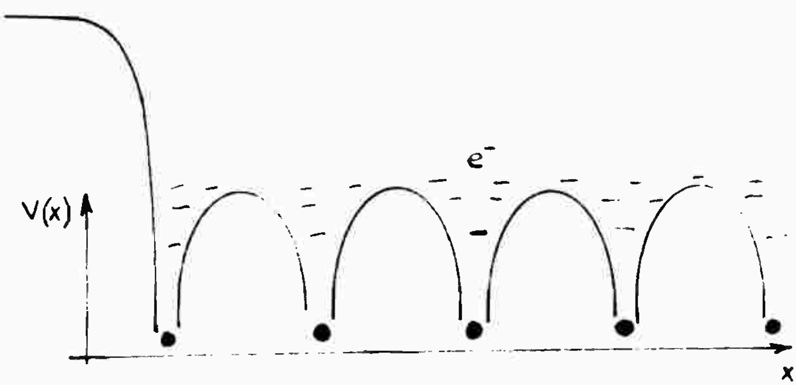
الباب الثانى عشر

نظرية المناطق Zone theory :

لم تستطع أي من النظرية الكلاسيكية أو النظرية الكمية للغاز الإلكترونى تفسير تلك الفوارق الضخمة فى التوصيل الكهربى للمواد المختلفة من عازلة إلى شبه موصلة إلى موصلة . لذلك أدخل فى نظرية المناطق الحديثة تأثير أيونات الشبيكة على الإلكترونات الحرة lattice ions .



شكل (١٢ - ١)

تتحرك الإلكترونات فى وجود بئر جهد دورى Periodic potential ، شكل (١٢-١) ، ناتج من ترتيب الذرات فى الشبيكة . فإذا كان الجهد عند النقطة x هو V (x) فإن معادلة شرودنجر الخطية فى اتجاه x تكون :

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

وقد تمكن بلوخ Bloch 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 إن الدالة الموجية Ψ (x) تؤول إلى مالا نهاية

عندما تؤول × إلى مالا نهاية ، لذلك فهذا الحل يمثل أمواج تقدمية progressive غير موجودة بالشبيكة . اما الحل الثانى فيمثل أمواجا موقوفة stationary waves .

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

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

أى أن :

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

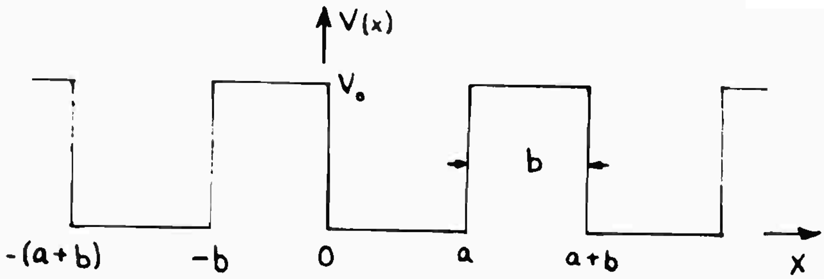
$$\therefore \Psi(x+a) = \Psi(x) \cdot e^{\pm ika}$$

بما أن الحل الأول لا يعطى حالات موقوفة للإلكترون ، لذلك تختفى مناطق معينة من الطاقة لا يمكن أن يوجد بداخلها أى إلكترون ، وذلك لأنه لو حدث ذلك لكانت الموجة المصاحبة له موجة تقدمية تخضع للحل الأول ، ولذلك فإنها تختفى من داخل الجسم .

ويسمى الحل الثانى بدوال بلوخ Bloch functions.

نموذج كرونيج وبنى Kronig - Penny model

لتوضيح وجود مناطق من الطاقة مسموح بها للإلكترون وأخرى ممنوعة عليه وضع كرونيج وبنى نموذجا من بعد واحد يمثل شبيكة خطية مكونة من ذرات تبعد عن بعضها مسافة (a + b) شكل (١٢ – ٢) ، يمكن تمثيل الخواص المميزة لانتشار الأمواج الإلكترونية على هذه الشبيكة بتركيب دوري مربع له نفس دورية الشبيكة ، ويمثل بئر الجهد الذى تتحرك عليه الإلكترونات .



شكل (١٢ - ٢)

اعتبر أن الجهد عند النواة يساوى صفراً ، 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 إلكترونية مستوية تشكلت بوجود دورية الشبيكة plane waves .

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

بمفاضلة هذه المعادلة مرتين نحصل على

$$\frac{d\Psi}{dx} = e^{ikx}\frac{du}{dx} + iku\,e^{ikx}$$

&

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

وبالتعويض فى معادلة شرودنجر ذات الجهد الدورى :

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

نحصل على :

$$\frac{d^2u}{dx^2} + 2ik\frac{du}{dx} - k^2u + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - V)\,u = 0$$

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

$$\frac{d^2u}{dx^2} + 2\,ik\,\frac{du}{dx} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E - E_k - V\right)u = 0$$

أولا : في المنطقة $0 < x < a$ أى داخل بئر الجهد يكون حل المعادلة السابقة على الصورة :

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

حيث :

$$\alpha = \sqrt{\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,.\,E} = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2mE} \qquad \text{(I)}$$

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

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

حيث :

$$\beta = \left(\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,(V_0 - E)\right)^{1/2} \qquad \text{(II)}$$

تتحدد قيمة الثوابت D, C, B, A من حالة الحدود Boundary conditions ، بحيث تكون الدالة الموجية u ومعاملها التفاضلى $\dfrac{du}{dx}$ دوال متصلة وأحادية القيمة عند كل من :

$x = -b,\; x = a\;,\; x = 0$

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

$$\therefore\; u_1(a) = u_2(-b)\,;$$

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

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

باستخدام حالات الحدود السابقة نحصل على أربع معادلات هى :

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

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

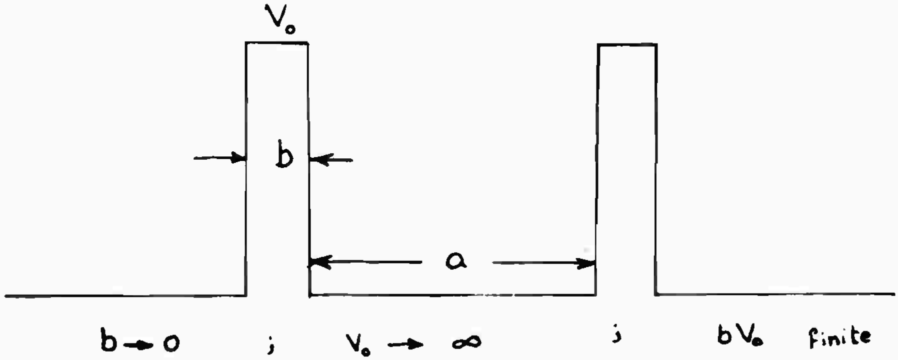
$$A e^{i(\propto - k)a} + B\, e^{-i(\propto + k)a} = C e^{-(\beta - ik)b} + D e^{(\beta + ik)b} \qquad \text{(iii)}$$

$$i(\propto - k)A e^{i(\propto - k)a} - i(\propto + k)B e^{-i(\propto + k)a}$$
$$= (\beta - ik)C e^{-(\beta - ik)b} - (\beta + ik)D e^{(\beta + ik)b} \qquad \text{(iv)}$$

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

الحل النهائى يعطى بالمعادلة :

$$\frac{\beta^2 - \propto^2}{2\beta\propto} \sinh \beta b \sin \propto a + \cosh \beta b \cos \propto a$$
$$= \cos(a + b) \; . \qquad \text{... (III)}$$



شكل (١٢ – ٣)

وللحصول على حل أبسط من هذا أجرى كرونيج وبنى التقريب التالى (انظر شكل ١٢–٣).

اعتبر سمك حاجز الجهد b صغيرا جدا ويؤول للصفر ، كما اعتبر أن ارتفاع حاجز الجهد V_0 كبيرا جدا ويؤول إلى مالا نهاية .

ولكن حاصل الضرب bV_0 يظل محدود القيمة .

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

أ - إذا كانت $V_0 \longrightarrow \infty$ فإن قيمة E تكون صغيرة نسبيا ، ولذلك نجد أن 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 :

$$1)\ \frac{\beta^2 - \propto^2}{2\beta \propto} \sinh \beta b \sin \propto a = \frac{\beta^2 - \propto^2}{2\beta \propto} \cdot \beta b. \sin \propto a$$

$$= \frac{\beta^2 b}{2 \propto} \sinh \propto a$$

وضعنا هنا $b \longrightarrow 0$, E أيضا صغيرة جدا بالنسبة إلى V_0 فهى تؤول للصفر . وكذلك قيمة ∝ يلاحظ أن $\beta^2 b$ هى $V_0 b$ وهى محدودة القيمة فرضا فلا تختصر .

$2 - \cosh \beta b \longrightarrow 1 \therefore b \longrightarrow 0$ بما أن

$3 - \cos k (a+b) \longrightarrow \cos k a$

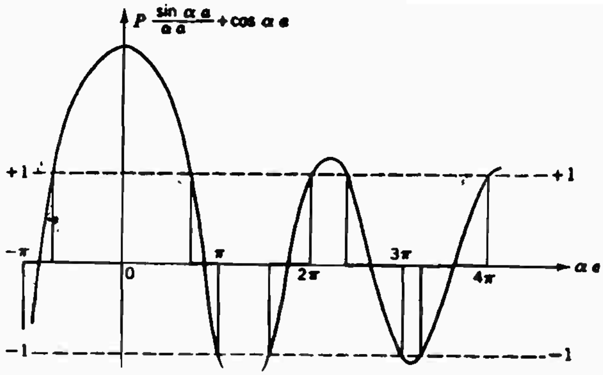
وبالتعويض في المعادلة III نحصل على :

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

وبوضع

$$p = \frac{\beta^2 ba}{2} = \frac{4\pi^2 m V_0 ab}{h^2}$$

$$\therefore p \frac{\sin \propto a}{\propto a} + \cos \propto a = \cos k a \qquad \text{(IV)}$$



شكل (١٢ – ٤)

ولدراسة هذه المعادلة نرسمها بيانيا ، كما فى شكل (١٢ – ٤)

وليكن الطرف الأيسر بأكمله محوراً صاديًا وليكن a ∝ هى المحور السينى . الطرف الأيمن من المعادلة IV ؛ cos ka تأخذ قيمة واحدة فقط لكل قيمة لـ k أى لكل قيمة طاقة إلكترونية E . كما أن دالة جيب التمام تجعل حدود التغير للطرف الأيسر من المعادلة لا تتعدى ± 1 هى قيم تغير cos k a ما بين أقل قيمة وأكبر قيمة .

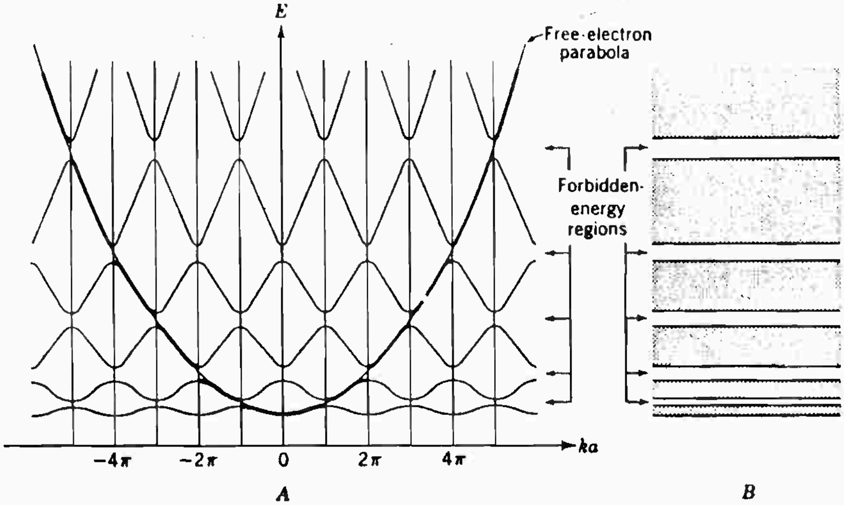
لذلك فكل قيم a ∝ التى تعطى قيمة للطرف الأيسر فى المعادلة IV أكبر من + ١ أو أقل من -١ تعتبر غير حقيقية .

وبما أن $\propto = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2mE}$ (معادلة I)

∴ يمثل المحور السينى a ∝ محورا للطاقة الإلكترونية ، وتكون بذلك قيم الطاقة الإلكترونية الممثلة بقيم a ∝ التى تعطى قيما للطرف الأيسر من المعادلة IV داخل الحدود ±1 هى فقط القيم المسموح بها لطاقة الإلكترون ، أما القيم الأخرى التى تخرج بقيمة الطرف الأيسر عن هذا النطاق ± 1 فهى كلها قيم غير حقيقية أو بمعنى أخر قيم غير مسموح بها .

من هنا يتضح وجود مناطق للطاقة مسموح بها وأخرى غير مسموح بها Allowed

شكل (١٢ - ٥) and forbidden energy bands . أى أن الجهد الدورى لذرات الشبيكة قد أملى وجود مناطق ممنوعة من الطاقة الإلكترونية لا يمكن لأى إلكترون أن يتواجد بداخلها . ويلاحظ أنه كلما ازداد ارتفاع بئر الجهد (أى أن V_0b تزداد) نجد أن اتساع هذه المناطق المحرمة يقل .



شكل (١٢ - ٥)

برسم العلاقة بين طاقة الإلكترون ومقلوب طول الموجه المصاحب نحصل على شكل (١٢ - ٥) وفيه تظهر المناطق المحرمة من الطاقة .

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

$$n \lambda = 2 a$$

حيث a هى المسافة بين الذرات .

هذه المعادلة هى نفس معادلة براج التى تعطى انعكاسا قويا للإلكترونات الساقطة عموديا على سطح البلورة . .

وهذا يعنى أنه تبعا لقانون براج فإن أى إلكترون يتحصل داخل البلورة على طاقة

تدخله فى المنطقة المحرمة ، يتشتت وينعكس على المستويات الذرية فليس له وجود داخل البلورة لأنها لا تقبل وجوده بداخلها .

كتلة الإلكترون الفعالة فى البلورة

The effective mass of electrons :

فى النظرية السابقة اعتبرنا أن الإلكترونات فى البلورة عبارة عن أمواج مستقرة تشغل جميع حجم الجسم . ولكن لكى نعالج موضوع تأثير المجالات الكهربائية أو المغنطيسية على الإلكترونات ، يجب اعتبار الطبيعة الجسيمية للإلكترون وكيف ترتبط بالطبيعة الموجية له .

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

المركبة السينية للسرعة الجموعية هى :

$$V_x = \frac{d\omega}{dk_x} = \frac{2\pi\, d\upsilon}{d\,k_x} = \frac{2}{h}\ \frac{dE}{dk_x} \qquad (E = h\upsilon) \qquad (1)$$

إذا أثرنا على البلورة بمجال كهربائى X فإن الشغل المبذول على الإلكترون بواسطة المجال فى الزمن الصغير $\delta\ t$ هو :

$$\delta\omega = e\,.\,X_x\ v_x\ \delta t \qquad (2)$$

حيث مركبة القوة لإلكترون كمية حركته p_x فى اتجاه x هو F_x . بتفاضل المعادلة (1) نحصل على :

$$F_x = \frac{dp_x}{d\,t}$$

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{2\pi}{h}\ \frac{dE}{dk_x}\right)$$

$$\therefore\ \frac{dv_x}{dt} = \frac{2\pi}{h}\ \frac{d^2E}{dk_x^2}\ .\ \frac{dk_x}{dt}$$

$$= \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{d^2E}{dk_x^2} \cdot \frac{dp_x}{dt} = \frac{1}{m^*} \cdot F_x$$

حيث :

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

وقد وضعت المعادلة على هذه الصورة إذ أن $\frac{dv_x}{dt}$ تمثل عجلة ، كما أن $\frac{dp_x}{dt}$ هى قوة (قانون نيوتن) لذلك فإن المقدار m^* لابد أن يمثل كتلة وتعرف m^* بأنها الكتلة الفعالة للإلكترون effective mass .

بالنسبة لإلكترون حر تكون كتلته $m^* = m$ ولكن داخل البلورة فإن تأثير الشبيكة يجعل كتلته الفعالة مختلفة عن كتلته الحرة .

وعند التأثير بقوة على إلكترون البلورة فإن التغير فى كمية حركته داخل البلورة m^*v_x يختلف عن نظيره للإلكترون الحر mv_x هذا الفرق بين المقدارين لا يشكل كسرا أو خطأ فى قانون بقاء كمية الحركة ، لأن هذا الفرق يؤخذ بواسطة الشبيكة . crystal momentum .

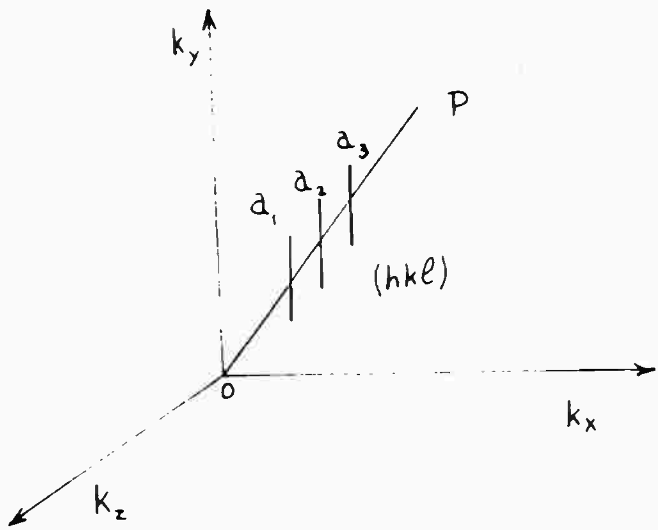
مناطق بريلوين Brillouin Zones :

لكى نتصور فيزيائيا لماذا نحصل على مناطق محرمة من الطاقة فى البلورات الحقيقية نفرض أن لدينا بلورة خالية تماما من الإلكترونات .. أى أن جميع مستويات الطاقة فيها فارغة .

ثم لنعتبر فراغ العدد الموجى wave number space نأخذ أى اتجاه مثل OP يمر بمركز الإحداثيات O ، شكل (١٢ - ٦) .

كل نقطة على هذا الخط تمثل عدداً موجيا معيناً . لنتصور الآن أننا بدأنا نملأ تدريجيا البلورة بالإلكترونات اللازمة لها . كلما أضفنا إلكترونات نجد أن مستويات الطاقة المنخفضة هى التى تملأ أولا بإلكترونين لكل مستوى .

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



شكل (١٢ - ٦)

ومن الواضح أنه كلما ازدادت قيمة k كلما نقصت طول الموجة المصاحبة للإلكترون λ.

إذا كان الاتجاه OP يمر مخترقا مجموعة من المستويات (h k l) المسافة العمودية بينها d (hkl) وكانت الزاوية التى يعملها هذا الاتجاه مع المستويات هى θ فإن الموجه الإلكترونية l المصاحبة لإلكترون 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 عند ما تتحقق هذه العلاقة .

وهذا يعنى أنه 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 ما سبق على جميع اتجاهات الفراغ مثل الاتجاه O P وبالنسبة لجميع

المستويات الذرية فى البلورة مثل (hkl) نحصل على مناطق محرمة من الطاقة تسمى مناطق بريلوين Brillouin ومن الواضح أن شكل مناطق بريلوين تعتمد أساسا على التركيب البلورى للشبيكة وعلى المسافات البينية بين مستويات الطاقة الذرية الكثيفة فى هذا التركيب.

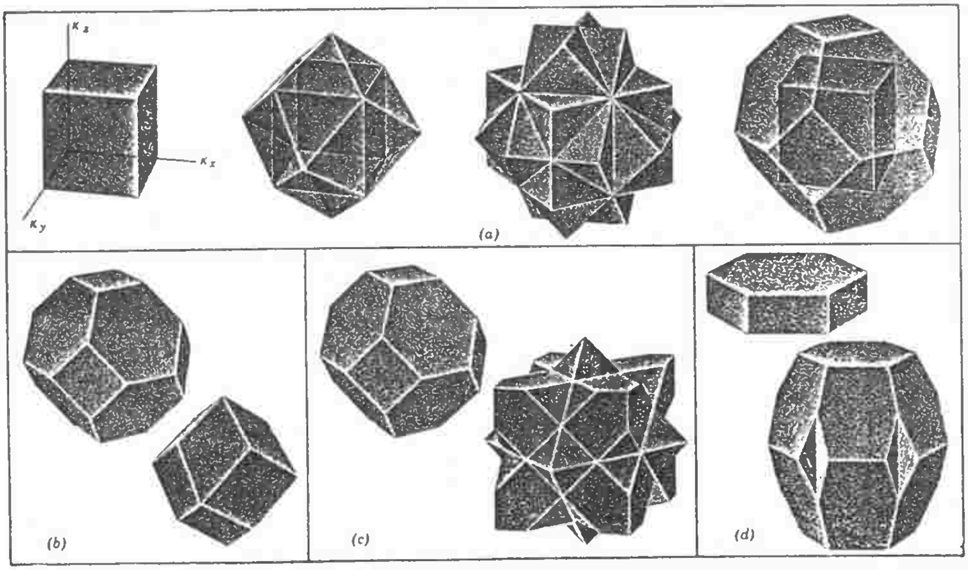
والامثلة فى شكل (١٢ - ٧) تبين

(a) أربعة مناطقة بريلوين للبنيه . S. C.

(b) منطقتين للبنيه b.c.c. .

(c) منطقتين للبنيه f.c.c. .

(d) منطقتين للبنيه h.c.c. .



شكل (١٢ - ٧)

منحنيات التوزيع الالكترونى Election distribution curves

سطح فيرمى Fermi surface

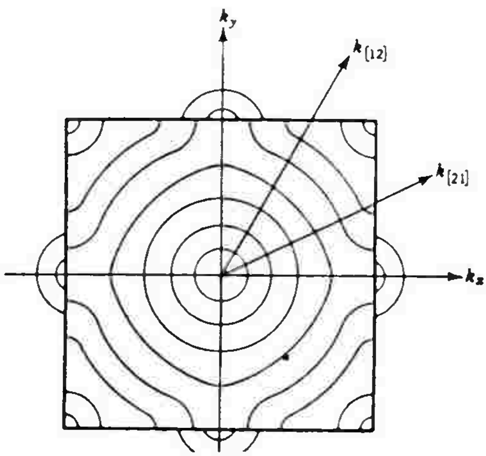
اعتبر فرضا بلورة ذات بعدين فقط 2 - D crystal وأنها خالية من الإلكترونات وأفرض أن التركيب البلورى لها يعطى منطقة بريلوين الأولى على شكل مربع .

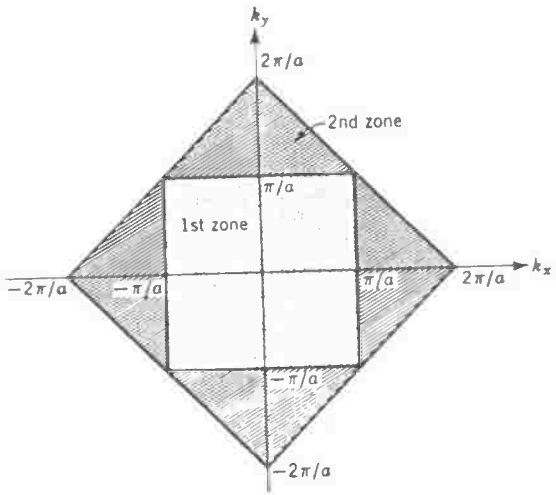
ابدأ بملء الشبيكة تدريجيا بالإلكترونات .

إذا ما وصلنا النقط المختلفة فى فراغ متجه الموجه k - space والتى يكون لها نفس الطاقة الإلكترونية نحصل على أشكال دائرية طالما كنا بعيدين عن حدود منطقة بريلوين ، شكل (١٢ – ٨) .

تكون حركة الإلكترونات فى هذه الدوائر غير مقيدة ولكن اذا اقتربنا من حدود المنطقة نجد أن خطوط تساوى الطاقة energy contours تنتهى عند هذه الحدود إذ أن قيم k تكون أكبر فى الاركان عنها عند الجوانب مثلا k (21) > k (10) .

بالاستمرار فى اضافة الكترونات للبلورة تمتلىء أركان منطقة بريلوين الأولى تماما .

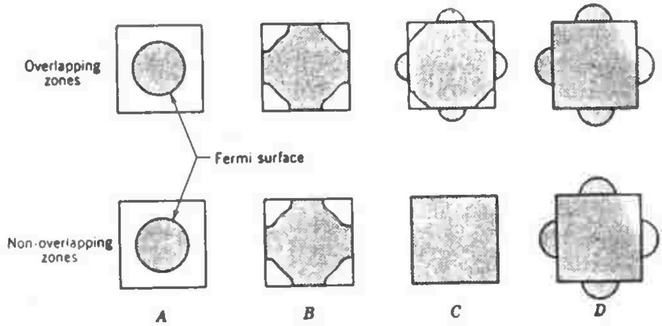




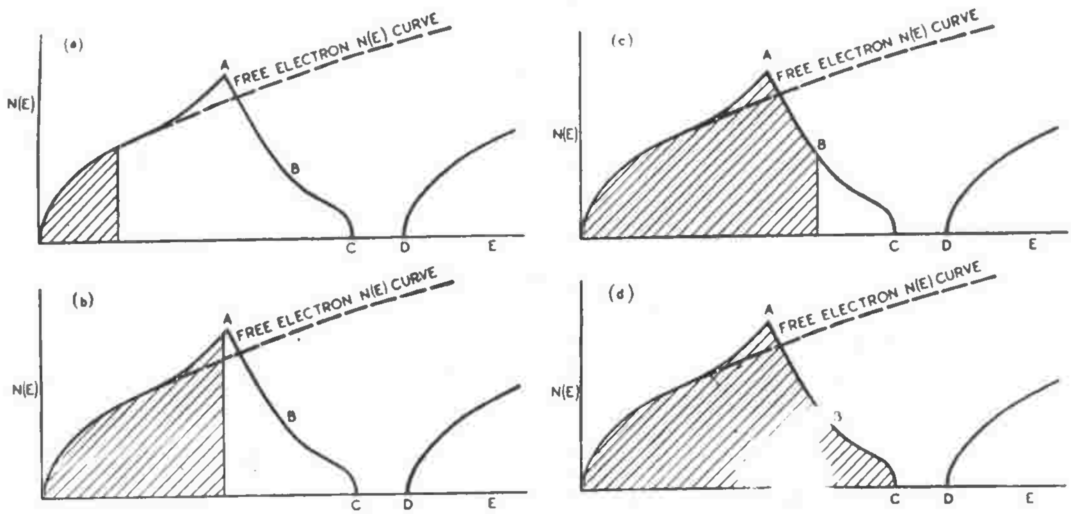
شكل (١٢ – ٨)

وبعد هذه المرحلة لن يدخل أى إلكترون فى المنطقة الثانية إلا إذا كانت طاقته من الكبر بحيث يستطيع تعديه المنطقة الممنوعة للطاقة بين منطقتى بريلوين الأولى والثانية . شكل (١٢ - ٩)

أحيانا يكون أول حدود منطقة بريلوين الثانية عند مستوى من الطاقة أقل من مستوى الطاقة المناظر لأبعد حدود منطقة بريلوين الأولى أى أن هناك تلاحما بين المنطقتين overlap . فى هذه الحالة يمكن للإلكترونات أن تبدأ فى شغل مستويات الطاقة فى المنطقة الثانية قبل الانتهاء تماما من شغل مستويات الطاقة فى المنطقة الأولى ، كما مبين بشكل (١٢-٩) .



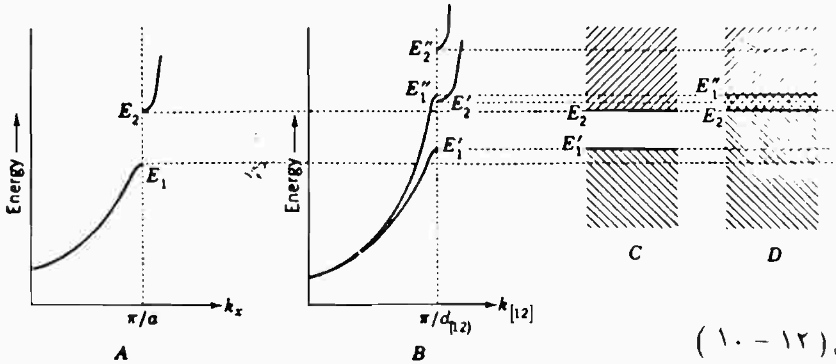
BRILLOUIN ZONES



شكل (١٢ - ٩)

تمثل أشكال (B & A) منطقة بريلوين الأولى وهى ممتلئة جزئيا بالإلكترونات فى الشكل C تبدأ الإلكترونات فى الدخول للمنطقة الثانية قبل الإنتهاء من شغل جميع مستويات الطاقة الأولى وذلك لأن مستويات الطاقة فى المنطقة الثانية عندئذ تكون ميسورة أكثر من المستويات الباقية فى المنطقة الأولى .

ويمكن توضيح ذلك أكثر بواسطة شكل (١٢ – ١٠)



شكل (١٢ – ١٠)

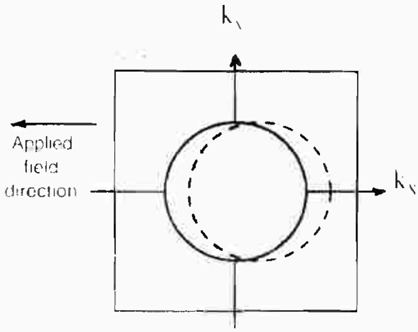
أعتبر E_1 . E_1' . E_1'' هى حدود الطاقة لمنطقة بريلوين الأولى بالنسبة لثلاثة اتجاهات فى الفراغ وإن E_1 ، E_1' ، E_1'' طاقة القاع bottom لمنطقة بريلوين الثانية لنفس هذه الاتجاهات .

أولا : إذا كان E_2 أكبر من E_1 , E_1' بالنسبة للاتجاهات المختلفة فى الفراغ ، فإننا نحصل على مناطق غير متداخلة وتوجد عندئذ non overlapping zones ثغرة فى الطاقة energy gap ، وتكون مثل هذه المادة عازلة كهربائيا إذ أن إلكترونات المنطقة الأولى لا تستطيع الحركة إلى داخل المنطقة الثانية إلا إذا قفزت فوق ثغرة الطاقة .

ثانيا : أما إذا كانت E_1' أكبر من E_2 فإننا نحصل علي مناطق بريلوين متداخلة ويكون الإلكترون عندئذ حر الحركة داخل المنطقتين الأولى والثانية ، مما يسهل عملية التوصيل الكهربائى وتكون مثل هذه المواد مواد موصلة .

تعريف المادة الموصلة كهربائيا :

هى المادة التى تكون منطقة بريلوين لها مملوءة جزئيا partially filled بالإلكترونات . عندما نؤثر على المادة بمجال كهربائى نجد أن مجموعة الإلكترونات تزاح فى عكس اتجاه المجال ، وذلك لأن كل إلكترون يستطيع أن يجد مستوى شاغرا للطاقة يجاوره ، شكل (١٢-١١) .



شكل (١٢ - ١١)

وكنتيجة لإزاحة الإلكترونات نحصل على تيار كهربائى ، ولذلك تكون المادة موصلة جيدة للتيار . نفس هذا التعليل ينطبق على المواد التى تكون فيها مناطق بريلوين متداخلة وتسمح بحركة الإلكترون .

المادة العازلة :

هى المادة التى يكون فيها مناطق بريلوين غير متداخلة وبينها ثغرة طاقة ، كما أن المنطقة الداخلية ملوءة تماما بالإلكترونات . لا يستطيع الإلكترون الحركة تحت تأثير المجال الكهربائى إلا إذا اكتسب طاقة تسمح له بالقفز فوق ثغرة الطاقة .

المادة شبه الموصلة :

إذا كانت المنطقة الداخلية مملودة تماما (Valence band) وكانت ثغرة الجهد صغيرة نسبيا ، بحيث يمكن للإلكترون بواسطة التهيج الحرارى kT أن يقفزها إلى منطقة التوصيل conduction band تكون المادة شبه موصلة مثل السيليكون النقى . فى درجات الحرارة المنخفضة تكون المادة عازلة بينما رفع درجة الحرارة يحولها إلى مادة موصلة .

يوجد بعض المواد العازلة أصلا يمكن تحويلها إلى مواد شبه موصلة بإدخال شوائب فيها . تسمح هذه الشوائب بمستويات للطاقة داخل ثغرة الطاقة ، مما يسهل انتقال

الإلكترون منها أو إليها .

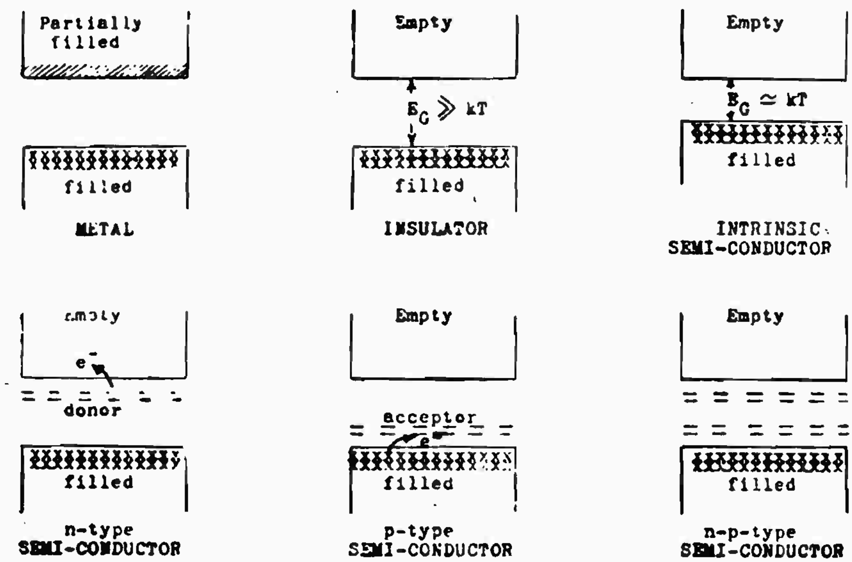
إذا كانت مستويات الطاقة التى أدخلتها الشوائب فى ثغرة الطاقة للمادة الأصلية قريبة من منطقة التوصيل conduction band فإن الإلكترون يقفز من الشائبة impurity atom لمنطقة التوصيل ، ويساهم فى عملية التوصيل ويسمى هذا النوع n -type semiconductor .

أما إذا كانت مستويات الطاقة داخل الثغرة قريبة من منطقة التكافؤ valence band فإن الإلكترونات تقفز من هذه المنطقة إلى مستويات الطاقة الأعلى والقريبة منها تاركة وراءها فراغات موجبة 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 السابقين ، وتسمى n - p - type semiconductor .

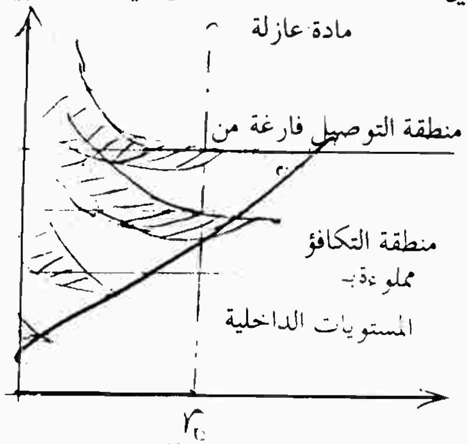
ويبين شكل (١٢ - ١٢) أنواع المواد المختلفة من موصلة إلى شبه موصلة إلى عازلة مستعينا بنظرية المناطق .



شكل (١٢ - ١٢)

التوصيل بواسطة الإلكترونات والثقوب :

تنقسم مستويات الطاقة الإلكترونية عند اقتراب الذرات من بعضها ، ففى حالة المواد الموصلة جيدا تنطبق المستويات بما يسمح بحركة الإلكترونات بحرية لمستويات الطاقة الأعلى فى عملية التوصيل الكهربى . أما فى حالة العوازل والمواد شبه الموصلة فيوجد طاقة ثغرة بين منطقة التكافؤ ومنطقة التوصيل ، كما مبين بشكل (١٢ - ١٣) .



شكل (١٢ - ١٣)

عندما يخرج إلكترون من منطقة التكافؤ فى شبه موصل يترك مكانه ثقبا موجبا positive hole يمكنه أن يتحرك فى منطقة التكافؤ بتأثير مجال كهربائى خارجى ، وينشأ عن انتقاله تيار كهربى . أى أنه من الممكن حدوث توصيل كهربى بواسطة الإلكترونات أو الثقوب أو بالإثنين معا ، ولكن تكون حركة الإلكترونات فى منطقة التوصيل فى عكس اتجاه المجال الكهربى المؤثر ، بينما تتحرك الثقوب فى منطقة التكافؤ فى اتجاه المجال .

موصلية المادة σ هى $\sigma = J / E$ حيث J الكثافة التيارية ، E شدة المجال الكهربى المؤثر . وباعتبار أن التيار قد نشأ عن حركة عدد n إلكترونات فى وحدة الحجوم بسرعة متوسطة v فى منطقة التوصيل تكون الكثافة التيارية $J = n . e . v$

وتكون الموصلية σ_e الناشئة عن الإلكترونات هى :

$$\sigma_e = n\ e\ \frac{v}{E} = n\, e\, \mu_e$$

حيث μ_e هى حركية الإلكترونات فى منطقة التوصيل .

ولما كانت الثقوب تحدث تيارا كهربيا بنفس الصورة ، تكون أيضا الموصلية الناشئة عن الثقوب σ_p فى منطقة التكافؤ هى :

$$\sigma_p = p \, . \, e \, \mu_p$$

حيث μ_p هى حركية الثقوب فى منطقة التكافؤ ، p هو عدد الثقوب فى وحدة الحجوم بها . وتكون الموصليه الكلية لشبه الموصل هى :

$$\sigma = n \, e \, \mu_e + p \, e \, \mu_p$$

ولكن $p = n$ فى شبه الموصل الذاتى ، لذلك فإن :

$$\sigma = n \, e \left(\mu_e + \mu_p \right)$$

وإذا كان N هو عدد الإلكترونات فى وحدة الحجوم فى منطقة التكافؤ يمكن أن يقفز طاقة الثغرة منها عدد n إلكترونات عند درجة الحرارة T ، ويتكون عندئذ عدد n ثقوب فى الموصل الذاتى . يتغير عدد الإلكترونات والثقوب مع درجة الحرارة وفقا للمعادلة :

$$n = N \, e^{-E_G / 2kT}$$

حيث E_G هى طاقة الثغرة بين منطقتى التكافؤ والتوصل ، k ثابت بولتزمان . وبذلك تصبح موصلية شبه الموصل الذاتى هى :

$$\sigma = N \, e \left(\mu_e + \mu_p \right) \, e^{-E_G / 2kT}$$

وتوضح هذه المعادلة أن موصلية شبه الموصل تزداد وفقا لدالة أسية لدرجة الحرارة . وبهذا تتمايز أشباه الموصلات عن الموصلات الفلزية التى تتناقص موصليتها طرديا مع درجة الحرارة .

ولإيجاد طاقة الثغرة E_G عمليا نوجد تغير لموصلية σ مع درجة الحرارة T وبرسم العلاقة بين $(\ln \sigma)$ & (I/T) نحصل على خط مستقيم ، ميله يساوى طاقة الثغرة مقسوما على ضعف ثابت بولتزمان .

أشباه الموصلات العارضة Extrinsic semi conductors :

مستويات طاقة الثغرة بين منطقتى التكافؤ والتوصيل هى مستويات طاقة محرمة على الإلكترونات . إذا أضفنا قدراً ضئيلاً جدا من الشوائب قد يصل إلى جزء فى الألف مليون

يتكون نوعان من أشباه الموصلات العارضة extrinsic يطلق عليهما موجب النوع p-type وسالب النوع n-type وفقا لما تسببه هذه الشوائب من وفرة فى الثقوب الموجبة أو الإلكترونات السالبة على الترتيب . ومن أمثلة النوع الأول السيليكون أو الجرمانيوم إذا أضيفت له شوائب ثلاثية التكافؤ مثل الأنديوم . ومن أمثلة النوع الثانى السيليكون أو الجرمانيوم مضاف إليه شوائب خماسية التكافؤ مثل الأنيتمون . فمن المعروف أن لذرة الجرمانيوم أو السيليكون أربعة إلكترونات تكافؤ وأن هذه المواد تتبلور على صورة شبيكة الماس حيث عدد التناسق يساوى اربعة . ولذلك فالروابط بين الذرات المتجاورة روابط تساهمية . عند إضافة ذرة أنتيمون خماسية التكافؤ إلى السيليكون مثلا ، فإن أربعة فقط من إلكتروناتها الخمسة تشترك فى الروابط التساهمية مع الجيران السيليكون الأربعة ويتبقى إلكترون حر يستطيع أن يساهم فى عملية التوصيل الكهربى عند التأثير بمجال كهربى خارجى ، ولذلك تسمى هذه بالشوائب المعطاءة donor ، لأنها تعمل على زيادة كثافة حاملات الشحنة السالبة فى منطقة التوصيل ، ويسمى شبه الموصل فى هذه الحالة n-type، إذ أن التوصيل الكهربى فيه يتم على أساس انتقال الإلكترونات فى منطقة التوصيل .

أما فى حالة إضافة شوائب ثلاثية التكافؤ كالأنديوم أو الجاليوم تتكامل الروابط التساهمية الأربع مع ذرات السيليكون المجاوره بأن تأخذ كل شائبة إلكترونا من منطقة التكافؤ ويصير مكانه ثقبا موجباً positive hole حر الحركة فى فراغ الشبيكة ويكون مسئولا عن عملية التوصيل الكهربى ويطلق على الشوائب فى هذه الحالة شوائب مستقبلة acceptor حيث إنها بقبولها للإلكترونات تحدث زيادة كبيرة فى الثقوب الموجبة وهى حاملات الشحنة الموجبة المسببة للتيار الكهربى . ويسمى هذا النوع p - type أى شبه الموصل موجب النوع.

مسائل وتمارين علي الباب الثاني عشر

١ – أثبت أنه فى شبيكة مربعة بسيطة (ذات بعدين) تكون طاقة حركة إلكترون حر عند احد أركان منطقة بريلوين الأولى أكبر من نظيره عند منتصف الوجه للمنطقة بمقدار الضعف .

٢ – ماذا تكون نسبة الطاقة الإلكترونية $E(111)/E(100)$ عند حدود منطقة بريلوين الأولى لشبكة تكعيبية بسيطة . S C ؟ ثم أثبت أن هذه المنطقة تشكل مستوى الطاقة الأول (1 -S state) .

٣ – تتغير طاقة إلكترون فى منطقة التكافؤ في فلز تكعيبى بسيط تبعا للعلاقة

$$E = A\,k^2 + B$$

حيث $A = 10^{-38}\ J\,.\,m^{-2}$ ، B ثابت .

أوجد الكتلة الفعالة للإلكترون بالنسبة لكتلته الحرة . ثم أوجد عدد إلكترونات التكافؤ لكل ذرة ، وطاقة ترابط الفلز .

٤ – ارسم منطقتى بريلوين الأولى والثانية لشبيكة بسيطة ثنائية البعد محوراها $a\ \&\ \sqrt{3}\,a$

٥ – اعتبر شبيكة مربعة بعدها الشبيكى 3 A . عند أي قيمة لكمية حركة الإلكترون يكون سطح منطقة بريلوين الأولى ؟ وما هى طاقة الإلكترون عندئذ ؟

٦ – علل لماذا لا توجد مستويات طاقة إلكترونية محرمة في الفلزات . ثم أثبت أن الكتلة الفعالة للإلكترون تساوي كتلته الحرة ؟