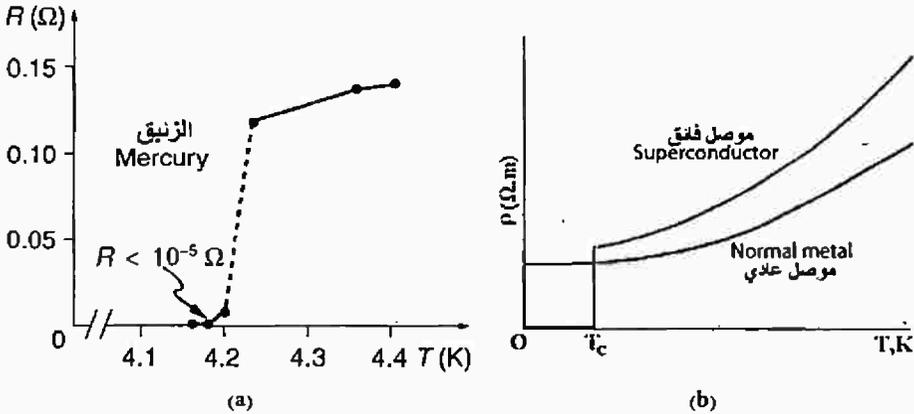


## الباب التاسع

### أساسيات الموصلية الفائقة

### Fundamentals of superconductivity

تعطى المقاومة النوعية  $\rho$  للسبيكة المعدنية طبقا لقاعدة ماتهيسن (Matthiessen's rule) بالعلاقة  $\rho = \rho_{res} + \rho_T$ ، حيث تعتمد  $\rho_T$  على درجة الحرارة وتتلاشى قيمتها عند درجة الصفر المطلق، وتصبح  $\rho$  مساوية للقيمة  $\rho_{res}$  التي تسمى بالمقاومة النوعية المتبقية (residual resistivity)، حيث لا تعتمد على درجة الحرارة وإنما تعتمد على نوع وكم الشوائب الموجودة بالسبيكة. ولقد لاحظ كاميرلنف أونيس (H.K.onnes) عام 1911 أن الزئبق النقي تتلاشى مقاومته عند 4.2 K تقريبا (شكل 9-1)، كما وجد أيضا أنه عند درجات حرارة تساوى 3.35K، 3.37K، 7.19K، يحدث نقص حاد في المقاومات النوعية لعناصر الثاليوم، القصدير والرصاص على الترتيب.



شكل (9-1): اختفاء المقاومة الكهربائية للزئبق بالقرب من 4.2K (a)، وتغير المقاومة النوعية مع درجة الحرارة لكل من الموصل الفائق والمعدن العادي عند درجات الحرارة المنخفضة (b)

ومؤخرا بينت التجربة أن تيارا تبلغ شدته عدة مئات من الأمبيرات ظل ثابت القيمة دون نقص لمدة عام كامل (زمن إجراء التجربة) وهو يسرى خلال حلقة من الرصاص عند درجات حرارة منخفضة نسبيا.

وتعنى الحالة  $\rho = 0$  أنه عند قيمة محددة لكثافة التيار تكون شدة المجال الكهربى  $\epsilon$  عند أى نقطة للموصل مساوية للصفر وذلك طبقا لقانون أوم  $\rho = \frac{\epsilon}{j}$ . وأصبحت ظاهرة انعدام المقاومة النوعية فى بعض الفلزات والمركبات عند درجات حرارة منخفضة تعرف بظاهرة التوصيل الفائق superconductivity، كما أطلق على درجة الحرارة التى يحدث عندها التحول من التوصيل العادى إلى التوصيل الفائق درجة الحرارة الحرجة  $T_c$  critical temperature، أو درجة حرارة الانتقال transition temperature. وجدير بالذكر، أنه يوجد حتى الآن العشرات من العناصر الكيميائية وعدة مئات من السبائك والمركبات الكيميائية التى تبدى توصيلا فائقا، حيث أطلق عليها مواد فائقة التوصيل superconductors، كما وجد أن قيمة حرارة الانتقال  $T_c$  تعتمد على نوع المادة وظروف تحضيرها ودرجة نقائها. شكل (b. 9-1) يبين اختفاء المقاومة النوعية عند  $T \leq T_c$  للموصل الفائق مقارنة بالموصل العادى الذى يحتفظ بقيمة ثابتة لها حتى عند درجة الصفر المطلق. جدول (9-1) يعطى بعض الأمثلة للمواد فائقة التوصيل ودرجات الحرارة الحرجة لها.

ولكى يمكن الاستفادة تكنولوجيا من هذه الظاهرة بشكل أوسع يتطلب الأمر رفع درجة الحرارة الحرجة إلى قيمة تعادل درجة حرارة الغرفة (300K)، وهو الأمل الذى أصبح يداعب علماء الفيزياء وأدى إلى تنافس دولى عجيب فى الآونة الأخيرة بهدف الحصول على المركب الكيميائى الذى يتيح التفاعل الكهربى بين مكوناته ظهور ميكانيكية مناسبة تضمن استمرارية التوصيل الفائق فى درجات الحرارة العادية.

جدول (9-1): درجات الحرارة الحرجة  $T_c$  لبعض المواد

المادة	$T_c$ , K	المادة	$T_c$ , K
Ru	0.5	MoN	12
Cd	0.5	Nb <sub>3</sub> Ge	20.3
Al	1.2	La - Ba - Cu - O	40

المادة	$T_c, K$	المادة	$T_c, K$
Te	2.4	Tl- Ba - Ca- Cu	77
In	3.4	Sr - TiO <sub>3</sub>	78
Sn	3.7	Er -Ba - Cu -O	90
Hg(γ)	4.2	Yb - Ba - Cu	95
V	5.3	Yb-B - Cu -O	96
Pb	7.2	Ti - Ba - Ca- Cu- O	100
Nb	9.6	Bi - Sr - Ca- Cu- O	102

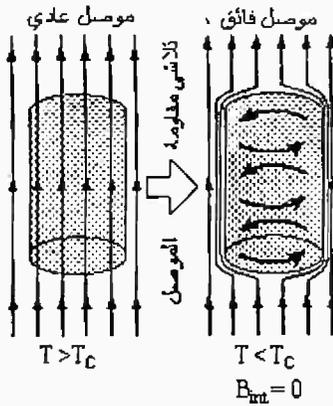
### ظاهرة ميسنر

في عام 1933 وجد ميسنر (W. Meissner) وأوخينفيلد (R. Ochsenfeld) أنه عند تسليط مجال مغناطيسي على مادة فائقة التوصيل فإن خطوط الفيض المغناطيسي تبتعد كلياً عن المادة إذا بردت إلى درجة حرارة أقل من الدرجة الحرجة، وهذا يعني أن الحث المغناطيسي داخل المادة فائقة التوصيل يساوي صفراً. سميت هذه الظاهرة بظاهرة إقصاء الفيض المغناطيسي (flux exclusion) أو ظاهرة ميسنر (شكل 2-9). ويمكن تفسير ذلك بأن المادة عند تحولها من الحالة الاعتيادية إلى حالة التوصيل الفائق في وجود مجال مغناطيسي تكون مصحوبة بتولد تيارات سطحية مستمرة كافية لمحو المجال المغناطيسي داخلها، فإذا كان الفيض المغناطيسي داخل المادة في الحالة الاعتيادية يساوي الفيض الكلي الناتج عن المجال الخارجي بالإضافة إلى الفيض الناتج عن تمغنط المادة، أي أن:

$$B_{int} = B_{ext} + \mu_0 J_m$$

$$= \mu_0 H + \mu_0 \chi H = (1 + \chi) \mu_0 H$$

حيث:  $-J_m$  هو شدة التمكنط (العزم المغناطيسي لوحدة الحجم من المادة)،  $-\chi$  القابلية المغناطيسية للمادة (magnetic susceptibility)  $(\chi = \frac{J_m}{H})$ .



شكل: (٢-٩) ظاهرة ميسنر أو إقصاء الفيض المغناطيسي

وعند تحول المادة إلى التوصيل الفائق، فإن:  $B_{int} = 0$

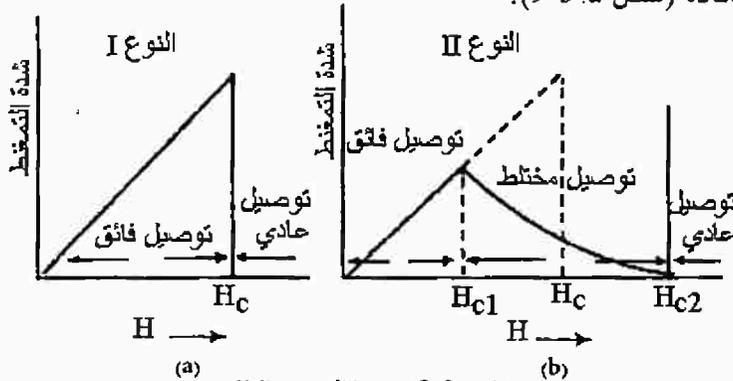
i.e  $\chi = -1$

ومعنى ذلك، أن المادة ذات الموصلية الفائقة تكون مادة دايما مغناطيسية مثالية، لها قابلية مغناطيسية  $\chi = -1$ ، (المادة الدايا مغناطيسية العادية لها  $|\chi| \ll 1$ ). ومن ثم فإن حالة التوصيل الفائق تتميز بامتزاج ظاهرتين لحظيتين هما الموصلية الكهربية المثالية ( $\rho = 0$ ,  $\epsilon = 0$ ) والدايا مغناطيسية المثالية ( $\chi = -1$ ,  $H_{int} = 0$ ).

نوعا التوصيل الفائق: يوجد نوعان لمواد التوصيل الفائق طبقا لكيفية تحول المادة من حالة التوصيل الفائق إلى الحالة الاعتيادية عندما يصبح  $H \geq H_c$ .

### النوع الاول (Type I):

فيه تتحول المادة كلية إلى الحالة الاعتيادية عندما يتجاوز المجال المغناطيسي المطبق قيمته الحرجة  $H_c$ ، حيث يختفي التمعنط المعاكس ويتمكن المجال الخارجى من اختراق المادة (شكل a. 9-3).



شكل (9-3): نوعا التوصيل الفائق

## النوع الثانى (Type II):

تحول المادة من التوصيل الفائق إلى الاعتيادى يتم على مرحلتين، حيث توجد قيمتان للمجال الحرج  $H_{c1}$ ،  $H_{c2}$ ، فإذا كانت  $H_{c1} < H < H_{c2}$  فإن المجال يخترق المادة جزئياً ويحدث توصيل مختلط من إلكترونات التوصيل الفائق وإلكترونات التوصيل العادية. وعندما يصل المجال للقيمة  $H_{c2}$  تتحول المادة إلى التوصيل المعتاد (شكل 9-3).

## أساسيات نظرية التوصيل الفائق BCS theory

سنحاول فهم كيفية حدوث التوصيل الفائق فى المعادن طبقاً لنظرية باردين - كوبر - شريفر (BCS theory) التى وضعت بواسطة العلماء باردين Bardeen، كوبر Cooper، شريفر Schrieffer عام 1957، والتى حصلوا بموجبها على جائزة نوبل عام 1972م، وذلك من خلال العناصر التالية:

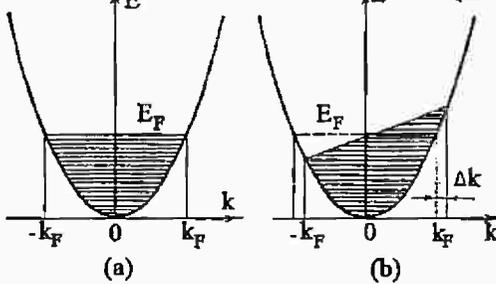
أ- الموصلية الكهربائية المحدودة للمعادن:

تعطى طاقة الحركة للإلكترونات الحرة فى المعادن بالعلاقة الآتية:

$$E = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$$

والعلاقة السابقة بين  $E$ ،  $k$  تمثل بشكل (9-4.a)، والخطوط الأفقية الدقيقة تعبر عن المستويات المشغولة بالإلكترونات، والخط المجسم يمثل مستوى فيرمى. وتطبيق مجال كهربى  $\mathcal{E}$  يسبب تغيراً فى توزيع الإلكترونات على الجالات شكل (9-4.b)، حيث يحدث انتقال للإلكترونات من اليسار إلى اليمين نظراً لزيادة المتجه الموجى بالمقدار  $\Delta k$  تنتج عنه زيادة فى الطاقة، وتتمكن الإلكترونات من شغل الحالات الخالية فوق مستوى فيرمى، حيث تزداد كمية التحرك للإلكترونات التوصيل فى زمن قدره  $\Delta t$  بالمقدار  $p_e$ ، حيث:

$$p_e = \hbar \Delta k = F \Delta t = q \mathcal{E} \Delta t$$



شكل (9-4): التوزيع الإلكتروني فى غياب المجال الكهربى (a)، وفى وجود المجال (b)

يسمى المقدار  $F\Delta t$ ، الذى يساوى التغير فى كمية الحركة، بدفع القوة impulse of force. ونتيجة لذلك يمر تيار فى الموصل كثافته هي:

$$j = qn v_{\epsilon} = qn \frac{p_{\epsilon}}{m_o} = qn \left( \frac{q\epsilon\Delta t}{m_o} \right) = \left( \frac{q^2 n}{m_o} \right) \epsilon \Delta t = \sigma \epsilon$$

حيث  $\sigma$  هي الموصلية النوعية للموصل. ومع استمرار زيادة الزمن  $\Delta t$  تزداد قيمة التيار إلى ما لانهاية، وهذا يقابله موصلية نوعية لانهاية للموصل حيث:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \sigma = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{q^2 n}{m_o} \Delta t \rightarrow \infty$$

وهو الأمر الذى لم يتحقق عمليا لأى معدن، وذلك بسبب عمليات تشتت الإلكترونات بواسطة عيوب الشبكية (lattice defects) أو بواسطة الاهتزازات الحرارية (الفونونات) وتشتت الإلكترونات بسبب تصادمها مع الفونونات هو تشتت مرن (elastic scattering)، حيث يغير كمية حركة الإلكترونات إلى نفس القيمة فى الاتجاه المضاد ويسبب إعادة الإلكترونات من اليمين إلى اليسار من قيم  $k$  الموجبة إلى قيم  $k$  السالبة (شكل 9-4. b)، لذلك فإن  $\Delta t$  تساوى  $\tau_f$ ، حيث  $\tau_f$  هو زمن الإسترخاء (relaxation time) وهو الزمن اللازم لإعادة الإلكترون إلى مستوى قريب من مستوى فيرمي. وعمليات التشتت هذه تسبب نقص السرعة الانسيابية للإلكترونات  $v_d$  (drift velocity) لتكون:

$$v_d = \frac{q\epsilon \tau_f}{m_o} \quad (9-1)$$

وبالتالى فإن كثافة التيار تصبح:

$$j = q^2 n \epsilon \tau_f / m_o \quad (9-2)$$

وتكون الموصلية النوعية هي:

$$\sigma = q^2 n \frac{\tau_f}{m_o} \quad (9-3)$$

وهي قيم محدودة وليست لا نهائية.

نستخلص مما سبق أن الإلكترونات المرتدة نتيجة للتشتت المرن هي السبب فى محدودية الموصلية الكهربائية للمعادن، وهو الأمر الذى كان من الممكن عدم حدوثه إذا لم تتوافر حالات مسموحة وخالية (مثل الحالات الخالية فى منطقة التوصيل) تستقبل الإلكترونات المرتدة (انظر شكل 9-4. b).

ب - الفاصل الطاقى فى الموصلات الفائقة:

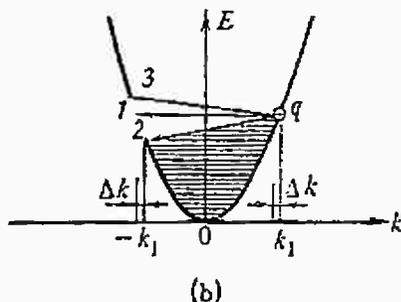
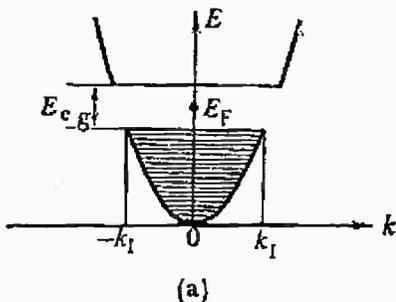
اقترح نموذج للمخطط الطاقى للإلكترونات التوصيل يحوى فاصلا طاقيا يجعل عمليات التشتت (تحت شروط محددة) غير ممكنة حتى في وجود مراكز التشتت المختلفة (مثل الشوائب - العيوب - الفونونات..... الخ). هذا الفاصل الطاقى  $E_{eg}$  يفصل منطقة التوصيل إلى جزئين، الجزء السفلى مشغول تماما بالإلكترونات والجزء العلوى خالى تماما، كما يقع مستوى فيرمى فى منتصف الفاصل. وهو بذلك يشبه النموذج الطيفى لشبه الموصل الذاتى عند  $T = 0K$  الذى له توصيل نوعى  $\sigma$  يساوى صفرًا، ومنطقته المحرمة لا يتغير موضعها بتأثير المجال الخارجى. إلا أن الفاصل  $E_{eg}$  فى الموصل الفائق يتحرك بتأثير المجال الكهربى تماما كما يتحرك التوزيع الإلكترونى له (شكل 5-9)، حيث خلال زمن  $\Delta t$  يسبب المجال زيادة المتجه الموجى بالمقدار  $\Delta k$  تعطى بالعلاقة الآتية:

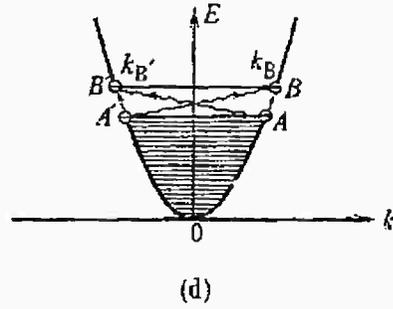
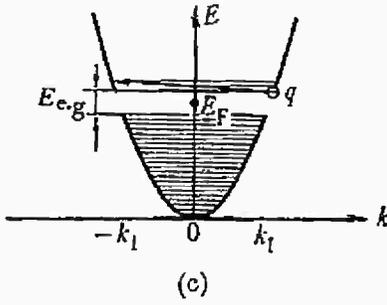
$$\Delta k = \frac{p_e}{\hbar} = \frac{qE\Delta t}{\hbar} \quad (9 - 4)$$

ويزاح الفاصل الطاقى  $E_{eg}$  إلى اليمين.

### ج - عدم إمكانية التشتت الإلكترونى فى وجود الفاصل الطاقى:

إذا افترضنا أن الإلكترون الذى يشغل المدار العلوى فى الجانب الأيمن يحاول التشتت (الارتداد)، فإنه يوجد ثلاثة احتمالات فقط لهذا التشتت (مشار إليها بالأسهم 1، 2، 3 على الشكل 5-9. b). الاحتمال الأول (1) يكون عن طريق الإرتداد من الحالة (k) إلى الحالة (-k) والتي تقع فى المنطقة المحرمة، وبالتالي يكون غير ممكن. الاحتمال الثانى (2) هو الانتقال إلى المدار العلوى فى قمة الجانب الأيسر الملىء، وهو أيضا ممنوع بسبب مبدأ باولى. ويكون مسموحا فقط الانتقال إلى أدنى مدار خالى فى الجانب الأيسر وهو الاحتمال (3)، ولكنه يحتاج لطاقة تعادل  $E_{eg}$ ، فإذا كانت درجة حرارة المعدن منخفضة بشكل كاف، فإن طاقة الفونون  $\hbar\omega_{ph}$  الممتصة بواسطة الإلكترون تكون أقل من القيمة  $E_{eg}$  ويصبح هذا الانتقال غير ممكن أيضا.





شكل: (9-5) فاصل طاقي فى الموصل الفائق (a)، تحرك التوزيع الإلكتروني والفاصل الطاقي تحت تأثير المجال الكهربى، واحتمالات الارتداد الإلكتروني (b)، ظهور حالات خالية فى المنطقة السفلى والكترونات عادية فى المنطقة العليا وضيق الفاصل الطاقي مع درجة الحرارة (c)، انتقال الإلكترونين المتزاوجين A'، A إلى الحالة العادية بفعل طاقة الفونون العالية (d).

#### د - انهيار حالة التوصيل الفائق بسبب الفونونات عالية الطاقة:

قد توجد فونونات لها طاقة  $\hbar\omega_{ph}$  أكبر من اتساع المنطقة المحرمة  $E_{e.g}$ ، حيث تكون قادرة على إثارة إلكترونات المدارات السفلى المليئة إلى المدارات الأعلى الغير مليئة حتى عندما تكون درجة الحرارة منخفضة. هذا سيؤدى إلى ظهور مدارات خالية فى المنطقة السفلى المليئة ووجود إلكترونات عادية فى المنطقة العليا غير المليئة. ويعتقد أن وجود المدارات الخالية سيؤدى إلى حدوث إرتداد للإلكترونات المسؤولة عن التوصيل الفائق، حيث يصبح الانتقال 2 ممكنا شكل (b. 9-5)، ويؤدى ذلك إلى تحطيم حالة الموصلية الفائقة. وبالفعل، فإن ارتفاع درجة الحرارة يكون مصحوبا بضيق المنطقة المحرمة (شكل c. 9-5) لدرجة أنه لا يبقى أى مستوى فى المنطقة السفلى خاليا لاستقبال الإلكترونات المرتدة، ويتم التشتت الإلكتروني إلى المنطقة العليا الخالية.

بمعنى آخر أن الفونون الذى طاقته  $\hbar\omega_{ph} > E_{e.g}$  لا يحول إلكترون التوصيل الفائق إلى الإلكترون العادى B' فقط ولكن يحطم حالة التوصيل الفائق له ولالإلكترون A' المتزاوج معه وذلك بإثارته إلى الحالة العادية شكل (b. 9-5) وعندما تزداد درجة الحرارة فإن عدد الفونونات الطاقية يزداد، اتساع المنطقة المحرمة يقل مع نقص عدد إلكترونات التوصيل الفائق، ويزداد عدد الإلكترونات العادية - وعند درجة حرارة  $T=T_c$  فإن المنطقة المحرمة تختفى وكل الإلكترونات تذهب إلى الحالة العادية وتنهار حالة الموصلية الفائقة.

من ثم، فإنه تحت ظروف معينة، يمكن اختفاء عمليات التشتت (التبعثر) للإلكترونات التى تحد من الموصلية الكهربائية للمعدن، وفى هذه الحالة يمتلك المعدن فاصلا طاقيًا

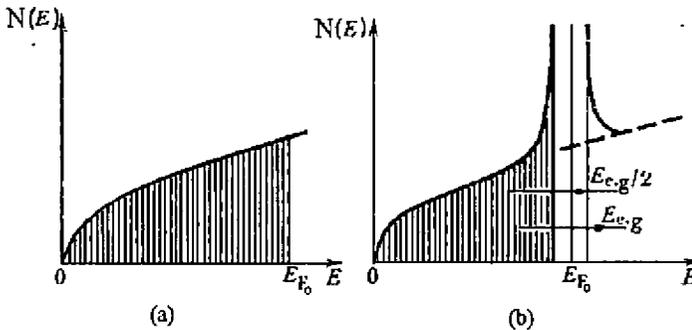
متحركا mobil gab ويصبح حتى في وجود مراكز التشتت المختلفة مثل الفونونات موصلا مثاليا ideal conductor ويطلق عليه موصلا فائقا superconductor.

### هـ - بعض الخصائص الهامة للموصل الفائق:

١- دعنا ننظر ثانية إلى شكل (9-4.a)، نلاحظ أن المماس للمنحنى  $E(k)$  عند قمة الجزء السفلى (الملىء) لمنطقة التوصيل يكون أفقيا، وبالتالي فإن السرعة الانتقالية للإلكترونات  $v = \hbar^{-1}(dE/dk)$  التي تشغل هذه المستويات تساوى صفرا رغم أن كمية تحركها والمتجه الموجي  $k_1 = \frac{p_1}{\hbar}$  لها كبيرة جدا. هذه الخاصية تعتبر أساسية عند بناء نموذج الموصلية الفائقة.

٢- شكل (9-6.a) يبين الاعتماد الطاقى لكثافة الحالات  $N(E)$  في منطقة التوصيل لمعدن عادى عندما  $T = 0K$ ، وشكل (9-6.b) يبين نفس العلاقة في حالة وجود فاصل طاقى  $E_{e.g}$  في منطقة التوصيل. نلاحظ أن كثافة الحالات بالقرب من جانبي الفاصل الطاقى كبيرة نسبيا بسبب إضافة حالات المسافة الطاقية  $\frac{E_{e.g}}{2}$  إليها. فإذا كان ممكنا أن نثبت أن المعادن يمكن بالفعل أن تملك طيفا طاقيا إلكترونيا به فاصل طاقى في حالة التوصيل الفائق، فإن ذلك يعتبر تأكيدا لصحة نظرية التوصيل الفائق (BCS theory).

لذلك فإن جهودا بذلت للتحقق من وجود مثل هذا الفاصل الطاقى في المعادن فائقة التوصيل. وحاليا يوجد عدد من الطرق التي ليست قادرة فقط على التحقق من وجود هذا الفاصل بل وقادرة أيضا على قياس اتساعه. إحدى هذه الطرق هي تعريض العينة للأشعة فوق الحمراء (far infrared) وبتغيير تردد الشعاع الساقط يمكن أن نحصل على قيمة قصوى للامتصاص تظهر على هيئة قمة (peak) على المنحنى الطيفي. هذا يدل على أن المادة تحتوى على هذا الفاصل الطاقى.



شكل (9-6): كثافة الحالات في منطقة التوصيل لمعدن عادى (a)، وللمعدن في حالة وجود فاصل طاقى (b)

وتكون  $\hbar\omega_c = E_{e_g}$  وبمعرفه  $\omega_c$  (التردد الحرج الذى عنده يحدث الامتصاص) يمكن إيجاد اتساع الفاصل الطاقى  $E_{e_g}$ . (جدول 2-9) يعطى قيم كل من الفاصل الطاقى  $E_{e_g}$  ودرجة الحرارة الحرجة  $T_c$  لبعض العناصر؛ نلاحظ أن قيم  $E_{e_g}$  صغيرة فى حدود (eV  $10^{-2}$  -  $10^{-3}$ ) وأن  $E_{e_g}$  مرتبطة مع  $T_c$ ، فكلما كانت  $E_{e_g}$  كبيرة كانت درجة الحرارة الحرجة  $T_c$  كبيرة أيضا.

جدول (2-9): قيم الفاصل الطاقى  $E_{e_g}$  ودرجة الحرارة الحرجة  $T_c$  لبعض العناصر

العناصر	Al	Sn	Hg	V	Pb	Nb
$E_{e_g}(0)$ ( $10^3$ ev)	3.26	11	12.4	14.3	21.4	22.4
$T_c$ (K)	1.2	3.73	4.15	4.9	7.19	9.22
$E_{e_g} = 3.5 K_B T_c$ ( $10^3$ ev)	3.6	11.2	12.5	14.8	21.7	27.7

بعد التأكد من حقيقة وجود هذا الفاصل فى المواد فائقة التوصيل، دعنا نحاول معرفة سبب وكيفية تكونه.

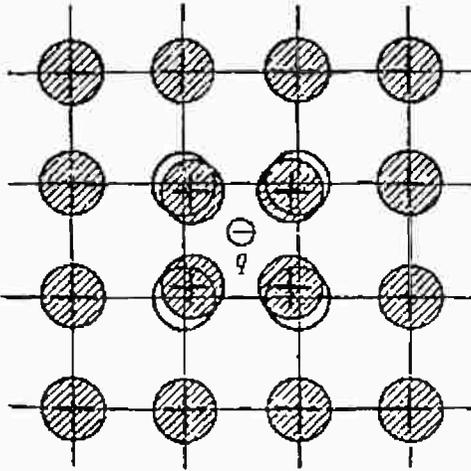
## Electron Cooper- pair الزوج الإلكتروني

كما نعلم أن وجود المنطقة المحرمة فى أشباه الموصلات يرجع إلى تفاعل الإلكترونات مع المجال الدورى لآيونات الشبكية البلورية، لذلك فمن المعقول أن نفترض أن ظهور الفاصل الطاقى فى منطقة التوصيل للمعدن فى حالة التوصيل الفائق يكون راجعا لتفاعل معين إضافى بين الإلكترونات وآيونات الشبكية.

ولمعرفة مصدر هذا الفاصل نفرض أن إلكترونات حرا يتحرك خلال الشبكية ويتفاعل مع آيوناتها، وأنه فى لحظة ما أمكنه جذب بعض هذه الآيونات إليه مبعدا إياها عن مواضع اتزانها. هذا يؤدي إلى زيادة تأثير الشحنة الموجبة (شكل 7-9)، ولعادلة هذا التأثير الايجابى الزائد للشحنة الموجبة فإن إلكترونات آخر يمكن أن ينجذب إلى مجال تأثير هذه الشحنة الزائدة. ومعنى ذلك أن هذين الإلكترونين يصبحان متجاذبين معا بسبب وساطة الآيونات الموجبة. فإذا كانت قوة التجاذب بين الإلكترونين تزيد على قوة التنافر بينهما، فإن هذين الإلكترونين يكونان ثنائيا إلكترونيا. هذا الثنائى الإلكتروني أصبح معروفا الآن باسم (cooper pair).

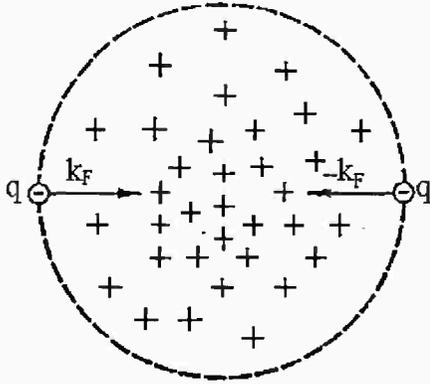
وتكوين هذا الثنائى الإلكتروني يؤدي إلى نقص فى طاقة كل إلكترون بقيمة تساوى

طاقة ربطه في الثنائي الإلكتروني ( $E_b$ ). وبما أن إلكترونات التوصيل في المعدن العادي تملك طاقة قصوى قدرها  $E_f$  عندما  $T = 0K$  (شكل 9-6.a)، فإنه في حالة الانتقال إلى التوصيل الفائق تكون الطاقة القصوى هي  $(E_f - E_b)$ ، وبالتالي فإن أعلى مستوى مليء بالإلكترونات يقع أسفل مستوى فيرمي بالمقدار  $E_b$ ، ويتكون فاصل طاقي اتساعه  $2E_b = E_g$ ، حيث تحدث إزاحة بنفس المقدار لقاع المنطقة العليا الخالية أعلى مستوى فيرمي شكل (9-6.b). ولكسر الترابط بين الثنائي الإلكتروني وتحويلهما إلى إلكترونات عادية عند  $T = 0K$  تلزم طاقة على الأقل تساوي  $2E_b$ .



شكل: (9-7) تكون الشحنة  
التأثيرية الموجبة الزائدة

وكما يتضح من شكل (9-8) فإن الثنائي الإلكتروني يتكون من اثنين من الإلكترونات المتذبذبة حول الشحنة التأثيرية الموجبة (حيث يتشابه بطريقة ما مع ذرة الهيليوم)، لكل إلكترون منهما كمية حركة  $P_f$  كبيرة ومتجه موجى  $k_f$  كبير، بينما يكون المركز الكتلي للثنائي الإلكتروني ثابتا، أى أن سرعته الانتقالية  $v \propto \frac{dE}{dk}$  تساوى صفرا. وهذه الصفة غير المألوفة تتميز بها الإلكترونات التي تشغل المستويات العليا من الجزء المليء لمنطقة التوصيل في وجود الفاصل الطاقي. وبما أن الشحنة الموجبة المركزية تكون متأثرة بحركة الإلكترونات نفسها، فإن الزوج الإلكتروني المتأثر بالمجال الخارجى يمكن أن يندفع (بسرعة اندفاعية) حرا في البلورة، ويتحرك الفاصل الطاقي مع التوزيع الإلكتروني كما هو واضح في شكل (9-6.b).



شكل (8-9): الزوج الإلكتروني  
Electron Cooper- pair

ومما سبق يمكن أن نستنتج مايلي :

١- ليست كل إلكترونات التوصيل يمكن أن تكون أزواجا إلكترونية cooper pairs وذلك بسبب ما تتطلبه هذه العملية من تغير فى الطاقة، وهو الأمر المتاح فقط للإلكترونات الموجودة فى الشريط الضيق الملاصق لمستوى فيرمى والمسماة بإلكترونات فيرمى. والتقدير التقريبي لهذه الإلكترونات بين أن عددها يساوى  $10^{-4}$  من عدد الإلكترونات الكلى (أى يساوى تقريبا  $1/20$  من عدد إلكترونات التوصيل).

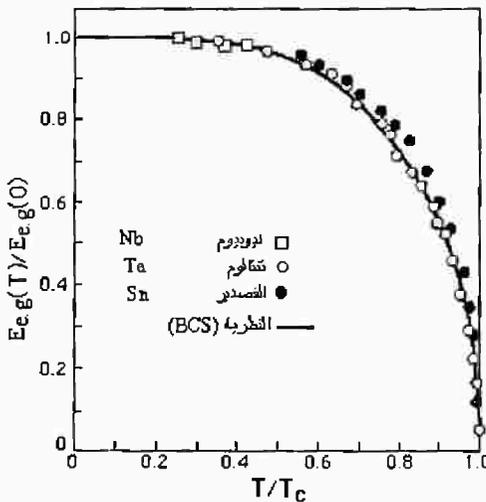
٢- حركة الإلكترونات فى الأزواج الإلكترونية تشبه حركة متسلقى الجبال المربوطين معا بواسطة حبل، فإذا تخلف أحدهم بسبب تضاريس الأرض (هنا بسبب الاهتزازات الحرارية لذرات الشبكية) فإن بقية المجموعة تعيده ثانية. هذه الخاصية تجعل مجموعة الأزواج الإلكترونية قليلة الحساسية للبعثر. وعليه، فإن الأزواج الإلكترونية الواقعة تحت تأثير قوة خارجية تتحرك بفعل هذه القوة، ويستمر التيار الناتج بسبب هذه الحركة فى الانسياب خلال الموصل الفائق دون توقف حتى بعد توقف المجال الخارجى. مثل هذه الحالة يمكن تمثيلها بالجسم الذى يتحرك بدون احتكاك، حيث تستمر كمية تحركه ثابتة إلى ما لانهاية بعد إزالة القوة المؤثرة عليه.

٣- تأثير الثنائيات الإلكترونية يظهر كتأثير جماعى، فلقد بينت الحسابات أن القطر الفعال للثنائى الإلكتروني هو  $(10^{-7}-10^{-6} \text{ m})$  والمعروف بطول الالتصاق (coherence length)، وهو يزيد على أبعاد ذرة الهيليوم بعدة رتب، حيث يوجد عدد  $10^6$  من الثنائيات الإلكترونية متداخلة معا فى الحجم  $\text{cm}^3$  لذلك فلا يمكن النظر إلى الزوج الإلكتروني بصفة انفصالية.

٤- فيما سبق بينا أن تكوّن الثنائي الإلكتروني هو نتيجة لتفاعل إلكترونات فيرمي مع ذرات الشبكية. لذلك، فإن طاقة الربط (اتساع المنطقة المحرمة  $E_{eg}$ ) تعتمد على حالة المجموع للإلكترونات والذرات ككل (electron - atom ensemble). فعند درجة الصفر المطلق حينما تكون كل إلكترونات فيرمي متزاوجة فإن اتساع المنطقة الفاصلة يكون قيمة قصوى  $E_{eg}(0)$  (شكل 9-9). وارتفاع درجة الحرارة يكون مصحوبا بتولد فونونات قادرة على إعطاء الإلكترونات طاقة كافية لكسر التزاوج وتحويلها إلى إلكترونات عادية. إلا أنه عند درجات الحرارة المنخفضة لا يكون تركيز هذه الفونونات كبيرا، وبالتالي فإن حدوث كسر روابط الثنائيات يكون نادرا. وعموماً فإن اختفاء بعض هذه الثنائيات يؤدي إلى ضيق المنطقة المحرمة، ومع ارتفاع درجة الحرارة أكثر يزداد تركيز الفونونات بسرعة وتزداد طاقتها، وهذا يؤدي إلى تكسير أكثر في روابط الثنائيات مسببة نقصا أكبر في اتساع الفاصل الطاقى. وعند درجة حرارة معينة  $T_c$  تختفى المنطقة المحرمة كلية ويتحول المعدن إلى حالته العادية. كما نلاحظ أيضا (جدول ٢) أن  $T_c$  تكون كبيرة للمعدن الذى له  $E_{eg}(0)$  كبيرة. ولقد أعطت النظرية (BCS) العلاقة التقريبية بين  $T_c$  و  $E_{eg}(0)$  الآتية:

$$E_{eg}(0) = 3.5 k_B T_c \quad (9-5)$$

حيث  $E_{eg}(0)$  هي اتساع الفاصل الطاقى عند 0K. واضح أن قيم الفاصل الطاقى المحسوبة بهذه العلاقة تعتبر متفقة بشكل كبير مع النتائج العملية كما يبين جدول (2) وشكل (9-9).



شكل (9-9) اعتماد اتساع الفاصل الطاقى على درجة الحرارة

٥- لما كان الفاصل الطاقى فى الموصلات الفائقة ينشأ بسبب تفاعل معين إضافى بين الإلكترونات والآيونات، لذلك فإنه يتوقع أن تحدث ظاهرة التوصيل الفائق فى المعادن التى يكون لغازها الإلكترونى تفاعل قوى مع الشبكية، هذه المعادن تكون موصليتها الكهربائية ضعيفة فى الظروف العادية مثل الرصاص، الثاليوم، القصدير، الزئبق.....إلخ.

## السلوك فى المجال الكهربى الخارجى

إذا وضعنا عينة إسطوانية طويلة من معدن فائق التوصيل فى دائرة كهربية كالمبينة فى شكل (a. 9-10)، فإنه عند غلق الدائرة يؤثر على العينة مجال كهربى متجانس يجعل كل الأزواج الإلكترونية الموجودة بالعينة تبدأ فى الحركة ضد اتجاه المجال وبمجرة واحدة (a) تعطى كالتالى:

$$a = \frac{2qe(t)}{2m_0} = \frac{qe(t)}{m_0} \quad (9-6)$$

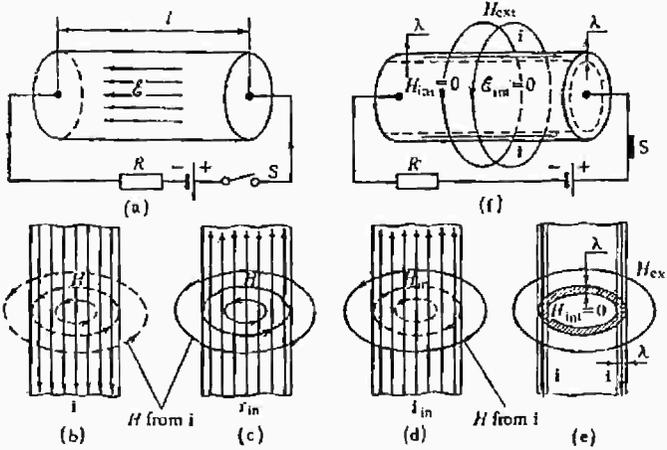
حيث  $2q$  هى شحنة الثنائى الإلكترونى،  $2m_0$  كتلته، وتبدأ كثافة التيار فى النمو بمعدل مقداره:

$$\frac{dj}{dt} = 2q \left( \frac{n_s}{2} \right) \frac{dv_d}{dt} = qn_s a = \frac{q^2 n_s}{m_0} \varepsilon(t) \quad (9-7)$$

حيث  $v_d$  هى السرعة الانسيابية للثنائيات الإلكترونية،  $n_s$  هو تركيز إلكترونات التوصيل الفائق. وبما أن التيار يزداد مع الزمن بسبب زيادة سرعة الإلكترونات مع الزمن، فإنه يتولد مجال مغناطيسى دائرى  $H$  (solenoidal) فى الموصل الفائق (شكل b. 9-10). وهذا بدوره يسبب ظهور مجال كهربى تأثيرى  $\varepsilon_{in}$  اتجاهه ضد اتجاه  $\varepsilon$  وكذلك تيار تأثيرى اتجاهه مضاد لاتجاه  $i$  (شكل c. 9-10). التيار التأثيرى  $i_{in}$  يولد مجالا مغناطيسيا  $H_{in}$  اتجاهه ضد اتجاه  $H$  (شكل d. 9-10). ونتيجة لذلك يحدث تعويض للمجال  $\varepsilon$  بواسطة  $\varepsilon_{in}$  داخل الموصل الفائق، ويحدث تعويض للمجال  $H$  بواسطة  $H_{in}$ ، وبذلك يصبح  $\varepsilon = 0$  &  $H = 0$  داخل الموصل - شكل (e & f. 9-10). ولكى يظل التعويض للمجالين  $\varepsilon$  &  $H$  مستمرا (أى تكون دائما بعد الفترة اللحظية  $\varepsilon = 0$  &  $H = 0$ ) يكون من الضرورى:

١- أن يظل التيار  $i$  الناشء عن الثنائيات كما هو، أى لا يتغير مع الزمن بعد انتهاء

الفترة اللحظية الأولى. أى لابد أن تكون مقاومة العينة صفرا (حتى لا تسبب تناقص التيار مع الزمن)، وأن يكون  $\epsilon = 0$  حتى لا يسبب تعجيلا للإلكترونات تؤدي لزيادة التيار مع الزمن. وهذا هو ما يحدث إذا كانت العينة فائقة التوصيل.



شكل : (9-10) العمليات اللحظية والوصول إلى الحالة المستقرة للتوصيل الفائق تحت تأثير مجال كهربي.

٢- ألا ينشأ عن هذا التيار مجال مغناطيسي داخلي ( $H_{int} = 0$ ) لذلك لابد أن يكون سريانه في الطبقة السطحية للموصل الفائق (شكل 9-10. e&f)، حيث ينتج عنه مجال مغناطيسي خارجي وليس داخل العينة.

ومن ثم فإنه عندما تصل العمليات اللحظية لنهايتها فإن الحالة المستقرة stationary state للموصل الفائق تتحقق في العينة حيث يحدث امتزاج لظاهرتي الموصلية المثالية  $\epsilon = 0$  &  $i = \text{constant}$  والدايماغناطيسية المثالية ( $H_{int} = 0$  &  $x = -1$ ).

كما سبق يتضح أن الأزواج الإلكترونية في الحالة المستقرة تتحرك بدون عجلة (حركة بسرعة منتظمة free motion) وبسرعة انسيابية  $v_d = p_\epsilon / m_0$ ، هي كمية التحرك التي اكتسبها الثنائي الإلكتروني في فترة غلق الدائرة. ويكون التيار الناتج هو:

$$i = 2q \left( \frac{n_s}{2} \right) v_d = q n_s \frac{p_\epsilon}{m_0} \quad (9 - 8)$$

حيث يسرى في طبقة سطحية للعينة ذات سمك  $\lambda$ ، ويكون المجال المغناطيسي مركزا فيها (شكل 9-10. e,f). ويسمى البارامتر  $\lambda$  بعمق التغلغل (Penetration depth) ويعطى طبقا لنظرية باردين (BCS) بالعلاقة الآتية:

$$\lambda = \sqrt{\frac{m_0}{q^2 n_s \mu_0}} \quad (9-9)$$

حيث  $\mu_0$  هي النفاذية المغناطيسية للفراغ. ولقد وجد أن قيمة  $\lambda$  للموصلات الفائقة تتراوح بين  $4 \times 10^{-8}$  إلى  $10^{-7}$  مترا.

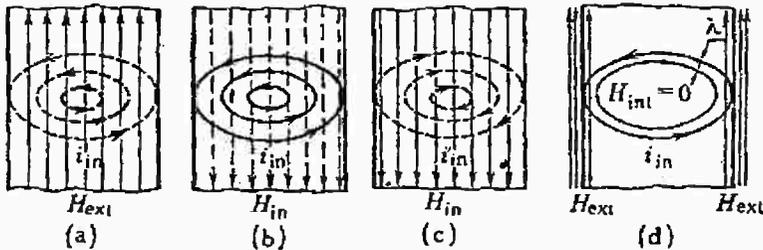
وكما هو واضح من العلاقة (9-9) أنه عندما  $T = T_c$  حيث تختفى إلكترونات التوصيل الفائقة ( $n_s = 0$ ) فإن  $\lambda$  تصبح لا نهائية القيمة. ومعنى ذلك فيزيائياً أنه عندما يعود المعدن لحالته العادية فإن الطبقة  $\lambda$  التي يتركز بها المجال المغناطيسي سوف تنتشر خلال مساحة مقطع العينة كلياً وتختفى ظاهرة الدايا مغناطيسية المثالية.

### السلوك في مجال مغناطيسي

والآن نفرض أن مجالاً مغناطيسياً خارجياً  $H_{ext}$  موضوع في الفراغ الذي يحتوي عينة إسطوانية فائقة التوصيل (شكل a. 9-11). ينتج عنه في العينة تيار كهربى  $i_{in}$ . والتيار بدوره ينشأ مجالاً مغناطيسياً تأثيرياً  $H_{in}$  (b. 9-11) اتجاهه مضاد لاتجاه المجال الخارجى  $H_{ext}$  ويقوم بتعويضه. والمجال المغناطيسى  $H_{in}$  ينشأ بدوره تياراً تأثيرياً  $i'_{in}$  حيث يقوم بتعويض  $i_{in}$  (شكل c. 9-11). ويكون التأثير الكلى هو التعويض للمجال  $H_{ext}$  بالمجال  $H_{in}$  والتيار  $i_{in}$  بالتيار  $i'_{in}$  (شكل d. 9-11)، وينساب التيار التأثيرى الكلى في الطبقة السطحية الرقيقة التي يتركز فيها المجال المغناطيسى. وبعد الوصول إلى نهاية العمليات اللحظية نحصل على الحالة الثابتة (steady state) في العينة، حيث يكون:

$$E = 0 \quad , \quad i = \text{constant} \quad \& \quad H_{int} = 0 \quad (9-10)$$

ومن الطبيعى أن هذه الحالة لا تتحقق إلا إذا كان التيار التأثيرى الناتج في الفترة الزمنية التي ينمو فيها المجال المغناطيسى لقيمته الثابتة (عند غلق الدائرة) مستمراً إلى ما لا نهاية، وهذا لا يحدث إلا إذا كانت مقاومة العينة تساوى صفراً.



شكل (9-11): العمليات اللحظية تحت تأثير مجال مغناطيسى والوصول إلى الحالة الثابتة للتوصيل الفائقة

## هدم حالة التوصيل الفائق

قبل تطبيق المجال على العينة تكون كميتها التحرك للإلكترونى الثنائى متساويتى القيمة ومتضادتى الاتجاه، وكمية تحرك مركز الكتلة لهما = صفرا. وبتطبيق المجال فإن كل ثنائى إلكترونى يكتسب سرعة انقيادية (drift velocity) vd وتزداد طاقته بالمقدار  $\Delta E$ ، حيث:

$$\Delta E = 2\left(\frac{1}{2} m_o v_d^2\right) \quad (9-11)$$

فإذا زادت هذه الطاقة عن طاقة ربط الثنائى الإلكترونى  $E_b = E_{e.g}/2$  فإن الثنائى الإلكترونى يبدأ فى التحطم وتبدأ حالة التوصيل الفائق فى الانهيار. لذلك فإن شرط انتقال المعدن من حالة التوصيل الفائق إلى حالته العادية يكون هو:

$$2\left(\frac{m_o v_d^2}{2}\right) \geq \frac{E_{e.g}}{2}$$

وتكون السرعة الانسيابية هي:

$$v_d = \sqrt{\frac{E_{e.g}}{2m_o}}$$

$$(9-12)$$

وكثافة التيار  $j_c$  الحرجة هي:

$$j_c = qn_s v_d = qn_s \sqrt{\frac{E_{e.g}}{2m_o}} \quad (9-13)$$

فإذا كانت  $E_{e.g} = 5 \times 10^{-4} \text{ eV}$  &  $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ coul}$  &  $n_s = 10^{24} \text{ m}^{-3}$  فإن حالة التوصيل الفائق تبدأ فى الانهيار عندما:

$$j_c = 2.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2 \text{ أو } v_d = 1.8 \times 10^4 \text{ m/s}$$

وبالأخذ فى الاعتبار أن كثافة التيار  $j$  ينشأ عنها مجال مغناطيسى على سطح العينة شدته تعطى بالعلاقة الآتية:

$$H = \lambda j \quad (9-14)$$

فإن التوصيل الفائق للعينة يبدأ فى الانهيار عندما تكون شدة المجال المغناطيسى على السطح تعطى بالقيمة الحرجة الآتية:

$$H = \lambda j_c$$

بالتعويض عن  $\lambda$  من العلاقة (9-9) وعن  $j_c$  من العلاقة (9-13) نجد أن:

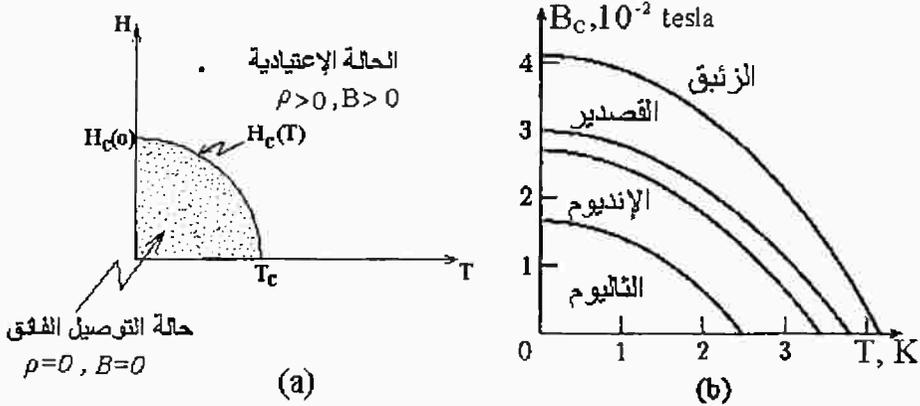
$$H_c = \sqrt{\frac{n_s E_{e.g}}{2\mu_o}} \quad (9-15)$$

(فإذا كانت  $E_{e.g} = 5 \times 10^{-4} \text{ eV}$  &  $n_s = 10^{24} \text{ m}^{-3}$  فإن  $H_c \approx 10^4 \text{ A/m}$ ). أى أنه عندما يصل المجال المغناطيسى على سطح الموصل الفائق إلى قيمته الحرجة المعطاة بالعلاقة (9-15) فإن خاصية التوصيل الفائق سوف تنهار. وبما أن اتساع المنطقة المحرمة يعتمد على درجة الحرارة (العلاقة 5-9)، فإن  $j_c$  &  $H_c$  تعتمدان على درجة الحرارة أيضا. شكل (9-12) يعطى تغير  $H_c$  مع درجة الحرارة. ولقد أعطت نظرية باردين (BCS) العلاقتين الآتيتين لاعتماد  $H_c$  &  $j_c$  على درجة الحرارة المطلقة:

$$H_c = H_c(0) [1 - (T / T_c)^2] \quad (9-16)$$

$$j_c = dH_c / dT \quad (9-17) \quad \text{عندما } d \gg \lambda$$

حيث  $H_c(0)$  هو شدة المجال المغناطيسى الحرجة عندما  $T = 0\text{K}$ .  $d$  هو قطر العينة. وتبين العلاقة (9-16) أن القيمة الحرجة للمجال المغناطيسى تقل من قيمتها القصوى إلى الصفر مع ارتفاع درجة الحرارة من  $0\text{K}$  حتى  $T_c$  (شكل 9-12. a)، وهو تصرف يتفق مع النتائج العملية بصورة مقبولة كما يبين شكل (9-12. b).



شكل (9-12): الشكل العام لتغير القيمة الحرجة لكل من المجال المغناطيسى (a) وكثافة الفيض لبعض العناصر عمليا (b) مع درجة الحرارة.

### الاستخدامات العملية للموصلية الفائقة

لكى يمكن الاستفادة من هذه الظاهرة بشكل أوسع يلزم رفع  $T_c$  على الأقل إلى درجة حرارة الغرفة. وكما بينت نظرية باردين أن  $T_c$  مرتبطة مباشرة بقوة التجاذب بين

الإلكترونيات فى الموصل الفائق، وأنه يمكن تعيينها تقريبا من العلاقة الآتية:

$$T_c = \theta_D e^{-1/g}$$

حيث  $\theta_D$  هى درجة حرارة ديباي  $g$  & Debye ثابت يعتمد على قوة التجاذب بين الإلكترونات وقيمته أقل أو تساوى 0.5، فإذا فرضنا أن  $g = \frac{1}{3}$  فإن درجة الحرارة الحرجة القصوى للمادة عندما  $\theta = 500K$  هى  $T_c = 25K$ . وهذا يعنى أنه لا يمكن الحصول على  $T_c > 100K$  باستخدام ميكانيكية الأزواج الإلكترونية. لذلك، تبذل محاولات لرفع  $T_c$  باستخدام هذه الميكانيكية عن طريق استحداث مركبات كيميائية لها قيم أكبر للثابت  $g$  بهدف الوصول بالدرجة الحرجة إلى قيم قريبة من درجة حرارة الغرفة، ونجاح هذه الجهود سيشكل ثورة تكنولوجية حقيقية تؤدى إلى فتح آفاق عريضة فى مجالات عدة منها:

- نقل الطاقة الكهربائية من أماكن توليدها إلى مناطق استهلاكها دون فاقد بواسطة أسلاك ضخمة مصنعة من مواد فائقة التوصيل.
- تطوير صناعة الملفات العملاقة المستخدمة فى تخزين الطاقة.
- تصنيع القطارات ذات السرعات الهائلة باستخدام وسادات مغناطيسية.
- إتاحة المجال لقفزات كبيرة فى البحث العلمى عن طريق تطوير الأجهزة البحثية.
- تطوير صناعة الأجهزة الإلكترونية وأجهزة الحاسبات.

