حـ تبدأ الالكترونات فى الدخول للمنطقة الثانية قبل الانتهاء من شغل جميع مستويات الطاقة الاولى ، وذلك لأن مستويات الطاقة فى المنطقة الثانية عندئذ تكون ميسورة اكثر من المستويات الباقية فى المنطقة الاولى .

ويمكن توضيح ذلك اكثر بواسطة الشكل الآتى : ـــ



شـــكل (١٢ — ١٠)

اعتبر E_1 ، E_1' ، E_1'' هى حدود الطاقة لمنطقة بريلوين الاولى بالنسبة لثلاثة اتجاهات فى الفراغ وان E_2 ، E_2' ، E_2'' طاقة القـــاع bottom لمنطقة بريلوين الثانية لنفس هذه الاتجاهات .

اولا : اذا كان E_2 اكبر من E_1 , E'_1 بالنسبة للاتجاهات المختلفة فى الفراغ فاننا نحصل على مناطق غير متداخله وتوجد عندئذ non overlapping zones ثغرة فى الطاقة energy gap وتكون مثل هذه المادة عازلة كهربائيا اذ ان الكترونات المنطقة الاولى لاتستطيع الحركة الى داخل المنطقة الثانية الا اذا قفزت فوق ثغرة الطاقة .

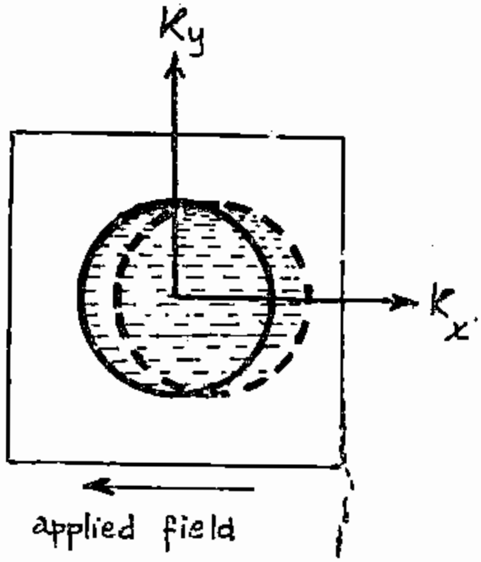
ثانيا : اما اذا كانت E_1' اكبر من E_2 فاننا نحصل على مناطق بريلوين متداخله ويكون الالكترون عندئذ حر الحركة داخل المنطقتين الاولى والثانية مما يسهل عملية التوصيل الكهربائى وتكون مثل هذه المواد مواد موصــــــلة .

تعريف المادة الموصلة كهربائيا :

هى المادة التى تكون منطقة بريلوين لها مملوءة جزئيا partially filled بالالكترونات . عندما نؤثر على المادة بمجال كهربائى نجد ان مجموعة الالكترونات

تزاح فى عكس اتجاه المجال وذلك لان كل الكترون يستطيع ان يجد مستوى شاغرا الطاقة يجاوره ٠

وكنتيجة لازاحة الالكترونات نحصل على تيار كهربائى ولذلك تكون المادة موصلة جيدة للتيار ٠ نفس هذا التعليل ينطبق على المواد التى تكون فيها مناطق بريلوين متداخله وتسمح بحركة الالكترون ٠



شكل (١٢ — ١١)

المادة العازلة : —

هى المادة التى يكون فيها مناطق بريلوين غير متداخلة وبينها ثغرة طاقة: كما ان المنطقة الداخلية مملوءة تماما بالالكترونات ٠ لايستطيع الالكترون الحركة تحت تأثير المجال الكهربائى الا اذا اكتسب طاقة تسمح له بالقفز فوق ثغرة الطـــاقة ٠

المادة شـــبه الموصـــلة :

اذا كانت المنطقة الداخلية مملوءة تماما (Valence band) وكانت ثغرة الجهد صغيرة نسبيا بحيث يمكن للالكترون بواسطة التهيج الحرارى kT ان يقفزها الى منطقة التوصيل conduction band تكون المادة شبه موصلة مثل السيليكون النقى . فى درجات الحرارة المنخفضة تكون المادة عازلة بينما رفع درجة الحرارة يحولها الى مادة موصلة .

يوجد بعض المواد العازلة اصلا يمكن تحويلها الى مواد شبه موصلة بادخال شوائب فيها . تسمح هذه الشوائب بمستويات للطاقة داخل ثغرة الطاقة مما يسهل انتقال الالكترون منها أو اليها .

اذا كانت مستويات الطاقة التى ادخلتها الشوائب فى ثغرة الطاقة للمادة الأصلية قريبة من منطقة التوصيل conduction band فان الالكترون يقفز من الشائبة impurity atom لمنطقة التوصيل ويساهم فى عملية التوصيل ويسمى هذا النوع

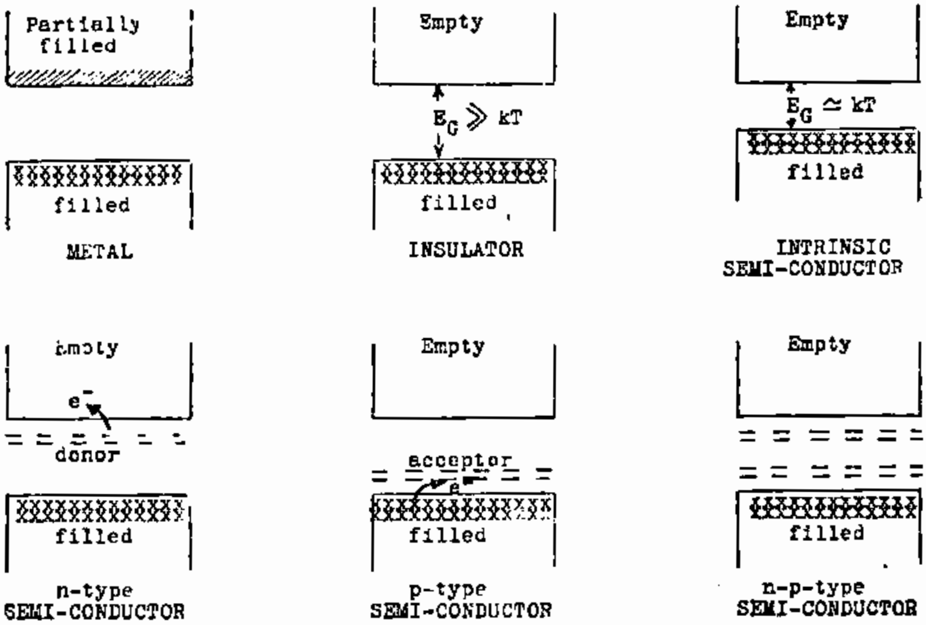
n — type semiconductor

أما اذا كانت مستويات الطاقة داخل الثغرة قريبة من منطقة التكافؤ valence band فان الالكترونات تقفز من هذه المنطقة الى مستويات الطاقة الاعلى والقريبة منها تاركة وراءها فراغات موجبه positive holes يمكن لها أن تتحرك فى منطقة التكافؤ وتساهم فى عملية التوصيل .

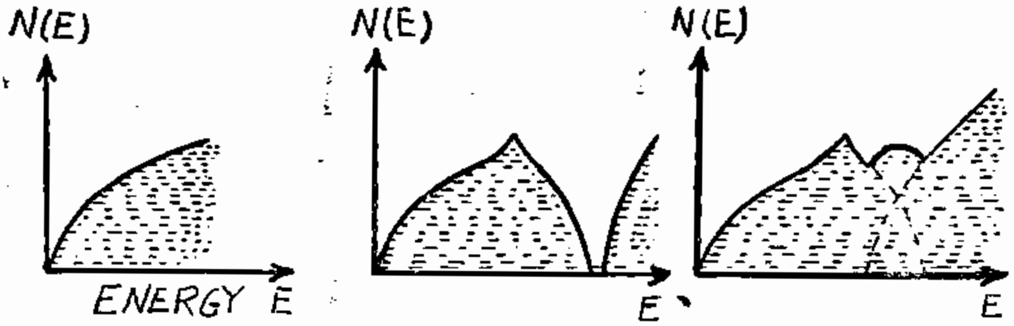
ويسمى هذا النوع p — type semiconductor

ويمكن تصنيع مادة شبه موصلة تكون من النوعين السابقتين وتسمى semiconductor n — p — type

ويبين الشكل أنواع المواد المختلفة من موصلة الى شبه موصله الى عازلة مستعينا بنظرية المناطق



شـــكل (١٢ — ١٢)



شـــكل (١٢ — ١٣)

الكترونات حرة مناطق غير متداخلة مناطق متداخلة

منحنيات N (E) للالكترونات فى المواد