بسم الله الرحمن الرحيم

جامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا

كلية الدراسات العليا

تكميم طاقة التذبذب المغناطيسي للمواد الخزفية فائقة التوصيل

Quantization Energy Fluctuation for Superconducting Ceramic Materials

بحث تكميلي لنيل درجة الماجستير في الفيزياء

اعداد الطالب :

مجاهد الضو جاه النبي محمد

اشراف الدكتورة :

رشا عبدالحي محمدطه أحمد

مايو 2015م

بسم الله الرحمن الرحيم

الاستـــــــهـــــلال

قال تعالى: ((لَقَدْ أَرْسَلْنَا رُسُلَنَا بِالْبَيِّنَاتِ وَأَنزَلْنَا مَعَهُمُ الْكِتَابَ وَالْمِيزَانَ لِيَقُومَ النَّاسُ بِالْقِسْطِ ۖ وَأَنزَلْنَا الْحَدِيدَ فِيهِ بَأْسٌ شَدِيدٌ وَمَنَافِعُ لِلنَّاسِ وَلِيَعْلَمَ اللَّهُ مَن يَنصُرُهُ وَرُسُلَهُ بِالْغَيْبِ ۚ إِنَّ اللَّهَ قَوِيٌّ عَزِيزٌ))

سورة الحديد الآية 25

الإهداء

الي الـــذي بذل من اجلي... وعلمني ان سلاح الحياة هو العلم...

ابـــــــــي العزيـــــــــــز

عيناك تظللني حبا ***** وفؤادك ينبع بالحنان

كم طال عناؤك من اجلي*****وشربت كؤوس الحرمان

الي الحبـــيـــــبة التي اذا وهبت لها عمري لن اكافئها ولو ذرة من فضلها...

امـــــــي الغـــــاليـــة

يا نور العين وعمرتها ***** في حضنك انسى احزاني

ذوبتي الشهد علي وجهي ***** قبلات تسكن وجداني

اليكم اشقـائـــــــي كلما اخترت ذاتي يرجع ظلال الاشياء لأجدها بينكم

سأظل أذكركم بحجم محبتي ***** فمحبتي فيض من الرحمن

الي الذيـــــن وقفوا بجانبي ... رفقاء دربي .... زمـلائـــي بجـامعة السودان

سأظل احفظ صورة للصدق ***** كنت رايتها في مغلتيكم

اليكـم جمـــــــــــيعا .....

'''' اهدي هذا الجهد المتواضع '''

شـــــــكـــــر

الشكر لله عز وجل أولاً وأخيرا و الحمد لله على ذلك حمداً يليق بجلال وجهه و عظيم سلطانه .إلى كل من غاص في علم الفيزياء إلى عباقرة كلية الدراسات العليا _ قسم الفيزياء بجامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا .

و الشكر و التقدير إلى الدكتورة رشا عبدالحي محمدطه لإشرافها على هذا البحث متابعتا وإرشادا و توجيهاً والتي لم تبخل علينا بوقتها و خبرتها .و الشكر إلى كل من ساهم في مساعدتنا و مساندتنا بالنصح و الإرشاد وللذين مدو لنا يد العون و المساعدة في توفير المعلومات و المراجع و الحمد لله رب العالمين أولا و أخيرا .

ملخص البـــــحث

في هذه الدراسة تم إستخدام الإختلاف في المغنطة التلقائية لوصف تأثير الإلكترونات-الفجوات علي المواد الخزفية فائقة التوصيل ,وكذلك استخدمت علاقات الطاقة لتوضيح قاعدة الموصلية و مقياس الطاقة , وعلى هذا الاساس يمكننا ان نستنتج صورة فيزيائية واضحة للموصلية الفائقة بواسطة الرسم,وكذلك يمكننا ان نوضح آلية التوصيل الفائق.

كما استخدمت في هذه الدراسة معادلة شرودنجر لإيجاد طاقة التذبذب المغناطيسي في حالة وجود كمية التحرك ومرة اخرى في حالة عدم وجود كمية التحرك.

ABSTRACT

In this study, we use the variation of spontaneous magnetization to describe the influence of electron holes in cuprate superconductors, and use competitive energy relations to explore the superconductivity rule and energy criterion, on this basis, we deduce a clear physical image of superconducting phase diagram and superconducting mechanism. It has also been used in this study Schrodinger equation to find the energy magnetic fluctuation in the presence of the momentum and again in the absence of the momentum.

الفهرست

الرقم	الموضوع	الصفحة
1	الاستهلال	I
2	الاهداء	II
3	شكر	III
4	ملخص البحث باللغة العربية	IV
5	ملخص البحث باللغة الإنجليزية	V
6	الفهرست	VI
	الباب الأول مقدمة البحث	
7	(1-1) المقدمة	1
8	(1-2) الدراسات السابقة	2
9	(1-3) اهداف البحث	2
10	(1-4) محتوى البحث	2
	الباب الثاني الخواص الكهربية والمغنطيسية للمواد العادية والفائقة	
11	(2-1) مقدمة	3

12	(2-2) تصنيف المواد المغنطيسية	3
13	(2-3) خواص الموصلات الفائقة	12
14	(2-4) انواع الموصلات الفائقة	13
15	(2-5) آلية التوصيل في الموصلات الفائقة	15
16	(2-6) طاقة الثقرة للموصل الفائق	17
	الباب الثالث معادلات لندن الأولى والثانية	
17	(3-1) مقدمة	18
18	(3-2) إشتقاق معادلة لندن الاولى	18
19	(3-3) إشتقاق معادلة لندن الثانية	20
20	(3-4) عمق إختراق لندن	22
21	(3-5) أثر ميزنر	24
	الباب الرابع مقياس الطاقة بالنسبة للمواد الخزفية فائقة التوصيل	
22	(4-1) مقدمة	25
23	(4-2) الوصف الرياضي لطاقة التذبذب المغناطيسي	`25
24	(4-3) علاقات الطاقة في حالة التوصيل الفائق	26
25	(4-4) تأثير طاقة تفاعل الألكترون على الموصلية الفائقة	27
26	(4-5) حساب طاقة التذبذب المغناطيسي بواسطة معادلة شرودنجر	29

27	(6-4) طاقة التذبذب المغناطيسي في حالة الاندفاع يؤول الي الصفر	33
28	مناقشة النتائج	35
29	الاستنتاج	36
30	المراجع	37

الباب الاول

مقدمة البحث

(1-1) المقدمــة :

الموصلية الفائقة في الفيزياء(SUPERCONDUCTIVITY) هي ظاهرة تحدث في بعض المواد عند تبريدها إلى درجات حرارة منخفضة جدا تقترب من الصفر المطلق (صفر كلفن) ، حيث تسمح الموصلات الفائقة بمرور الكهرباء خلالها دون أي مقاومة كهربية تقريباً.

عادة تنخفض المقاومة الكهربية للموصلات المعدنية تدريجيا مع انخفاض درجة الحرارة، وفي حالة الموصلات العادية كالنحاس أو الفضة فإن الشوائب الموجودة في المادة تمنع الوصول إلى حد أدنى من المقاومة في درجات الحرارة المنخفضة. ولذلك فعند الاقتراب إلى درجة حرارة تقارب درجة الصفر المطلق فإن عينة من النحاس مثلا لا يمكن أن توصل لدرجة ممانعة (مقاومة) تساوي الصفر. أما في حالة الموصلات الفائقة فإن الممانعة تنخفض على نحو مفاجئ إلى الصفر عندما يتم تبريد المادة إلى درجة حرارة أقل من الدرجة الحرجة لهذه المادة، غالبا 20 كلفن أو أقل.

ففي حالة التوصيل الفائق يمكن لتيار كهربائي يمر في حلقة من مادة فائقة التوصيل أن يستمر في السريان إلى وقت غير محدود وبدون وجود مصدر للطاقة بعد إعطاء الدفعة الأولى. ظاهرة التوصيل الفائق ظاهرة تفسرها ميكانيكا الكم، ولا يمكن فهمها على أساس أنها تجسيد لظاهرة الموصل المثالي ضمن إطار الميكانيكا الكلاسيكية.

وتحدث حالة التوصيل الفائق في تشكيلة واسعة من المواد مثل: المعادن الخفيفة كالقصدير والألمنيوم، والسيراميك والسبائك الثقيلة، وبعض أشباه الموصلات، ولكن لا يمكن صنع موصلات فائقة من المعادن النبيلة كالذهب والفضة، ولا من المعادن ذات مغناطيسية حديدية.

قبل عام 1911 كان الاعتقاد السائد أن جميع المواد تصبح فائقة التوصيل للكهرباء فقط عند درجة حرارة الصفر المطلق -273م. ولكن في تلك السنة لوحظ أن الزئبق النقي تصبح مقاومته مساوية للصفر عند درجة حرارة 4 مطلق . 269درجةمئوية ويمكن الحصول على هذه الدرجات المنخفضة بتسييل غاز الهيليوم. لقد كان هذا الاكتشاف مثيرا لاهتمام الكثير من العلماء لإيجاد تفسير علمي لهذه الظاهرة وخاصة بعد أن وجد أن هناك مواد أخرى لها نفس الخاصية عندما تبرد وهذا ما كان مخالفا للاعتقاد السائد آنذاك. ولكن تسييل غاز الهيليوم مكلف جدا من ناحية مادية ، ولذلك كان البحث في هذا المجال محدوداً جداً إلى أن تم التوصل في عام 1986 إلى مركب فائق التوصيل للكهرباء، رمزه الكيميائي هو $YBA_2CU_3O_7$عند درجة حرارة 180درجة مئوية ، ويمكن الحصول على هذه الدرجة بتسييل غاز النيتروجين و هذا غير مكلف و من هنا بدأت البحوث و التجارب العلمية تنشط لمحاولة فهم هذه الظاهرة وكيفية استغلالها في تطبيقات صناعية و تكنولوجية، و كذلك في البحث عن مواد تكون مقاومتها صفر عند درجات حرارة الغرفة أي25 درجة مئوية

(1-2) الدراسات السابقة :

اوضحت دراسة سابقة ان الطاقة الرئيسية المسؤولة عن تكوين الزوج الإلكتروني (زوج كوبر) هي طاقة التذبذب المغناطيسي الناتجة عن المغنطة التلقائية لمركب اصلي تم منحة الكترونات في احدى مداراته وأن الإختلاف في طاقة التبادل المغناطيسي يوصف بطاقة التذبذب المغناطيسي . [11]

كما اوضحت دراسة سابقة استخدام ميكانيكا الكم و معادلة شرودنجر لإيجاد صيغة نظرية لدرجة الحرارة الحرجة للمواد فائقة التوصيل عند درجات الحرارة المرتفعة . [10]

(1-3) أهداف البحث:

- استنتاج صيغة نظرية لآلية التوصيل الفائق باستخدام معادلة شرودنجر عن طريق طاقة التذبذب المغناطيسي
- ايجاد الطاقة الاساسية التي تعمل على تكوين ازواج كوبر في التوصيل الفايق

(1-4) محتوي البحث:

يحتوي هذا البحث على اربعة ابواب يختص الاول منه بمقدمة البحث ويختص الثاني بالخواص المغناطيسية للمواد العادية والفائقة والية التوصيل بالنسبة للمواد الفائقة وانواع الموصلات الفائقة, ويختص الباب الثالث بمعادلات لندن واثر ميزنر, ويختص الباب الرابع بدراسة بتكميم الطاقة بالنسبة للمواد الخزفية فائقة التوصيل .

الباب الثاني

الخواص الكهربية والمغناطيسية للمواد العادية والفائقة

(2-1) مقدمة:

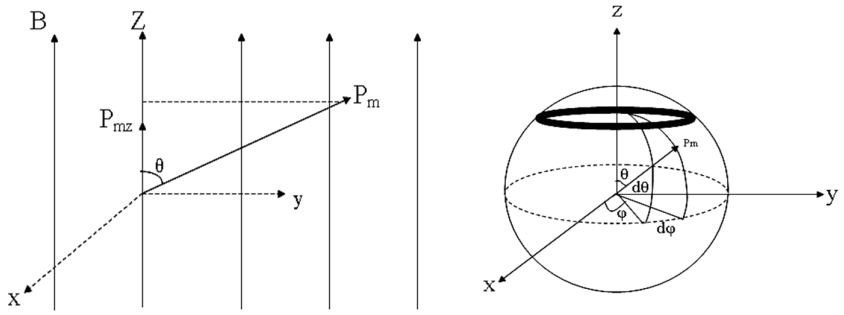
تعتبر المواد فائقة التوصيل الكهربي مواد دايا مغناطيسية مثالية وتكون قابلية المغنطة (x=-1) ومن ثم تكون ظاهرة التوصيل الكهربي الفائقة خليط من ظاهرتين توصيل كهربي مثالي ودايا مغناطيسية مثالية

(2-2)تصنيف المواد المغنطيسية : Materials Classification of

1- مواد بارا مغنطيسية : Materials Paramagnetic

تنشأ البارا مغنطيسية في الايونات التي لا تكون قشرتها مكتملة مثل ايونات العناصر الانتقالية والعناصر النادرة، وبعض الذرات لها عزوم مغنطيسية دائمة تكون موزعة عشوائيا وعند تسليط مجال مغنطيسي خارجي توجه هذه العزوم لتكون في وضع موازى للمجال المغنطيسي ويعطى ما يسمى بالظاهرة البارا مغنطيسية (Paramagnetic effect) وتسمى المواد بالمواد البارامغنطيسية مثل الألمنيوم و الأوكسجين ومعامل النفاذية اقرب إلي الواحد الصحيح والقابلية المغنطيسية موجبة. فإذا استعملنا الإحداثيات الديكارتية فإن محصلة العزوم المتجهة مع محور Z مثلاً تساوى صفر في حالة تسليط مجال أي مجال مغنطيسي خارجي .أما إذا سُلط المجال المغنطيسي الذي حثه B بحيث يكون اتجاهه مع Z فإن العزوم المغنطيسية ستتجه مع اتجاه المجال بزوايا مختلفة وسيكون لمعظمها مركبات مع محور Zفي الاتجاه الموجب .

فإذا أُخذ العزم المغنطيسي P_mبحيث تكون مركبته على المحور Z كما في الشكل أدناه[7]



(a) (b)

شكل(2-2-a) عزم مغنطيسي P_m في مجال مغناطيسي خارجي.

(2-2-b) غلاف كروي لحساب العزوم المغنطيسية المختلفة المتأثرة بالمجال المغنطيسي الخارجي .

$$p_{mz} = p_m \cos\theta \qquad (2\text{-}1)$$

وتكون طاقة الوضع المغنطيسي لهذا العزم هي :

$$W = p_m B \cos\theta \qquad (2\text{-}2)$$

حيث θ هي الزاوية بين B و P_m .

ولحساب الشدة المغنطيسية للمواد البارا مغنطيسية نفرض أن N هي عدد الذرات الموجودة بوحدة الحجوم لمادة بارا مغنطيسية ،وضعت في مجال مغنطيسي حثه B وعند درجة حرارة قدرها T، فإذا فرض أن dn عدد العزوم المغنطيسية في وحدة الحجوم الواقعة بين $\theta + d\theta, \theta$ مع اتجاه المجال B فتكون الزاوية المجسمة هي :

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \qquad (2\text{-}3)$$

وحسب قانون ماكسويل وبولتزمان للاحتمالات النسبية لتوزيع الطاقة فإن التوزيع يعطى بالمعادلة :

$$\frac{dn}{d\Omega} = N_0 e^{\left(\frac{-w}{kT}\right)} \qquad (2\text{-}4)$$

حيث N_0 ثابت التناسب وتمثل عدد الجزيئات لوحدة الزاوية المجسمة عندما تكون $W=0$ أي أن:

$$\theta = \frac{\pi}{2} \qquad \text{أو} \qquad \cos\theta = 0$$

وبالتعويض عن W من المعادلة (2-2) في المعادلة(2-4) نحصل على :

$$\frac{dn}{d\Omega} = N_0 e^{\left(\frac{-P_m B\cos\theta}{kT}\right)}$$

$$dn = N_0 e^{\left(\frac{-P_m B\cos\theta}{kT}\right)} d\Omega \qquad (2\text{--}5)$$

وبالتعويض عن $d\Omega$من المعادلة (2-3) ووضع $a = {p_m B}/{KT}$ نحصل على :

$$dn = N_0 e^{-a\cos\theta} 2\pi \sin\theta d\theta \qquad (2\text{-}6)$$

$$\therefore n = \int dn = 2\pi N_0 \int_0^{\pi} e^{-a\cos\theta} \sin\theta d\theta \qquad (2\text{-}7)$$

ويكون مجموع العزوم ضمن الشريط المخطط داخل الزاوية المجسمة $d\Omega$ فـــي الشـــكل (2-2-b) هو:

$$dM = p_{mz}.dn \qquad (2\text{-}8)$$

وحسب المعادلة (2-1) في المعادلة (2-8)

$$dM' = p_m \cos\theta dn = p_m \cos\theta 2\pi N_0 e^{a\cos\theta} \sin\theta d\theta$$

$$\therefore M' = 2\pi p_m N_0 \int_0^{\pi} e^{a\cos\theta} \sin\theta\cos\theta d\theta$$

$$\therefore M' = \left({4\pi N_0 P_m}/{a^2}\right)\{a\coth(a) - \sinh(a)\} \qquad (2\text{-}9)$$

من هذه المعادلة (2-9) والمعادلة(2-7) تكون قيمة العزم المغناطيسي المتوسط لكـــل جزئ والمتجهة مع اتجاه المجال المغنطيسي على محور Z هي :

$$\bar{P}_{mz} = \frac{M'}{n} = P_m \left\{ \coth(a) - \frac{1}{a} \right\} \qquad (2\text{-}10)$$

وبذلك فإن الشدة المغنطيسية M هي :

$$M = N\bar{P}_{mz} \qquad (2\text{-}11)$$

حيث N عدد الذرات لوحدة الحجوم .

$$M = NP_m \left\{ \coth(a) - \frac{1}{a} \right\} = NP_m L(a) \qquad (2\text{-}12)$$

$$L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} \qquad (2\text{-}13)$$

وتكون القابلية المغنطيسية هي :[7]

$$\chi_m = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 N P_m L(a)}{B} \qquad (2\text{-}14)$$

والمقدار $L(a)$ يعرف بتابع لانجفين(Langevin Function)

أما إذا كان المجال ضعيفاً فتكون a صغيرة وتقترب دالة لانجفين لتكون :

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \ldots \cong \frac{a}{3} \qquad (2\text{-}15)$$

بما أن a صغيرة يمكن إهمال الحد الثاني وما بعده .[1]

وبالتعويض عن الدالة $L(a)$ في المعادلتين (2-12) و (2-13) نحصل على :

$$M = \frac{NP_m{}^2 B}{3kT} \quad (2\text{-}16)$$

$$\chi_m = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 NP_m{}^2}{3kT} \quad (2\text{-}17)$$

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad \text{أو} \quad (2\text{-}18)$$

$$C = \frac{\mu_0 NP_m{}^2}{3k} \quad (2\text{-}19)$$

ويسمى Cبثابت كيوري والمعادلة(2-19) تسمى بمعادلة كيوري وتحت هذه الظروف فإن القابلية المغنطيسية لا تعتمد على المجال المغنطيسي ولكنها تتناسب عكسيا مع درجة الحرارة .[7]

2- مواد دايا مغنطيسية Diamagnetic materials:

وهذه تميل إلى الابتعاد عن المجال المغنطيسي مهما كان اتجاهه ، وإذا أُتيحت لها حرية الدوران فإنها تجعل أطوال محاورها متعامدة على خطوط ، ومن هذه المواد البزموث و النحاس وتتميز بأن معامل نفاذيتها أقل من الواحد والقابلية المغنطيسية لها سالبة.وهى ظاهرة توجد في كل المواد بتأثير ضعيف وتختفي تقريباً في المواد التي تتميز ذراتها بعزوم مغنطيسية كمواد البارا مغنطيسية والفيرومغناطيسية .[3]

وظاهرة دايا مغنطيسية الضعيفة الناتجة عن التيارات الالكترونية الدائرية تعرف بظاهرة لارمر (Larmar diamagnetism) نسبة لمكتشفها السير جوزيف لارمر (Sir Joseph Larmar) العالم الانجليزي .

إن العزم المغنطيسي لوحدة الحجوم(شدة التمغنط M) هو عبارة عن العزم المغنطيسي للذرة مضروباً في عدد الذرات في وحدة الحجوم N أي أن :[9]

$$M = NP_m$$

$$\because \chi_m = \frac{M}{H} \,\&\, H = \frac{B}{\mu_0}$$

$$\therefore \chi_m = \frac{\mu_0}{B} N P_m \qquad (2\text{-}20)$$

$$\because P_m = -\frac{e^2 r^2 B}{2m} \qquad (2\text{-}21)$$

بتعويض المعادلة(2-20) في (2-21) تصبح :

$$\chi_m = -\frac{\mu_0 N e^2 r^2}{2m} \qquad (2\text{-}22)$$

واضح أن M و χ_m لا تعتمد على درجة الحرارة .[7]

3- المواد الفيرومغنطيسية :Ferromagnetic materials

وتسمى أيضا بالـــ (المواد الحديد ومغنطيسية).إن ذرات بعض المواد مثل الحديد والكوبالت والنيكل وبعض العناصر النادرة مثل الجاد لينوم (Gad)تمتلك عزوماً مغنطيسية تلقائية في درجـــة حرارة تقل عن الدرجة الحرجة (Critical temperature) فالمواد الحديد ومغنطيسية لها نفاذيـــة كبيرة جداً ويمكن أن تتمغنط بصورة دائمة.

وطالما أن العزوم المغنطيسية تكون جميعها تقريباً في اتجاه واحد بمجرد تســليط مجـــال خـــارجي بسيط فإن قيمة التشبع يمكن الوصول إليها عند قيم صغيرة للشدة المغنطيسية وفى هذه الحالة فـــإن العلاقة بين التمغنط M والمجال الخارجي المسلط H ليست علاقة خطية ،وبالتالي فإن القابليـــة المغنطيسية χ_m للمواد الحديد ومغنطيسية ليست ثابتة ولكنها تتغير مع شدة المجال الخارجي H.

في عام 1907 افترض العالم بيير فأيس (Pierre Weiss) أن التفاعل القوى للعزوم المغنطيسية في المواد الحديد ومغنطيسية يعطى مجالاً داخلياً قوياً سماه المجال الجزئي (Molecular field) وأنه يتناسب مع شدة التمغنط M فإذا فرض أن B_m قيمة الحث المغنطيسي عند درجة الحرارة T فإن :[7]

$$B_m \propto M$$
$$\therefore B_m = \lambda M \qquad (2\text{-}23)$$

حيث λ ثابت التناسب ويسمى بمعامل المجال الجزئي (Molecular field factor) وإذا فــرض أن المجال الخارجي حثه B فإن معادلة شدة التمغنط التي تعطى بالعلاقة :

$$M = \chi_m H \qquad (2\text{-}24)$$

حيث χ_m القابلية المغنطيسية H المجال المغنطيسي تصبح هذه المعادلة:

$$M\mu_0 = \chi_m \left(B + B_m\right)$$

Or

$$M\mu_0 = \chi_m \left(B + \lambda M\right)$$

Or

$$M\mu_0 = \chi_m \lambda M + \chi_m B$$

$$\therefore M = \frac{\chi_m B}{\mu_0 - \lambda \chi_m} \qquad (2\text{-}25)$$

وبالتعويض عن χ_m من المعادلة (2-4-17) نحصل على :

$$M = \frac{N P_m{}^2 B}{3k\,(T - \frac{\lambda N P_m{}^2}{3k})}$$

أو

$$M_T = \frac{N P_m{}^2 B}{3k\,(T - T_c)} \qquad (2\text{-}26)$$

وحيث أن M تتغير مع درجة الحرارة T فإنها تكتب عادة M_T وتصبح القابلية المغنطيسية في هذه الحالة كالتالي :

$$\chi_m = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{C}{T - T_C} \qquad (2\text{-}27)$$

حيث C ثابت كيوري وذلك حسب المعادلة (2-19) أما T_c فتسمى بدرجة كيوري (Curie temperature) وقيمتها

$$T_c = \frac{\lambda N P_m^{\ 2}}{3k} \qquad (2\text{-}28)$$

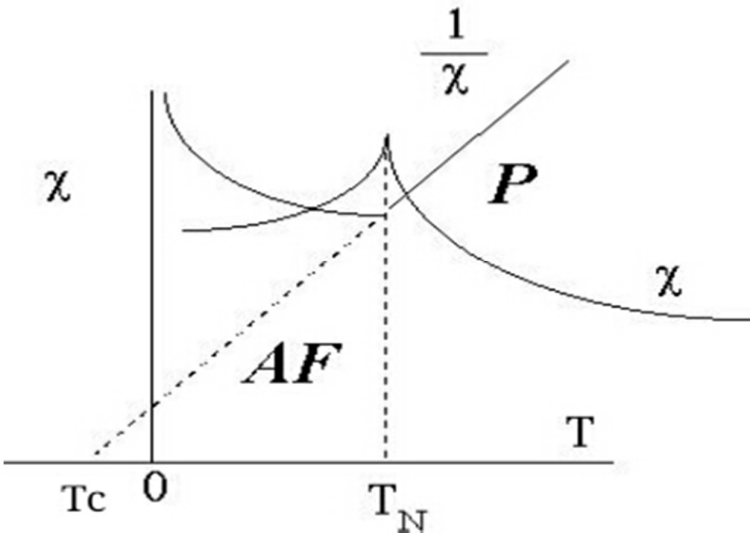
وتسمى درجة حرارة كيوري بدرجة حرارة التحول (transition temperature)لأن المادة الحديدومغنطيسية تفقد خواصه الحديدية المغنطيسية وتتحول إلى خواص المواد البارا مغنطيسية.[7]

4- الفيرومغناطيسية المضادة : Anti ferromagnetism

تتميز هذه المواد بأن لها مغناطيسية صغيرة وموجبة وتسلك سلوكا فريدا في تغيرها مع درجات الحرارة.

يبين الشكل (C-2-2) تغير القابلية المغناطيسية لهذه المواد مع درجات الحرارة . عند انخفاض درجة الحرارة المطلقة تذداد X متجهة نحو نهاية عظمى عند درجة حرارة حرجة T_N تعرف بدرجة حرارة نيل. فوق هذه الدرجة تتميز المادة بالخاصية البارامغناطيسية .

عند درجات حرارة اقل من T_N تكشف عن طبيعتها الفيرومغناطيسية المضادة . تقع هذه الدرجة تحت درجة حرارة الغرفة لذا يلتبس الامر في ان تكون المادة بارامغناطيسية أصلية وأنها قد تكون في طور البارامغناطيسية لمادة ذات اصل فيرومغناطيسي متضاد. للكشف عن ذلك يلزم تعيين X مع الانخفاض في درجة الحرارة الي ان يستدل على درجة حرارة نيل T_N إن وجدت.



شكل (2-2-C) تغير x, 1/x مع T لمادة فيرومغناطيسية مضادة والتحول الي بارا مغناطيسيةعند درجة حرارة T_N

وكذلك يبين الشكل (2-2-c) تغير 1/x مع درجة الحرارة المطلقة T كخط مستقيم فوق درجة حرارة T_N ويتقاطع امتداده مع المحور الافقي لدرجات الحرارة عند القيمة $T = -Tc$ وتكون معادلة هذا الخط هي :

$$\frac{1}{X} = \frac{T + T_C}{C}$$

$$X = \frac{C}{T+T_C} = \frac{C}{T-(-T_C)} \qquad (2\text{-}29)$$

تشير المعادلة الي ان هذه المعادلة تخضع لقانون كوري فايس ولكن بدرجة حرارة كوري Tc سالبة

تحت درجة T_N يصبح هذا الميل في الترتيب المتضاد للعزوم قويا بالقدر الكافي من التأثير حتى عند غياب مجال خارجي. [6]

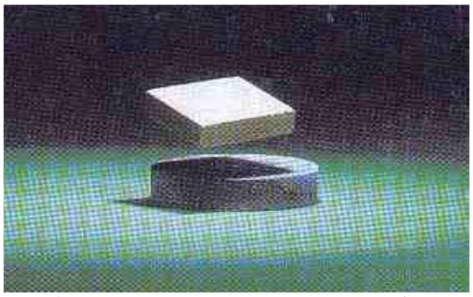
(2-3) خواص الموصلات الفائقة: super conductivity properties

(2-3-1)- طرد المجال المغناطيسي من داخل الموصلات الفائقة:د

من أهم ميزات الموصلات الفائقة قدرتها على طرد المجالات المغناطيسية من داخلها أو من الوسط الذي تحتويه. والمسألة يمكن النظر إليها بالصورة التالية: عندما يتعرض موصل ما من النوع الديامغناطيسي إلى مجال مغناطيسي خارجي فإن ذلك الموصل يحاول التخلص من المجال باستحداث تيارات كهربائية يلف حول سطحه تسمى بالتيارات السطحية.

(2-3-2)- ظاهرتا الطفو والتعليق المغناطيسيتان:

نتج من جراء رفض الموصلات الفائقة للمجالات المغناطيسية وتمغنطها المعاكس ظاهرتا الطفو والتعليق على الترتيب. إن ظاهرة الطفو تحصل عندما يتم محاولة وضع قطعة مغناطيس في أعلى موصل فائق أو العكس..



شكل (2-3-1) يوضح ظاهرة الطفو

(2-3-3)- ظاهرة (أو وصلات) جوزيف صن:Josephson Junctions

لقد تنبأ هذا العالم أنه عندما يتم وضع موصلين فائقين بجانب بعضهما بحيث لا يفصل بينهما إلا شريحة رقيقة جداً من مادة عازلة؛ فإن بعض الأزواج الإلكترونية تستطيع التملص Tunneling من خلال تلك الشريحة غير الموصلة .وقد تم تأكيد تنبؤاته بعد فترة وجيزة من خلال التجربة.

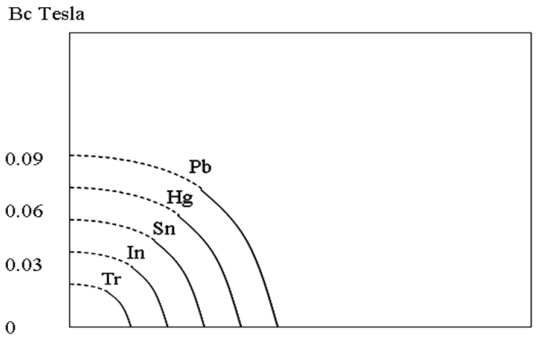
(2-3-4) - ظاهرة التكميم المغناطيسي:

كما سبق فإن المواد الفائقة مثيرة في كل جوانبها. من تلك الأمور المثيرة هي ظاهرة التكميم المغناطيسي. وفكرة الظاهرة أنه إذا تم صنع موصل فائق على صورة حلقة (مهما كانت متناهية الصغر) فإن مقدار المجال المغناطيسي الذي يمر من خلال تلك الحلقة يجب أن يكون مساوياً تماماً لعدد صحيح من الكمات المغناطيسية وتسمى أيضاً بالفلاكسويد ومعنى التكميم أنه لو تعرض الموصل إلى مجال يزيد قليلاً عن عدد صحيح من الكمات (بزيادة أقل من نصف كمة)؛ فإن الزيادة ترفض ولا تمر من خلاله، في حين أنه لو تعرض لمجال يقل قليلاً عن عدد صحيح من الكمات بمقدار ضئيل (أقل من نصف كمة) فإنه يتكيف بحيث يكمل النقص من تلقاء نفسه !من أجل أن يحافظ على العدد الصحيح من الكمات.

(2-3-5)-المجال المغنطيسي الحرج:Critical Magnetic Field

تتكون مجالات مغنطيسية قوية عند مرور التيارات المداومة في ملفات من موصلات فائقة. من الناحية النظرية يمكن زيادة شدة التيار المداوم ،وبالتالي شدة المجال المغنطيسي المصاحب بدرجة لا نهائية، ولكن وجد عملياً أنه إذا زاد المجال المغنطيسي عن حد معين يسمى بالمجال الحرج B_c تختفي تماماً ظاهرة التوصيل الفائق وتتحول المادة إلي مادة عادية في التوصيل ويعَرف المجال الحرج بأنه أقل مجال مغنطيسي يفقد عنده الموصل الفائق موصليته .

وتختلف قيمة المجال الحرج باختلاف الموصل ،كما أنها تقل كلما ارتفعت درجة الحرارة كما هو مبين في الشكل (2-3-2)[9].



تغير المجال المغنطيسي الحرج مع درجة الحرارة لموصل فائق

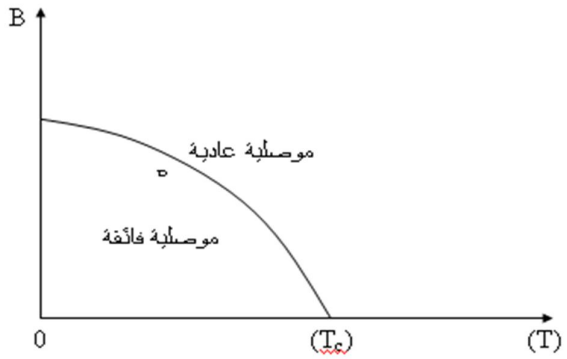
الشكل (2-3-2)

(2-4)- أنواع الموصلات الفائقة : Types of super conductors

وجد أن للموصلية نوعين:

النوع الأول Type I super conductors:

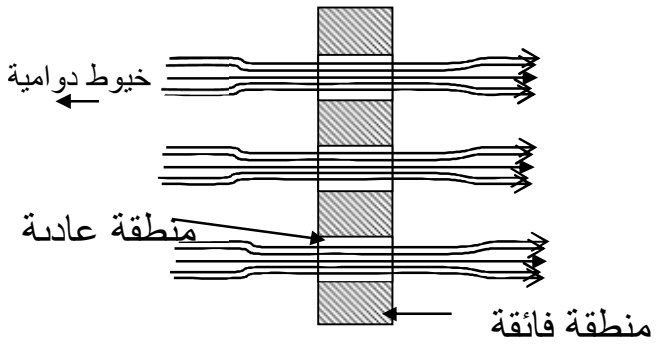
هي التي يكون تأثيرها كلى بالنسبة للمجال المغنطيسي وان المواد الفائقة من هذا النوع تكون جيدة الديا مغنطيسية وبالتالي لها مجال حرج واحد وعند تطبيق مجال مغنطيسي له قيمة حرجة B_c تزداد بانخفاض درجة الحرارة تحت T_c فإنه لا يحدث اختراق للفيض داخل العينة فإذا زادت شدة المجال عن B_c فإن العينة بأسرها تعود إلى الحالة العادية.[2]



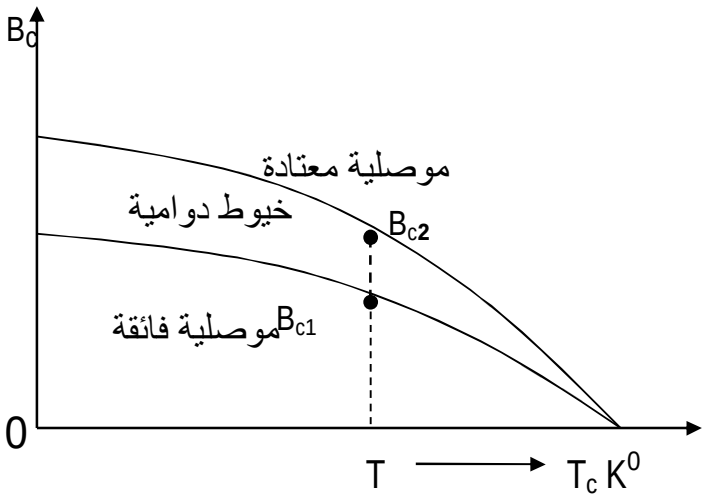
الشكل (1-4-2) يوضح الحالة العادية والفائقة في موصل فائق من النوع الأول فيالمستوى.

النوع الثاني Type II super conductors :

في عام 1950 ظهر نوع آخر من الموصلات الفائقة لها مجالين مغنطيسيين حرجين يرمز لهما B_{c1} و B_{c2} فعندما تكون شدة المجال المغنطيسيأقلمن B_{c1} تظل المادة فائقة التوصيل ولا تمر بها خطوط المجال وإذا ما زادت شدة المجال عن B_{c2} تخترق خطوط المجال سطح المادة وتصبح ماد عاديةغير فائقة التوصيل. أما إذا كان المجال بين B_{c1} و B_{c2} تظل المادة فائقة التوصيل إلا أن خطوط المجال تخترق بعض المناطق فيها ،وهذه الحالة تسمى الحالة الدوامية والمناطق التي تخترقها خطوط القوى تسمى المناطق الدوامية وكلما زادت شدة المجال المغنطيسي زادت المساحة الدوامية التي تمر خلالها خطوط المجال المغنطيسية حتى تشمل المادة كلها عندما تصل قوة المجال المغنطيسي B_{c2} فتفقد المادة صفة التوصيل الفائق وتعود إلى الحالة العادية الشكل (2-4-2) يوضح النوع الثاني[9]



الشكل (2-4-2) موصل فائق من النوع الثاني يلاحظ وجود مناطق تمر من خلالها خطوط المجال المغنطيسي.



شكل (3-4-2) المجالات الحرجة لموصل فائق من النوع الثاني عن درجات الحرارة المختلفة .

(2-5) آلية التوصيل في الموصلات الفائقة:

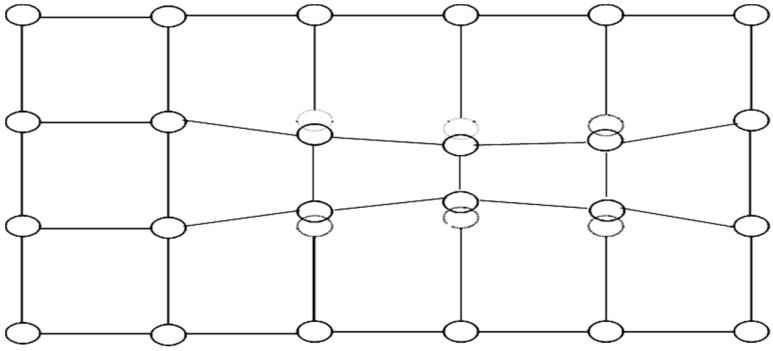
نظرية (باردين - كوبر- شريفر) : The BCS Theory

يحدث التوصيل الكهربائي في المواد عبر انتقال الشحنات الكهربائية الداخلية تحت تأثير مجال كهربائي خارجي وتبين المقاومة الكهربية للمادة سهولة أو صعوبة انتقال هذه الشحنات فهي مقاومة قليلة في الفلزات والمعادن بينما هي كبيرة جداً في العوازل .

تنشأ المقاومة الكهربية في الفلزات والمعادن عن طريق تشتت ناقلات الشحنة،وهى الالكترونات في هذه الحالة ،عن طريق تصادمها مع بعضها البعض وكذلك مع ذرات الشبيكة وعيوب الشبيكة وشوائبها، وحتى عند درجة الصفر المطلق .

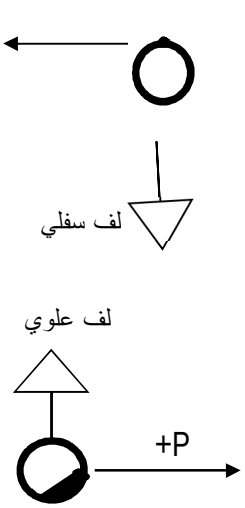
لقد وجد باردين وكوبروشريفرحلاً يفسر آلية التوصيل في الموصلات الفائقة وذلك في نظرية تعرف باسمهم The BCS Theory تعتمد هذه النظرية على إمكان تكون أزواجاً من الالكترونات.

بينت هذه النظرية انه في حالة التوصيل الفائق تنشأ رابطة بين كل زوج من الالكترونات وينتج عن ذلك تكوين ثنائيات كوبر Cooper pairs وقد يبدو ذلك متناقضاً مع كون الالكترونات تتنافر مع بعضها لأن عليها شحنات متشابهة، إلا أن هذا التجاذب يتم نتيجة لحركة الشبيكة البلورية تنبعج لحظياً أثناء مرور الالكترونات كما هو واضح من الشكل[2] (1-5-2)



شكل (2-5-1) شكل توضيحي لانبعاج الشبيكة البلورية عند مرور إلكترون نتيجة التجاذب بين إلكترون وايونات الشبيكة الموجبة.

شكل (2-5-2) شكل توضيحي لتكون ثنائيات كوبر من إلكترونين احدهما له لف سفلى ويتحرك إلى اليسار بكمية حركة $P-$ والأخر يتحرك إلى اليمين بلف علوي وكمية حركة $P+$ مجموع كمية الحركة لثنائي كوبر صفر ولفه صفر.

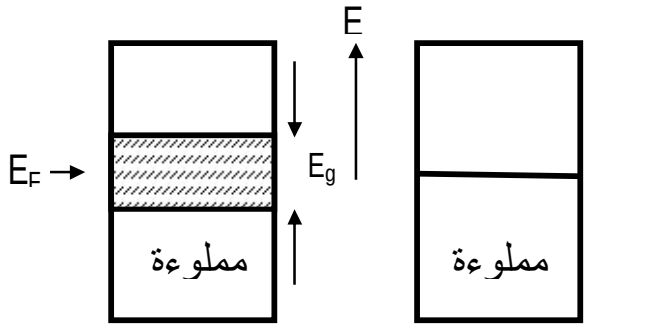


شكل (2-5-2)

يتكون ثنائي كوبر في الموصلات الفائقة من زوج من الالكترونات لهما حركة لف متضادة كما في شكل(2-5-2) أي انه في الموصلات وفى غياب التيارات الفائقة تشكل ثنائيات كوبر نظاماً حركته اللفية وعزمه الكلى يساوى صفر ومن ثم لا يخضع لقاعدة باولى للاستبعاد وجميع ثنائيات كوبر في النظام يمكنها أن تكون في مستوى طاقة واحد.هذا على عكس الالكترونات المنفردةالتي لها حركةلف تساوى $\frac{1}{2}$ وهى تخضع لمبدا باولى للاستبعاد وتعتبر فرميونات fermions ولذلك فلا يسمح إلا لإلكترون واحد فقط أن يتواجد في مستوى لف واحد Spin quantum state وطبقاً لنظرية B C S توجد جميع الالكترونات في الحالة الأرضية على شكل ثنائيات كوبر بينها روابط. أي أن جميع ثنائيات كوبر مأسورة في حالة كمية واحدة ذات كمية حركة تساوى صفر Zero momentum state وأيضا من خواص ثنائيات كوبر فان دالتها الموجبة تكون كريه مثل الحالة في S ذرة الهيدروجين.[8]

(2-6) طاقة الثغرة للموصل الفائق :Energy gap

يعتمد استقرار الموصل الفائق على قوة الرابطة بين الكتروني زوج كوبر،وتفسر النظريات حالة الموصل الفائق بوجود طاقة ثغرة بين الحالة الأرضية ground state والحالة المعتادة للنظام كماهو مبين في الشكل (1-6-2).



شكل (1-6-2)

وتعرف طاقة الثغرة بأنها الطاقة اللازمة لكسر الرابطة بين الكتروني زوج كوبر.وقد أثبتت نظرية (BCS) الميكانيكية التوصيل في الموصلات الفائقة عند درجات الحرارة المنخفضة , إن طاقة الثغرة عند $T = 0k^{0}$ تتناسب مع درجة الحرارة الحرجة وطاقة الثغرة في الموصل الفائق صغيرة في حدود ($0.001ev$) عند الصفر المطلق، وذلك عند التأثير على موصل فائق بمجال مغنطيسي تزاد طاقة احد الكتروني زوج كوبر بينما تنقص طاقة الثاني فإذا كانت شدة المجال كبيرة بما فيه الكفاية ينفصل الإلكترونين وتنتهي حالة الموصلية الفائقة.9]

وقد وصفت العلاقة بين عرض الفجوة الطاقية لحالة التوصيل الفائق (Eg) ودرجة الحرارة T_cبواسطة نظرية (BCS) على الصورة :

$$E_g = 3.5T_CK$$

أي أنه بزيادة T_C تزداد E_g وهذا يواكب النتائج العملية

و T_c هي درجة الحرارة التي تتحول عندها المادة من حالة التوصيل العادي الي حالة التوصيل الفائق.

الباب الثالث

معادلات لندن الأولى والثاني

(3-1) مقدمة:

ان معادلات لندن هي نظريات بسيطة توضح أثر ميزنر وكذلك تضع نموزج بسيط يصف نتائج التجربة وفي عام 1935م تم إثبات نظرية لندن للمجال الكهربي والمجال المغنطيسي عن طريق كثافة التيار.

$$E = \mu_o \lambda_{\mathrm{l}}^2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \mathrm{J} \qquad \text{(3-a)}$$

$$B = -\mu_o \lambda_l^2 \nabla \times J \qquad \text{(3-b)}$$

حيث μ_o هي نفاذية الفراق

ان ثابت التناسب في هذه العلاقات هو عمق اختراق لندن λ_{l} :

$$\lambda_{\mathrm{L}} = \left(\frac{m}{\mu_o n_s e^2}\right)^{1/2} \qquad \text{(3-c)}$$

حيث كتلة الالكترون m شحنة الالكترون , e كثافة الالكترونات في الموصل الفائق و n_s

(3-2)إشتقاق معادلة لندن الاولى :

إذا طبق فرق جهد A علي سلك توصيل سوف ينتج مجال كهربي حول السلك وان القوة الكهربية تعطى من العلاقة :

$$F = -eE = m\frac{dv}{dt}$$

حيث v هي سرعة الانجراف وتعطى من العلاقة :

$$v = -\frac{eE}{m}\tau \qquad \text{(3-1)}$$

وتسمى سرعة الانجراف حيث τ هو زمن الاستقرار بين التصادمات واشارة السالب تعني ان الالكترونات تتحرك في عكس اتجاه المجال الكهربي .

عندما يتحرك الالكترون داخل وسط ذو مقاومة ستكون هنالك قوة احتكاك وبالتالي فان معادلة حركة الالكترون تؤخذ من العلاقة :

$$m\frac{dv}{dt} = eE - m\frac{v}{\tau} \qquad (3\text{-}2)$$

حيث ان قوة الاحتكاك تعطى بالعلاقة :

$$F = ma, v = v_o + \alpha\tau = 0 + \alpha\tau = \alpha\tau \Rightarrow F = \frac{mv}{\tau}$$

وبالنسبة للحالات المستقرة للمواد العادية فان العجلة تساوي الصفر

$$\frac{dv}{dt} = 0$$

وبناء علي ذلك :

$$v = \frac{eE}{m}\tau \qquad (3\text{-}3)$$

ومن هنا كثافة التيار تعطى من العلاقة :

$$J = nev = \frac{ne^2\tau}{m}E = \sigma E \qquad (3\text{-}4)$$

حيث n هي كثافة الالكترونات و σ هي الموصلية الكهربية .

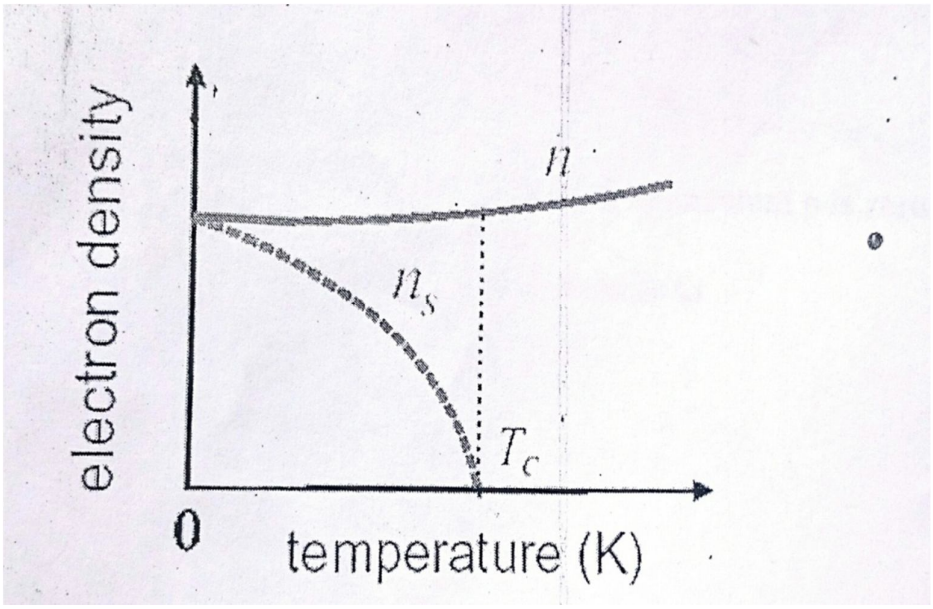
في نموزجين من الموائع يعتمدان على درجة الحرارة يمكن التعبير عن كثافة الالكترونات n_s بالنسبة للمواد الفائقة والمواد العادية n_n على النحو التالي :

$$n_s(T) + n_n(T) = n \qquad (3\text{-}5)$$

حيث ان كثافة الالكترونات الكلية العادية لا تعتمد درجة الحرارة , وعند $T = 0$ فإن $n_n(0) = 0$, $n_s(0) = n$, وتتوقع النظرية البسيطة مايلي :

$$n_s(T) = n_n\left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \qquad (3\text{-}6)$$

حيث T_c درجة الحرارة الحرجة (critical temperatuure)



الرسم (3-1) يوضح كثافة ألكترونات الموصل الفائق n_s المعتمدة على درجة الحرارة

بالنسبة للموصل الفائق تحت درجة الحرارة الحرجة T_c فان المقاومة تساوي الصفر والمعادلة (3-2) تصبح :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m} \qquad (3\text{-}7)$$

وبتفاضل كثافة التيار بالنسبة للزمن من المعادلة (2-4) :

$$\frac{dJ}{dt} = n_s e \frac{dv}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} E \qquad (3\text{-}8)$$

إن الحد $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2}$ وهو من الظواهر المعلومة.

المعادلة (3-8) تصبح :

$$E = \frac{d}{dt}(\Lambda J) = \Lambda \frac{dJ}{dt} \qquad (3\text{-}9)$$

وتعرف المعادلة (3-9) بمعادلة لندن الأولي .(First London Equation).

(3-3) إشتقاق معادلة لندن الثانية : Second London equation

هذه المعادلة توضح علاقة المجالات المتعلقة بالزمن, ومهمة بالنسبة لأثر ميزنر.

ان كثافة التيار تعطى بصورة عامة من العلاقة :

$$J = nev \qquad (3\text{-}10)$$

حيث n هي تركيز حاملات الشحنة q

أن جهد المجال المغنطيسي ألمتجهي Aيعرف بدلالة الاندفاع Pحسب العلاقة :

$$P = mv + \frac{q}{c}A$$

وأن السرعة المتعلقة بالاندفاع الكلي توخذ من العلاقة :

$$v = \frac{1}{m}\left(p - \frac{q}{c}A \right) \qquad (3\text{-}11)$$

حيث m هي الكتلة , c سرعة الضو في الفراق

وبالتالي المعادلة (3-10) يمكن كتابتها بالصورة :

$$J = \frac{nq}{m}P - \frac{-nq^2A}{mc} \qquad (3\text{-}12)$$

ونسبة لان الاندفاع ينعدم في حالة الموصلية الفائقة أي أن :

$$p = mv \Rightarrow p = 0$$

n=n_s, $q = e$ ولان

$$J = -\frac{n_s e^2}{mc}A \qquad (3\text{-}13)$$

علاقة الجهد المتجهي مع المجال المغنطيسي تعطى بالعلاقة :

$$B = \nabla \times A \qquad (3\text{-}14)$$

المعادلة (3-13) يمكن كتابتها :

$$J = \frac{-c}{4\pi \lambda\!\!\!^{-2}}A \qquad (3\text{-}15)$$

حيث λ^2 هي عمق اختراق لندن وتساوي :

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi ne^2} \tag{3-16}$$

وبأخذ التواء الطرفين نجد أن:

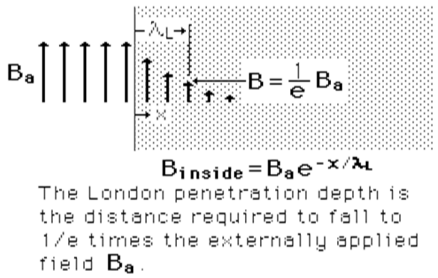
$$\nabla \times J = -\frac{c}{4\pi\lambda_l^2}(\nabla \times A) = -\frac{c}{4\pi\lambda_l^2}B \tag{3-17}$$

$$B = -c\,\Lambda\,\nabla \times J \tag{3-18}$$

حيث $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2} = \frac{4\pi\lambda_l^2}{c2}$ وهي ظاهرة مقاسة ومعلومة .

المعادلة (3-18) تسمي بمعادلة لندن الثانية **Second London Equation.**

(3-4) عمق اختراق لندن : London penetration Depth in Super conductors



واحدة من النظريات التي تصف سلوك الموصل الفائق هي معادلة لندن, وباخذ إلالتواء بالنسبة لكثافة التيار الي المجال المغناطيسي تبعا للمعادلة (3-17) كالتالي :

$$\nabla \times J = -\frac{c}{4\pi\lambda_l^2}(\nabla \times A) = -\frac{c}{4\pi\lambda_l^2}B \tag{3-19}$$

ولكن من معادلة ماكسويل في ظل ظروف ثابتة :

$$\nabla \times B = \frac{4\pi J}{c} = \mu_O J \tag{3-20}$$

حيث $\mu_o = \frac{4\pi}{c}$

ويمكن التعبير عن هذه المعادلة من حيث كثافة الفيض المغناطيسي خلال اتخاذ إلتوا كل الجانبين من المعادلة (3-20) ونحصل على :

$$\nabla \times \nabla \times B = \nabla(\nabla \cdot B) - \nabla^2 B = \frac{4\pi}{C}(\nabla \times J)$$

$\left(\nabla \cdot B = 0 \Rightarrow \nabla(\nabla \cdot B) = 0 \right.$ حيث $\left.$ تبعا لمعادلة ماكسويل

$$\nabla^2 \mathrm{B} = -\frac{4\pi}{\mathrm{c}}(\nabla \times \mathrm{J})$$

ومع المعادلة (3-19) نحصل على :

$$\nabla^2 \mathrm{B} = \frac{1}{\lambda_\mathrm{L}^2}\mathrm{B} \qquad (3\text{-}21)$$

اذا كانت(ثابت $\mathrm{B}=\mathrm{B}_0$ =) من هذه المعادلة فإن $\nabla^2 \mathrm{B}$ دائما يساوي صفر ولكن $\frac{1}{\lambda_\mathrm{L}^2}\mathrm{B}$ لايساوي الصفر وهذه النتيجة توضح ان كثافة الفيض المغناطيسي ثابتة داخل الموصل الفائق ويجب ان يساوي الصفر في كل مكان داخل الموصل الفائق .

المجال داخل الموصل الفائق يعطى تبعا للمعادلة (3-21) كالتالي :

$$B(X) = B(0)e^{\left(\frac{-x}{\lambda_l}\right)} \qquad (3\text{-}22)$$

حيث $(\mathrm{B(X=0)} = \mathrm{B_a})$ اذا $\mathrm{B_a}$ تمثل المجال المغناطيسي خارج الموصل

ومن ثم نعوض في المعادلة (3-22) تصبح :

$$B(x) = B_a e^{\left(\frac{-x}{\lambda_l}\right)} \qquad (3\text{-}23)$$

حيث λ_l هو عمق اختراق لندن

$$\lambda_\mathrm{L} = \left(\frac{\mathrm{m}}{\mu_\mathrm{o}\mathrm{n_s}\mathrm{e}^2}\right)^{1/2} \qquad (3\text{-}24)$$

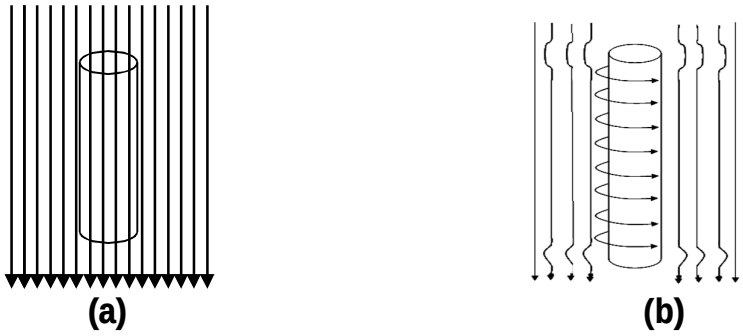
$$\lambda_L = \left(\frac{\varepsilon_o c^2 m}{n_s e^2}\right)^{1/2} \qquad (3\text{-}25)$$

حيث μ_o نفاذية الفراق , ε_o سماحية التوصيل في الفراق .

توضح المعادلات اعلاه ان طبيعة الاضمحلال تعتمد على كثافة الالكترونات n_s داخل الموصل الفائق . [10]

(3-5) أثر ميزنر:Meissner effect

عند وضع اسطوانة من موصل فائق في مجال مغنطيسي ينعدم بداخلها المجال الكهربائي نتيجة لمقاومته الصفرية ، وهذا يعنى أن معدل تغير المجال المغنطيسي يتلاشى داخل الموصل الفائق ، أي أن خطوط القوى المغنطيسية تطرد خارج الاسطوانة ولا تستطيع اختراقها كما مبين في الشكل (3-3).



$T > T_c$ $T < T_c$

شكل (3-3)موصل فائق على شكل أسطوانة في مجال مغنطيسي.

(a) درجة حرارة الاسطوانة أكبر من الدرجة الحرجة.
(b) درجة حرارة الاسطوانة أقل من الدرجة الحرجة.

وتسمى ظاهرة انحراف خطوط المجال المغنطيسي بعيداً عن المعدن عند التوصيل الفائق باسم تأثير ميزنر . وحيث أن الموصل الفائق مادة دايا مغنطيسية فإذا وضع فوقه مغنطيس دائم فإنه يقذف إلى أعلى .

ولعل السبب في انحراف خطوط المجال المغنطيسي بعيداً عن سطح المادة فائقة التوصيل هو حدوث تيار كهربائي تأثيري على سطح المعدن وهذا التيار يحدث مجالاً كهربياً مساوياً للمجال الساقط على سطحه فيلاشيه ومن ثم تصبح محصلة المجال الكهرومغنطيسي داخل المعدن تساوى صفر.[9]

الباب الرابع

تكميم الطاقة بالنسبة للمواد الخزفية فائقة التوصيل

(4-1) المقدمة :

إن الموصلية الفائقة عند درجات الحرارة العالية لاتزال قيد الدراسات البحثية ، والكثير من النظريات تصف جزئيا الظواهر التجريبية ، ولا يمكن أن تفسر مخطط الحالة (الطور) كاملا, والفرق الرئيسي بين النظريات الحالية هو آلية تشكيل اقتران الزوج الإلكتروني، وفي دراسة سابقة أستخدم التباين في المغنطة التلقائية لوصف تأثير الثقوب -الإلكترونات ، وايضا استخدمت علاقات الطاقة لاستكشاف قواعد الموصلية الفائقة التي تقوم على اسس نظرية تتمثل في تركيب حالة الإلكترون الذي له تأثير على تشكيل الخلفية الفيرومغناطيسية المضاد , وكذلك التفاعل بين الفجوات والخلفية الفيرومغناطيسية المضادة مسؤول عن حالة التوصيل الفائق ولكن عند زيادة تركيز الفجوات يحدث تلف للمغناطيسية المضادة وهي خاصية مزدوجة للفجوات , وكذلك نعتبر ان طاقة التذبذب المغناطيسي هي المسبب الاساسي لأزواج كوبر .

(4-2) الوصف الرياضي لطاقة التذبذب المغناطيسي :

ان طاقة التذبذب المغناطيسي هي المصدر الرئيسي لطاقة الإقتران الالكتروني.

في البداية نستخدم الإختلاف في المغنطة التلقائية على المركب الاصل لسطح CuO2 غير المشوب ,ونفترض أن المغناطيسية التلقائية M مقاسة بالنسبة للشبيكة الفرعية بواسطة الحقل الجذئيي ,و المغناطيسية المقابلة لتبادل الطاقة E_o :

$$E_o = \frac{1}{2}\lambda M^2 \qquad (4\text{-a})$$

ومن زيادة تركيز الثقوب الالكترونية X للمدار O2 P فإن المغنطة التلقائية ستضعف ويعتقد ان يرجع ذلك الي تحويل M(X-1) خطيا فان الاختلاف المقابلة للطاقة المغناطيسية :

$$E = \frac{1}{2}\lambda(1-X)^2M^2 \qquad (4\text{-b})$$

الإختلاف تبادل الطاقة المغناطيسية $\Delta E = E_O - E$ هو كما يلي :

$$\Delta E = \frac{1}{2}[1-(1-X)^2]\lambda M^2 \qquad (4\text{-c})$$

يسمي معدل الاختلاف في طاقة التبادل المغناطيسي بطاقة التذبذب المغناطيسية وأن هذه الطاقة لديها امكانية جذب الالكترونات المحيطة بها , مع توجيه المغنطيس الي الخلفية الفيرومغناطيسية المضادة والالكترونات المبحرة المجاورة يمكن ان تتحول الي ازواج كوبر بسهولة واذا تم ذيادة منح ثقوب من O2P قد يسبب تلفا لخلفية الفيرو مغناطيسية المضادة وهذا هو الطابع المزدوج لتبادل طاقة الفيض المغناطعيسي

(4-3)علاقات الطاقة في حالة التوصيل الفائق (حذف تفاعل الالكترون-فونون) :

عندما يتم حذف طاقة تفاعل الالكترون-فونون يمكننا اعتبار ان طاقة التذبذب المغناطيسي هي المصدرالوحيد لطاقة الزوج الالكتروني بين وسط الثقوب وزوج الكتروني واحد وان الاهتزاز في الطاقة الحرارية kBT يضعف تبادل الطاقة المغناطيسية $\frac{1}{2}\lambda(1-X)^2M^2$ والعلاقة موضحة كالتالي :

$$\Delta E \geq V + k_B T \qquad (4\text{-}1)$$

$$\Delta E + V + K_B T \leq \frac{1}{2}\lambda(1-X)^2M^2 \qquad (4\text{-}2)$$

عدم المساواة المزكور في المعادلة (4-1) يصف سمة جذب الطاقة المغناطيسية في حالة التوصيل الفائق وطاقة الجذب يمكن ان تقاوم تاثيرالجهد الناتج عن تنافر كولوم والاهتزاز الحراري .

وعدم المساواة في المعادلة (4-2) يصف حال جذب طاقة التذبذب المغناطيسي بانها تضعف طاقة التبادل المغناطيسي وذلك بسبب الجهد والتذبذب الحراري ولكن في حالة التوصيل الفائق ان جهد كولوم والاهتزازت الحرارية لايمن ان تهدم او تضعف طاقة الجزب المغناطيسي ويرجع ذلك الي الخلفية الفيرومغناطيسية المضادة , وعدم المساواة في العلاقات (4-1, 4-2) يمكن ان يبسط في صيقة T , X كالتالي :

$$T \leq -\frac{1}{2K_B}\lambda M^2(1-X)^2 + \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 - V\right) \qquad (4\text{-}3)$$

$$T \leq \frac{1}{K_B}\lambda M^2(1-X)^2 - \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 + V\right) \qquad (4\text{-}4)$$

$$(0 \leq X \leq 1, T \geq 0)$$

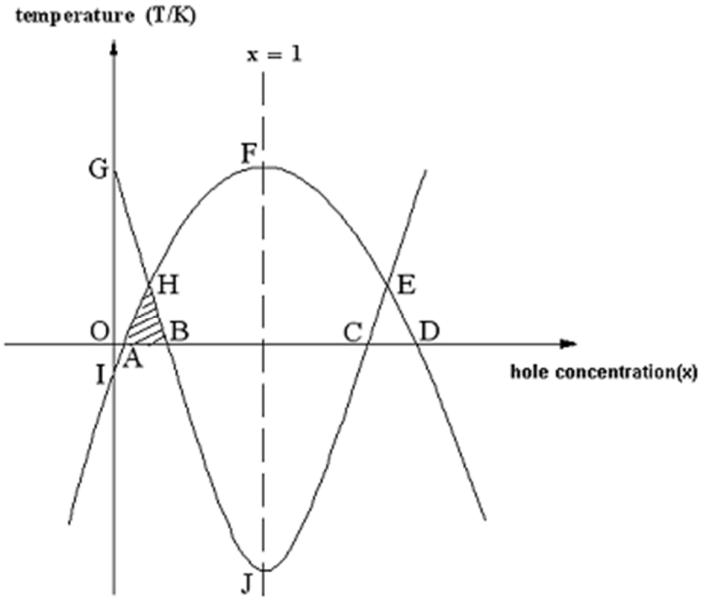
والآن لرسم العلاقة بين "T-X" في نظام الإحداثيات تحت الشرط

$$(0 \leq X \leq 1, T \geq 0)$$

$$T \leq T_c$$

$$T_c = \frac{1}{K_B}\lambda M^2(1-X)^2 - \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 + V\right)$$

وكذلك الشرطين في علاقة عدم التساوي (4-4,4-3) ومنطقة الظل (AHB) ادناه هي منطقة الموصلية الفائقة :



الرسم يوضح العلاقة بين (T-X) في الموصل الفايق

ومع ذلك عندما نحذف الجذء $(1-X)^2$ من علاقة عدم التساوي (4-3, 4-4) نحصل علي العلاقة التالية :

$$\frac{1}{2}\lambda M^2 \geq 3V + 3K_B T \qquad (4\text{-}5)$$

وهو شرط مسبق للطاقة في التوصيل الفائق , التي لا علاقة لها مع تركيز الثقوب الالكترونية .

(4-4) تأثيرطاقة تفاعل الالكترون على الموصلية الفائقة :

نحن نعتقد ان طاقة تفاعل الالكترون بين الثقوب والزوج الالكتروني لديها خاصية مذدوجة مثل طاقة التذبذب المغناطيسي ΔE فهي علاقة موازية ولذلك نستخدم $(\Delta E + W)$ ليحل محل ΔE في المعادلة (4-2,4-1) كالتالي :

$$\Delta E + W \geq V + K_B T \qquad (4\text{-}5)$$

$$\Delta E + W + V + K_B T \leq \frac{1}{2}\lambda(1-X)^2 M^2 \qquad (4\text{-}6)$$

وبعد اعادة كتابة عدم المساواة اعلاه على شكل T~X :

$$T \leq -\frac{1}{2K_B}\lambda M^2 (1-X)^2 + \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 - V\right) + \frac{1}{K_B}W \qquad (4\text{-}7)$$

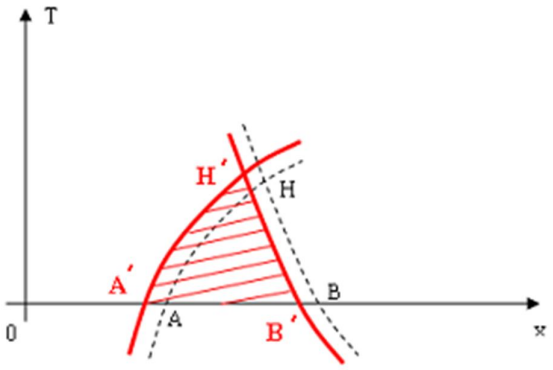
$$T \leq \frac{1}{2K_B}\lambda M^2 (1-X)^2 - \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 + V\right) - \frac{1}{K_B}W \qquad (4\text{-}8)$$

$$(0 \leq x \leq 1\,, T \geq 0)$$

$$T \leq T_c$$

$$T_c = \frac{1}{2K_B}\lambda M^2 (1-X)^2 - \frac{1}{K_B}\left(\frac{1}{2}\lambda M^2 + V\right) - \frac{1}{K_B}W$$

سوف نرسم منطقة التوصيل الفائق من المعادلات (4-7,4-8) بواسطة الخطوط ÁḢB ومنطقة التوصيل الفائق من المعادلات (4-4,4-3) بواسطة الخطوط AHB كما في الرسم (1) ويتم مقارنتها مع الرسم ادناه :



الرسم (2) يوضح تأثير تفاعل طاقة الالكترون علي درجة الحرارة الحرجة لموصل فائق

واذا قمنا باذالة الجذء $(1-X)^2$ في وقت واحد من العلاقات (4-8,4-7) نحصل علي :

$$\frac{1}{2}\lambda M^2 + W \geq 3V + 3K_B T \qquad (4\text{-}9)$$

وتبين ان طاقة تفاعل الالكترون W تقلل من الموصلية الفائقة من خلال المغنطيسية التلقائية الاصلية.[11]

(4-5) حساب طاقة التذبذب المغناطيسي بواسطة معادلة شرودنجر :

تسمى الطاقة الكلية في الفيزياء التقليدية بتابع هاملتون ويعبر عن هذا التابع باندفاعات الجسيم وإحداثياته والطاقة الكلية للجسيم وحيدة تؤول الي طاقة الوضع والطاقة الحركية :

$$H(\vec{r},\vec{p}) = T + V(\vec{r})$$

$$H = \frac{1}{2}mv^2 + V(\vec{r}) = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) \qquad (4\text{-}10)$$

وفي ميكانيكا الكم يوافق تابع هاملتون مؤثر ينتج مباشرة من تعويض موثر الموضع ومؤثر كمية الحركة في العلاقة اعلاه كما يلي :

$$\hat{H} = \frac{\widehat{p^2}}{2m} + V(\hat{r})$$

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\hat{r}) \qquad (4\text{-}11)$$

وكما وجد ان في استنتاج معادلة شرودينجر المستقلة عن الزمن فان التابع Ψ الذي يصف حركة زوج كوبر هو حل لتلك المعادلة ويمكن كتابة معادلة شرودنجر التي تصف هذا النوع من الحركة في بعد واحد على الصورة التالية :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_{1x}^2 - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla_{2x}^2 + V(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)\right]\Psi(\vec{x}_1,\vec{x}_2) = E\Psi(\vec{x}_1,\vec{x}_2) \qquad (4\text{-}12)$$

حيث ان $(\vec{x}_1,\vec{x}_2)$ يمثلان متجه الموضع و v تمثل الجهد.

ان الحدين الاول والثاني من هذه المعادلة يمثلان الاندفاع وقد وجد ان قيمة هذا الاندفاع في الموصلات الفائقة تؤول الي الصفر ولا تساويه في شكل دالة أسية ويمكن كتابة معادلة بسيطة تصف التناقص في الاندفاع مع الزمن كالتالي :

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} \qquad (4\text{-}13)$$

حيث τ كمية زمن يمكن ان تحدد في شكل دالة أسية وحل المعادلة (4-13) يكون في الصورة التالية :

$$p(t) = p(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad (4\text{-}14)$$

وهذا يوضح أن الاندفاع الكلي للزوج الالكتروني لا يساوي الصفر وان الاندفاع الكلي يساوي :

$$p = p_1 + p_2$$

حيث p_1 و p_2 يمثلان اندفاع الالكترون الاول والثاني على التوالي . [12]

نحن نفترض ان الطاقة المسؤول عن ربط الزوج الالكتروني هي طاقة التذبذب المغناطيسي ΔE وان الطاقات التي تؤثر عليها هي طاقة تفاعل الإلكترون–فونون W وطاقة جهد كولوم V

وبالتعويض عن هذه الطاقات في معادلة شرودنجر لإيجاد الطاقة الكلية مع اعتبار ان الحد الأول في المعادلة التالة يمثل الإندفاع الكلي :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 + \Delta E + W + V(x)\right]\Psi(x) = E\Psi \qquad (4\text{-}15)$$

بالنسبة للموصلات الفايق وجد ان جهد كولوم بين الزوج الإلكتروني معدوم ومساويا للصفر وعليه يمكن اعادة صياغة معادلة شرودنجر كالتالي :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 + \Delta E + W\right]\Psi(x) = E\Psi \qquad (4\text{-}16)$$

ان طاقة تفاعل الإلكترون _فونون صغيرة جدا مقارنة مع طاقة التذبذب المغناطيسي $\Delta E \gg W$ وعليه فإن :

$$\Delta E + W \approx \Delta E$$

وبالتعويض في معادلة شرودنجر (4-16) ينتج :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 + \Delta E\right]\Psi(x) = E\Psi \qquad (4\text{-}17)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 + (\Delta E - E)\right]\Psi(x) = 0$$

$$\left[\nabla_x^2 + \frac{-2m}{\hbar^2}(E - \Delta E)\right]\Psi(x) = 0 \qquad (4\text{-}18)$$

نفرض أن :

$$\alpha^2 = \frac{-2m}{\hbar^2}(E - \Delta E) \qquad (4\text{-}19)$$

نجد أن :

$$\nabla_x^2\Psi(x) + \alpha^2\Psi(x) = 0 \qquad (4\text{-}20)$$

وهذه العلاقة تمثل معادلية تفاضلية من الرتبة الثانية وتقبل حلا جبريا عاما من الشكل :

$$\Psi(x) = A\sin\alpha x + B\cos\alpha x \qquad (4\text{-}21)$$

وهذه العلاقة يجب ان تحقق الشروط الحدية

$$\Psi(0) = \Psi(a) = 0$$

اولا نعالج العلاقة عندما :

$$\Psi(0) = 0$$

نعوض في العلاقة (4-21) ينتج :

$$\Psi(0) = A\sin\alpha 0 + B\cos\alpha 0 \qquad (4\text{-}22)$$

الحد الأول من العلاقة (4-22) يحقق الشرط ولكن الحد الثاني لايحقق الشرط إلا اذا كان B=0 ومنه يحذف الحد الثاني وتصبح العلاقة المحققة للشرط الحدي الاول كما يلي:

$$\Psi(x) = A\sin\alpha x \qquad (4\text{-}23)$$

ثانيا نعالج العلاقة عندما :

$$\Psi(a) = 0$$

$$\Psi(a) = A\sin\alpha a = 0 \qquad (4\text{-}24)$$

يتحقق الشرط في العلاقة (4-24) إما عندما A=0 وبالتالي تصبح الدالة الموجية غير موجودة ولكن زوج كوبر موجودين وهذا يتطلب ان لاتكون A=0 ومنه يجب على الحد الثاني $\sin\alpha a = 0$ ان يحقق الشرط , وهذا يتحقق عندما :

$$\sin\alpha a = 0 \Rightarrow$$

$$\alpha a = n\pi$$

$$n=1,2,3,.....$$

$$\alpha = \frac{n\pi}{a} \qquad (4\text{-}25)$$

وبتعويض العلاقة (4-25) في العلاقة (4-24) نحصل على الدالة الدالة الموجية التي تحقق الشروط الحدية كما يلي :

$$\Psi_n(x) = A\sin\frac{n\pi}{a}x \qquad (4\text{-}26)$$

العلاقة (4-26) تحقق الشروط الحدية وهي الدالة الموجية المرافقة لزوج كوبر داخل الموصل الفائق .

ولحساب الطاقة من العلاقتين (4-19) و (4-24) نستطيع إيجاد علاقة الطاقة كما يلي :

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(\Delta E - E) \qquad (4\text{-}27)$$

نفترض ان $U = (\Delta E - E)$ وعليه تصبح العلاقة (4-27) كالتالي :

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(U)$$

$$\alpha = \frac{n\pi}{a} \Rightarrow \alpha^2 = \frac{n^2\pi^2}{a^2}$$

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(U) = \frac{n^2\pi^2}{a^2} \Longrightarrow$$

$$U_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ma^2}n^2 = c^2n^2 \qquad (4\text{-}28)$$

حيث :

$$n=1,2,3,\ldots\ldots$$

$$c^2 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ma^2}$$

من الفرضية :

$$\Delta E - E = U$$

ينتج لنا :

$$E = \Delta E - U$$

وبالتعيوض عن قيمة ΔE من المعادلة (4-C) وعن قيمة U من المعادلة (2-28) تنتج لنا المعادلة التالية :

$$E = \frac{1}{2}[1 - (1 - X)^2]\lambda M^2 - c^2n^2 \qquad (4\text{-}29)$$

تمثل العلاقة (4-29) الطاقة الكلية أما العلاقة (4-28) تعطي قيم مكممة للطاقة واعتبرنا أن n تبدأ من الواحد لكي لاتصبح الطاقة تساوي صفر أي ان ازواج كوبر لاتستطيع ان تأخذ أي مكان داخل الموصل الفائق إلا الأمكنة المتواقة مع العلاقة (4-28) وباقي الأمكنة محظورة بالنسبة لازواج كوبر.

وعند تطبيق شرط المعايرة على الدالة الموجية في العلاقة (4-26) وهي :

$$\Psi_n(x) = A\sin\frac{n\pi}{a}x$$

نطبق شرط المعايرة

$$A^2\int_0^a|\Psi_n(x)|^2dx = A^2\int_0^a\left|\sin\frac{n\pi}{a}x\right|^2dx = 1 \qquad (4\text{-}30)$$

$$A^2\int_0^a\left(\frac{1-\cos\alpha x}{2}\right)dx = 1$$

$$A^2\left[\int_0^a\frac{dx}{2}-\int_0^a\frac{\cos\alpha x}{2}dx\right] = 1$$

$$A^2\frac{a}{2} = 1 \Rightarrow A^2 = \frac{2}{a}$$

$$A = \sqrt{\frac{2}{a}} \qquad (4\text{-}31)$$

نعوض العلاقة (4-31) ثابت المعايرة في العلاقة (4-26) نحصل على الدالة الموجية المعيرة والتي تدل فيزيائيا على ان زوج كوبر موجود بلا ريب في احدى القيم الخاصة . ومنه الدالة الموجية :

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{n\pi}{a}x \qquad (4\text{-}32)$$

(4-6) طاقة التذب المغناطيسي في حالة الاندفاع يؤول الي الصفر او يساويه:

من معادلة شرودنجر (4-17) وهي :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 + \Delta E\right]\Psi(x) = E\Psi$$

واذا كان الاندفاع يساوي الصفر فان :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_x^2 = 0 \qquad (4\text{-}33)$$

وبتعويض قيمة الإندفاع فان معادلة شرودنجر تكتب في الصورة التالية :

$$\Delta E\Psi(x) = E\Psi \qquad (4\text{-}34)$$

وهذا يعني ان:

$$\Delta E = E \qquad (4\text{-}35)$$

والعلاقة (4-35) تدل فيزيائيا على ان طاقة التذبذب المغناطيسي في هذه الحالة تساوي الطاقة الكلية بين ازواج كوبر في حالة التوصيل الفائق

مناقشة النتائج

تم إيجاد طاقة التذبذب المغناطيسي في العلاقة (2-4) من علاقات الاختلاف في تبادل الطاقة المغناطيسية وفي المعادلة (9-4) تم توضيح ان طاقة تفاعل الالكترون-فونون تؤثر على طاقة التذبذب المغناطيسي وفي المعادلة (14-4) تم توضيح ان الاندفاع الكلي بالنسبة لزوج كوبر لا يساوي الصفر وإنما يؤول بصورة أسية الي الصفر وعليه تم إستخدام قوانين ميكانيكا الكم لتكميم طاقة التذبذب المغناطيسي والتي تحصلنا عليها في المعادلة (28-4) وفي العلاقة (35-4) تم افتراض ان الاندفاع يساوي الصفر ووجد في هذه الحالة ان طاقة التذبذب المغناطيسي تساوي الطاقة الكلية .

الاستنتاج

يوضح هذا النموزج ان الطاقة المسؤولة عن تكوين الزوج الإلكتروني هي طاقة التذبذب المغناطيسي والتي تعتمد على تركيز الالكترونات والثقوب , كما يوضح هذا النموزج ان طاقة التذبذب المغناطيسي مكماة وتاخذ قيم صحيحة توكد احتمال وجود الزوج الإلكترون مع وصف الدالة الموجية لحركة الزوج, كما يوضح هذا النموزج ان طاقة التذبذب المغناطيسي تساوي الطاقة الكلية في حالة تلاشي الإندفاع.

المراجع

[1] احمد خوجلي محمد خير،2002، مبادي فيزياء الجوامد، السودان، الخرطوم، دار عزة للنشر، الطبعة الثانية.

[2] رأفت كامل واصف،1995، أساسيات فيزياء الجوامد دار النشر للجامعات المصرية، مكتبة الوفاء ،الطبعة الأولي.

[3] رأفت كامل واصف،2005، أساسيات الفيزياء الكلاسيكية والمعاصرة، دار النشر للجامعات المصرية، الطبعة الثالثة.

[4] عبد الفتاح الشاذلي،2003، فيزياء الجوامد ، مصر، الدار العربية للنشر والتوزيع، الجزء الأول ، الطبعة الأولى.

[5] مبارك درار عبد الله،2009 ،محاضرات في فيزياء الجوامد ، جامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا، كلية العلوم.

[6] محمد أمين سليمان و(آخرون)، 2000، فيزياء الجوامد، دار النشر مدينة نصر، الطبعة الأولي.

[7] محمد بن علي احمد عيسي،1990 ،الكهربية والمغنطيسية، المملكة العربية السعودية، الملك سعود، الطبعة الأولي.

[8] محمد محمود عمار،1999، الفيزياء الحديثة، مصر، الطبعة الأولي.

[9] حسب الرسول قسم الله اسماعيل،1999 ، التوصيل الفائق والمقاومة المعتمد علي القابلية الكهربي والمغنطيسية ، جامعة الجزيرة كلية التربية الحصاحيصا .

[10] رشا عبدالحي محمدطه, 2010, تصميم إنموزج نظري للمواد فائقة التوصيل عند درجة الحرارة المرتفعة, جامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا, كلية العلوم .

[11] GIRE Technology Co.Ltd., Chongqing, China, 400039

[12] A. W. B. taylor,1970, Superconductivity,francis Ltd.10-14 macklin street.