

فيزياء الجسم الصلب II



منشورات جامعة دمشق
كلية العلوم

فيزياء الجسم الصلب II

الدكتور

فوزي غالب عوض

أستاذ في قسم الفيزياء

1433 - 1432 هـ

2012 - 2011 م

جامعة دمشق

الصفحة	الفهرس
13	الفصل الأول خواص المواد الكهربائية & المغنطيسية معالجة جهرية
16	1-1-1 ثنائي القطب الكهربائي electric dipole
18	2-1-1 ثنائي القطب المغنطيسي magnetic dipole
20	3-1-1 قياس الاستقطابية: polarisibility measurement
22	4-1-1 حساب الاستقطابية والحقل الجهري polarisibility calculation & macroscopic field
24	2-1 خواص المواد الكهربائية، معالجة مجهرية Electrical properties; microscopic treatment
30	3-1 خواص المواد الكهربائية، معالجة كمومية electrical properties ; quantum mechanical treatment
30	1-3-1 الإلكترونات شبه الحرة quasi - free electrons
37	2-3-1 البولاريتونات polaritons
45	الفصل الثاني الخواص المغنطيسية: معالجة مجهرية
47	1-2 مقدمة
48	2-2 المغنطيسية المعاكسة diamagnetism
53	3-2 المغنطيسية المساييرة paramagnetism
57	4-2 المغنطيسية الحديدية ferromagnetism
62	5-2 المغنطيسية الحديدية المتعاكسة antiferromagnetism

65	6-2 المغنطيسية شبه الحديدية ferrimagnetism
65	7-2 الموجات السبينية و المغنونات magnons
70	8-2 مفعول (أثر) كوندو Kondo effect
73	الفصل الثالث الناقلية الكهربائية
75	1-3 مقدمة
76	2-3 منظومة الفونونات phonon system
85	3-3 منظومة الإلكترونات electrons system
99	الفصل الرابع الظواهر السطحية
101	1-4 مقدمة
102	2-4 الاهتزازات السطحية
110	3-4 الحالات الإلكترونية المتموضعة (المحلية عند السطوح وبينها)
119	4-4 الحالات الإلكترونية في الأغشية الرقيقة
128	5-4 طرائق تحليل الأغشية الرقيقة والسطوح Surface and thin films analiticl methods
130	1-5-4 طرائق تحديد البنية الفيزيائية
138	2-5-4 طرائق تحديد البنية الكيميائية للسطح

145	الفصل الخامس الناقلية الفائقة
147	1-5 مقدمة المقاومة الكهريائية المعدومة
150	2-5 نتائج تجريبية إضافية 1-2-5 أثر مايسنر Miessner effect
150	2-2-5 التيار الحرج والمجال الحرج
153	Critical current and critical field
157	3-2-5 السعة الحرارية ومرتبة التحول Heat capacity and Order of transformation
159	4-2-5 المواد الفائقة الناقلية من النوع الثاني superconductors II Type
163	3-5 الناقلية الفائقة التطور النظري Theoretical Development of superconductors
163	1-3-5 التجاذب الضعيف بين الإلكترونات Weak attraction between electrons
165	2-3-5 أزواج كوبر Cooper pairs
168	3-3-5 الحالة الأرضية للناقلية الفائقة ونظرية (BCS) Superconducting ground state and BCS theory
170	4-5 النواقل الفائقة ذات درجات الحرارة العالية High temperature superconductors (HTS)

173	الفصل السادس الانتظام وعدم الانتظام
175	1-6 الانتظام القصير المدى short range و الانتظام طويل المدى long range
176	2-6 أنواع عدم الانتظام
177	3-6 الحالات المتموضعة localized states
181	4-6 حافة الحركية mobility edge
184	5-6 الناقلية الكهربائية وعدم الانتظام
187	الفصل السابع ترسيب الأغشية الرقيقة
189	1-7 مقدمة Introduction
190	2-7 الترسيب بالتبخير الحراري Deposition by Thermal Evaporation
193	3-7 الترسيب بالحزمة الإلكترونية Deposition by Electron beam
193	4-7 الترسيب بالليزر Deposition by Laser
194	5-7 ترسيب بلورات متطبقة بالحزمة الجزيئية Molecular beam Epitaxy Deposition
196	6-7 الترسيب بمؤازرة حزم اللفظ والأيونات Sputtering deposition(Ion assisted)
198	7-7 الترسيب الكيميائي من البخار Chemical Vapor Deposition (CVD)
204	ثبت المصطلحات

مقدمة

يغطي هذا الكتاب مفردات مقرر فيزياء الجسم الصلب (2) كما أقرها مجلس قسم الفيزياء مع بعض الإضافات التي رأيتها ضرورية. كما العادة من الضروري تحديد مستوى الطلاب المستهدفين ؛ فأفترض معرفة الطلاب مواضيع طرحت في بضعة مقررات سابقة في الجسم الصلب والفيزياء الإحصائية والكهرباء والمغناطيسية إضافة إلى معرفة رياضية مناسبة.

عالجت في الفصل الأول بإيجاز الخواص الكهربائية والمغناطيسية للعوازل من وجهة نظر جهرية، ثم انتقلت لمعالجتها مجهرية و كموميا. لقد كانت المعالجة لنوعي الخواص متداخلة بسبب التأثير بين الحقول الكهربائية والمغناطيسية وما ينتج عنها.

تابعت في الفصول الأربعة اللاحقة مواضيع المفردات لكن بترتيب مختلف قليلا عما ورد في قرار القسم:

مفردات مقرر فيزياء جسم صلب (2)

1. العوازل :

1. الحقل الكهربائي الموضعي (حقل منع الاستقطاب - حقل لورنتز - العلاقة بين ثابت العازلية الكهربائية وقابلية الاستقطاب)
2. الاستقطابية (الكهربائية - الأيونية - الموجهة)
3. الاسترخاء في الجسم الصلب
4. الخواص الضوئية
5. الكهرباء الحديدية

6. الطرق التجريبية لقياس التوابع الكهرفيضية العقدية

II. المغنطيسية :

1. الترتيب المغنطيسي (العكسية- الطردية- الحديدية - الحديدية المعاكسة)
2. المغنطيسية الأيونية.
3. التبعر النتروني المغنطيسي.
4. المغنطيسية المتحولة.
5. مفعول كوندو.

III. الفونونات في المعادن:

1. قانون تبدد الفونونات.
2. النفوذية العازلية للمعادن.
3. التفاعل الإلكتروني - الإلكتروني الفعال.
4. مساهمة الفونونات في قانون تبدد الإلكترونيات.
5. التفاعل المتبادل الإلكتروني - الفونوني.

IV. الناقلية الفائقة:

1. الظاهرة التجريبية.
2. نظرية غينزبورغ - لاندائو.
3. نظرية ابريكوسف.
4. نظرية BCS
5. الخواص المغنطيسية.
6. مفعول جوزيفسون.
7. النواقل الفائقة ذات درجات الحرارة العالية.
8. تطبيقات الناقلية الفائقة.

ثم أضفت في الفصل السادس معالجة لمسألة الانتظام وعدم الانتظام وتأثيراتها في خواص الأجسام الصلبة بخاصة الكهربائية منها، لما لهذه المسألة من أهمية في الوقت الحالي. أما في الفصل السابع فأعطيت لمحة تقنية مختصرة عن كيفية الحصول على أغشية رقيقة، بعد أن مهّدت في الفصل الرابع للظواهر السطحية والأغشية التي تصادف عملياً والتي لا يمكن التخلص منها ومن آثارها بسهولة.


أرجو أن أكون قد وفقت في عرض هذه المواضيع، و أتقدم بالشكر لجميع الزملاء في القسم بخاصة الدكتور نعمان الصباغ الذي قرأ قسماً كبيراً من الكتاب وناقش فيه، كما أتقدم بالشكر للطلاب الذين أغنوا الكتاب بخاصة السيد أحمد الزيدان والسيد محمود الحلاق. والله الموفق.

المؤلف

الفصل الأول

خواص المواد الكهربائية & المغنطيسية معالجة جهرية

- 1-1 مقدمة Introduction
- 1-1-1 ثنائي القطب الكهربائي electric dipole
- 1-1-2 ثنائي القطب المغنطيسي magnetic dipole
- 1-1-3 قياس الاستقطابية polarisability measurement
- 1-1-4 حساب الاستقطابية والحقل الجهري
polarisability calculation & macroscopic field
- 1-2 خواص المواد الكهربائية؛ معالجة مجهرية
Electrical properties; microscopic treatment
- 1-3 خواص المواد الكهربائية؛ معالجة كمومية
electrical properties ; quantum mechanical treatment
- 1-3-1 الإلكترونات شبه الحرة quasi – free electrons

2-3-1 البولاريتونات polaritons 

1-1 مقدمة Introduction

يتناول هذا الفصل كيفية التعبير عن استجابة المادة لحقل كهربائي أو مغناطيسي أو كهربيسي .

نبدأ من وجهة نظر جهرية و من معادلات مكسويل¹ :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{D}) \quad (1-1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (1-3)$$

$$\text{div } \varepsilon_0 \mathbf{E} = \rho \quad (1-4)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu \mathbf{H} \quad (1-5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1-6)$$

حيث ε_0 و μ_0 هما نفوذية الخلاء وسماحيته، و \mathbf{M} و \mathbf{P} هما الاستقطابية (العزم الكهربائي لواحدة الحجم) وشدة التمغنط (العزم المغناطيسي لواحدة الحجم) على الترتيب.

يظهر من المعادلتين (1-5) و (1-6) التشابه بين حقل التحريض الكهربائي (\mathbf{D}) و حقل التحريض المغناطيسي (\mathbf{B}) وعلاقة كل منهما بالحقل الكهربائي والحقل

¹ سنستعمل الجملة الدولية، إذ قد تجد المعادلات في جمل واحداث أخرى مختلفة قليلاً عن هذه المعادلات.

المغناطيسي والاستقطابية وشدة التمغنط، يلاحظ اختلاف التعريف بين المقدارين الأخيرين من حيث الضرب بثابت.

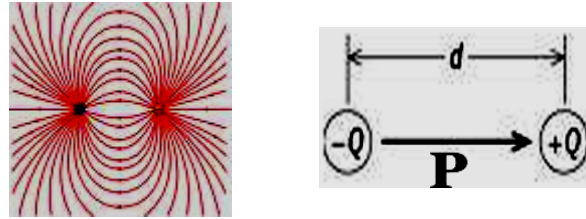
1-1-1 ثنائي القطب الكهربائي electric dipole

يعرف ثنائي القطب الكهربائي على أنه شحنتان كهربائيتان متساويتان في القيمة مختلفتان في الإشارة تفصل بينهما مسافة صغيرة بالمقارنة مع أبعاد المسألة المدروسة الأخرى، كأن تكون المسافة من مرتبة النانو والمسألة المدروسة من مرتبة الملمتر أو أكبر. الشكل (1-1). ويعرف عزم ثنائي القطب بالمتجهة التي تساوي حاصل ضرب الشحنة بالمسافة الفاصلة بينهما، جهتها من الشحنة السالبة إلى الشحنة الموجبة. وإذا كان لدينا عدد من الثنائيات n في واحدة الحجم عزم كل منها \mathbf{p} فالجمع المتجه يسمى الاستقطابية \mathbf{P} ، كما يظهر في الشكل خطوط الحقل الكهربائي وتوزعها في الفضاء. تعطى معادلة الحقل الناتج عن ثنائي القطب الكهربائي بالعلاقة:

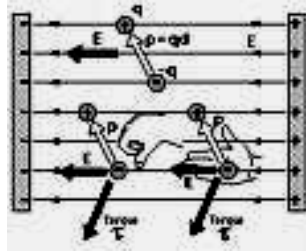
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - r^2 \mathbf{p}}{4\pi\epsilon_0 r^5} \quad (1-7)$$

في الواقع يمكن التمييز بين ثنائي قطب متحرض (نتيجة تطبيق الحقل الكهربائي على منظومة كان مركز الشحنات الموجبة منطبقا على مركز الشحنات السالبة قبل تطبيق الحقل، فتحرض نتيجة الأثر المتعاكس في الشحنتين نظرا لاختلاف إشارتهما) وثنائي القطب الموجود أصلا، فإن تأثير الحقل على ثنائي القطب يكون بمحاولة جعل الثنائي يصطف باتجاه الحقل وكأن مزدوجة قد طبقت عليه تحاول إدارته الشكل (1-2). و تكون الطاقة المصروفة في الحالتين مساوية:

$$U = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{E} \quad (1-8)$$



الشكل (1-1)



الشكل (2-1)

يمكن أن تكون الاستقطابية المتحرضة باتجاه الحقل، فتسمى المواد المتماثلة الاتجاهات، ويسمى ثابت التناسب في الحالة الخطية الطوعية الكهربائية χ ، أي أن:

$$\chi = \frac{\mathbf{P}}{\epsilon_0 \mathbf{E}} \quad (1-9)$$

يكتب حقل التحريض الكهربائي في هذه الحالة كالتالي:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-10)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi) \quad (1-11) \quad \text{حيث:}$$

يسمى ϵ سماحية المادة، والنسبة $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ السماحية النسبية للمادة أو ثابت العازلية للمادة وهو في الحالة العامة ليس ثابتاً، كما سنرى، بل يتبع التواتر واتجاه الانتشار فيمكن أن يعرف على أنه تابع العازلية:

$$\epsilon(k, \omega) = \epsilon \quad (1-12)$$

حيث تمثل \mathbf{K} متجهة انتشار الموجة و ω تواترها. أما إذا كانت الاستقطابية المتحرضة خطية لكن ليست باتجاه الحقل، و يحدث هذا في البلورات غالباً، فتكون الطواعية الكهربائية تنسورا أو ممتداً χ_{ij} يربط بين مركبات الاستقطابية و مركبات الحقل بصورة خطية تكتب اختصاراً (بتقريب ثابت) على الصورة:

$$P_i = \chi_{ij} E_j \quad (1-13)$$

كما يمكن أن تكون الاستقطابية لا خطية فتظهر حدود من الدرجة الثانية في الحقل الكهربائي أو أعلى، و تسمى البلورات عندئذ بلورات لا خطية تستعمل في توليد مدروجات التواترات أو مزج إشارات بتواترات مختلفة، تكتب العلاقة على الصورة:

$$P_i = \chi_{ij} E_j + \chi_{ijk} E_j E_k + \dots$$

1-1-2- ثنائي القطب المغنطيسي magnetic dipole

بدأ التعرف على قوانين المغنطيسية موازياً لقوانين الكهراكية حتى إنها كانت تسمى، قبل أن يعرف منشؤها، المغنطيسية الراكدة. استنتج كولون قانوناً في المغنطيسية مشابهاً لقانونه في الحقل الكهربائي بعد أن افترض وجود كتلة مغنطيسية في كل قطب مشابهة للشحنة الكهربائية، مع أنه لم يستطع فصلها لكنه استعمل مغنطيسياً

طويلاً ليتخلص جزئياً من تأثير القطب الآخر فحصل في هذه الحالة الخاصة على التشابه. إن اكتشاف إمكان توليد حقل مغنطيسي بإمرار تيار كهربائي في سلك دائري والتشابه بين خطوطه وخطوط الحقل لثنائي قطب كهربائي، الشكل (1 - 3)، أدى إلى تخمين منشأ المغنطيسية من جهة وإلى تفسير عدم إمكان فصل القطبين من جهة أخرى؛ إذ إنهما يظهران معا نتيجة جريان التيار. ويعطى الحقل المغنطيسي المتولد عن هذا السلك الدائري انطلاقاً من قانون بيو- سافار وفي نقطة بعيدة بعداً كافياً بالعلاقة:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - \boldsymbol{\mu} r^2}{r^5} \right] \quad (1 - 14)$$

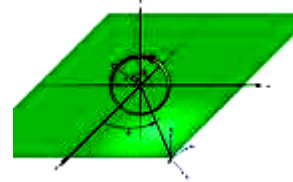
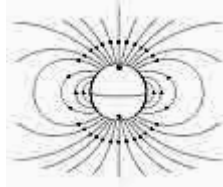
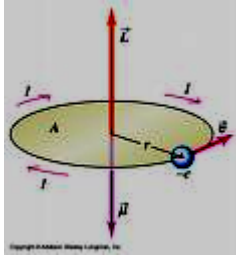
حيث $\boldsymbol{\mu}$ العزم المغنطيسي المعطى بالعلاقة:

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r}' \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') d\tau' \quad (1 - 15)$$

وفيها $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ كثافة التيار المستمر والتكامل على الحجم في الحالة العامة. في حالة السلك الدائري المستوي فإن قيمة $\boldsymbol{\mu}$ تساوي حاصل ضرب مساحة الدائرة \mathbf{A} في التيار I ويتجه وفق الناظم على مستوي الدائرة باتجاه تقدم بزال يدار وفق جهة التيار. يلاحظ التشابه بين العلاقة (1 - 14) والعلاقة (1 - 7)، كما تعطى طاقة ثنائي القطب عند وضعه في حقل \mathbf{B} بعلاقة مماثلة:

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (1 - 16)$$

وهو يقابل العمل اللازم صرفه لتوجيه العزم المغنطيسي باتجاه الحقل بدءا من الاتجاه المعامد للمحور.



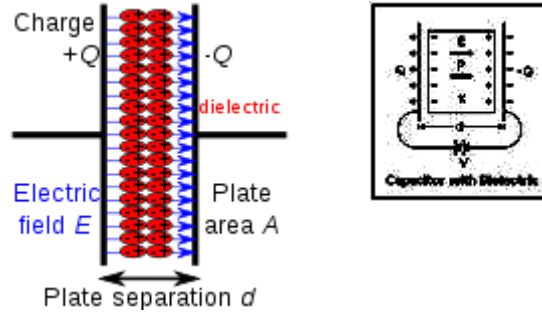
الشكل (1 - 3)

لذلك نرى أنه يمكن وجود حقل مغنطيسي مستقر لا يتغير مع الزمن ناجم عن جريان تيار مستمر، هو ما يقابل المعروف بالمغنطيسية الراكدة، كما يمكن أن يتغير الحقل المغنطيسي إذا تغير التيار مع الزمن.

3-1-1- قياس الاستقطابية: polarisability measurement

لا تقاس الاستقطابية لمادة ما مباشرة عادة بل تقاس بقياس ϵ المعادلة (1-11) المستنتج من قياس تغير الوسعية لمكثفة غالبا ما تكون مستوية، نتيجة إدخال هذه المادة بين لبوسيتها. فعند شحن المكثفة بتطبيق فرق كمون مستمر، الشكل (1 - 4)، يقاس التيار في الحالتين، قبل إدخال المادة وبعدها و يكامل لنحصل على الشحنة الكلية ثم نحسب الوسعية: $C=Q/V$ ؛ تكون الكمية المقيسة في هذه

الحالة $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ و تسمى العازلية النسبية.



الشكل (1 - 4)

وقد يطبق فرق كمون متناوب فيقاس التغير على شكل تغير في الممانعة، أي تغير في الجزأين الحقيقي والتخيلي، مقابل سماحية عقدية تقاس عادة بواسطة جسر يعطي الجزأين مباشرة:

$$\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (1 - 17)$$

ويحسب التغير على صورة نسبة لنحصل على السماحية النسبية أو ثابت العازلية.

$$\mathcal{K}^* = \frac{\epsilon^*}{\epsilon_0} = \mathcal{K}' - i\mathcal{K}'' \quad (1 - 18)$$

ترتبط ϵ'' بمعامل ضياع الطاقة في المكثفة ثم بما يعرف بناقلية العوازل بعد ضربه بالتواتر، أي بأخذ التيار بالحسبان في معادلات مكسويل.

1-1-4- حساب الاستقطابية والحقل الجهري:

polarisibility calculation & macroscopic field

يفضل البدء عند حساب العزم الكهربائي لوحدة الحجم (الاستقطابية) لتوزيع مستمر من ثنائيات القطب بالكمون السلمي لثنائي القطب المعطى بالعلاقة:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{p} \cdot \text{grad} \frac{1}{r} \quad (1-19)$$

فيكون الكمون الكلي لتوزيع حجمي معطى بـ:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int dv \left(\mathbf{p} \cdot \overline{\text{grad} \frac{1}{r}} \right) \quad (1-20)$$

الذي يمكن أن يرد إلى:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int dv \left(-\frac{1}{r} \text{div} \mathbf{p} + \text{div} \frac{\mathbf{p}}{r} \right) \quad (1-21)$$

فإذا كانت الاستقطابية متجانسة و ثابتة كان:

$$\text{div} \mathbf{p} = 0$$

و باستعمال نظرية غاوس نجد:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int ds \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}}{r} = \int ds \frac{\sigma}{r} \quad (1-22)$$

ds عنصر المساحة العنصري على سطح الجسم, n المركبة العمودية, σ كثافة الشحنات السطحية.

استعمل في هذا الانتقال ضمنا معادلة مكسويل (4-1) مع تمييز المقصود بالطرف الأيمن فهو كثافة الشحنات الحجمية الكلية: الحجمية الخارجية و المتحرزة أي أن:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho_v + \rho_v^{\text{in}}}{\epsilon_0} \quad (1-23)$$

وبالتالي:

$$\operatorname{div} \mathbf{P} = -\rho_v^{\text{in}} \quad (1-24)$$

إذن يكون الحقل الجهري الكلي هو الحقل المطبق مضافا إليه الحقل الناتج المتحرض الذي يسمى حقل إزالة الاستقطاب لأنه يعاكس الحقل المطبق أي أن:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$$

وبما أن التكامل الحجمي يمكن أن يردّ إلى تكامل على السطح, المعادلة (1-22), فسيلعب شكل السطح الهندسي دورا في إنجاز الحساب، ويعدّ مجسم القطع الناقص من السطوح المشهورة الذي تحسب التكاملات له، إذ إنه هو نفسه يمكن أن يمثل أشهر السطوح مثل الكرة والأسطوانة والصفحة باختيار مناسب لأطوال محاوره الرئيسية.

تحسب الاستقطابية عندئذ بحساب مركباتها على المحاور الرئيسية وتكتب على الصورة:

$$E_{1x} = -\frac{N_x P_x}{\epsilon_0}; \quad E_{1y} = -\frac{N_y P_y}{\epsilon_0}; \quad E_{1z} = -\frac{N_z P_z}{\epsilon_0} \quad (1-25)$$

N_x و N_y و N_z معاملات إزالة الاستقطاب وتساوي في حالة صفيحة كما في مكثفة مستوية) صفراً في الاتجاهين الموازي للصفحة N_x N_y و واحداً وفق الاتجاه العمودي عليها. وهي متساوية في حالة توزع كروي ويساوي كل منها $\frac{1}{3}$ أما في حالة جسم (توزع) أسطواني فيساوي الصفر وفق محور الأسطوانة والنصف وفق أي محور في المستوي العمودي على المحور.

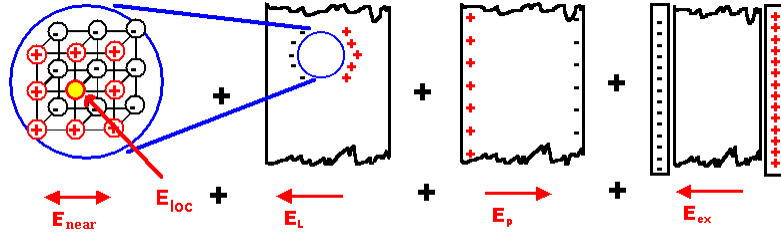
يمكن أن نجد التقابل في حالة الخواص المغنطيسية، البارامغنطيسية (المغنطيسية المسايرة) والعكسية المغنطة، عدا الفقرة الأخيرة المتعلقة بكثافة الشحنات السطحية إذ لا يمكن عزل أحد القطبين المغنطيسيين عن الآخر فلا وجود تقليدياً لشحنات مغنطيسية.

1- 2 خواص المواد الكهربائية؛ معالجة مجهرية:

Electrical properties; microscopic treatment

اعتمدت المعالجة الجهرية على صفة الاستمرار في تغيرات الحقل سواء المطبق أو المتحرض، لكن البنية الذرية والبلورية متقطعة ويفصل بين الذرات أو الجزيئات (أي ثنائيات القطب) متجهات الأشعة الأولية البلورية أو المواقع وبالتالي مسافات بين ذرية بصورة عامة. بناء على ذلك لا يجوز التقريب عند الانتقال من جمع إلى تكامل على كامل الحجم بل على جزء منه كما سنرى. فإذا بدأنا مثلاً من تعريف الاستقطابية بأنها العزم الكهربائي لواحدة الحجم يمكننا القيام بجمع العزوم الكهربائية للذرات أو الجزيئات المؤثرة في نقطة ما من خلية الوحدة، عدا الثنائي الذي نحسب الاستقطابية له فهو يتأثر بالحقل المسمى الحقل المحلي، ثم التقسيم على حجم هذه الخلية، لكن هذا يهمل تأثير الذرات الأخرى الواقعة خارج الخلية. اقترح لورنتز،

لتجاوز ذلك الشكل (1-5)، تجزئة الحساب على منطقتين: الأولى كروية تحيط بالنقطة المراد إنجاز الحساب عندها ويتحدد نصف قطرها بحيث يتم الانتقال من الجمع إلى التكامل بالدقة المفترضة.



الشكل (1-5)

الثانية هي المنطقة التي يصح التكامل فيها فنحسبها وفق ذلك، أما الحساب داخل المنطقة الأولى فيتم بالجمع المتقطع وفق البنية البلورية للمادة. غير أن إدخال المقتطع الكروي التخيلي سيضيف حقلاً ناتجاً عن كثافة الشحنة السطحية عليه وبالتالي يصبح الحقل المحلي الكلي حاصل جمع أربعة حقول: E_0 الحقل المطبق، و E_1 الحقل الناتج عن التوزيع السطحي على الجسم، و E_2 الحقل الناتج عن التوزيع السطحي على المقتطع الكروي الذي يسمى حقل لورنتز، و E_3 الحقل الناتج عن الثنائيات داخل الكرة المتعلق بالبنية البلورية أي لدينا:

$$E_{loc} = E_0 + E_1 + E_2 + E_3 \quad (1-26)$$

$$E_2 = \frac{P}{3\epsilon_0} \quad \text{ولو حسبنا حقل لورنتز لكانت النتيجة:}$$

ويلاحظ أنه يعاكس الحقل E_1 عندما يكون الجسم كروياً ليجعل الحقل داخل توزع كروي معدوماً. و E_3 معدوماً أيضاً في حالة بنية بلورية مكعبة.

يمكن أن يظهر تأثير الحقل في الذرات والجزيئات التي تحتل مواقع بلورية معينة بتتبع عدة آليات أولها تأثيره في ذرة، إذ يكون مركز الشحنات الموجبة منطبقاً على مركز الشحنات السالبة في غياب الحقل، أما عند تطبيق الحقل فسينزاح المركزان عن بعضهما مسافة متناسبة وسطياً مع شدة الحقل، وبسبب اختلاف كتلة الإلكترون عن كتلة النواة اختلافاً كبيراً فإن الإلكترونات هي التي ستستجيب بصورة أسرع فيسمى الحساب الموافق لها الاستقطابية الإلكترونية. وقد تحتل جزيئات المواقع البلورية منها:

أ. ما ينطبق مركز شحناتها السالبة على مركز شحناتها الموجبة قبل تطبيق الحقل، فتعامل عند تطبيق الحقل كالذرات من حيث انزياح المركزين لكن تحتل الشحنة الكلية للمركز مكان شحنة الإلكترونات وكذلك تكون كتل المركزين متقاربة (خلافًا لحالة الإلكترونات والنوى) تسمى الآلية المقابلة في هذه الحالة والحساب المقابل لها الاستقطابية الأيونية.

ب. ما يكون مركز الشحنات السالبة منزاحاً عن مركز الشحنات الموجبة قبل تطبيق الحقل، أي أنها تمتلك ثنائي قطب ذاتي، فيكون تأثير الحقل في محاولة صفّ هذه الثنائيات باتجاه الحقل وبالتالي سيختلف الحساب فتسمى الآلية آلية التوجيه.

تتطبق هذه المعالجة الأخيرة بعد تعديلها بصورة مناسبة لتناول خلية الوحدة في حالة البنى البلورية المعقدة.

يمكن تمييز هذه الآليات المختلفة وخواصها التي تعدّ من خواص المادة الأساسية باستعمال حقول كهربائية متغيرة مع الزمن غالبا ما تكون متناوبة يمكن تغيير تواترها ω فتكتب معادلة الحركة للإلكترون تقليديا ،على سبيل المثال، بالشكل التالي:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\omega_0^2 x = -eE_{loc} \sin \omega t \quad (1 - 27)$$

يمثل ω_0^2 مربع التواتر الطبيعي الذي يدخل فيه ثابت تناسب القوة المرجعة مع m كتلة الإلكترون (أي ضمن التقريب التوافقي القسري).

و يلاحظ ظهور الحقل المحلي في الطرف الثاني، أي:

$$-eE_{loc} = \beta x = m\omega_0^2 x \quad (1 - 28)$$

حيث تمثل x الإزاحة وبالتالي فإن الطرف الثاني يمثل القوة المرجعة (المعيدة).

وتمثل المعادلة (1-27) معادلة مهتز قسري حلّها من الشكل: $\omega_0^2 = \frac{\beta}{m}$

$$\alpha(\text{electronic}) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (1 - 29)$$

حيث α الاستقطابية الإلكترونية معطاة بـ:

$$\alpha(\text{electronic}) = P/E_{loc} = -ex/E_{loc} = e^2/m\omega_0^2 \quad (1 - 30)$$

وإذا ما أضيف إلى الطرف الأيسر من المعادلة (1-27) حد يمثل تفاعل إلكترونات الذرات المختلفة والذرات نفسها بعضها مع بعض يعمل عمل مبدّد للطاقة (ما يقابل الاحتكاك في الحركة الاهتزازية) على صورة حدّ متناسب مع المشتق الأول للإزاحة وثابت تناسبه ρ تصبح المعادلة (1-29):

$$\alpha(\text{electronic}) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\rho} \quad (1-31)$$

يمكن كتابة معادلة مشابهة² إذا كانت البلورة أيونية وبالتالي الحصول على استقطابية تميز استجابة الأيونات للحقل الكهربائي، مع ملاحظة أن التواترات الطبيعية منخفضة بالمقارنة مع الإلكترونية بسبب اختلاف كتلة الإلكترون عن كتلة الأيون. كما يمكن كتقريب أول كتابة استقطابية البلورة على شكل استقطابية مضروبة بالحقل المحلي لمجموع الآليات المختلفة الإلكترونية والأيونية مضروبة بكثافة الذرات العددية أي نكتب:

$$P = \sum_j N_j \alpha_j \mathbf{E}_{\text{loc}}(j) \quad (1-32)$$

أو :

$$P = \left(\sum_j N_j \alpha_j \right) \left(E_0 + \frac{P}{3\epsilon_0} \right) \quad (1-33)$$

مما يجعل الطواعية معطاة وفق التالي:

$$\chi = \frac{\sum N_j \alpha_j}{1 - \sum N_j \alpha_j} \quad (1-34)$$

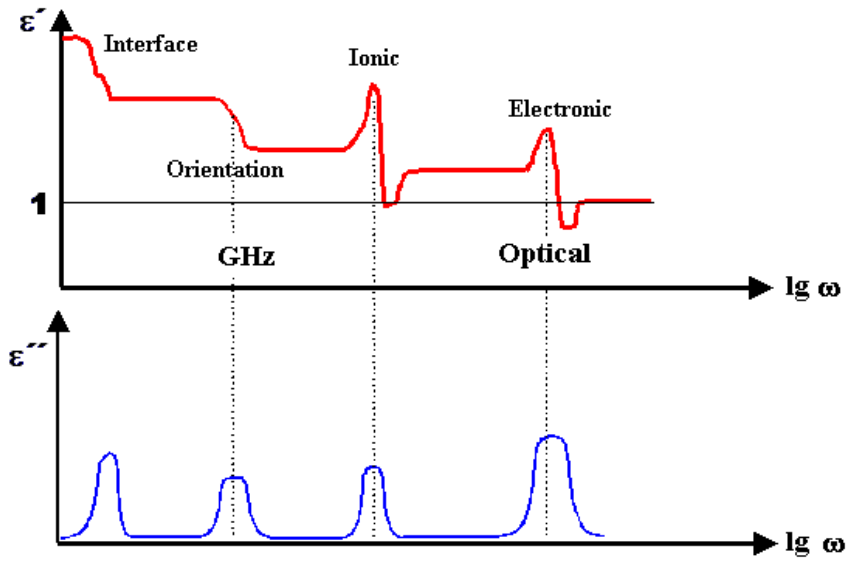
وبالتالي يمكن أن نكتبها بدلالة ثابت العازلية على الصورة:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} \sum N_j \alpha_j \quad (1-35)$$

² راجع ملحق الفصل الأول من أجل المعالجة التقليدية.

تدعى هذه المعادلة علاقة كلاوزيوس - موسيتي.

وإذا ما عبّر عنها بدلالة السماحية وفق المعادلة (18-1) أمكن التعرف على الآليات المختلفة مع اختلاف التواترات الذاتية التي تصف كل آلية وذلك بتغيير التواتر لنحصل على الشكل (1-6):



الشكل (1-6)

أيونية؛ ionic؛ وجيهية orientation؛ حدودية (بين سطحية) interface؛ إلكترونية electronic
لاحظ أن مقياس التواتر لغرتمي وأن السلوك عند التواترات المنخفضة يمكن أن يفسر نتيجة وجود ثنائيات أقطاب ذاتية في المواقع البلورية بسبب استجابتها البطيئة نسبياً لتأثير الحقل مما يجعل من الضروري التمييز بين الحالة التي يكون فيها التفاعل بين الثنائيات مهماً والحالة التي يكون فيها التفاعل ذا قيمة محسوسة (تقارن لهذا الغرض، طاقة التفاعل بالطاقة الحرارية الوسطية) مما يستدعي

اصطفاف الثنائيات باتجاه واحد، لكن هذا الاصطفاف و لأسباب ترموديناميكية لا يمتد على كامل العينة فتصبح العينة ذات مناطق تفصل بينها حدود، و كل منطقة مصطفة ثنائياتها باتجاه واحد فتصبح المادة ذات كهربائية حديدية وتعالج بصورة مشابهة لمعالجة المواد الحديدية المغنطة.

1-3 خواص المواد الكهربائية؛ معالجة كمومية:

electrical properties ; quantum mechanical treatment

تبدأ المعالجة الكمومية عادة بالتعرّف على التوابع الموجية للمادة، وقد تكون التوابع الموجية التي تصف البلورات أكثرها تناولا، فتجزأ وفق نظرية بلوخ، لنصل إلى نظرية العصابات لكل بلورة ولكل بنية بلورية.

ننتقل بعد ذلك إلى معالجة الآثار الناتجة عن تطبيق الحقل سواء الكهربائي أو المغنطيسي أو الكهرطيسي، فإذا كانت طاقة تفاعله، المعادلة (8) أو (16) مثلا، صغيرة بالمقارنة مع طاقات الارتباط بين الذرات أو بين الإلكترونات والذرات على سبيل المثال، تعالج كاضطراب وفق نظرية الاضطراب من المرتبة الأولى أو المراتب الأعلى. أما إذا كانت ملموسة بالمقارنة معها فتحتاج إلى معالجة جديدة قد تحتاج توابع موجية جديدة أو افتراض جسيمات جديدة تسمى أشباه جسيمات تبسط المعالجة وتجعلها أسهل فهما.

1-3-1 الإلكترونات شبه الحرة quasi – free electrons

يعدّ تقريب الإلكترونات شبه الحرة في النواقل أو المعادن أبسطها لأنه يمكن أن يمثل منظومة الإلكترونات في توابع أمواج مستوية تتعين هذه التوابع بمتجهات الموجة المسموحة أي:

$$\widehat{H}_0 |k\rangle = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \widehat{V}^2 |k\rangle = E(k) |k\rangle \quad (1-36)$$

\widehat{H}_0 هو هاميلتوني (مؤثر هاميلتون) الطاقة الحركية مع كتلة فعالة m^* .

وكذلك:

$$\widehat{\rho}_0 |k\rangle = \widehat{f}_0(k) |k\rangle \quad (1-37)$$

ρ_0 ، $f_0(k)$ هما مؤثرا كثافة الإلكترونات وتابع توزع ديراك على الترتيب.

وهما منتظمان. أما عند تطبيق الحقل مع افتراض شدته ضعيفة بحيث يمكن معاملة تأثيره كاضطراب، نجد وفق هذه النظرية بأخذ $\delta\rho$ التغير الذي يحدثه الحقل بالكثافة الإلكترونية، و $\Phi(r,t)$ هو كمون الحقل المطبق:

$$i\hbar\delta\dot{\rho} |k\rangle = [H, \rho] |k\rangle = ([H_0, \delta\rho] + [\Phi, \rho_0]) |k\rangle \quad (1-38)$$

مع إهمال الحدود من المرتبة الثانية في هذا التقريب. وبأخذ عناصر المصفوفة التي تمثل التفاعل بين حالتين:

نجد: $|k\rangle$ أو $|k'\rangle$

$$i\hbar\langle k' | \delta\dot{\rho} | k \rangle = [E(k') - E(k)] \langle k' | \delta\rho | k \rangle - [f_0(k') - f_0(k)] \langle k' | \Phi | k \rangle \quad (1-39)$$

حيث تمثل عناصر المصفوفة في الحد الأخير مركبة فورييه للكمون، أي:

$$\Phi(k,t) = \frac{1}{V_g} \int \exp(-iK \cdot r) \Phi(r,t) d\tau \quad (1-40)$$

مع $K = k' - k$

وإذا كان اعتماد الاضطراب على الزمن من الشكل:

$$\Phi_a(r,t) = \Phi_a(K,\omega) \exp[i(K.r - \omega t)] \exp(\alpha t) \quad (1 - 41)$$

α تمثل سرعة تطبيق الاضطراب. وبكتابة هذه المعادلة في (1-39) وإنجاز بعض الحساب باستعمال (1-38) بافتراض تبعية مماثلة ل $\delta\rho$ نجد:

$$\begin{aligned} [E(k+K) - E(k) + i\hbar(i\omega - \alpha)] \langle k+K | \delta\rho | k \rangle \\ = [f_0(k+K) - f_0(k)] \Phi_K(t) \end{aligned} \quad (1 - 42)$$

وتكون:

$$\Phi_K(t) = [\Phi_a(K,\omega) + \Phi_i(K,\omega)] \exp(-i\omega t + \alpha t) \quad (1 - 43)$$

يمثل الحد الأول من الطرف الثاني مركبة الكمون المطبق، أما الحد الثاني من الطرف الثاني فيمثل مركبة الكمون المحجوب نتيجة تأثير شحنات الإلكترونات المعطى بمعادلة بواسون:

$$\nabla^2 \Phi_i(r,t) = -\frac{e^2}{\epsilon_0} \delta n(r,t) \quad (1 - 44)$$

يمثل المضروب الثاني في الطرف الثاني من المعادلة الأخيرة تغير عدد الإلكترونات العددي عن القيمة التوازنية. يمكن الانتقال إلى المركبات باستعمال تحويل فورييه لنجد:

$$-K^2 \Phi_{iK}(t) = -\frac{e^2}{\epsilon_0} \delta n_K \quad (1 - 45)$$

حيث Φ_{iK} تمثل مركبة الكمون المحجوب وفق K وتكون العلاقة بين التغير العددي للإلكترونات وتغير كثافة الشحنات على الشكل:

$$\delta n(r_0, t) = \frac{1}{V_g} \sum_{k', k} \exp[i(k' - k) \cdot r_0] \langle k' | \delta \rho | k \rangle \quad (1 - 46)$$

أو:

$$\frac{1}{V_g} \sum_K \exp(iK r_0) \sum_k \langle k + K | \delta \rho | k \rangle = \sum_K \exp(iK \cdot r_0) \delta n_K \quad (1 - 47)$$

وبالتالي لدينا من هذه المعادلات:

$$\Phi_i(K, \omega) = \Phi(K, \omega) - \Phi_a(K, \omega)$$

$$\Phi_i = \frac{e^2}{V_g \epsilon_0 K^2} \sum_k \frac{f_0(k+K) - f_0(k)}{E(k+K) - E(k) - \hbar\omega - i\hbar\alpha} \Phi(K, \omega) \quad (1 - 48)$$

تربط المعادلة الأخيرة مركبات فورييه للكمون الخارجي مع تلك للكمون المحلي. وبالتالي يكون:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(K, \omega) &= \frac{\Phi_a(K, \omega)}{\Phi(K, \omega)} \\ &= 1 - \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{e^2}{V_g \epsilon_0 K^2} \sum_k \frac{f_0(K+k) - f_0(k)}{E(K+k) - E(k) - \hbar\omega - i\hbar\alpha} \end{aligned} \quad (1 - 49)$$

تدعى المعادلة الأخيرة معادلة ليندهارت لتابع العازلية لغاز من الإلكترونات. وعند فصل الجزء الحقيقي عن الجزء التخيلي مع استعمال العلاقة:

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1}{z - i\alpha} = \text{princ. part of } \frac{1}{z} + i\pi\delta(z)$$

نجد:

$$\varepsilon_1(K, \omega) = 1 - \frac{e^2}{V_{\mathbb{E}} \varepsilon_0 K^2} \sum_{\mathbf{k}} \text{princ. part of} \left[\frac{f_0(K + \mathbf{k}) - f_0(\mathbf{k})}{E(K + \mathbf{k}) - E(\mathbf{k}) - \hbar\omega} \right] \quad (1 - 50)$$

$$\varepsilon_2(K, \omega) = \frac{\pi e^2}{V_{\mathbb{E}} \varepsilon_0 K^2} \sum_{\mathbf{k}} [f_0(K + \mathbf{k}) - f_0(\mathbf{k})] \delta(E(K + \mathbf{k}) - E(\mathbf{k}) - \hbar\omega) \quad (1 - 51)$$

يرتبط الجزء الوهمي من تابع العازلية بثوابت الامتصاصية للغاز الإلكتروني. ونلاحظ من التابع دلتا في المعادلة (1-51) حدوث الامتصاص دائما عندما يساوي طاقة الموجة الواردة مع الفرق بين طاقتي الحالتين، وهذا يقابل انخفاض الطاقة في هذه الإثارة. أما إذا كان:

$$\hbar\omega > \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) (k_f + K)K \quad (1 - 52)$$

فسيكون الامتصاص معدوما في هذا المجال، من أجل جميع القيم التي تعلو متجهة موجة فرمي K_f الموجودة في مقام كسر المعادلة (1-50) التي يمكن إنجاز الجمع بتقسيمه إلى مجالين. وتكون النتيجة بتقريب أول معطاة بالعلاقة:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1 - 53)$$

$\varepsilon_1(\omega)$ تؤول إلى الصفر عندما يقترب التواتر من تواتر البلازما المعطى بالعلاقة:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 m^*} \quad (1-54)$$

مما يعني أن اضطرابا صغيرا خارجي المنشأ سينتج حقلاً داخلياً كبيراً، مما يجعل غاز الإلكترونات يهتز اهتزازا جماعيا؛ ندعوه باهتزازات البلازما.

من ناحية أخرى، عندما تكون متجهة تحليل فورييه صغيرة نجد ضمن هذا التقريب بعد النشر أن:

$$E(K + k) = E(k) + K \cdot \nabla_k E + \dots$$

$$f_0(K + k) = f_0(k) + \frac{\partial f_0}{\partial E} K \cdot \nabla_k E + \dots$$

لنحصل على:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(K, 0) &= 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K^2} \frac{1}{V_g} \sum_k \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \\ &= 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K^2} \int d\tau_k g(k) \delta(E - E_f) \\ &= 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K^2} g(E_f) \end{aligned} \quad (1-55)$$

$g(k)$ هو كثافة الحالات التي ترتبط بكثافة الإلكترونات الكلية (حتى طاقة فرمي)

فتكتب بدالتهما على الصورة:

$$\epsilon_1(K, 0) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K^2} \frac{n}{E_f} = 1 + \frac{\lambda^2}{K^2} \quad (1-56)$$

$$\lambda^2 = \frac{e^2 m}{\epsilon_0 E_f} \quad \text{حيث}$$

فإذا وجد إلكترون عند مبدأ الإحداثيات يكون كمونه المطبق:

$$\varphi_a(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

حيث V_g حجم خلية الوحدة في الشبكة العكسية.

أو بكتابتها في فضاء فورييه:

$$\varphi_a(K) = -\frac{e^2}{\epsilon_0 V_g K^2}$$

مما يؤدي إلى كتابة علاقة الكمون الكلي باستعمال المعادلة (1-56) على الصورة:

$$\varphi(K) = -\frac{e^2}{K^2 + \lambda^2}$$

وبالعودة إلى الفضاء العادي نجد:

$$\varphi(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\lambda r} \quad (1-57)$$

مما يعني أن شحنة الإلكترون قد عانت من الحجب المعبر عنه بالتابع الأسّي، الذي نسمي فيه λ طول الحجب.

يمكن تعميم الحساب ليشمل كافة مركبات فورييه وليس فقط الصغيرة لنجد:

$$\epsilon_1(K, 0) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K^2} g(E_f) \left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \eta^2}{4\eta^2} \ln \left| \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right| \right) \quad (1-58)$$

حيث:

$$\eta = \frac{K}{2k_f}$$

يعطي هذا التعديل تصحيحات تظهر بنية إضافية صغيرة، من أجل قيم محددة للوسيط الأخير، على التبعية السلسلة.

2-3-1 البولاريتونات polaritons

ينتج البولاريتون في حالة خاصة من تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع المادة عندما تمتص المادة هذا الإشعاع على المستوى الكمومي³؛ بمعنى أننا نتناول الإشعاع على شكل فوتونات أما المادة فنأخذ الجزء الاهتزازي المكمى على شكل فونونات.

سنبدأ الحديث بتلخيص كيفية الانتقال بمعادلات مكسويل الجهرية إلى الفوتونات المكماة وفق ما يعرف باسم التكميم الثاني. نبدأ من كتابة معادلة الموجة في الخلاء:

$$\nabla^2 X - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = 0$$

التي تصح من أجل كل مركبة من مركبات الحقل الكهربائي أو المغناطيسي. ومن أجل اختيار مقياس خاص تعطى هذه المركبات بدلالة الكمون المتجه للحقل المغناطيسي فلدينا:

$$E = -\dot{A}, H = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times A, \nabla \cdot A = 0$$

³ انظر الملحق II من أجل معالجة كمومية.

فتصح المعادلة الموجية السابقة من أجل مركبات الكمون المتجه هذا أيضا. يمكن أن نجرب حلولا خاصة لهذه المعادلة على شكل أمواج مستوية معطاة بـ:

$$X = X_0 \exp[i(K.r - \omega_K t)] \quad ; \quad \omega_K = Kc$$

وبكتابة الحقل في سلسلة فورييه مع افتراض أن

الحجم المحدود الذي يحصر الحقل ضمنه V_g نجد:

$$A = \sum_K [a_K \exp(iK.r) + a_K^* (-iK.r)] \quad (1 - 59)$$

وبإدخال متحولات الحقل القانونية التالية:

$$Q_K = \sqrt{V_g \epsilon_0} (a_K + a_K^*), P_K = \dot{Q}_K = -i\omega_K \sqrt{V_g \epsilon_0} (a_K - a_K^*) \quad (1 - 60)$$

وفي المستوي العمودي على متجهة الانتشار يكون لكل منهما مركبتان فقط، نكتب الهاملتوني عندئذ للحقلين على الصورة:

$$H = \frac{1}{2} \int (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) d\tau = \frac{1}{2} \sum_{K\alpha} (P_{K\alpha}^2 + \omega_{K\alpha}^2 Q_{K\alpha}^2) \quad (1 - 61)$$

α ترمز لمركبتي كل من الحقلين.

يمكن الآن القيام بالتكمية بمعاملة المركبات معاملته المؤثرات مع الأخذ في الحسبان علاقات التبادل ثم كتابتها بدلالة مؤثرات الإفناء و التوليد على الصورة:

$$c_{K\alpha}^+ = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_{K\alpha}}} (\omega_{K\alpha} Q_{K\alpha} - iP_{K\alpha}), c_{K\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_{K\alpha}}} (\omega_{K\alpha} Q_{K\alpha} + iP_{K\alpha})$$

ف نجد إمكان كتابة الهاملتوني على الشكل :

$$H = \sum_{K\alpha} \hbar\omega_{K\alpha} \left(c_{K\alpha}^+ c_{K\alpha} + \frac{1}{2} \right) \quad (1-62)$$

$\hbar\omega_{K\alpha}$ طاقة الانتقال بين مستويات المهتز التوافقي المكمّي.

نتناول الآن إمكان التفاعل بين منظومة الفوتونات هذه، التي تم التوصل إليها في الخلاء، و منظومة اهتزازات الشبكة المكّمة، أي الفونونات. يحسب الامتصاص الضوئي في البدء عبر تفاعل منظومة الإلكترونات مع منظومة الفوتونات وقد تكون الإلكترونات شبه حرة كما في النواقل أو تعالج وفق نظرية العصابات كما في أنصاف النواقل فتدخل الفونونات بصورة جلية في حساب امتصاصية أنصاف النواقل ذات الفرجة العصبية (فاصل الطاقة) غير المباشرة. لكن يمكن أن يضاف إلى تفاعل الفوتونات مع حوامل الشحنة (إلكترونات وثقوب) إمكان تفاعل الفوتونات مع الأيونات في البلورات الأيونية، عبر امتصاص مادة الشبكة للإشعاع الكهربي مباشر. يمكن أن يعالج الامتصاص كما تعالج التصادمات بين جسيمات، أي يكون لكل فوتون طاقة واندفاع وكذلك لكل فونون أو إلكترون، ثم تجمع أو تكامل على كل الاحتمالات الممكنة وكأن المنظومات منفصلة. لكنه في حالات خاصة لا يصح هذا التقريب بسبب تفاعل نوع معين من الفونونات مثل الفونونات العرضية تفاعلا شديدا مع نوع معين من الفوتونات، عند تواتر معين محدثا تجاوبا، بحيث تبدو مرتبطة بعضها ببعض مكوّنة أشباه جسيمات تعامل وتنتشر مثل الجسيمات تسمى البولاريتونات، الكلمة منحوتة من كلمتين الأولى لها علاقة بالاستقطابية

(polarization) التي تكون الاستقطابية الأيونية فيها كبيرة (حالة البلورات الأيونية) والثانية كلمة الفوتون (البولاريتون).

يمكن الحصول على هاملتون منظومة الفوتونات المعطى بالمعادلة (1-62) إذا كتبنا الكمون المتجه بدلالة مؤثرات التوليد والإفناء على الشكل:

$$A = \sum_{K\alpha} A_0 (c_{K\alpha} + c_{-K\alpha}^+) \exp(iK \cdot r) \quad (1-63)$$

كما يمكن أن نكتب بصورة مماثلة في حالة الفونونات العرضية (تكمية الاستقطابية) التالي:

$$P = \sum_{k\alpha} P_0 (b_{k\alpha} + b_{k\alpha}^+) \exp(ik \cdot r) \quad (1-64)$$

والجمع على قيم متجهتي الموجة كليهما وعلى اتجاهي الاستقطاب في المستوي العمودي عليه.

فإذا كتبنا هاملتون المنظومتين المتفاعلتين الآن نجد:

$$H = \sum_K \left[E_{1K} \left(c_k^+ c_k + \frac{1}{2} \right) + E_{2K} \left(b_k^+ b_k + \frac{1}{2} \right) + E_{3K} (c_k^+ b_k - c_k b_k^+ - c_k b_{-k} + c_{-k}^+ b_k^+) \right] \quad (1-65)$$

يمثل الحد الأول من الطرف الثاني حقل الفوتونات ويمثل الحد الثاني حقل الاستقطاب، أما الحد الثالث فيصف التفاعل بينهما. وقد اعتمد في إشارات الحد الثالث على حاصل ضرب الحقلين أي على:

$$-(c_k - c_{-k}^+) \times (b_k + b_{-k}^+)$$

يلاحظ تغيير الإشارة عند الجمع على متجهات الموجة، ليشمل كل الحالات بصورة مقتضبة.

تعطى الطاقات الظاهرة أمام كل قوس من الأقواس الصغيرة، أو ما يتناسب معها، بالعودة إلى معادلات مكسويل

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \dot{\mathbf{E}} + \dot{\mathbf{P}}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \dot{\mathbf{H}}, \ddot{\mathbf{P}} + \omega_0^2 \mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E}$$

ω_0 هو تواتر خاص للمهتزات الحرّة المقترنة بالحقل الكهربائي.

وبكتابة مركبات الحقول على صورة أمواج مستوية من الشكل:

$$E_x = E_{x0} \exp[i(kz - \omega t)] ; H_y = H_{y0} \exp[i(kz - \omega t)] ;$$

$$P_x = P_{x0} \exp[i(kz - \omega t)]$$

فنحصل على المعادلات التالية:

$$\omega \varepsilon_0 E_x + \omega P_x - k H_y = 0 ; k E_x - \omega \mu_0 H_y = 0 ;$$

$$\chi \varepsilon_0 E_x + (\omega^2 - \omega_0^2) P_x = 0$$

لن يكون لمجموعة المعادلات هذه حلول مشتركة ما لم ينعدم معيّنها (محددها)؛ أي عندما يكون:

$$\begin{vmatrix} \omega \varepsilon_0 & \omega & -k \\ k & 0 & -\omega \mu_0 \\ \chi \varepsilon_0 & (\omega^2 - \omega_0^2) & 0 \end{vmatrix} = 0$$

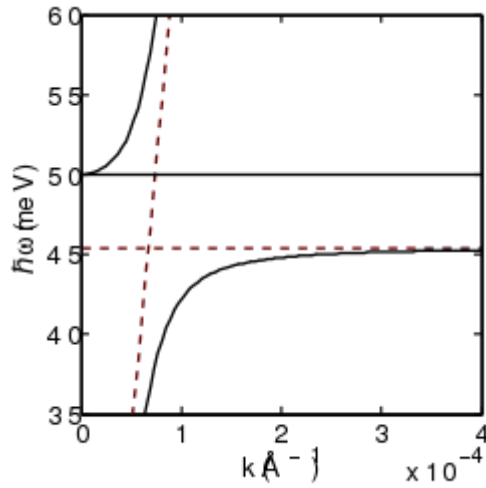
بهذا نجد:

$$\omega^4 - \omega^2(\omega_0^2 + c^2k^2 + \chi) + \omega_0^2 c^2k^2 = 0$$

لنحصل على علاقة التبديد للبولاريتونات الظاهرة في الشكل (7-1) يمكن الحصول على العلاقة نفسها باستعمال مؤثرات التوليد و الإفناء بكتابة مؤثرات على شكل تركيب خطي من مؤثرات التوليد والإفناء لكل من الحقلين على الصورة المناسبة للبولاريتونات:

$$\alpha_k = \omega c_k + \mathfrak{X} b_k + \mathfrak{Y} c_{-k} + \mathfrak{Z} b_{-k}^+ \quad (1-66)$$

وعلاقة مقابلة للمؤثر α_k^+ .



الشكل (7-1)

تتعين هذه المؤثرات بتعيين أمثال مؤثرات الإفناء والتوليد عند جعل الهاملتوني يأخذ الصيغة التالية:

$$H = \sum_k \left[E_k^{(1)} \left(\alpha_{1k}^+ \alpha_k + \frac{1}{2} \right) + E_k^{(2)} \left(\alpha_{2k}^+ \alpha_k + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (1-67)$$

كما نتطلب أن يكون المبادل لهذا المؤثر مع الهاملتوني محققا أي:

$$[\alpha_k, H] = E_k \alpha_k \quad (1 - 68)$$

فنحصل على:

$$A_1 c_k + A_2 b_k + A_3 c_{-k}^+ + A_4 b_{-k}^+ = 0 \quad (1 - 69)$$

حيث الأمثال لها الشكل:

$$a_i \varpi + b_i \mathfrak{X} + c_i \mathfrak{Y} + d_i \mathfrak{Z} = 0$$

وهي تشكل مجموعة أربع معادلات جبرية يكون لها حلول غير الصفر إذا انعدم معينها، أي يجب أن يتحقق التالي، بعد كتابتها بصورة مصفوفة مناسبة:

$$\begin{vmatrix} E_{1k} - E_k & -E_{3k} & 0 & -E_{3k} \\ E_{3k} & E_{2k} - E_k & -E_{3k} & 0 \\ 0 & -E_{3k} & -E_{1k} - E_k & -E_{3k} \\ -E_{3k} & 0 & E_{3k} & -E_{2k} - E_k \end{vmatrix} = 0 \quad (1 - 70)$$

يعطي هذا المحدد المعادلة التالية:

$$E_k^4 - E_k^2(E_{1k}^2 + E_{2k}^2) + E_{1k}^2 E_{2k}^2 + 4E_{1k} E_{2k} E_{3k}^2 = 0 \quad (1 - 71)$$

ولهذه المعادلة الحلول التالية التي تقارن مع المعادلة التقليدية، التي أدت إلى منحنى تبديد البولاريتونات، والهاملتوني:

$$E_{1k} = \hbar ck, \quad E_{2k} = \hbar \omega_o \sqrt{1 + \chi/\omega_o^2},$$

$$E_{3k} = i \left(\frac{\chi c k \hbar^2}{4 \omega_o \sqrt{1 + \chi / \omega_o^2}} \right)^{1/2} \quad (1 - 72)$$

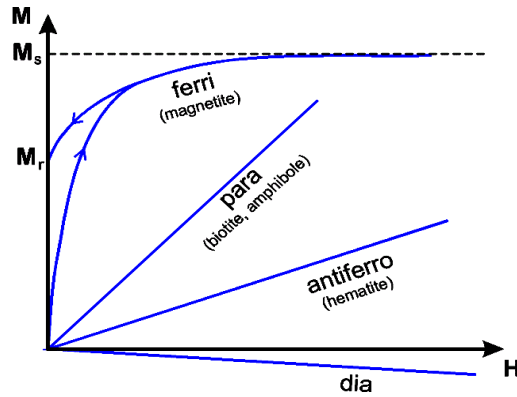
الفصل الثاني

الخواص المغنطيسية "معالجة مجهرية"

- 1-2 مقدمة Introduction <
- 2-2 المغنطيسية المعاكسة diamagnetism <
- 3-2 المغنطيسية المسايرة paramagnetism <
- 4-2 المغنطيسية الحديدية ferromagnetism <
- 5-2 المغنطيسية الحديدية المتعاكسة antiferromagnetism <
- 6-2 المغنطيسية شبه الحديدية ferrimagnetism <
- 7-2 الموجات السبينية و المغنونات magnons <
- 8-2 مفعول (أثر) كوندو Kondo effect <

2-1- مقدمة Introduction

نتناول في هذا الفصل أصل المغنطيسية بدءاً من الخواص الذرية والنوية و انتهاء بالآليات التي تفترض لتفسير الخواص الجهرية التي تبديها المواد المختلفة عند تطبيق حقل مغنطيسي عليها مؤدية إلى الأنواع المغنطيسية المختلفة: مسايرة (طردية paramagnetic) أو معاكسة (مضادة diamagnetic) أو حديدية (ferromagnetic) أو حديدية المغنطة (antiferromagnetic) أو شبه الحديدية (ferrimagnetic). تمتلك الذرات وفق ميكانيك الكم، في الحالة العامة اندفاعاً زاوياً مدارياً يقابله عزم مغنطيسي ناتج عن حركة الإلكترونات المشحونة في مداراتها يحدّد بالعدد الكمومي L . وعند تطبيق الحقل المغنطيسي يمكن أن يظهر تأثير مركباته الممثلة بالعدد الكمومي المغنطيسي m_s ؛ كما يمتلك كل إلكترون اندفاعاً زاوياً ذاتياً ممثلاً بسبينه s (spin) وتجمع جميعها جمعا متجها لكل الإلكترونات الموجودة في الذرة، ويجب أن يضاف إليها الاندفاع الزاوي الكلي للنواة هو المجموع المتجه لسبينات البروتونات والنترونات المكونة للنواة. تختلف طبعا مساهمات كل منها في المحصلة المؤدية للتفاعل مع الحقل المغنطيسي، وفي جميع الحالات تجمع جمعا متجها لتعطي هذا التفاعل ميزته، وبالتالي الطواعية المغنطيسية أو المغنطة لكل وحدة حجم M ، الشكل (1-2). كما أنه يمكن أن يعمم هذا الجمع ليعطي فكرة عن تفاعل الجزيئات إذا شكّلت وحدات قائمة بذاتها، أو أن يقرب وفق تقريبات متتالية عند الحديث عن عينة مادة بلورية أو عينة متعددة البلورات أو عينة لا متبلورة.



الشكل (0-2)

2-2- المغنطيسية المعاكسة (العكسية) diamagnetism

إن أول ما يتبادر إلى الأذهان لدى الحديث عن تأثير الحقل المغنطيسي في الاندفاع الزاوي المداري تشبيهه بدارة يمر فيها تيار (الشبه التقليدي) لنجد أن الأثر سيعاكس الفعل الذي أدى إليه وفق قانون لنز، وبالتالي نتوقع أن تكون مساهمته معاكسة للحقل المطبق وإذا ما جمع هذا التأثير ولم يكن معه أية مساهمات أخرى فإنه سيؤدي إلى مواد عكسية المغنطة، أي مواد ذات طواعية سالبة، إذ إن وسطي المركبات سوف يكون باتجاه معاكس للحقل ويصبح الجمع جبرياً.

تعالج هذه المسألة عادة بالتوغل أكثر في التشابه التقليدي بين سلوك الاندفاع الزاوي لجيروسكوب عند تطبيق عزم خارجية عليه وسلوك العزم المغنطيسي؛ فمن المعروف أن الجيروسكوب سيبدأ بالمبادرة حول محور دورانه الأصلي بتواتر يعتمد على العزم المطبق الذي يسمى تواتر لارمور؛ فنجد لدينا هنا تواتر لارمور المقابل المعطى بالعلاقة:

$$\omega = eB/2m \quad (2-1)$$

حيث m كتلة الإلكترون و e شحنته، و B الحقل المغنطيسي المطبق، وبحساب التيار المكافئ لعدد من الإلكترونات Z تدور بهذا التواتر نجد:

$$l = (-Ze)(1/2\pi)(eB/2m) \quad (2-2)$$

أما عزم ثنائي القطب المغنطيسي المقابل لهذا التيار في دارة مفترضة نصف قطرها ρ (نصف قطر المدار الإلكتروني الوسطي المفترض للإلكترونات) فيساوي:

$$\mu = -Ze^2B/4\pi \langle \rho^2 \rangle \quad (2-3)$$

يحسب هذا الوسطي عادة باستعمال ميكانيك الكم اعتماداً على أشكال المداريات الإلكترونية ومسقطها في الاتجاه المعامد لاتجاه الحقل المطبق. ففي حالة كون توزيع الشحنة كروياً ذا نصف قطر r يكون:

$$\langle \rho^2 \rangle = 2/3 \langle r^2 \rangle$$

وتكون الطواعية المغنطيسية χ معطاة بالعلاقة:

$$\chi = \mu_0 N \mu B = -(\mu_0 N Z e^2 / 6m) \langle r^2 \rangle \quad (2-4)$$

حيث N عدد الذرات في واحدة الحجم. تعرف هذه العلاقة بنتيجة لانجفين التقليدية. يظهر من هذه العلاقة أن تغيرات الطواعية مع تغير درجة الحرارة ضعيفة فهي مقتصرة على تغيرات أنصاف أقطار الذرات مع تغير درجة الحرارة وهذه بدورها صغيرة. كذلك ارتباطها مع نصف قطر الذرة الذي يكبر بكبيرة. ففي حال غياب المساهمات الأخرى، كما هو الحال في حالة الغازات النادرة ذات الطبقات الإلكترونية الممتلئة، تتبع الطواعية هذا الترتيب. فالطواعية المغنطيسية لمول من ذرات الهليوم أصغر بما يقارب عشرين مرة من الطواعية المغنطيسية لمول من ذرات الكزنيون وكلتاها سالبة. أما إذا وجدت مساهمات أخرى فستكون المسألة أكثر تعقيداً كما في حالة ذرات الصوديوم وما شابهها عند وجود إلكترونات غير متزاوجة، أي عددها فردي.

تعَدّ هذه المعالجة نصف كمومية، أما المعالجة الكمومية فتعتمد البدء بالتتابع الموجية التي ستستعمل أساساً للحساب واعتبار أن تطبيق الحقل المغنطيسي لن يؤثر في هذه التتابع وبالتالي يمكن معالجة تأثيره وفق نظرية الاضطراب. يكون

الجزء الاضطرابي من الهاملتوني محتويا كمون الحقل المغنطيسي المتجه A، ويكون التصحيح من المرتبة الأولى معطى بالعلاقة:

$$\langle 0 | (e^2/2m) A^2 | 0 \rangle \quad (2-5)$$

بافتراض أن الاضطراب لم يغيّر من الحالة الأرضية (الأساسية) $|0\rangle$. تقود هذه الحسابات عند إنجازها إلى علاقة مماثلة للعلاقة (2-4). و يتضح الجزء الاضطرابي عند تدكّر أنه في الحالة العامة، مع وجود حقل مغنطيسي، نكتب مكان الاندفاع الخطي في حدّ الطاقة الحركية الاندفاع المعدّل: $[-\nabla^2/(h/2\pi)^2]$ eA ثم نحسب الكمون المتجه للحقل المغنطيسي الذي نفترضه ثابتاً أو يمكن عدّه كذلك، بتغيير الجملة الإحداثية العطالية بجملة إحداثية تدور، مع إدخال التعديلات المناسبة (راجع محاضرات الإلكتروديناميك). ثم يمكن توقع تغير الحالة والحصول على حالات مثارة $|n\rangle$ ، يجب عندئذ أخذ ذلك في الحساب.

تعدّ حالة الجسم الصلب المكوّن من ذرات مدارياتها (orbitals) ممثلة من أبسط الحالات التي يمكن معالجتها وفق التقريب المذكور في الأعلى، لكنه عندما لا تكون المداريات ممثلة ستمتلك الذرات المكونة للجسم الصلب عزوماً مغنطيسية مدارية صافية لها طواعية تسلك سلوكاً مختلفاً. قد تكون الأجسام الصلبة المعدنية المقابل المتطرّف الآخر لحالة الغازات النادرة، وأبسطها ما يمكن معالجته وفق تقريب الإلكترون شبه الحرّ. وقد تبيّن أن هذه المعالجة قابلة للحساب، من الناحية الرياضية بسهولة. فنبدأ بحساب مستويات الطاقة للإلكترونات الحرة عندما توجد في حقل مغنطيسي، ونكتب معادلة شرودنغر مع كتابة الاندفاع المعدّل مكان الاندفاع الخطي المذكور في الأعلى، ثم نأخذ الحقل مطبقاً وفق المحور Z ونختار معياراً بحيث تكون لـ A مركبة واحدة وفق المحور y تساوي x.B يمكن البحث عن حلول المعادلة الناتجة بعد فصل المتحولات لنجد أن تغير مستويات الطاقة معطى بالعلاقة:

$$\varepsilon' = \varepsilon - [(h^2/4\pi^2)/2m] k_z^2 \quad (2-6)$$

وبالتالي فإن الحركة وفق المحور z كما هي بدون تطبيق الحقل، في حين تكون الحركة في المستوي العمودي على الحقل معينة بطول معادلة شرودنغر التي تظهر مماثلة لمعادلة المهتز التوافقي الذي تواتره معطى بالعلاقة:

$$\omega_B = eB/m \quad (2-7)$$

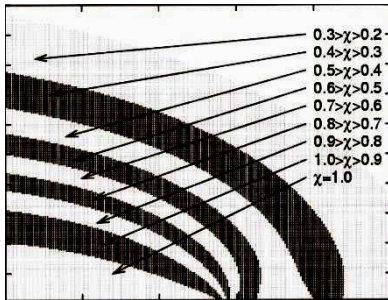
يسمى هذا التواتر التواتر السيكلوتروني وبالتالي يمكن استنتاج وجود تكمية (تكميم) لطاقة هذه الحركة معطاة بالعلاقة:

$$\varepsilon' = (n + \frac{1}{2}) (h/2\pi) \omega_B$$

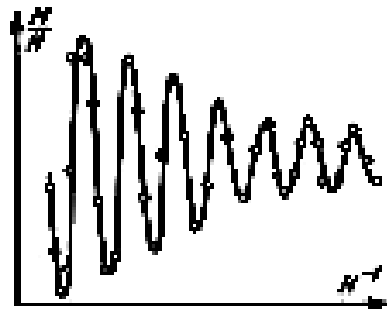
لتكون المعادلة التي تعطي طاقة المستويات في حالة وجود الحقل المغنطيسي معطاة بالعلاقة:

$$\varepsilon = (n + 1/2) (h/2\pi) \omega_B + [(h^2/4\pi^2)/2m]k_z^2 \quad (2-8)$$

تمثل هذه العلاقة في المستوي (k_x, k_y) تغيرات متقطعة بسبب التكمية في تواتراتها، انظر الشكل (1-2) إذ تمثل الأجزاء المظلمة المناطق المسموحة المكثفة من المستمرة. وقد تم الكشف فعلا عن هذه التكمية بما يعرف باسم مفعول، أو أثر، ديهازفان ألفن (de Haas-van Alphan effect) عند قياس تغيرات المغنطة مع تغير شدة الحقل المغنطيسي



الشكل (1-2)



الشكل (2-2)

نحسب بعد ذلك وسطي تغير الطاقة مع تغير الحقل باستعمال إحصاء فرمي ديراك للإلكترونات ليظهر لدينا في العلاقة نصف قطر كرة فرمي k_f ولنحصل بعد إنجاز التكامل على مساهمة الإلكترونات الحرة في الطوعية المغنطيسية التي تعطى بالعلاقة:

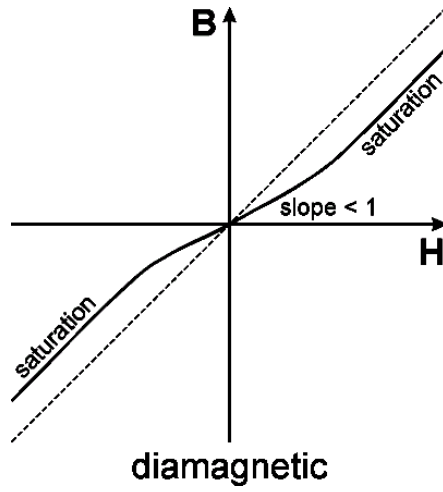
$$\chi_L = - (e^2 k_f) / (12\pi^2 m) \quad (2-9)$$

تعرف هذه بمساهمة لاندوا (Landau) في المغنطيسية المعاكسة. وهي أيضا مستقلة عن درجة الحرارة لأنها بالأصل تنتج عن أخذ الوسطي باستعمال تابع توزع فرمي ديراك.

قد تسلك بعض الجزيئات المكونة من عدة ذرات موجودة ضمن الجسم الصلب في بيئات معينة ممثلة بالحقل البلوري الداخلي سلوكا ذا مغنطيسية معاكسة تتغير تغيرا خطيا مع درجة الحرارة لكنه سالب إذا ما قورن مع سلوك منظومات ذات مغنطيسية مسايرة كما سنرى. يعطى في الجدول التالي:

Some Diamagnetic Minerals	
Mineral	Susc., <u>SI*</u>
quartz	-6.3E-6
calcite	-4.8E-6
halite	-6.5E-6
galena	-4.3E-6
sphalerite	-3.3E-6

جدول يعطي الطوعية المغنطيسية المعاكسة لبعض الفلزات و الشكل يبين سلوك حقل التحريض مع تغير الحقل الخارجي المطبق لمثل هذه المواد.



الشكل (2-3)

يظهر الشكل تأثير الطوعية في سلوك حقل التحريض المغنطيسي بدلالة الحقل المغنطيسي المتزايد في حالة مواد مغنطيسية معاكسة.

2-3- المغنطيسية المسايرة paramagnetism

تمثل مساهمة لاندوا تغيرات الطاقة الحرة لمنظومة من الإلكترونات المتحركة نتيجة امتلاكها شحنة كهربائية وتطبيق الحقل المغنطيسي على هذه المنظومة مما سيؤدي إلى إضافة مساهمة مغنطيسية بالطاقة. غير أن الإلكترونات تمتلك سبينا يقابله عزم مغنطيسي ويؤدي تفاعله مع الحقل المغنطيسي إلى مساهمة أخرى وهي في هذه الحالة مسايرة وأكبر من مساهمة لاندوا، كما سنرى، كما أنها تتغير تغيرا كبيرا مع تغير درجة الحرارة.

نبدأ بمعالجة بسيطة تفترض، كما افترضنا في حالة الإلكترونات شبه الحرة استقلالها بعضها عن بعض، أن طاقة تفاعل السبينات بعضها مع بعض صغيرة بالمقارنة مع طاقة تفاعلها مع الحقل المغنطيسي، وبالتالي يمكن الحصول على الطوعية المغنطيسية لمنظومة منها كحاصل ضرب مساهمة أحدها بعددها الفعال في واحدة الحجم. فإذا أخذنا أبسط الجسيمات ذات السبين $\frac{1}{2}$ يكون عدد الحالات الممكنة

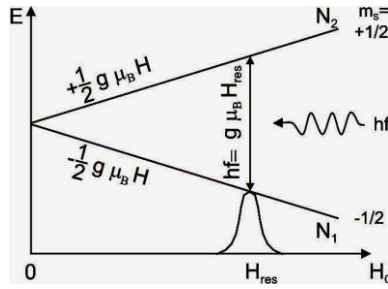
لجسيم منها اثنتين فقط، إذ إنه يكون في الحالة العامة مساويا لـ $(2s+1)$ ، وبكتابة طاقة التفاعل مع الحقل نجد:

$$E = -\mu \cdot B$$

حيث فيها:

$$\mu = -g (e/2m) S \quad (2-10)$$

وبما أن حاصل الضرب سلمي، لدينا طاقتا تفاعل واحدة عندما يكون السبين باتجاه الحقل و أخرى بالاتجاه المعاكس للحقل تزداد كل منهما بزيادة الحقل الشكل (2-4):



الشكل (2-4)

وعلىنا حساب احتمال الحصول على كل منهما بحساب متوسط مساهمة السبين في المنظومة، أو بحساب تابع التخاص الذي يساوي:

$$Z = \exp(\mu B / \beta) + \exp(-\mu B / \beta) \quad (2-11)$$

حيث: $\beta = kT$ و k ثابتة بولتزمان و T درجة الحرارة المطلقة. عندئذ تكون نسبة عدد السبينات المتجهة باتجاه الحقل، والعدد المتجه معاكسا للحقل هو:

$$p_1 = N_1/N = \exp(\mu B / \beta)$$

$$p_2 = N_2/N = \exp(-\mu B / \beta)$$

وبصورة عامة (راجع كتاب في الفيزياء الإحصائية)، يمكن أن نكتب تابع التخاص كمجموع على جميع الحالات الممكنة للمنظومة المحددة بالطاقات E_i من الشكل:

$Z = \sum_i \exp(-E_i/\beta)$ ليكون احتمال أن توجد المنظومة في الحالة i معطى بالعلاقة:

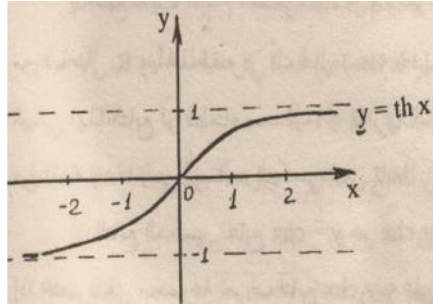
$$p_i = -\beta \partial \ln Z / \partial E_i$$

أي أن محصلة المغنطة لمنظومة عدد سبيناتها N ذات سبين $\frac{1}{2}$ معطى بالعلاقة:

$$M = (N_1 - N_2)\mu = N \mu \tanh(\mu B / \beta) \quad (2-12)$$

فإذا كتبنا:

$X = (\mu B / \beta)$ ودرسنا تحولات هذا التابع نجد أنه سيكون له الشكل العام: (2-4)
، نهتم في حالتنا بالجزء الموجب من المنحني فقط.



الشكل (2-5)

يكون هذا التابع في حالة قيم صغيرة لـ x خطا مستقيما، بينما يميل إلى الإشباع عند قيم كبيرة لـ x وبالتالي فإن تغير الطواعية المغنطيسية مع درجة الحرارة متناسبة عكسا مع درجة الحرارة في المجال المقابل لقيم صغيرة فنجد: $\chi = C/T$ حيث C ثابت يتعلّق بنوع المادة، وهذا ما يعرف بقانون كوري. تقابل الحالة الأولى قيما صغيرة للحقل المغنطيسي B أو درجات حرارة عالية أو كليهما؛ بينما تقابل الحالة الثانية قيما كبيرة للحقل المغنطيسي أو درجات حرارة منخفضة أو كليهما.

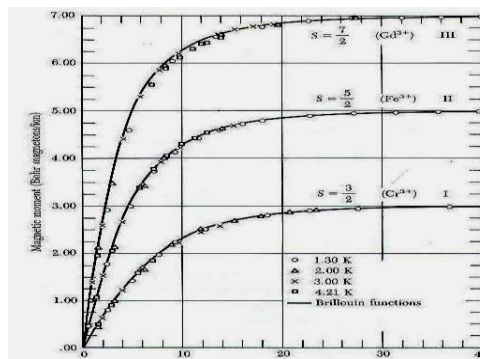
يمكن أن نعمم الآن تعميماً أولياً بأن نفترض أن للذرة الواحدة عزماً مغنطيسياً كلياً يقابله العدد الكمومي الجيد J وله عدد من الحالات الفرعية $2J+1$ المتساوية التباعد فنجمع على كل هذه الحالات لنحصل على Z ثم نحسب احتمال أن تكون المنظومة في حالة معينة ونضرب هذا الاحتمال بمركبة العزم وفق الحقل لنحصل على علاقة أكثر تعقيداً من الشكل:

$$M = N g J \mu_B \left\{ \frac{2J+1}{2J} \right\} \tanh \left\{ \frac{(2J+1)x}{2Jm} \right\} - \left(\frac{1}{2J} \right) \tanh \left\{ \frac{x}{2J} \right\} \quad (2-13)$$

حيث:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$$

ويسمى g معامل لاندي (Lande factor) $x = gJ\mu_B B / kT$ كما يسمى أمثال $N g J \mu_B$ تابع بريلوان. وكما في الحالة البسيطة فإن هذه التتابع ستسلك سلوكاً خطياً من أجل قيم صغيرة ل x تختلف فيما بينها في الميل من أجل منظومات من الذرات ذات J مختلفة، انظر الشكل (2-6) الذي محوره الأفقي متناسب مع B/T



الشكل (2-6)

العام نفسه، ففي حالة

يلاحظ السلوك

القيم الكبيرة ل x تميل المغنطة إلى الإشباع أيضاً ولكن عند قيم مختلفة. ونؤكد هنا على أن تقريب صغر طاقة التفاعل بين السبينات بالمقارنة مع طاقة تفاعلها مع

الحقل محقق في مثل هذه الأنواع من الأملاح حيث تكون السبينات متباعدة يفصل بينها ذرات ليست ذات سبين: فالأول لألومينات الكروم Cr^{3+} و البوتاسيوم، والثاني لألومينات الأمونيوم الحديدية Fe^{3+} ، والثالث لكبريتات الغادولونيم Gd^{3+} سداسي الماء.

2-4- المغنطيسية الحديدية ferromagnetism

نعالج الآن الحالة التي تكون فيها طاقة تفاعل العزوم المغنطيسية فيما بينها ملموسة بالمقارنة مع طاقة تفاعلها مع الحقل المغنطيسي الخارجي وبالتالي لا يمكن إهمالها، بل إنها في بعض الحالات أكبر بكثير من طاقة التفاعل مع الحقل مما يمكّن من وجود عزم مغنطيسي حتى بغياب الحقل، وهذا ما يدعى المغنطة الذاتية. توجد بعض هذه المواد بصورة طبيعية فتولد حقولا مغنطيسية حولها وتكوّن ما يعرف بالمغانط الدائمة. في الواقع تقارن طاقة التفاعل في جميع الحالات مع الطاقة الحرارية الوسطية $\beta = kT$ ، كما رأينا في الحالة السابقة، وبالتالي فعندما نتحدث عن مغنطة ذاتية يكون المقصود وجودها في درجة الحرارة العادية المألوفة، أما في درجات الحرارة العالية فيمكن أن تختفي وتسمى درجة الحرارة التي تتعدم عندها هذه المواد درجة حرارة كوري.

يعتمد حساب طاقة التفاعل وفق ميكانيك الكم على مقدار تراكم التوابع الموجية للذرات المتجاورة وعلى العزوم المغنطيسية نفسها، فيضاف إلى هاملتون المنظومة حدود من النوع $S_1 \cdot S_2$ ، حيث يمثل J_{12} تكامل التراكب المعروف بالتكامل التبادلي exchange integral للعزمين الموجودين في الموقعين البلوريين 1 و 2؛ ثم نقوم بالجمع على كامل البلورة. إن إنجاز التكامل يعتمد على تقريب تخامد التوابع الموجية تخامدا سريعا، عندما تكون المسافة بين العزمين كبيرة كما أنه يعتمد على هذه المسافة النسبية فقط، لينجز الجمع على أقرب الجارات فقط؛ عندها يمكن أن يكتب الهاملتوني المقابل لتأثير الحقل المغنطيسي على الصورة:

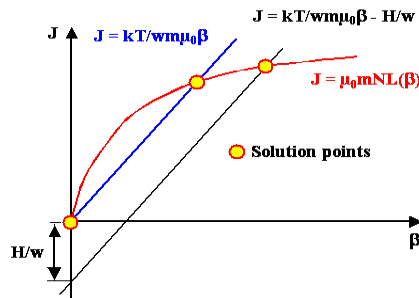
$$H' = - \sum_i \{ \sum_j J_{ij} S_j + B/\beta \} \cdot S_i \quad (2-14)$$

يعدّ ما داخل القوس مجموع حدّين الأول ناتج عن العزوم المجاورة، أو ما يقابل الحقل الداخلي الوسطي، والثاني ناتج عن تطبيق الحقل الخارجي وهما يؤثران معا على العزم عند الموقع i .

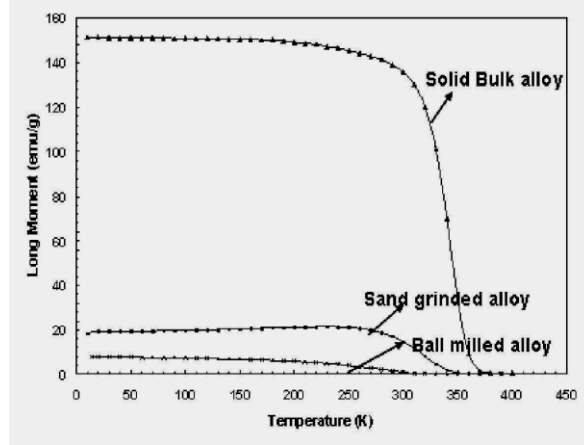
في الواقع إن من أولى النظريات التي قدمت لتفسير سلوك المغنطيسية الحديدية نظرية فايس $Wiess$ التي تقول بوجود حقل داخلي متناسب مع مغنطة العينة M ، ثابت تناسبه هو λ ، ثم تم إدخاله في حساب الطواعية المغنطيسية إضافة إلى الحقل الخارجي لنحصل على معادلة مشابهة للمعادلة (2-12) لكنه مع وجود M في الطرفين وبافتراض غياب الحقل نجد:

$$M = N \mu \tanh (\mu \lambda M / \beta) \quad (2-15)$$

تحلّ هذه المعادلة بيانيا لإيجاد تغيرات M مع تغير درجة الحرارة، فيرسم مستقيم يمثل الطرف الأيسر من المعادلة ويرسم التابع القطعي الممثل للطرف الأيمن ليكون الحل الموافق للمعادلة عند تقاطعهما، (الشكل 2-7)، الذي يتغير بتغير درجة الحرارة فينقص بزيادتها حتى تنتهي المغنطة إلى الصفر؛ الشكل (2-7)، و هذا ما يقابل درجة حرارة كوري T_c . تعطى تبعية χ لدرجة الحرارة، قرب هذا المجال، بالعلاقة $\chi = C' / (T - T_c)$ التي تعرف بقانون فايس - كوري. وقد لا يكون أسّ القوس مساويا للواحد عند إنجاز الحسابات نظريا لبعض المواد إما بسبب التقريبات المستعملة في الحساب، أو بسبب اختيار مجال درجة الحرارة لمواءمة القياسات التجريبية مع النظري. أما C' فتعطي فكرة عن شدة التكامل التبادلي.



الشكل (2-7)



الشكل (2-8)

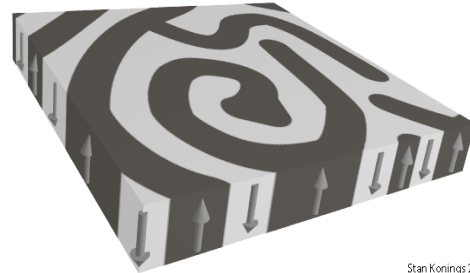
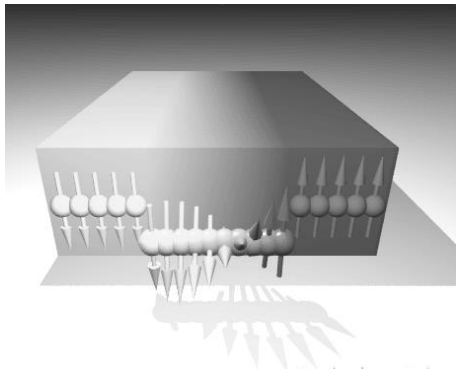
تغير المغنطة العظمى مع تغير درجة الحرارة نظريا وفق الحساب السابق وتجريبيا لخلائط من النيكل والنحاس تختلف في شروط التحضير، ويظهر الاتفاق الواضح في الحالة الجرمية على المنحني العلوي.

تبين المعالجة في الأعلى كيفية ظهور المغنطة الذاتية على المستوي الذري، لكن المعالجة الكاملة لمثل هذه المواد أكثر تعقيدا، فلأسباب ترموديناميكية يجب الأخذ في الحسبان الأنتروبية إضافة إلى طاقات التفاعل، وبالتالي علينا إعادة المناقشة باستعمال تابع الطاقة الحرّة مكان تابع الطاقة الداخلية. إن حدّ الأنتروبية في الطاقة الحرّة يعاكس في تأثيره تأثير الطاقة الداخلية إلى حد ما، مما يجعل الموازنة بينهما ضرورة دائمة. إلا أن تأثيره ينخفض بانخفاض درجة الحرارة مما يجعل إمكان اختبار أية نظرية قائما في درجات الحرارة المنخفضة. ومن بين مظاهر تأثير الأنتروبية تشكل مناطق في العينة ذات المغنطة الذاتية لكل منطقة مجموعتها من العزوم التي تصطف باتجاه واحد ليس بالضرورة باتجاه عزوم المنطقة الأخرى فيتشكل مناطق مغنطيسية بينها مناطق انتقالية تسمى جدران بلوخ الشكل (2-9)؛

فتظهر العينة وكأنها بدون مغنطة. هذا كله نتيجة تأثير الأنتروبية إذ إن أنتروبية المنطقة المصطفة اصطفافاً كاملاً معدومة في حين تصبح ذات قيمة محسوسة بين المناطق عند جدران بلوخ، ليؤدي ذلك إلى

كون الحالة شبه التوازنية مقابلة لحالة تعدد المناطق المغنطيسية. ومما يزيد المسألة تعقيدا ضرورة إدخال الطاقة السطحية في الحساب وكذلك الطاقة المقابلة للعيوب البلورية و أنتروبياتها.

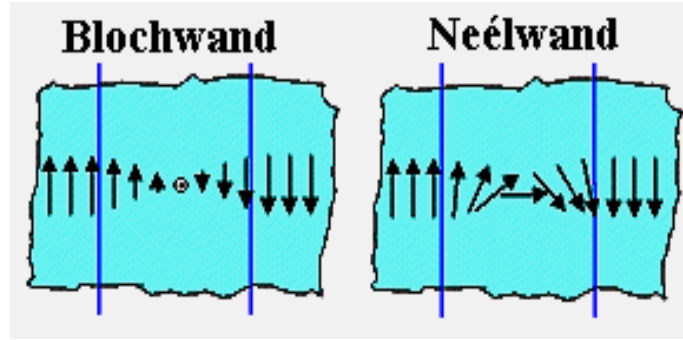
الشكل (2-9)



Stan Konings 2007

تمثيل تخطيطي لجدار بلوخ (يساراً)، الذي يمكن أن يكون متعرجاً على مستوى العينة، كما في أسفل الشكل.

نذكر هنا مثلاً بأن البلورة التي تحتوي عيوباً نقطية (شواغر) في درجات الحرارة البعيدة عن الصفر المطلق هي الحالة التوازنية التي توجد فيها البلورة؛ وليس البلورة الخالية من العيوب كما نتوقع اعتماداً على متطلبات الطاقة فقط، وأن البلورة الخالية من العيوب تقابل الحالة التوازنية عند الصفر المطلق فقط.

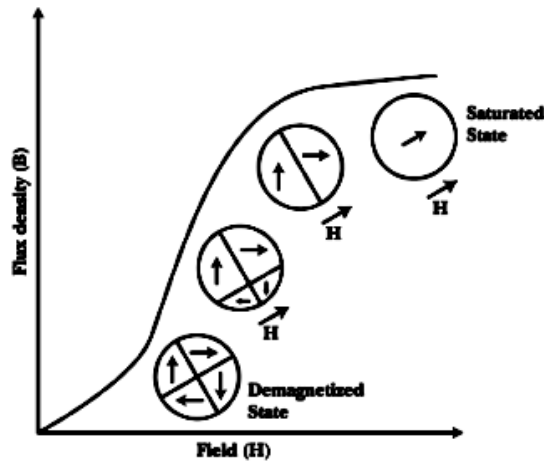


الشكل (2-10)

جدار نييل (على اليمين) جدار بلوخ (على اليسار)

لقد أدت التطورات الحديثة في دراسات مغنطة الأغشية الرقيقة التي يمكن أن يصل ثخنها إلى طبقة ذرية واحدة أو إلى بضع طبقات متطبقة بعضها فوق بعض إلى التمييز بين جدار بلوخ حيث يكون تغير مغنطة المنطقة الانتقالية عمودياً على الطبقة وبين ما يعرف بجدار نييل Neel حيث يكون تغير مغنطة المنطقة الانتقالية في مستوي الطبقة، الشكل (2-10).

إن الانتقال من الحالة شبه التوازنية في حالة المغنطة المتعددة المناطق إلى الحالة التوازنية المرتبة على كامل العينة يتم ببطء شديد ويساعده على تسريع الانتقال تطبيق حقل مغنطيسي خارجي. يصبح هذا الحقل الخارجي مساعداً للمناطق التي تصطف العزوم في اتجاهها على حساب المناطق الأخرى، الشكل (2-11).



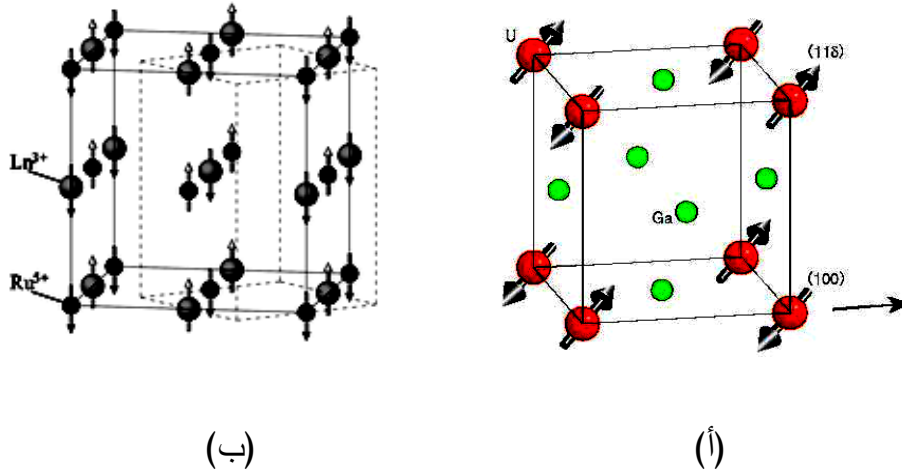
الشكل (11-2)

يفرض الانتقال إلى المناطق المغنطيسية تعيين الاتجاه السائد بالنسبة لجملة إحدائيات مختارة، لكنه يوجد جملة إحدائيات مميزة تتحدد بمتجهات الشبكة البلورية التي يجب أن تنسب إليها توجهات المناطق المختلفة، وبالتالي لا بدّ من استعمال تنسور (ممتد) الطواعية المغنطيسية ليظهر لدينا اختلاف الخواص المغنطيسية باختلاف اتجاه الحقل المغنطيسي الخارجي المطبق. ويبدو هذا الاختلاف أوضح ما يكون عندما تكون العينة بلورة وحيدة لنجد أن الطواعية تختلف باختلاف اتجاه الحقل المطبق بالنسبة للمحاور البلورية.

2-5 المغنطيسية الحديدية المتعاكسة antiferromagnetism

أمكن التحقق من وجود المناطق المغنطيسية بطرائق تقليدية، مثل طريقة الإبر المغنطيسية أو ما يشبه البرادة الحديدية الإبرية ثم تصويرها بطرائق مجهرية على المستوى الذري أو باستعمال طرائق تشبه طرائق الانعراج بالأشعة السينية على المستوى الجزيئي. لكنه وجب استخدام الخواص الموجية للنترونات التي تمتلك بحدّ ذاتها عزوما مغنطيسية (سبينات) قادرة على التفاعل مع سبينات الذرات الموجودة في العينة، كما وجب استخدام عينة وحيدة البلورة فأصبح بالإمكان التعرف على المستويات والمواقع الذرية وتوجهات الذرات في هذه المواقع، أي ستظهر قمم إضافية تتعلق بالترتيب المغنطيسي. فبيّن انعراج النترونات صنفاً جديداً من المواد المغنطيسية هي المواد الحديدية المتعاكسة التي تتناوب فيها الجارات في الاتجاه (ومنها جاءت التسمية)؛ أي أنه ليس للجارات الاتجاه نفسه كما في المواد الحديدية المغنطة. وتبيّن لدى التدقيق في سلوك الطواعية المغنطيسية على المستوى الجهري سلوك مخالف لسلوك الأنواع الأخرى، أنظر الشكل (1-2).

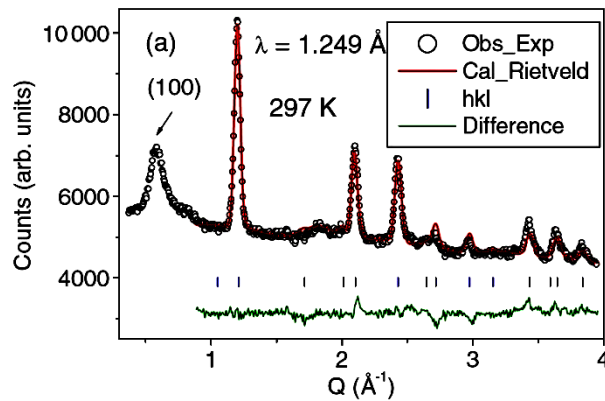
لهذا السبب توصف المواد ذات المغنطيسية المتعاكسة عادة على المستوى الذري مباشرة بخلية الواحدة المغنطيسية التي قد تكون مطابقة لخلية الواحدة البلورية كما



الشكل (2-12)

في الجزأين أ و ب من الشكل (2-12)؛ أو قد تكون مختلفة عن الخلية البلورية، الجزء السفلي من الشكل.

تكون المواد البلورية ذات المغنطيسية الحديدية على المستوى الذري وعزومها المغنطيسية كلها في الاتجاه نفسه مادامت العينة مكوّنة من بلورة وحيدة أو في منطقة واحدة من المناطق المغنطيسية. يظهر الشكل (2-13) طيف انعراج النترونات فوق طيف انعراج محسوب، ويلاحظ الشبه الكبير مع طيف انعراج الأشعة السينية الذي غالبا ما يكون عدد قممه أقل مما هي عليه في طيف النترونات.

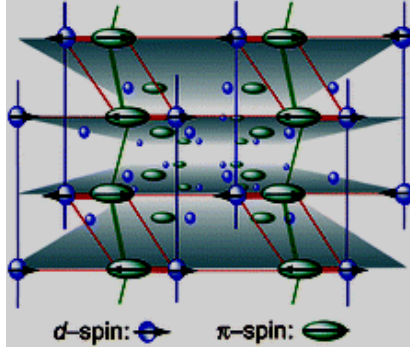


الشكل (2-13)

يمكن تفسير سلوك المغنطة الحديدية وسلوك المغنطة الحديدية المتعاكسة كموميا بالاستناد إلى حسابات كمومية تأخذ في الحسبان إمكان أن يكون التكامل التبادلي المذكور في الحالة الحديدية المغنطة، $S_1.S_1.S_1$ ، ذا إشارة معاكسة لما هي عليه في الحالة الحديدية المتعاكسة، عندئذ تميل العزوم إلى الاصطفاف متعاكسة لتخفيض الطاقة الكلية المقابلة للحالة التوازنية. تحتاج حسابات هذا التكامل إلى معرفة مفصلة للتوابع الموجية التي يجب أن ننطلق منها لنحصل على التابع الموجي الكلي للبلورة سواء منها المكانية أو السبينية وبخاصة عندما نتعامل مع فرميونات. يظهر هذا بوضوح على مستوى الجزيئات المكونة من ذرتين وكيف يغير تركيب الأجزاء المكانية مع السبينية في حالتي التوازي والتعاكس مما يؤثر في مستويات الطاقة التوازنية الممكنة. لذلك تجرى هذه الحسابات الآن باستعمال برامج حاسوبية جاهزة تتطلب إدخال معلومات عن نوع الذرات وسبيناتها والأبعاد فيما بينها سواء أقرب الجارات أو التي تليها وهكذا كلما كبر عدد الذرات التي يمكن أن يتناولها البرنامج حصلنا على حسابات أقرب للواقع. ومن الأمور التي بينتها هذه الحسابات إمكان تأثير وتدخل الجارات الأقرب مع كونها لا مغنطيسية في الحالة النهائية للمادة عند حساب ما يعرف بالتكاملات الفائقة التبادلية *superexchange*، وذلك لأنها تعبر عن التفاعل بين العزوم التي يفصل بينها ذرات لا مغنطيسية، تميزا لها عن التكاملات التبادلية. يظهر الاختلاف في هذه الحالة عن الحالة الحديدية المغنطة عند قياس الطواعية المغنطيسية بالقرب من درجات الحرارة التي تختفي عندها الحالة ذات الحديدية المتعاكسة، أي الترتيب، التي تسمى درجة حرارة نييل، T_N ، فنجد العلاقة على الشكل $\chi = C'' / (T + T_N)$. وقد تكون قيمة T_N التي تستخلص من التجربة، وفق هذا القانون، مختلفة عن القيمة المحسوبة كموميا بسبب التقريبات المستعملة فيها أو بسبب انتقاء المجال التجريبي عند المواءمة. أما C'' فهي المرتبطة بالتكامل التبادلي أو التبادلي الفائق.

2-6- المغنطيسية شبه الحديدية ferrimagnetism

تختلف العزوم المغنطيسية للذرات المكوّنة للجسم الصلب فليست كلها إما مغنطيسية أو لا مغنطيسية، بل يمكن أن تكون الذرات المتجاورة ذات عزوم مغنطيسية مختلفة القيمة أو مختلفة الاتجاه، قد يكون التأثير في حالة امتلاكها عزوماً لها الاتجاه نفسه تأثيراً ضعيفاً في الخواص المغنطيسية للمادة، لكنه سيكون بارزاً و محسوساً في الحالة الحديدية المتعاكسة، إذ سيكون المجموع المتجه ليس معدوماً وعليه تنشأ خواص جديدة بين الحالتين وستسلك عند تطبيق الحقل المغنطيسي سلوكاً خاصاً بها. تكون مثل هذه المواد مكونة من جزيئات معقدة لكن البرامج الحاسوبية قادرة على إنجاز هذه الحسابات وقد وجد التوافق بين ما تنتبأ به هذه الحسابات وبين النتائج التجريبية لتؤكد وجود مثل هذه المواد، الشكل (2-14).

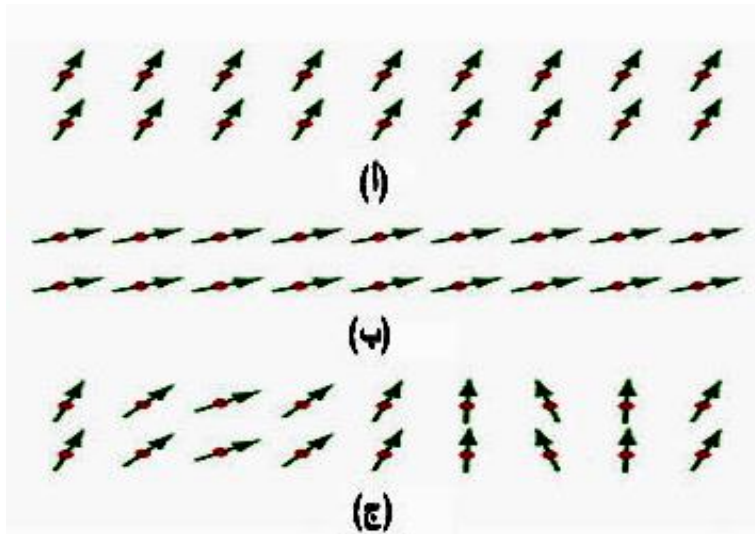


الشكل (2-14)

2-7- الموجات السبينية و المغنونات magnons

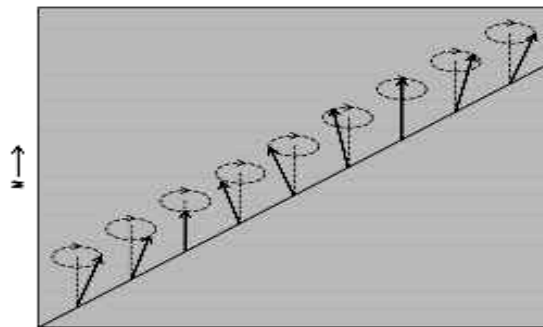
تعدّ المغنونات كمات الأمواج السبينية، التي بدورها تستخلص اعتماداً على كيفية الانتقال من الحالة الكمومية الدنيا إلى الحالة المثارة الأولى إذا تم الانتقال من الحالة المرتبة لجميع السبينات (حديدية المغنطة كاملة) إلى حالة الإثارة التي ينقلب فيها سبين واحد فقط ليكون معاكساً لما تبقى. فقد وجد أن كلفة الطاقة اللازمة لهذا الانتقال تنخفض إذا تشاركت في العملية عدة سبينات، بحيث تصبح كموجة من السبينات التي يفصل بينها عقدة وبطن؛ فتشبه الموجة السبينية موجة انتشار مستمر للاضطراب في سلك أو في بلورة مثلاً، و تكون الماغنونات هي ما

يقابل الفونونات. يبين الشكل (2-15) في الجزأين (أ) و (ب) حالتين حديديتي المغنطة ولكن في اتجاهين مختلفين يمكن النظر إليهما كحالتين منطقتين بالنسبة للمواد الحديدية المغنطة، إذ إن طاقة هذه الحالة تتطلب أن تكون السبينات في الاتجاه نفسه دون تحديد هذا الاتجاه. بينما يظهر في الجزء (ج) موجة سبينية بمشاركة ثلاثة سبينات في تغيير الحالة،



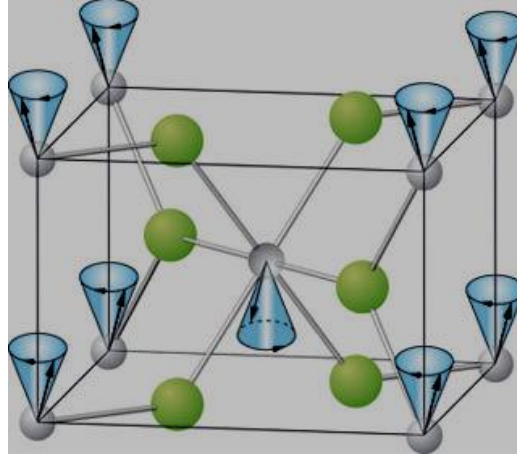
الشكل (2-15)

ويمكن أن تظهر الصورة أوضح إذا نظرنا إلى مسقط متجهات السبين، الشكل (2-16).



الشكل (2-16)

تظهر حالة مماثلة في حالة المواد ذات الحديدية المتعاكسة، الشكل (2-17). لذلك يمكن أن نتعرف الماغنونات في نوعي المواد بصورة متشابهة مع التعديلات المناسبة.



الشكل (2-17)

نبدأ المعالجة في حالة بسيطة، كما في معالجة ظهور الفونونات، آخذين في الحساب شبكة خطية من السبينات عددها N ، اتجاه السبين الأول كاتجاه السبين الأخير أو أن السبينات تشكل حلقة، وجميعها في الاتجاه نفسه. نكتب عندئذ الطاقة الداخلية الإضافية، مع أخذ تأثير أقرب الجارات، على الشكل:

$$U = - 2J \sum_{p=1}^N S_p \cdot S_{p+1} \quad (2-16)$$

حيث J التكامل التبادلي و S_p عزم السبين الموجود عند الموقع البلوري p . وتكون الطاقة التبادلية الإضافية المقابلة لهذه الحالة $U_0 = -2N J S(S+1)$. إن طاقة الحالة المثارة الأولى تقابل تغيرا مضاعفا يقابل خسارة في عدد السبينات الحديدية وكسبا للسبينات في الاتجاه المعاكس فيقابل أربعة أضعاف، أي $8JS(S+1)$. غير أنه يمكن الحصول على إثارة بكلفة طاقة أقل من هذه كثيرا عند تشارك بضعة سبينات، كل منها يتغير بزاوية أقل من 180° درجة كما سنرى، في العملية كموجة.

سنعالج المسألة كما يعالج الجيروسكوب تقليديا وكذلك مثل معالجة اهتزازات الشبكة عندما ناقشنا الفونونات. نبدأ بكتابة التناسب بين العزم المغنطيسي والاندفاع

الزاوي المتمثل بالسبين في موقع بلوري p كالتالي $S_p = \gamma \hbar S_p = -g \mu_B S_p$ حيث μ_B تسمى γ النسبة الجيرومغناطيسية gyromagnetic ratio ، وتقابل g في المعادلة الثانية معامل لاندا تكون قيمته في حالة الإلكترونات قريبة من 2. وعند الاقتصار على أقرب الجارات نجد:

$$(2-17) \quad -2JS_p \cdot (S_{p-1} + S_{p+1}) = -\mu_p \cdot [(-2J/g \mu_p)(S_{p-1} + S_{p+1})]$$

إن الطرف الأيمن من المعادلة من الشكل $-\mu \cdot B_p$ حيث يمكن عدّ B_p الحقل المغناطيسي الفعال أو الحقل التبادلي الفعال في السبين الموجود عند الموقع p ، أي يكون:

$$(2-18) \quad B_p = [(-2J/g \mu_p)(S_{p-1} + S_{p+1})]$$

من جهة أخرى ، إذا عدنا إلى مثال الجيروسكوب وتذكرنا معادلة الحركة لجسيم اندفاعه الزاوي $\hbar S_p$ فإن معدل تغير هذا الاندفاع الزاوي يساوي العزم: $\mu_p \times B_p$ الفاعل فيه أي يكون:

$$\hbar dS_p / dt = \mu_p \times B_p$$

و بإسقاط هذه المعادلة على جملة محاور متعامدة، نجد ثلاث معادلات يجب حلها معاً، هي من النوع:

$$(2-19) \quad (dS_p^x/dt) = (2J/\hbar) [S_p^y(S_{p-1}^z + S_{p+1}^z) - S_p^z(S_{p-1}^y + S_{p+1}^y)]$$

فإذا افترضنا أن $S_p^z \approx S^z$ ، S_p^x ، $S_p^y \ll S^z$ ؛ واكتفينا بالحدود من المرتبة نفسها في كل من هذه المعادلات، نحصل على المعادلات التقريبية التالية :

$$(2-20) \quad \begin{aligned} (dS_p^x/dt) &= (2JS/\hbar) (2 S_p^y - S_{p-1}^y - S_{p+1}^y) \\ (dS_p^y/dt) &= -(2JS/\hbar) (2 S_p^x - S_{p-1}^x - S_{p+1}^x) \\ (dS_p^z/dt) &= 0 \end{aligned}$$

يلاحظ شبه المعادلتين الأولى و الثانية مع معادلة تحريك ذرات الشبكة الأحادية البعد عند دراسة منحنى التبديد. لنجرب حلاً لها من نوع الأمواج:

$$S^x_p = u \exp[i(pka - \omega t)] \quad ; \quad S^y_p = v \exp[i(pka - \omega t)] \quad (2-21)$$

حيث u و v يحددان فيما بعد، و p عدد صحيح يمثل الموقع و a ثابت الشبكة. نكتب هذه الحلول ونشتق بالنسبة للزمن لنحصل على:

$$-i\omega u = (2JS/\hbar) (2 - e^{ika} - e^{-ika})v = (2JS/\hbar)(1 - \cos ka) v$$

$$-i\omega v = - (2JS/\hbar) (2 - e^{-ka} - e^{ika}) = - (2JS/\hbar) (1 - \cos ka) u$$

يكون لهاتين المعادلتين حل غير الصفر لـ u و v إذا انعدم المحدد لهما فنحصل على علاقة التبديد التالية:

$$\hbar\omega = 4JS(1 - \cos ka) = 8JS \sin^2 (ka/2) \quad (2-22)$$

وإن قيمتي u و v اللتين تقابلان هذا الحل مرتبطتان بالعلاقة: $v = -iu$ ، مما يعني أن مبادرة الأولى معاكسة للثانية حول المحور Z . وهذه المعادلة هي معادلة الأمواج السبينية.

وتصبح من أجل قيم صغيرة لـ k أو أمواج طويلة، على الصورة:

$$\hbar\omega = (2JSa^2)k^2 \quad (2-23)$$

ويلاحظ التبعية التربيعية لـ k خلافاً للتبعية الخطية في حالة الفونونات.

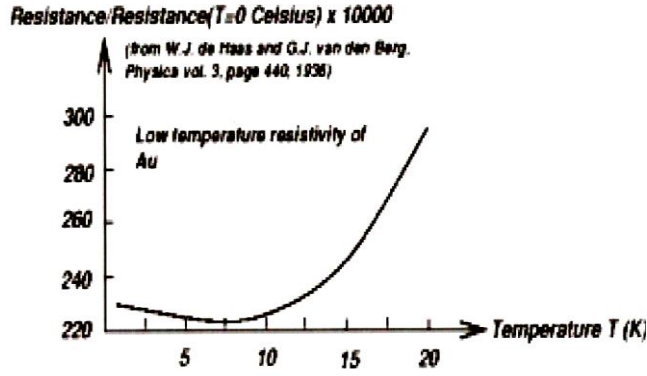
وعند فرض الشروط الدورية يمكن أن تظهر التكمية التي تعتمد على k المستنتجة من علاقة التبديد؛ وفق اتجاهها في البلورة في الحالة الثلاثية البعد، أي بعد تعميم المعالجة السابقة لتصبح في الأبعاد الثلاثة، وبالتالي يكون لكل k تواتر نمط مقابل ω_k ويكون عدد المغنونات لكل نمط معطى بطاقة النمط المقابلة ε_k الذي يعطى بعلاقة مشابهة لعلاقة المهتز التوافقي على الشكل التالي:

$$\varepsilon_k = (n_k + 1/2) \hbar \omega_k \quad (2-24)$$

8-2 مفعول (أثر) كوندو Kondo effect

يمثل هذا المفعول تأثير إلكترونات النقل تأثيراً متبادلاً مع أيونات مغناطيسية مضافة على صورة شوائب غالباً ما تكون معدنية انتقالية.

إن نظرية الإلكترون شبه الحر، كما رأينا، تفسر سلوك المعادن وأنصاف النواقل وبخاصة الناقلية الكهربائية تفسيراً مرضياً عند عدم وجود شوائب ضمن مجال واسع من درجات الحرارة بدءاً من الصفر المطلق وحتى درجات الحرارة العالية. أما عند وجود شوائب ذوات عزوم مغناطيسية فإن سبينات إلكترونات النقل مجتمعة ستتفاعل مع هذه العزوم مسببة تناقصاً في المساهمة المغناطيسية في المقاومة أو تزايداً في الناقلية الكهربائية فتظهر على صورة نهاية صغرى في المقاومة الكهربائية عند درجة حرارة معينة تدعى درجة حرارة كوندو الشكل (2-18).



الشكل (2-18)

لقد كان كوندو أول من قام بحساب هذا التأثير الذي يعدّ تأثيراً بين جسيمات متعددة، وذلك بكتابة هاملتوني بسيط يفترض وجود أيونات شائبة متباعدة لا تتأثر فيما بينها بينما تتبادل التأثير مع الإلكترونات مما مكّنه من إنجاز الحساب ففسر هذا السلوك. كما توصل إلى العلاقة التالية بين المقاومة السبينية وطاقة التفاعل التبادلية:

$$\rho_{spin} = c \rho_m \left[1 + \frac{3zJ}{\epsilon_F} \ln T \right] \quad (2-25)$$

حيث J, C, Z الطاقة التبادلية و تركيز الأيونات وعدد الجوار على الترتيب. فإذا ما أضفنا هذه المساهمة إلى المساهمة الاهتزازية التي تتبع درجة الحرارة مرفوعة للقوة الخامسة ومساهمة العيوب الثابتة تصبح المقاومة الكلية معطاة بـ:

$$\rho = a T^5 + c \rho_0 - c \rho_1 \ln T$$

وبأخذ المشتق وجعله مساويا للصفر، نجد الدرجة التي تقابل درجة حرارة كوندو المعطاة بـ:

$$T_{min} = \left(\frac{c \rho_1}{5a} \right)^{1/5}$$

يلاحظ تأثير إشارة طاقة التفاعل التبادلية، كما أن هذا الهاملتوني البسيط يصبح معقدا عند أخذ البنية العصبية للمادة من جهة وعندما يؤخذ العزم المغنطيسي كاملا للذرة فيدخل تأثير المداريات الفعلية، إضافة للمداريات المتناظرة كرويا.

لقد عاد مفعول كوندو ليصبح مثار اهتمام العلماء حديثا عندما عولج تأثر (تأثير متبادل) نقاط كمومية ذات عزم مغنطيسي في بحر من الإلكترونات شبه الحرة سواء لتؤدي إلى ظهور هذا المفعول أو للكشف عن تأثيراتها بعضها مع بعض فظهر إمكان انشطار النهاية الصغرى إلى نهايتين عندما تكون النقاط متجاورة وعند درجة حرارة معينة.

الفصل الثالث

الناقلية الكهربائية Electrical Conductivity

Introduction مقدمة 1-3



phonon system منظومة الفونونات 2-3



electrons system منظومة الإلكترونات 3-3



Boltzmann Equation معادلة بولتزمان 4-3



3-1- مقدمة Introduction

تعدّ الناقلية الكهربائية تعبيراً عن استجابة الشحنات القابلة للحركة في المادة للحقل الكهربائي. وقد يعبر عن هذه الاستجابة بمقاومة المادة لحركة هذه الشحنات بما يعرف بمقاومية المادة (هي المقاومة الكهربائية لعينة بعد اختصار تأثير طولها وسطح مقطعها العرضي). وقد نحتاج في حالة المواد البلورية إلى استعمال الممتدات (التسورات) للتعبير الكامل عنهما، نظراً لاختلاف الاستجابة باختلاف الاتجاه البلوري، ويكون ممتد الناقلية مقلوب ممتد المقاومة. ويتعلق فهم الاستجابة هذه بالنظر في تعيين عدد الشحنات القابلة للحركة في واحدة الحجم من المادة أولاً، ثم تعيين الآليات المختلفة التي تعيق (تقاوم) حركتها. فعند الحديث عن العدد تقسم المواد تقسيماً أولياً إلى ناقلة وعازلة اعتماداً على نظرية العصابات عند درجة حرارة الصفر المطلق، إذ تبين وجود حاملات شحنة قابلة للحركة في عصابة النقل للنواقل (ومنها التسمية كما في المعادن عموماً)؛ التي يحسب عددها اعتماداً على كثافة الحالات مضروبة باحتمالات انشغال هذه الحالات، بينما لا يوجد مثل هذه الحاملات في حالة العوازل. وبكلام أدقّ إن الطاقة التي تكتسبها الحاملات عند تطبيق الحقل غير كافية لتجاوز الفاصل بين عصابة النقل التي تكون فارغة و عصابة التكافؤ التي تكون ممتلئة عادة. يسهل حساب العدد في درجات الحرارة فوق الصفر المطلق بتقريبات رياضية مناسبة بمساعدة توابع التوزيع المناسبة، وبخاصة عندما يكون فاصل الطاقة بين العصابتين قريباً من متوسط الطاقة الحرارية. لذلك نرى من الأهمية بمكان تتبّع تغير الناقلية بتغير درجة الحرارة كخطوة أولى. في

الواقع، وفق نظرية العصابات إذا وجدت حاملات شحنة قابلة للحركة في بلورة كاملة فلن تعاني من مقاومة.

تظهر المقاومة في البلورة إذن عند الابتعاد عن الكمال. قد تكون الآلية الأولى التي حسبت مساهمتها في المقاومة هي أن الذرات تهتز حول مواقع توازنها بأنماط اهتزازية قابلة للحساب بأخذ التفاعل بين الفونونات والإلكترونات أو الثقوب أو كليهما. تسمى هذه المساهمة المقاومة المثالية أحيانا لأنها موجودة في جميع المواد لكن حسابها في البلورات أسهل من غيرها. الآلية الثانية التي تساهم في المقاومة وجود عيوب في البلورة بأنواعها المختلفة: نقطية (شوائب، شواغر بسيطة وثنائية وعنقودية)، وخطية (انخلاعات لولبية وحرفية و مركبة)، و سطحية. وقد تبتعد حسابات المقاومة عن استعمال نظرية العصابات فننتحدث عن ناقلية بالقفز بين حالات إلكترونية متموضعة أو محلية⁴.

نرى إذن وجود آليات عديدة تساهم في المقاومة الكهربائية وكلها مبررة خاضعة للتجربة والحساب، لكن ظهور بعض المواد بمقاومية معدومة تظهر عند درجة حرارة معينة وما دونها، تتطلب إعادة النظر في هذه الآليات أو إضافة آليات جديدة تسيطر في ذلك المجال من درجات الحرارة لتفسيرها. دعيت هذه الحالة الناقلية الفائقة، وهي موضوع فصل مستقل.

3-2- منظومة الفونونات phonon system

لنتذكر أن الفونونات هي كمات الاهتزازات في الجسم الصلب أو كمات الأمواج الميكانيكية، ولنتذكر أيضا أننا نستعمل كلمة الاهتزازات لاهتزازات الجسيمات غالبا،

⁴ سنخرج عليها في فصل آخر.

وكلمة أمواج لمجموعة جسيمات قد تصل إلى تقريب الوسط المستمر . وفي دراستنا لاهتزازات الجسم الصلب نبدأ بمعادلة التحريك لكل ذرة ثم نقوم بحلّ مجموعة المعادلات لجميع الذرات معا لنصل إلى وصف سلوك الأمواج الميكانيكية في الجسم الصلب.

نعمّ الحالة البسيطة التي درست سابقا في بعد واحد وبدأت من قانون نيوتن وأخذت تأثير أقرب الجارات فقط:

$$\begin{aligned}
 m \frac{d^2(x_n + u_n)}{dt^2} &= -\beta\{[(x_n + u_n) - (x_{n-1} + u_{n-1})] - (x_n - x_{n-1})\} \\
 &+ \beta\{[(x_{n+1} + u_{n+1}) - (x_n + u_n)] - (x_{n+1} - x_n)\} \\
 m \frac{d^2(x_n + u_n)}{dt^2} &= -\beta(2u_n - u_{n+1} + u_{n-1}) \quad (3-1)
 \end{aligned}$$

m ، كتلة أحد الجسيمات وانزياحه عن موقعه التوازني على الترتيب. أما ثابت القوة الذي يمثل تأثير الجسيمات بعضها في البعض، فهو β . ويلاحظ أن القوى المتبادلة هي بين أقرب الجارات فقط وأنها تتعلق بفروق الانزياحات بينها و هي بدورها تفترض وفق محور اصطفاف الجسيمات، أي ندرس أمواجا طولية عندما يكون الحلّ تموجيا.

و بما أن :

$$x_n = na$$

حيث n, a هما ثابت الشبكة الخطية ودليل موقع الجسيم المدروس فيها (فهو عدد صحيح)، على الترتيب؛ تكون المعادلات (3-1) معادلات فروق وليست معادلات تفاضلية بالمعنى العام، لكن حلولها المقترحة متشابهة.

فجُرِّبَتْ بعد ذلك حلول من الشكل:

$$u_n = C e^{i(qan - \omega t)} \quad (3 - 2)$$

فوجد أنها ملائمة شريطة أن نأخذ:

$$\omega = \omega_{max} \left| \sin \frac{qa}{2} \right| \quad (3 - 3)$$

وهي علاقة التبديد في هذه الحالة. إذ إن q

هي العدد الموجي الذي يمكن أن يربط بالطول الموجي على الصورة:

$$q = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3 - 4)$$

ويلاحظ أن معادلة التبديد في حالة الأمواج الطويلة مشابهة لحالة انتشار الأمواج الصوتية، لذلك يسمى هذا بالفرع الصوتي.

وعندما أدخل على الشبكة قاعدة من ذرتين مختلفتين بالكتلة ونوع الترابط كان من الضروري حل مجموعتين من المعادلات، مجموعة لكل نوع، ولكي يكون لإزاحات كل منهما حل غير الصفر، وجب جعل المعين للمجموعتين معدوماً فظهر حلان لمعادلة التبديد وبالتالي فرعان معطيان بالعلاقة:

$$\omega_{1,2}^2 = 1/2 \omega_0^2 \left[1 \mp \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{qa}{2}} \right] \quad (3-5)$$

وفيها المضروب قبل القوس تواتر له علاقة بالكتلتين و بثابتي القوة لأقرب الجارات لنوعي الجسيمات و كذلك المضروب قبل الجيب هو تركيب مختلف عنها. يسلك الحل الأول عند الأمواج الطويلة سلوك انتشار الأمواج الصوتية فيسمى أيضا الفرع الصوتي؛ بينما يقترب الفرع الثاني من قيمة ثابتة، وهذا الفرع يتفاعل بشدة مع الأمواج الكهرومغناطيسية إذا كان لنوعي الجسيمات شحنات كهربائية متعاكسة لذلك يسمى الفرع الضوئي.

تظهر التكمية عند تطبيق شروط الحدود، كأن نجعل النهايتين ثابتتين أو نجعل الجسم الأخير يهتز كالجسيم الأول تماما، فتكون القيمتان العظميان معطائتين بالعلاقة:

$$-\frac{\pi}{a} < q \leq \frac{\pi}{a} \quad (3-6)$$

والقيم المكمأة المسموحة بسبب الخاصة الدورية معطاة بالعلاقة:

$$q = \frac{2\pi m}{aN} \quad (3-7)$$

حيث m, N عدد الجسيمات الكلي و عدد صحيح أصغر منه، على الترتيب. وأطلق على هذه الكمّات الاهتزازية المرنة الفونونات كما كمّات الضوء.

لذلك يقتصر على دراسة منحنى التبديد في المجال (3-6) الذي يدعى منطقة بريلوين الأولى.

هناك مدخل آخر للوصول إلى معادلات الحركة يسهّل التعميم ويعتمد في الوقت نفسه على الخواص الجماعية للجسيمات، إذ إن الفونونات بالأصل خاصة مشتركة بين كل الجسيمات سواء كانت ذرات معتدلة أم أيونات أم جزيئات. فبدأ من تابع الطاقة الكامنة وليس من القوى. يكتب هذا التابع بدلالة الانزياحات عن المواقع التوازنية للجسيمات، بعد أن يعيّن هو هذه المواقع بجعل مشتقّه الأول معدوماً، ثم ينشر هذا التابع وفق سلسلة تايلور لنجد:

$$\begin{aligned} \Phi = & \Phi(0) + \sum_n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial u_n} \right)_0 u_n + \frac{1}{2!} \sum_n \sum_{n'} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u_n \partial u_{n'}} \right)_0 u_n u_{n'} \\ & + \frac{1}{3!} \sum_n \sum_{n'} \sum_{n''} \left(\frac{\partial^3 \Phi}{\partial u_n \partial u_{n'} \partial u_{n''}} \right)_0 u_n u_{n'} u_{n''} \\ & + + \dots \end{aligned} \quad (3 - 8)$$

إن الحد الأول في هذا النشر ثابت يمكن الاستغناء عنه لأن تابع الطاقة الكامنة يعرف بتقريب ثابت، أما الحد الثاني فهو معدوم، كما ذكرنا، لأن التابع في نهاية صغرى مقابلة لوضع التوازن؛ ويمثل الحد الثالث الاهتزازات التوافقية إذا ما أهملت الحدود الأخرى، وهذا يقابل الحالة التي عالجنها آنفاً و بالتالي يمكن إيجاد ما يقابل ثوابت القوة هناك بدلالة مشتقات تابع الطاقة الكامنة.

نقوم بالتعميم بأخذ شبكة ثلاثية الأبعاد معيّنة بثوابت الشبكة، فيمكن تعيين موقع أية

$$عقدة بمعرفة ثلاثة أعداد صحيحة $n_1, n_2, n_3$$$

تأخذ قيمها بين الواحد و عدد الخلايا الكلي

$$\mathbf{T}_n = \sum_{i=1}^3 n_i \mathbf{a} \quad (3-9)$$

ثم نعين موقع أي جسيم بالنسبة للعقدة التي تحدّد مبدأ الخلية، فإذا وجد أكثر من جسيم في الخلية نحتاج إلى شعاع يصف كلاً منها فنجد:

$$\mathbf{r}_n^s = \mathbf{T}_n + \mathbf{r}^s \quad (3-10)$$

تأخذ s قيما بعدد الجسيمات في الخلية. وعليه تكون الانزياحات عن مواقع التوازن معطاة بـ:

$$\mathbf{u}_{n\alpha}^s$$

تشير إلى مركبات الإزاحة في الجملة الديكارتية. نقوم الآن بنشر تابع الطاقة الكامنة مع الاكتفاء بالتقريب التوافقي فنجد: x, y, z, α, β

$$\Phi = \frac{1}{2!} \sum_{\substack{ss' \\ nn' \\ \alpha\beta}} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u_{n\alpha}^s \partial u_{n'\beta}^{s'}} \right)_0 u_{n\alpha}^s u_{n'\beta}^{s'} \quad (3-11)$$

يمثل المقدار الأول بعد إشارة الجمع مركبة القوة وفق اتجاه أول وهي التي تؤثر في جسيم أول في خلية معينة حينما تتزاح ذرة ثانية من خلية ثانية وفق اتجاه ثان مع بقاء كافة الجسيمات الأخرى ثابتة. تصبح معادلات الحركة الواجب حلّها معاً على الشكل:

$$m_s \frac{\partial^2 u_{n\alpha}^s}{\partial t^2} = - \sum_{n' s' \beta} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u_{n\alpha}^s \partial u_{n'\beta}^{s'}} \right)_0 u_{n'\beta}^{s'} \quad (3-12)$$

نجرب الآن تعميما للحل (3-2) على الصورة:

$$u_{n\alpha}^s(t) = A_{\alpha}^s(\mathbf{q})e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{T}_n - \omega t)} \quad (3 - 13)$$

لنحصل على جملة معادلات جبرية من الدرجة الأولى في الأمثال، ولكي يكون لها حلول غير صفرية يجب أن ينعلم معيّن (محدّد) هذه المعادلات أي تتحقق العلاقة:

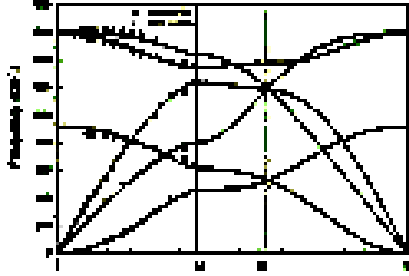
$$\| C_{\alpha\beta}^{s s'}(\vec{q}) - \omega^2 \delta_{s s'} \delta_{\alpha\beta} \| = 0 \quad (3 - 14)$$

حيث تدعى المصفوفة

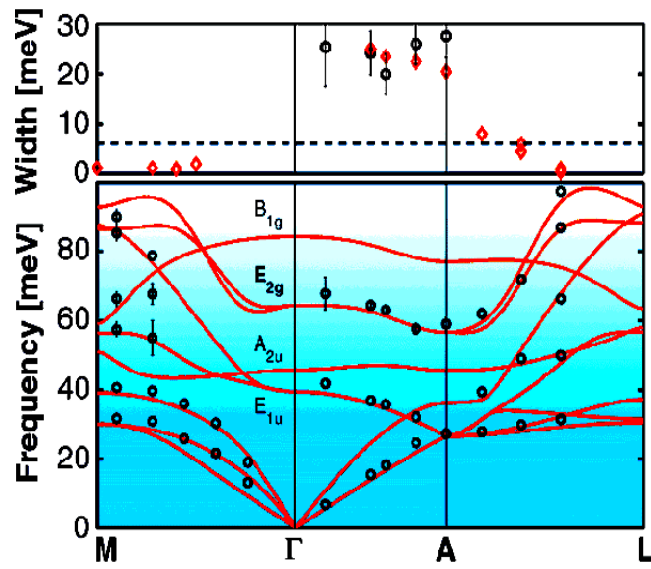
$$C_{\alpha\beta}^{s s'}(\vec{q}) = \frac{1}{\sqrt{m_s m_{s'}}} \sum_{n'} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u_{n\alpha}^s \partial u_{n'\beta}^{s'}} \right)_0 e^{i\vec{q}\cdot(\mathbf{T}_{n'} - \mathbf{T}_n)} \quad (3 - 15)$$

المصفوفة التحريكية ودلتا هي رمز كرونكر. رتبها 3s وكذلك عدد جذور المعيّن بالنسبة لمربعات التواتر، ومن بينها الموجبة التي نبحث عنها. تعطي هذه الجذور معادلات التبديد لكل فرع. إذا كانت خلية الوحدة خلية بدائية فنجد ثلاثة فروع وكلها توصف بأنها صوتية: فرع طولي و فرعان عرضيان (مستعرضان).

أما إذا احتوت خلية الوحدة جسيمان فلدنا ستة فروع ثلاثة صوتية و ثلاثة ضوئية قياسا على تسمية الحالة البسيطة في البعد الواحد. ولكل فرع من هذه الفروع عدد من الفونونات (القيم المنقطعة للشعاع الموجي) بعدد الخلايا، وعندما يكون العدد كبيرا يمكن الحديث عن تابع توزع للتواترات، أي تابع يعطي عدد التواترات الواقعة في مجال صغير حول كل تواتر. يمكن أن تردّ جميع الفروع إلى منطقة بريلوين الأولى لنجد الشكل(3-1) من أجل جسيمان، أو الشكل (3-2) من أجل ثلاثة جسيمات:



الشكل (3-1)



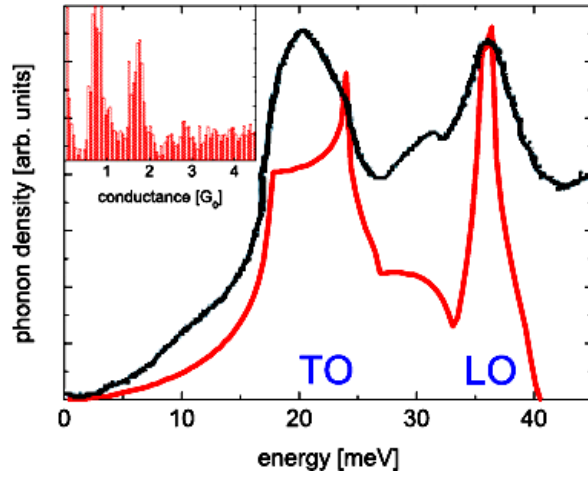
الشكل (3-2)

حيث Γ مركز منطقة بريلمان و ΓA و ΓM و ΓL ثلاثة اتجاهات مختلفة في هذه المنطقة.

ويمكن الحصول على التكمية بمعالجة كمومية تشبه معالجة المهتر التوافقي في ميكانيك الكم انطلاقاً من الهاملتوني وباستعمال مؤثرات التوليد والإفناء⁵.

إن عدد الفونونات في واحدة الطاقة أو فيما يقابلها من التواتر ذو أهمية بالغة عند الحديث عن تفاعل الفونونات بعضها مع بعض أو مع الإلكترونات، كما سنرى، وهو ما يعرف بكثافة الفونونات (أو كثافة الحالات الفونونية). تختلف كثافة الحالات باختلاف الفروع وعلى الأخص إذا كانت طولية أو عرضية، كما يلاحظ أن الجزء الابتدائي من كل منها، عند الطاقات المنخفضة أو الأطوال الموجية الطويلة، يتفق

ذي التابعة
الشكل (3)-
هذه الكثافة
على منحني



مع تقريب ديبياي
التكعيبية؛ انظر
(3). وتحسب
عددياً اعتماداً
التبديد

⁵ راجع كتاب فيزياء المواد الصفحة 232-246 والمراجع المذكورة فيه من أجل معالجة أكثر تفصيلاً.

الشكل (3-3)

LO,TO الفرعان العرضي والضوئي والطولي الضوئي، على الترتيب؛ الأسود، الفرع الصوتي.

إن التقريب الذي اعتمدها للحصول على مكونات منظومة الفونونات يقود إلى فكرة كون الفونونات بفروعها مستقلة بعضها عن بعض، لكن الأمر ليس كذلك في الواقع، إذ إن الفونونات يتفاعل بعضها مع بعض؛ يتضح ذلك بأخذ الحدود من المرتبة الأعلى في نشر تابع الطاقة الكامنة في المعادلة (3-8)، وهذا التفاعل هو الذي يفسر الناقلية الحرارية في المواد العازلة. مع ذلك فإن هذا التقريب كاف لتفسير معظم مساهمات الآليات المختلفة في النقل الكهربائي.

3-3- منظومة الإلكترونات electrons system

تعالج منظومة الإلكترونات وفق تقريبات متتالية أيضا ، يمكن البدء مثلا بأخذها منظومة من الإلكترونات الحرة غير المتفاعلة مقيدة فقط بتخوم الوعاء الذي يحويها، فنحصل على أمواج إلكترونية كمماة يحكمها أبعاد الوعاء، وتخضع بالطبع إلى إحصاء فرمي ديراك، وذلك عند إيجاد حلول لمعادلة شرودنغر التالية:

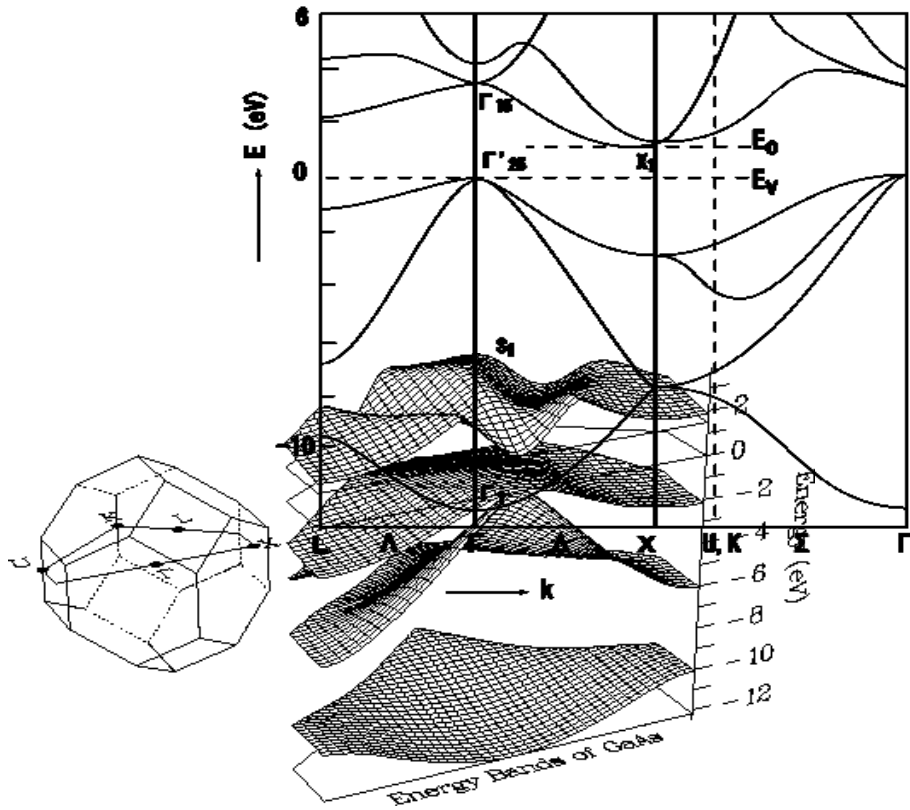
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_j \nabla_j^2 \psi = E \psi \quad (3-16)$$

ثم ننتقل إلى أخذها منظومة من الإلكترونات الحرة في كمون دوري المعادلة (3-17) فتظهر الحاجة إلى مناطق بريلوين هنا أيضا كما ظهرت في حالة

الفونونات، ليحكم المنظومة وتكميته دور هذا الكمون، ونجد أن معظم ما يطرأ على منحنى التبديد للمنظومة من تغيرات هو قرب حدود مناطق بريلوين، الشكل (3-4).

$$\sum \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (3-17)$$

كما أنه يمكن ردّ المعالجة وفق معادلة شرودنغر إلى معالجة شبيهة بمعالجة الإلكترون الحر مع استعمال كتلة فعالة، أي تردّ إلى تقريب الإلكترون الواحد أيضا من حيث تفاعلها مع الشحنات الموجبة شبه الثابتة مكانيا وفق تقريب الكمون الزائف.



الشكل (4-3)

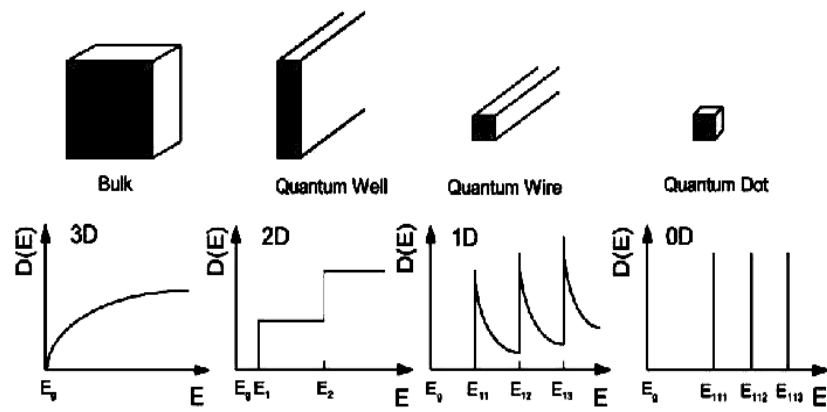
إن تقريب الإلكترون الواحد يردّ معالجة المنظومة إلى معالجة تشبه معالجة الإلكترونات غير المتفاعلة، فهو بذلك يقابل تقريب الفونونات المستقلة وفق التقريب التوافقي. وبالتالي إذا أردنا الانتقال إلى تقريبات أفضل من مرتبة أعلى لا بد من أخذ تفاعلات الإلكترونات الشبيهة بعضها مع بعض وكذلك تفاعلات الإلكترونات مع الفونونات ويعتمد ذلك على الخواص المدروسة وكفاية التقريبات المستعملة لتفسيرها.

يعدّ فاصل الطاقة (ثغرة الطاقة) في بنية العصابات الإلكترونية مؤشراً أولياً على ما إذا كانت المادة عازلة أو نصف ناقلة أو ناقلة إذا لم يكن هناك فاصل طاقة، لكننا نحتاج إلى مؤشر آخر لإتمام الوصف عند الحديث عن الناقلية الكهربائية كميّاً، ذلك هو تابع كثافة الحالات؛ يرمز له عادة: $D(E)$

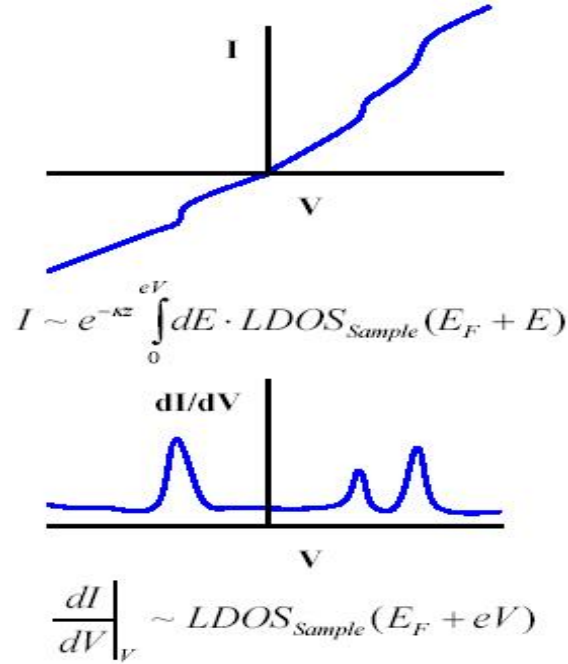
الذي هو عدد الحالات التي تقع طاقاتها عند طاقة معينة وعلى مجال يمتد بقدر واحدة الطاقة حولها، يبين الشكل (5-3) كثافة الحالات في حالات بسيطة بدءاً من نموذج غاز الإلكترون الحر في ثلاثة أبعاد مروراً بالغاز الثنائي البعد (الذي تكون حركته مقيدة وفق بعد واحد) والأحادي البعد (الذي تكون حركته مقيدة في بعدين) وصولاً إلى النقطة الكمومية التي تقابل سوية عند الحديث عن الذرات. وبالتالي يكون عدد الإلكترونات ذات طاقة معينة في مجال عنصري من الطاقة dE معطى

بحاصل ضرب كثافة الحالات باحتمال $f(E)$ أن تكون الحالة ذات الطاقة المعينة مشغولة، أي:

$$N(E) dE = D(E) f(E) dE \quad (3-18)$$



الشكل (3-5)



الشكل (3-6)

يظهر الشكل (3-6) بعض القياسات المتعلقة بكثافة الحالات LDOS وتغير تبعية التيار للكُمون في إحدى العينات نصف الناقلة.

3-4 معادلة النقل بولتزمان Boltzmann Transport Equation

يفترض في المعادلة التي نستعمل فيها احتمال انشغال إحدى الحالات توزيع فرمي-ديراك تقريباً أولاً، غير أن تطبيق الحقل الكهربائي، وبالتالي اكتساب حاملات الشحنة طاقة، واختلاف درجة حرارة البلورة عن الصفر المطلق يجعلنا نبحث عن تابع احتمال أعم من توزيع فرمي-ديراك مع تتبع تغيراته سواء مع درجة الحرارة أم مع الحقل الكهربائي أم حتى مع الحقل المغنطيسي أم كلها. فنبدأ القول بتبعية تابع توزيع الاحتمال، بصورة عامة، للمكان ومنتجهة الموجة والزمن أي:

$$f = f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) \quad (3-19)$$

نكتب بعدئذ معدل تغير هذا التابع مع الزمن نتيجة التأثيرات المختلفة لنجد⁶:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{k}} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f + \dot{\mathbf{r}} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f \quad (3-20)$$

حيث يمثل الحد الأول من الطرف الثاني التغير الصريح مع الزمن وينعدم في الحالة المستقرة أو المستتبة، و يمثل الحد الثاني تأثير القوى أو الحقول فهو يقابل التسارع، أما الحد الثالث فهو التغير المقابل للسرعة يُعطى الحدان الثاني والثالث، على سبيل المثال، وفق المعادلتين التاليتين:

$$\dot{\mathbf{k}} = -\frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3-21)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}) \quad (3-22)$$

يمكن النظر إلى التغير الكلي لهذا التابع في فضاء الطور لمجموعة من الإلكترونات فسيكون الحجم العنصري في هذا الفضاء لا متغيراً في حال عدم وجود تصادمات بينها وبالتالي فإن التغير الكلي معدوم، أما إذا وجد تصادمات فستؤدي إلى حالة مستتبة وسيكون الطرف الثاني من المعادلة (3-20) مساوياً حد التصادم، فنحصل على ما يعرف بمعادلة بولتزمان:

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll.}}$$

⁶ يمكن العودة إلى المرجع (2) من أجل معالجة أولية.

سنحتاج أيضا إلى تابع مماثل لاحتمال توزع الفونونات لأنه كما هو واضح فإن المقاومة هي نتيجة تفاعل منظومة الإلكترونات مع منظومة الفونونات فنكتب:

$$\dot{\mathbf{r}} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} g = \frac{\partial g}{\partial t} |_{coll.} \quad (3 - 23)$$

لأن تدرج هذا الاحتمال هو القوة المؤثرة الوحيدة في منظومة الفونونات. ويعطي حدّ التصادم، كما في المقاومة الكهربائية آثار المقاومة الحرارية.

نجد، إذن، أن حلّ معادلة بولتزمان يتطلب معرفة تبعية حدّ التصادم للمتحوّلات الواردة فيها، ويستعمل لذلك تقريبات متزايدة الدقة. أول هذه التقريبات ما يعرف باسم تقريب زمن الاسترخاء، فنكتب:

$$\frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (3 - 24)$$

أي أن حدّ التصادم يتناسب مع الانزياح عن حالة التوازن، ومقلوب زمن الاسترخاء هو ثابت التناسب، يمكن أن يصاغ ذلك أيضا بأنه لو أزيحت المنظومة عن حالة التوازن نتيجة تأثير محدّد ثم زال هذا التأثير فإن المنظومة ستعود إلى حالة توازنها بسرعة يحددها زمن الاسترخاء. قد يكون هذا الاسترخاء بسيطاً، أي نتيجة آلية واحدة، فيعامل عند الحلّ معامل الثابت، أو يكون تضافر عدّة آليات تتفاوت في شدة تأثيرها وفق الشروط التجريبية من شدة الحقل أو من درجة الحرارة، فيكون زمن الاسترخاء ليس ثابتاً ويعود حل المسألة إلى معرفة تبعيته للمتحوّلات المناسبة عند الحلّ.

يحسب حدّ التصادم بصورة عامة، وفق ميكانيك الكم، بكتابة احتمال انتقال الإلكترونات بعد امتصاص أو إصدار فونون أو أكثر لنجد:

$$W(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q}) = W_{\alpha q}^0 [1 - f(\mathbf{k} + \mathbf{q})] f(\mathbf{k}) g(\mathbf{q}) \delta(E(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E(\mathbf{k}) - \hbar\omega_q)$$

$$= W_{\alpha q}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q})$$

$$W(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q}) = W_{e-q}^0 [1 - f(\mathbf{k} + \mathbf{q})] f(\mathbf{k}) [g(-\mathbf{q}) + 1] \delta(E(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E(\mathbf{k}) + \hbar\omega_q)$$

$$= W_{e-q}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q})$$

تعبر المعادلة الأولى عن امتصاص فونون، أما الثانية فتمثل إصدار فونون (لاحظ الإشارة السالبة لمتجهة الفونون، وكذلك ظهور تابع دلتا ليقرر انحفاظ الطاقة). ويكون بالتالي المعدّل الصافي:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{coll.}} = \sum_q [W_{e q}(\mathbf{k} + \mathbf{q} \rightarrow \mathbf{k}) + W_{\alpha - q}(\mathbf{k} + \mathbf{q} \rightarrow \mathbf{k}) - W_{\alpha q}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q})$$

$$- W_{e - q}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q}) \quad (3 - 25)$$

يتم الجمع على احتمالات كل الحالات. وسنحتاج إلى معادلة مشابهة للفونونات لكنها بسيطة من الصورة:

$$\frac{\partial g}{\partial t} |_{coll.} = \sum_k [W_{eq}((k+q \rightarrow k) - W_{aq}((k \rightarrow k+q))] \quad (3-26)$$

تمثل معادلتا بولتزمان لتوزيع الإلكترونات ولتوزيع الفونونات معادلتين مقترنتين يجب حلّهما في آن واحد ، وقد يكتب لحدّي التصادم التكاملي مكان الجمع فتصبحا معادلتين تفاضليتين - تكامليتين، و ما زال إنجاز الحلّ كاملاً صعباً رياضياً. لذلك يفترض في حالة إزاحتها عن حالة التوازن أن منظومة الفونونات تعود بصورة أسرع من منظومة الإلكترونات، يدعى هذا فرضية بلوخ، مما يمكننا من كتابة تابع توزيع الفونونات هو التوزيع التوازني الذي هو توزيع بوز-أينشتاين، فتكتب المعادلة (25-3) على الصورة:

$$\frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} = \sum_q \{W(k+q, k)[1-f(k)]f(k+q) - W(k, k+q)[1-f(k+q)]f(k)\} \quad (3-27)$$

إذا كتبنا الآن: $k+q = k'$

و كاملنا عليها مكان الجمع نجد:

$$\frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} = \int d\tau_{k'} \{W(k', k)[1-f(k)]f(k') - W(k, k')[1-f(k')]f(k)\}g(k') \quad (3-28)$$

يمثل المضروب الأخير كثافة الحالات.

ينعدم هذا التكامل في الحالة التوازنية لذلك يمكن كتابة تابع توزيع الاحتمال مجموع حدين أحدهما توازني والآخر اضطرابي أي:

$$f = f_0 + \delta f$$

مع الانتباه إلى أن:

$$\delta f \cong -\frac{\partial f_0}{\partial E} \delta \Phi = \frac{1}{k_B T} f_0 (1 - f_0) \delta \Phi \quad (3 - 29)$$

بإهمال الحدود التربيعية في الاضطراب، أي أننا نتحدث عن حلول لمعادلة بولتزمان التي جعلت خطية، مع أخذ:

$$\begin{aligned} V(k, k') &= V(k', k) = W(k', k)[1 - f_0(k)]f_0(k') \\ &= W(k, k')[1 - f_0(k')]f_0(k) \quad (3 - 29) \end{aligned}$$

نجد:

$$\frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} = \frac{1}{k_B T} \int d\tau_{k'} V(k', k) [\delta \Phi(k') - \delta \Phi(k)] g(k') \quad (3 - 30)$$

إذا كانت التصادمات مرنة واعتمد مبدأ العكسية المجهرية يصبح التكامل (3-28) كما يلي:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} &= -\delta f(k) \int d\tau_{k'} g(k') W(k', k) \left[1 \right. \\ &\quad \left. - \frac{\delta f(k')}{\delta f(k)} \right] \delta(E(k') - \delta E(k)) \quad (3 - 31) \end{aligned}$$

يحدد التابع دلتا مجال التكامل على سطح طاقة ذي قيمة ثابتة وبالتالي يصبح التكامل مع أخذ عنصر سطح كالتالي:

$$\frac{\partial f}{\partial t} |_{coll.} = -\delta f(k) \int_{E=E(k)} W(k', k) \left[1 - \frac{\delta f(k')}{\delta f(k)} \right] \frac{g(k') df'_E}{|\nabla_{k'} E|}$$

(3-32)

إذا أخذنا الحالة الخاصة التي يكون فيها سطح فرمي كروياً، و تأثير الحقل المطبق يزيح تابع التوزع باتجاهه واحتمال الانتقال يعتمد على الزاوية بين متجهتي الموجة \mathbf{k} و \mathbf{k}' عند ذلك فقط يمكن كتابة الطرف الأيمن بصورة مشابهة للعلاقة (3-24) مع أخذ زمن الاسترخاء متغيراً معطى بالعلاقة:

$$\frac{1}{\tau(E)} = \int_{E(k)} W(E, \theta) (1 - \cos \theta) \frac{g(k') df'_E}{|\nabla_{k'} E|} \quad (3-34)$$

θ هي الزاوية بين متجهتي الموجة. نكتب الآن في المعادلة (3-20) الحدود في الطرف الأيسر ضمن هذه التقريبات:

$$\dot{\mathbf{k}} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f \cong -e \frac{\partial f_0}{\partial E} \left[\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{\hbar} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \delta \Phi \right] \quad (3-35)$$

$$\nabla_r f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial \frac{E-\mu}{k_B T}} \nabla_r \frac{E-\mu}{k_B T} = - \frac{\partial f_0}{\partial E} \left(\nabla_r \mu + \frac{E-\mu}{T} \nabla_r T \right) \quad (3-36)$$

لنجد في النهاية:

$$\delta \Phi = \tau \left[-e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} + e (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \delta \Phi - \mathbf{v} \cdot \left(\nabla \mu + \frac{E-\mu}{T} \nabla T \right) \right]$$

$$\left(\nabla \eta + \frac{E-\mu}{T} \nabla T \right) + \frac{e\tau}{\hbar} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \delta \Phi = -\tau \mathbf{v} \quad (3-37)$$

حيث كتبنا في السطر الأول الكمون الكيميائي مكان طاقة فرمي لتشمل جميع درجات الحرارة وليس عند الصفر المطلق فقط، وفي السطر الثاني كتبنا مكان الحقل الكهربائي تدرج الكمون الكهربائي مكان الحقل الكهربائي و أدخلنا هذا الكمون في الكمون الكيميائي لنحصل على الكمون الكهركيميائي $\eta = \mu - e\phi$. يلاحظ أن هذه المعادلة شاملة تأخذ في الحسبان وجود تدرج حراري في العينة المدروسة إضافة لإمكان وجود حقلين كهربائي ومغناطيسي، وهي المعادلة المنشودة الواجب حلها. غير أن وجود التغير في الطرفين يجعل حلها وفق صيغة رياضية تقليدية مغلقة مستحيلًا، لذلك نلجأ عادة لحلها عددياً على الحاسوب. من جهة أخرى، تصبح هذه المعادلة بسيطة نسبياً عند غياب الحقل المغناطيسي لنجد الحل المناسب بعد حساب زمن الاسترخاء في الطرف الأيمن، وهذا بدوره يتطلب معرفة بنية العصابات الإلكترونية للجسم الصلب المدروس.

يصعب حذف تأثير التدرج الحراري عادة، إضافة إلى كونه أساس بعض الظواهر الهامة في كثير من التطبيقات مثل الأثر الكهحراري و أثر سيبك وغيرها. لذلك تكتب معادلة ثنائية تصف كثافة التدفق الحراري إضافة إلى المعادلة التي تصف كثافة تدفق التيار الكهربائي لنجد الترابط بينهما ووجوب حلها معاً. تكتب هاتان المعدلتان بدلالة كثافة الاحتمال على الصورة:

$$i = \int (-ev) f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) g(\mathbf{k}) d\tau_k \quad (3-38)$$

$$h = \int E(k) f(r, k, t) g(k) d\tau_k \quad (3-39)$$

وتكتب هاتان بدورهما بعد كتابة تغيرات كثافة الاحتمال مفصلة وترتيب الحدود بصورة تبرز تأثير الحقل الكهربائي والتدرج الحراري كل على حدة:

$$i = N_{11} \nabla \frac{\eta}{e} + N_{12} \left(-\frac{\nabla T}{T} \right) \quad (3-40)$$

$$h_q = N_{21} \nabla \frac{\eta}{e} + N_{22} \left(-\frac{\nabla T}{T} \right) \quad (3-41)$$

تتمتع المعاملات بعلاقات اونساغر التالية:

$$N_{ij} = N_{ji} \quad (3-42)$$

و تعطى بدلالة معاملات تقاس مباشرة عند إعادة كتابة المعادلتين (3-40) و (3-41) على الصورة:

$$\nabla \left(\frac{\eta}{e} \right) = \frac{1}{\sigma} \mathbf{i} + \epsilon \nabla T$$

$$h_q = \Pi \mathbf{i} - k \nabla T$$

حيث تكون المعاملات على التوالي: مقلوب الناقلية الكهربائية والمعامل الثاني المرتبط بمعامل بييلتييه وفق علاقة اونساغر:

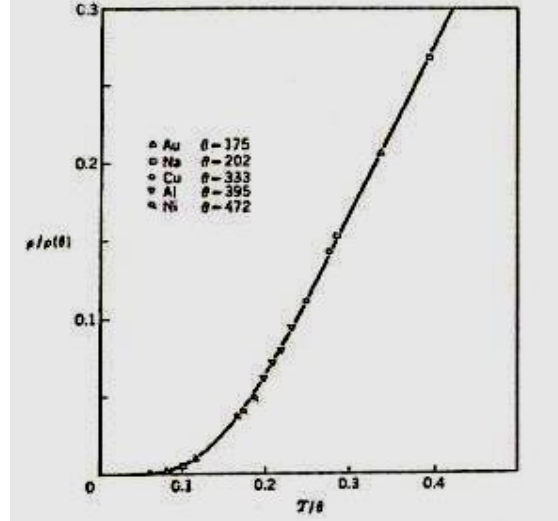
$$\Pi = \epsilon T$$

يقاس معامل بييلتييه عادة بقياس القوة المحركة الكهروحرارية عند وصل مادتين مختلفتين والوصلتان في درجتين حرارة مختلفتين، أو بالحفاظ على تدرج حراري في المادة نفسها. ومعامل الحد الأخير هو الناقلية الحرارية. أما المعاملان الآخران فمعروف طريقة قياس كل منهما. و العلاقات بين المعاملات المتقابلة:

$$\sigma = N_{11} ; \epsilon = \frac{N_{12}}{TN_{22}}$$

$$\kappa = \frac{N_{11} N_{22} - N_{12} N_{21}}{N_{22}} ; \quad \Pi = \frac{N_{21}}{N_{22}} \quad (3-43)$$

إن إنجاز تكامل زمن الاسترخاء في تقريب الإلكترون شبه الحر مع كتلة فعالة ومع استعمال تقريب ديبياي للفونونات، وبالتالي إدخال درجة حرارة ديبياي المميزة لكل معدن لتقيس درجة الحرارة المختزلة، يعطي مدى جودة هذا التقريب عند مقارنته بالنتائج التجريبية. يظهر في الشكل (3-7) الاتفاق الجيد مع التجربة لما يسمى أحيانا المقاومة المثالية.



الشكل (3-7)

تغير المقاومة
لبضعة معادن مع
الحرارة المختزلة.
(θ درجة حرارة

الكهربائية
تغير درجة
ديبياي لكل

منها) نظرياً وتجريبياً.

الفصل الرابع

الظواهر السطحية

1-4 مقدمة Introduction

2-4 الاهتزازات السطحية

Surface vibrations and oscillations

3-4 الحالات الإلكترونية المتموضعة (المحلية عند السطوح وبينها)

Local electronic states

4-4 الحالات الإلكترونية في الأغشية الرقيقة

Electronic states in thin films

5-4 طرائق تحليل الأغشية الرقيقة والسطوح

Surface and thin films analiticl methods

2-5-4 طرائق تحديد البنية الكيميائية للسطح

1-5-4 طرائق تحديد البنية الفيزيائية

1-4 مقدمة Introduction

يعد سطح البلورة عيباً في البلورة المثالية التي يفترض امتدادها إلى اللانهاية، و إن تقييدها بسطح يغير من خواص الطبقة السطحية البلورية والميكانيكية الاهتزازية (الفونونات) والإلكترونية (عصابات الطاقة). وسنرى أن فرض السطح على البلورة المثالية يقود إلى فونونات وحالات الكترونية تختلف عما هي عليه في حالة البلورة المثالية التي تظهر في الخواص الجسمية (الجرمية: أي في الحجم) فقط، فتوصف بالفونونات السطحية والحالات السطحية (surface states , surface) (phonon).

أما من ناحية البنية البلورية فتوصف هذه الطبقة على أنها شبكة ذات بعدين وتقارن مع امتداد الشبكة الثلاثية الأبعاد التي قد تختلف نهايتها عند السطح عن الواقع الفعلي. وللبنية البلورية الثنائية البعد شبكات برافيه الخاصة بها⁷ ونورد في الجدول (1-4) ما يقابل الأبعاد بين المستويات وهي في هذه الحالة الأبعاد بين الأسطر، بدلالة قرينتي ملر في البنى الخمس d_{hk} وذلك نظراً لأهميتها.

من ناحية أخرى، فإن الطبقة السطحية لأية بلورة معرضة للجو الخارجي وللغازات مما يجعل تفاعل ذراتها كيميائياً ممكناً، فيؤدي ذلك إلى وجود شوائب على شكل مركبات جديدة تغير البنية تغييراً محلياً وقد يكون الارتباط مؤقتاً فيحدث بالامتزاز (ترابط مع ذرات السطح)، بالمقابل قد تتكون طبقات سطحية تمنع استمرار التفاعل فيتشكل غشاء من مادة جديدة يعالج الغشاء أولاً بصورة مستقلة ثم يلاءم مع الطبقة

⁷ وردت بالتفصيل في كتاب فيزياء المواد ص(51)

المثالية فيدرس تفاعلها مع بعضهما البعض من الناحية الكمومية وما ينتج منهما من تعديلات جديدة على الخواص الإلكترونية.

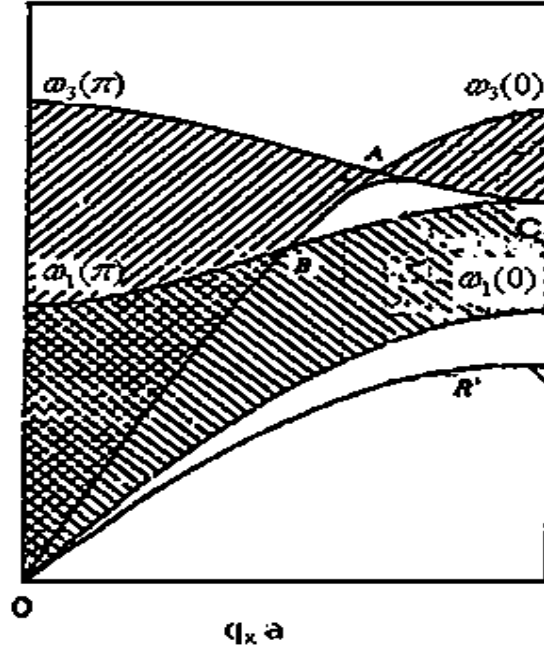
$\frac{1}{d_{hk}^2} = \frac{h^2}{a^2 \sin^2 \varphi} + \frac{k^2}{b^2 \sin^2 \varphi} - \frac{2hk \cos \varphi}{ab \sin^2 \varphi}$	الشبكة المائلة
$\frac{1}{d_{hk}^2} = \left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2$	الشبكة المستطيلة البسيطة والمركزية
$\frac{1}{d_{hk}^2} = \frac{4}{3} \left[\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right]$	السداسية
$\frac{1}{d_{hk}^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2}$	المربعة

الجدول (1-4)

لهذا الغرض ونظراً للخواص الجديدة التي تظهرها الأغشية الرقيقة الحرة هناك دراسات متميزة نظرية وتجريبية لما يسمى المنظومات الثنائية البعد حيث تكون الحركة حرة في بعدين في حين تكون محظورة أو مكماة في البعد الثالث، فتنفصل المسألة إلى حركة في المستوي وحركة عمودية على هذا المستوي. وسنتعرف على نتائج القيد السطحي و على خصائص الأغشية المختلفة الميكانيكية والكهربائية والضوئية.

2-4 الاهتزازات السطحية Surface vibrations and oscillations

تختلف ثوابت القوة التي تربط الذرات المتجاورة قرب السطح عن ثوابت القوة التي تربط الذرات الداخلية⁸. إضافة إلى ذلك فإن وجود الذرات الشائبة الممتزة على السطح وبسبب اختلاف كتلتها عن كتل الذرات المضيفة يجعلنا نتوقع تواترات اهتزاز للأنماط السطحية مختلفة عن الأنماط الجسمية وقد توجد بعض الأنماط المتموضعة المحلية.



الشكل (1-4)

التواترات الزاوية لأنماط الاهتزاز في بلورة مكعبة سطحها (001). تتمثل الأنماط الجسمية بالأجزاء المخططة. المنطقة ABC ممنوعة على الأنماط الجسمية، لكن يلاحظ قرب A عصابة مسموحة بسبب الأنماط السطحية، أما R فهو منحنى التبديد للأمواج رايلي السطحية.

⁸ راجع فيزياء المواد ص 235

تختلف أنماط الاهتزاز السطحية باختلاف المستوي البلوري للسطح الحر في الحالة العامة، فإذا كان السطح الحر هو المستوي (001) سنجد أنماط اهتزاز مختلفة عما لو كان السطح الحر (111) مثلاً. ولا توجد نتائج شاملة كاملة لكل السطوح والمواد إلا أننا نستطيع توضيح بعض الخصائص العامة من خلال دراسة نموذج بسيط لبلورة مكعبة سطحها (001) مفترضين أن المواقع الذرية التوازنية على السطح تكوّن شبكة مربعة طول ضلعها يساوي طول ضلع المكعب في الشبكة البسيطة a . ونأخذ إضافة إلى ذلك تفاعلات أقرب الجارات ممثلة بثابت القوة γ والجارات الثانية ممثلة بثابت القوة $\frac{1}{2}\gamma$ وإهمال التفاعلات مع الجارات الأبعد؛ مع السماح للقوى بين أقرب الجارات أن تمتلك حدوداً غير مركزية في حين يفترض وجود تفاعلات الجارات الثانية فقط. وذلك إذا كانت مركبات إزاحتها على طول خط الانتشار مختلفة، وهذا ما يدعى نموذج روزن زفيغ (Rosen Zweig).

نستخدم شروط الحدود الدورية لاستخلاص علاقة التبديد للأنماط الجسمية فنجد من أجل أمواج تنتشر موازية للمستوي (010) التواترات الزاوية للأنماط هي:

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = 4(\gamma/M)[2 - \cos(q_x a) - \cos(q_z a)] \quad (4-1)$$

$$\omega_3^2 = 4(\gamma/M)[4 - \cos(q_x a) - \cos(q_z a) - 2 \cos(q_x a) \cos(q_z a)]$$

حيث تصح المعادلة الأولى للفرعين المستعرضين بينما تصح الثانية للفرع الطولي. وحيث M كتلة الذرة. يظهر في الشكل (4-1) التواترات الزاوية بتابعية $q_x a$. وتمثل المناطق المخططة جميع التواترات الزاوية المعطاة في (4-1) باعتبارها تابع لجميع قيم q_x و q_z المسموحة، فنقع التواترات الزاوية للأنماط المستعرضة بين المنحنيين

بينما تقع التواترات الزاوية للأنماط الطولية بين المحنيين $w_1(0)$ و $w_1(\pi)$ ، بينما تقع التواترات الزاوية للأنماط الجرمية $w_3(0)$ و $w_3(\pi)$. وتمثل المنطقة ABC فجوة التواترات الزاوية للأنماط الجرمية المحظورة. وعندما ندخل آثار حدود السطح في الحساب⁹ تتغير تواترات الأنماط الجرمية تغيرات طفيفة لكن تظهر أنماط جديدة. أنماط أمواج تنتشر موازية للسطح متميزة باهتزازات بضع طبقات ذرية قرب السطح وبسعات تتناقص بصورة أسية تقريباً مع البعد عن السطح وهي نوعاً موجاً رايلي والممثلة في الشكل (1-4) بـ R. ويلاحظ أن مواقع الذرات دورية في المستوي xy لذلك فإن q_x و q_y تمثل مركبات متجهة الانتشار لأمواج سطحية ويستخلص منحنى التبديد لهذه الأمواج التابعة لقيمة q في اتجاه معين اختير في الشكل ليكون الاتجاه Ox.

ويظهر أيضاً في المنطقة المحظورة تواترات أنماط جديدة مختلفة عن الأنماط الجرمية تلك التي تظهر قرب النقطة A. ويمكن أن نصل إلى حلول مشابهة في حالة الفونونات ذات الأطوال الموجية الكبيرة بتقريب الوسط المستمر وفرض الشروط الحدية بين الوسط المستمر والخلاء لنحصل على أمواج رايلي وعلى الفروع المختلفة قرب $q \sim 0$.

تعالج مسألة الأغشية الرقيقة أو مسألة العينة متعددة البلورات التي تتأثر بأبعاد الحبيبات البلورية، معالجة مغايرة تحت اسم مشترك هو تأثير أبعاد المسألة في الخواص الاهتزازية. ويزداد تأثير الخواص السطحية لتهيمن على الخواص عندما تصبح المادة غشاءً رقيقاً وقد طبقت هذه الدراسة على البلورات الأيونية. فظهر عندما $q \sim 0$ إضافة إلى الأنماط الجرمية المستعرضة الضوئية (TO) والطولية الضوئية (LO) أنماط تعتمد بصورة أسية على المسافة بالاتجاه العمودي على

⁹ فيزياء الجسم الصلب 1

الشريحة وذات ترددات تقع بين W_{L0} و W_{T0} ، هذه الأنماط ليست مستعرضة ولا طولية تدعى أنماطاً سطحية. كما ظهرت حسابات للشبكات البلورية من نوع شبكة الماس وشبكة كبريت التوتياء أنماطاً سطحية تعتمد اعتماداً كبيراً على بنية السطح الهندسية. وتتضمن جميع هذه الحسابات تقريبات وتعقيدات عديدة.

وبغية التعرف على آثار الأبعاد تتبع أحياناً طريقة مغايرة لتقريب الوسط المستمر المذكورة أعلاه، هي النظر إلى الشريحة الممتدة في بعدين امتداداً لا نهائياً وامتداداً محدوداً في البعد الثالث على أنها مكونة من عدد من الطبقات الذرية سمك كل طبقة هو طول خلية أولية واحدة. فنستطيع كتابة الإزاحات الذرية في الاتجاهات الموازية للطبقة على شكل أمواج مستوية أو تركيب منها في الطبقة. أما في الاتجاه الثالث فلا يمكن ذلك وقد يعالج وكأنه لدينا خلية واحدة في هذا الاتجاه. وعلينا التعامل مع المصفوفة التحريكية ذات البعد $3SN \times 3SN$ حيث N عدد الطبقات و S عدد الذرات في الخلية الواحدة. أما في منطقة بريلوين للبعدين الآخرين فهي مقطع لمنطقة بريلوين ثلاثية الأبعاد متفقة مع سطح الطبقة. ويمكن باستخدام تناظرات لنقاط معينة مثل النقاط Γ, X, Σ, \dots تخفيض الجهد وإنقاظه لإنجاز الحسابات.

نعرف عناصر المصفوفة التحريكية على الصورة:

$$D_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l_3 & l_3 \\ k & k' \\ & \vec{q} \end{pmatrix} = \exp \left\{ -i\vec{q} \left[\vec{x} \begin{pmatrix} l_3 \\ k \end{pmatrix} - \vec{x} \begin{pmatrix} l_3 \\ k' \end{pmatrix} \right] \right\} (m_k m_{k'})^{-1/2} \\ \times \sum_{ll'} \varphi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & l' \\ k & k' \end{pmatrix} \times \exp \left\{ -i\vec{q} \left[\vec{x} \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \end{pmatrix} - \vec{x} \begin{pmatrix} l'_1 \\ l'_2 \end{pmatrix} \right] \right\}$$

حيث تشير متجهة الموجة \vec{q} إلى متجهة في منطقة برلوين ثنائية البعد وتشير:

$$\vec{x} \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \end{pmatrix} = l_1 \vec{a}_1 + l_2 \vec{a}_2$$

إلى نقاط في الشبكة الثنائية البعد اللانهائية أما

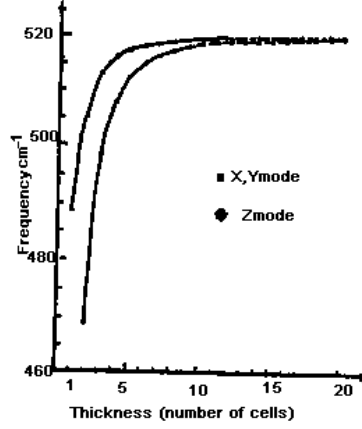
$$2\vec{x} \begin{pmatrix} l_3 \\ k \end{pmatrix} = l_3 \vec{a}_3 + \vec{X}(k)$$

فتصف مواقع الذرات ضمن خلية الوحدة بأخذ تتابع خلايا الوحدة وفق الاتجاه \vec{a}_3 (\vec{a}_1 و \vec{a}_2 متجهتا الخلية الآخرين). وإذا اعتمدنا نموذجاً لكمون التفاعل:

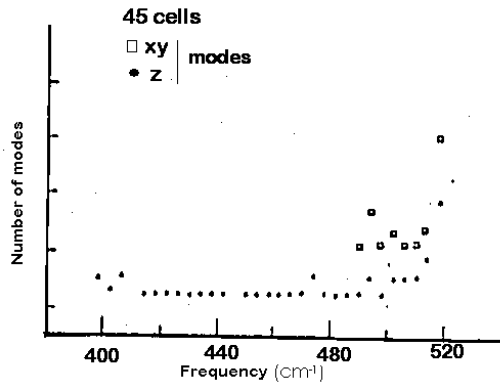
$$\phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & \dot{l} \\ k & k' \end{pmatrix} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial u_{k\alpha}^l \partial u_{k'\beta}^{\dot{l}}} \right)_0$$

يمكن حساب $D_{\alpha\beta}$ واستخلاص تواترات الأنماط المختلفة. وقد تبين إمكان الحصول على فصيلتين من الحلول الأولى ثنائية الحطوط (التطابق) تقابل الأنماط الموازية XY والثانية غير حطوطة (متطابقة) تقابل الاهتزازات العمودية على سطحي الشريحة، تبين نموذج تفاعلات المجاورات الأولى فقط ذات ثابت قوة λ وتفاعلات بين الروابط بثابت قوة γ المناسب. كتقريب أول للسيليكون أمكن حساب تواترات الأنماط وتغيراتها مع عدد الطبقات كما يظهر في الشكل (2-4) وذلك للنمط الضوئي عالي التواتر Z وللأنماط في المستوي XY ، وكذلك عدد الأنماط كما تظهر في الشكل (3-4) النتيجة في حالة شريحة مكونة من 45 خلية. ويظهر في الشكل (4-4) تطور توزع الأنماط مع زيادة ثخن الشريحة إذا ما وزنت بمعامل يتناسب عكساً مع الثخن. بمقارنة هذه المظاهر نجد مطابقة لأطياف رامان في حالة

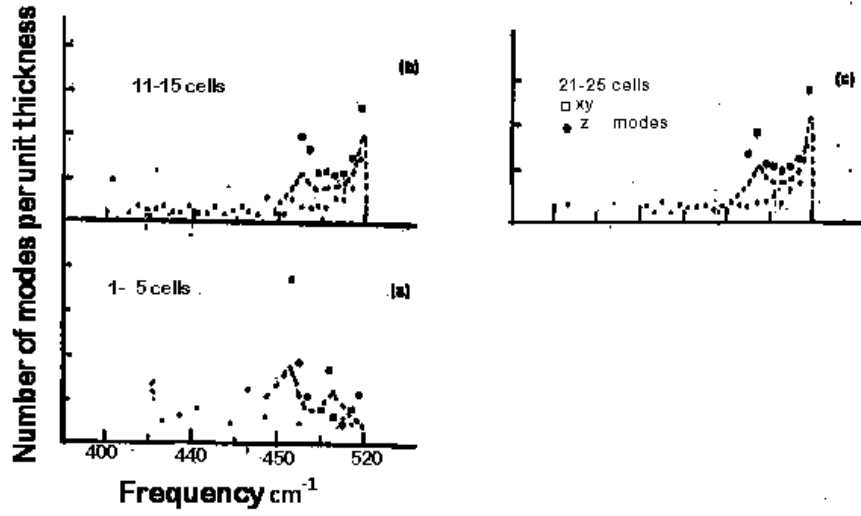
شريحة سيليكون مغروزة الأيونات ومحماة بالليزر لتسريع عودتها للتبلور، الشكل (4-5)، وبالتالي زيادة أبعاد الحبيبات ومعها يحدث تطور مشابه لما ظهر في الشكل (4-6).



الشكل (4-2): تغير تواتر نمط الاهتزاز الضوئي عالي التواتر Z ولأنماط في المستوي (XY) تبعاً لعدد الخلايا أو الطبقات وهو يرتفع أسياً نحو التواتر النهائي لاهتزازة عند النقطة Γ في الشبكة الثلاثية البعد. ويظهر نمط Z عالي التواتر السلوك نفسه رغم كون تواتره أخفض.

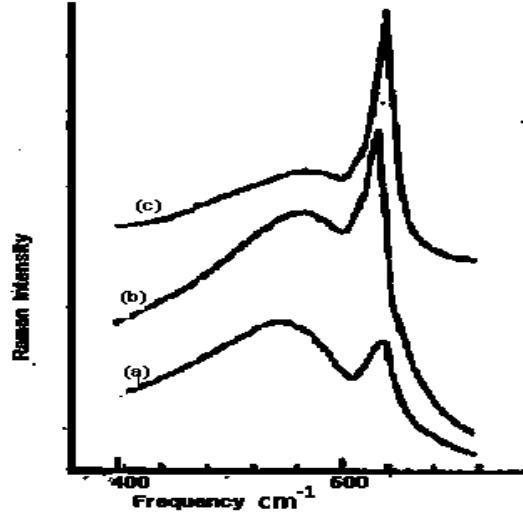


الشكل (4-3) توزع عدد أنماط الاهتزاز بين الأنماط في المستوي ممثلة بـ (0) والأنماط خارج المستوي، الأنماط Z (•) تابع للتواتر.



الشكل (4-4): توزيعات الأنماط موزونة بصورة متناسبة عكسا" مع ثخن الشريحة.

الأنماط في المستوي XY (o) الأنماط خارج المستوي Z (•).



الشكل (4-5): أطيف رامان للسيليكون المغروز بالأيونات بعد إخمائه بالليزر في مناطق

ثلاث ذات حبيبات متزايدة الحجم مع إعادة التبلور.

ويمكن للمرء أن يتعرف بصورة كيفية على نشوء أنماط إضافية إذا وجد على السطح ذرات ممتزة، فكما رأينا في حالة الشبكة الأحادية البعد ذات الذرتين المختلفتين، تظهر أنماط ضوئية إضافية إلى ما يسمى أنماطاً صوتية وذلك نتيجة وجود نوعين من الذرات مختلفة الكتلتين مما سيؤدي بسبب وجود ثوابت قوة مختلفة بين الذرات المتجاورة إلى النتيجة نفسها. فمن المعروف مثلاً في حالة الجرمانيوم و السيلكون أن الذرات السطحية ترتبط بثلاث روابط بالمقارنة مع الذرات الجسمية التي ترتبط بأربع ذرات مع جاراتها وتعرف الرابطة الحرة بالرابطة المتدلّية (dangling bond). التي تشجع الذرات الغريبة المناسبة على الارتباط بها مما سيؤدي إلى ظهور أنماط اهتزاز جديدة بالمقارنة حتى مع البلورة نصف الممتدة إلى ما لا نهاية.

3-4: الحالات الإلكترونية المتموضعة (المحلية عند السطوح وبينها)

Local electronic states

تعد الحالات المتموضعة عند السطوح عيوباً ثنائية البعد وهي تختلف عن الحالات المتموضعة المتعلقة بالعيوب النقطية. وإن ترتيب الذرات الدوري في بعدين يحصر تموضع الإثارات الأولية مثل الأكسيتونات والفونونات والمغنونات في حيز ضيق وفق الاتجاه العمودي على السطح في حين تكون ممتدة (قابلة للتمثيل بأمواف مستوية) في الاتجاهين الآخرين الموازيين للسطح، أما في حالة العيوب النقطية فكانت المسألة متماثلة الاتجاهات تقريباً وما يحدثه العيب يمكن أن يعالج على شكل اضطراب محلي في توزع الحالات الممتدة في الأبعاد الثلاثة. وتشمل دراسة الحالات السطحية الحالات الناجمة عن الانقطاع الحادث عند السطح الفاصل بين المادة والخلاء أو عند السطح بين مادتين مختلفتين والتي تدعى أحياناً الحالات "بين

السطحية" (Interface states). تتقارب الدراستان عندما يؤخذ في الحسبان وجود ذرات في الخلاء قابلة للامتزاز في السطح الحر الفاصل بين المادة والخلاء.

نبدأ بنموذج مبسط لسطح مثالي كي نستكشف أثر السطح في طيف طاقة الإلكترونات أو عصابات الطاقة. فنفترض امتداد الكمون الدوري للبلورة حتى نصف الفضاء $z < 0$ في جملة الإحداثيات الديكارتية. وبالتالي فإن نصف الفضاء الآخر المقابل لـ $z > 0$ ذو كمون ثابت V_0 يمثل السطح عندئذ نقطة انقطاع فيتحول الكمون فجأة عند $z = 0$ من كمون الشبكة البلورية الدوري إلى كمون الخلاء. ونفترض في هذا النموذج أيضاً:

أولاً: صلاحية نموذج الإلكترون شبه الحر في البلورة ($z < 0$) فنأخذ كمون الشبكة على شكل اضطراب ضعيف على الكمون الثابت داخل البلورة.

ثانياً: امكانية حل المسألة في بعد واحد بحيث نفترض $V(z) = V_0 \delta(z)$ من أجل $z < 0$ حيث a ثابت الشبكة البلورية أو $V_0 = V(z)$ من أجل $z > 0$ ويكون المطلوب حل معادلة شرودنغر التالية:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi(z) = E\psi(z) \quad (4-3)$$

في مجالين الأول عندما $z > 0$ والثاني عندما $z < 0$ ثم نوفق بينهما عند السطح $z = 0$ فنجعل قيمتي التابعين الموجبيين ومشتقيهما متساويين عند $z = 0$. ففي المجال الأول $z > 0$ نجد الحل $V_0 > E$:

$$\psi = a \exp \left[-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)} z \right] \quad (4-4)$$

حيث أبقينا على الحل ذي المعنى الفيزيائي والذي يتناقص مع ازدياد z لينعدم في اللانهاية وفي المجال الثاني الدوري تكون الحلول على شكل تركيب من أمواج مستوية وعصابات الطاقة أجزاء من قطع مكافئ تتشوه تشوهات محسوسة قرب حدود مناطق بريلوين، إذ تظهر عصابات الطاقة المحظورة فنجد عند الحدود $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm |V(k_p)|$ حيث $V(k_p)$ مركبة فورييه عند نشر الكمون الدوري من أجل k التي تحقق شروط براغ وذلك قبل تطبيق التوفيق الشكل (4-4)؛ ولإنجاز التوفيق نعود فنكتب التوابع الموجية قرب $k = \pi/a$ على شكل تركيب من موجة واردة وأخرى منعكسة على الشكل: (4-5)

$$\psi(z,k) = \alpha e^{ikz} + \beta e^{i(k-2\pi/a)z}$$

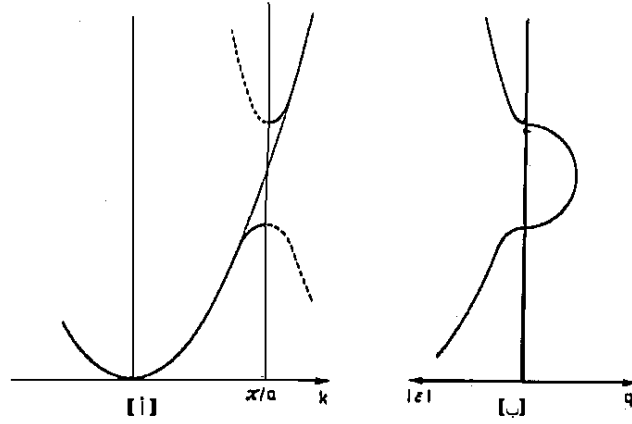
ويمكن إيجاد α و β بإعادة كتابة هذا الحل وفق شرط بلوخ والاكتفاء بحد الموجة المنعكسة إضافة إلى الواردة قرب حدود منطقة بريلوين فنحصل على معادلتين:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} k^2 - E(k) \right] \alpha + V\left(\frac{\pi}{a}\right) \beta = 0 \quad (4-6)$$

$$V^*\left(\frac{\pi}{a}\right) + \left[\frac{\hbar^2}{2m} \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 - E(k) \right] \beta = 0$$

والحصول على $E(k)$ ويجعل المعين صفراً. وللسهولة نكتب: $\gamma = \left(\frac{\hbar^2 \pi}{ma|V|}\right) \varepsilon$ ،

$$k = \frac{\pi}{a} + \varepsilon$$



الشكل (6-4)

- (أ) جزء من بنية عصابية في شبكة أحادية البعد ذات كمون دوري وفق تقريب الإلكترون شبه الحر.
- (ب) يمكن أن تظهر حلول ذات متجه موجي تخيلي في فجوة الطاقة.

ف نجد:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi}{\alpha} + \varepsilon \right)^2 + |v| \left(-\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + 1} \right) \quad (4-7)$$

والتي يقابلها التابع الموجي:

$$\psi_1 = b \left[e^{i\frac{\pi}{\alpha}z} + \frac{V}{|v|} \left(-\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + 1} \right) e^{-i\frac{\pi}{\alpha}z} \right] e^{i\varepsilon z} \quad (4-8)$$

والتي نرى منها أنه إذا كان ε حقيقيا يمكن التوفيق بين الحل (4-6) و(4-8) من أجل كل E ونحتاج إلى الحلين $\psi_+(k, z)$ و $\psi_-(k, z)$ بعد تركيبهما تركيباً خطياً مع الحل في الخلاء مما يجعل الاختلاف طفيفاً عما هو في الشكل (6-4:أ).

من ناحية أخرى وبما أن (4-8) هو حلها في المجال $z < 0$ فيمكن للوسيط ε أن يصبح تخيلياً.

فلو كتبنا $\varepsilon = -iq$ حيث q عدد حقيقي موجب تظهر حلول تتناقص أسياً داخل البلورة.

كما نضع $iq\gamma = i \sin 2\delta = -i \left(\frac{\hbar^2 \pi}{m\alpha|v|} \right)$ لنحصل على الحل:

$$\psi = c \left[e^{i\left(\frac{\pi}{\alpha}z \pm \delta\right)} + \frac{V}{|v|} e^{-i\left(\frac{\pi}{\alpha}z \pm \delta\right)} \right] e^{qz} \quad (4-9)$$

وتكون الطاقة الموافقة لهذا الحل معطاة بالشكل:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\left(\frac{\pi}{\alpha} \right)^2 - q^2 \right] \pm |v| \left[1 - \left(\frac{\hbar^2 \pi q}{m\alpha|v|} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4-10)$$

والتي تعدل من شكل العصابة وفق الشكل (4-6 : ب).

إن هذه الحلول وبسبب تناقصها الأسي متموضعة قرب السطح وتعطي نوعاً جديداً من الحلول.

ويمكن التحكم بالنسبة $\frac{\alpha}{c}$ لنوفق بين الحلول داخل البلورة وخارجها وفي وسيط الطاقة E وذلك بكتابة شرط الاستمرار للتابع الموجي ومشتقه عندما $z = 0$.

وتقع قيم E في حالة أخذ الحلول بقيم تخيلية لـ ε ضمن فجوة الطاقة وهي موجودة في حالة كون $V > 0$

فيكون احتمال وجود حالات سطحية وارداً فقط في هذه الحالة.

يظهر من هذه المناقشة لنموذج أحادي البعد بسيط جدا ظهور مستويات طاقة سطحية منفصلة، وفي التعميم لنموذج ثلاثي الأبعاد، يظهر هذا السلوك في المركبة العمودية على السطح لمتجهة الموجة k . يختلف موقع مستوى الطاقة السطحي عندئذ باختلاف قيمتي المركبتين الموازيتين للسطح فتظهر لنا عصابة طاقة سطحية، وبما أن فجوة الطاقة التي تقع ضمنها سوية الطاقة السطحية تختلف باختلاف اتجاه k فإن كثافة الحالات السطحية قد لا تتطابق مع كثافة الحالات للعصابات الداخلية.

يبتعد النموذج الأحادي البعد عن الواقع في عدة نقاط هي:

(أ) إن السطح ليس انتقالا فجائيا في الكمون الدوري غير المضطرب إلى الخلاء، إذ سيختلف الكمون الدوري قرب السطح عما هو عليه في الداخل.

(ب) تخضع طبقة الذرات العلوية من الشبكة وسطياً لقوى تجاذب من جانب واحد فقط، مما يقود إلى تشوه واضح في الكمون الدوري والذي قد يغير من دوره متمثلاً بتغيير ثابت الشبكة قرب السطح.

(ج) قد تكون الروابط التكافئية الحدية عند السطح مرتبطة ارتباطاً مختلفاً عما هي عليه في الداخل مما يؤدي إلى ما يسمى بالبنية الفوقية أي تغير في تناظر الطبقة السطحية.

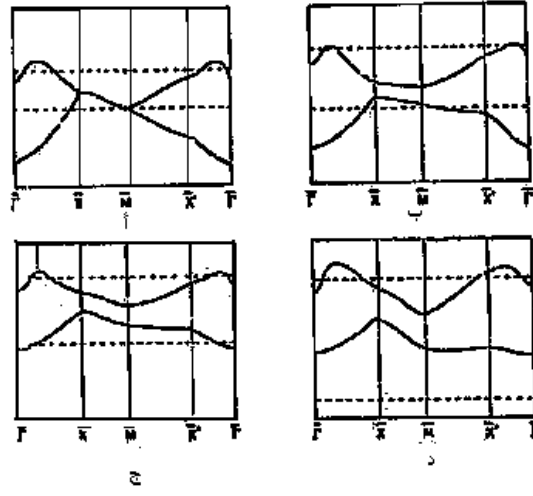
(د) عندما تمتز طبقة من الذرات منتظمة سيتكون لدينا طبقة مغايرة تماماً وغريبة عن طبقة الذرات الداخلية، وقد تختلف البنية الإلكترونية العصبية اختلافات بيئية سواء في عصابات الطاقة السطحية أو في كثافة حالاتها وقد

تؤدي إلى ظهور حالات سطحية جديدة كلياً. وقد تكون آثار الذرات الممتزة, إذا لم تشكل طبقة كاملة الانتظام, هي ظهور حالات متموضعة ضمن السطح نفسه ولا تشمل السطح كله, وذات مستويات طاقة منفصلة مشابهة لما يظهر في سويات الشوائب في أنصاف النواقل.

في الواقع إن الكشف عن مثل هذه السويات سهل في حالة أنصاف النواقل والعوازل في حين يكون الكشف أصعب في حالة المعادن نظراً لما تقوم به الكثافة العالية للحالات من حجب لها,

يظهر في الشكل (4-7) عصابات الطاقة السطحية لبعض أنصاف النواقل وفق المستوي (110) بعد أخذ الملاحظات بالحسبان, وتشير الخطوط المنقطة إلى فجوة الطاقة في المادة الجرمية.

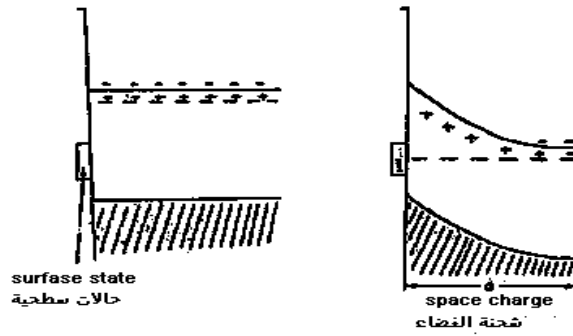
فإذا وجد عدد كبير من الحالات السطحية في نصف الناقل فإنه يمكن أن تظهر شحنة سطحية نتيجة تبادل الإلكترونات بين الحالات الإلكترونية السطحية والحالات الإلكترونية الجسمية وقد تكون هذه الشحنة موجبة أو سالبة, انظر الشكل (4-8) وهذه بدورها تغير من الألفة الإلكترونية وتابع عمل نصف الناقل (والناقل عموماً) فتقوم بجذب حاملات الشحنة من المنطقة المتاخمة للسطح وتجذبها أو تبعدها فتظهر منطقة شحنة فضائية موزعة على جانبي سطح وهمي تلعب دوراً بارزاً في الظواهر المتعلقة بأنصاف النواقل.



الشكل (4-7)

عصابات طاقة سطحية لسطح وفق (110):

أ (جرمانيوم ب) زرنيخيد الغاليوم ج) فوسفيد الأنديموم د) سيانيد الزنك (التوتياء),
تشير الخطوط المنقططة إلى موقع فاصل الطاقة بينها.

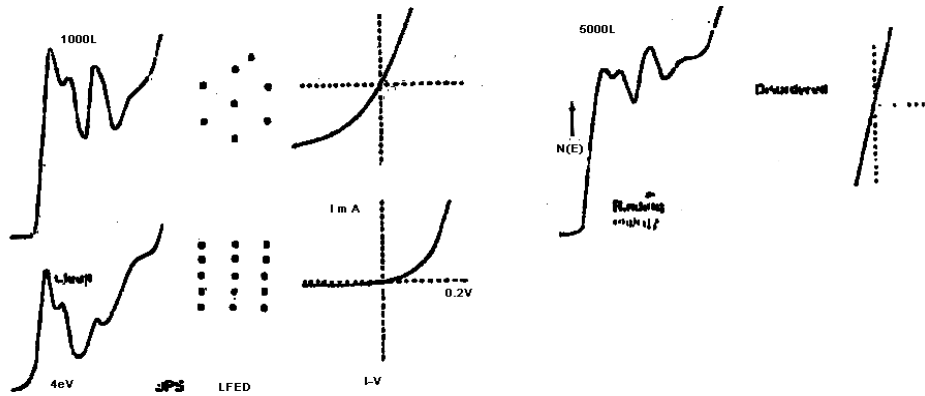


الشكل (4-8)

أ) حالات سطحية شاغرة في نصف ناقل من النوع (n)

ب) انتقال الإلكترونات إلى الحالات السطحية مما يقود إلى منطقة شحنة فضائية وانحناء في العصابة.

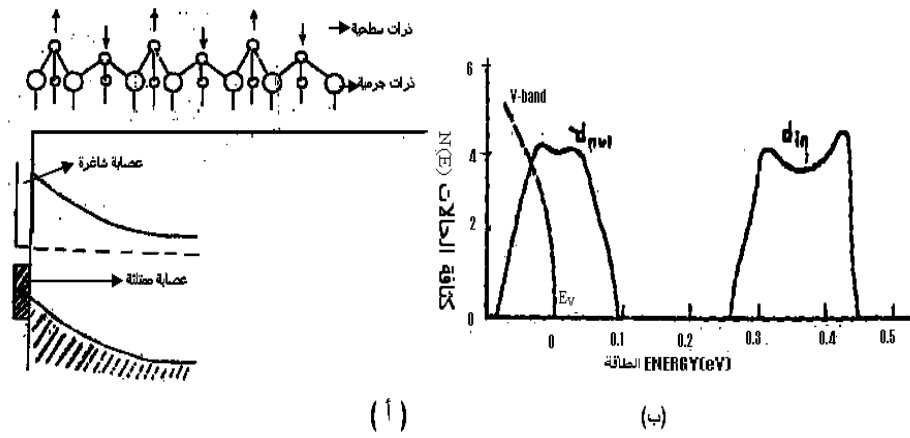
يظهر في الشكل (9-4) تغيرات سلوك ثنائي (ديود) مكون بترسيب الفضة على ركيزة من فوسفور الأنديوم تحت شروط مختلفة من الضغط و الامتزاز .ففي حين تظهر الصفة التقويمية للثنائي عندما يرسب الفضة في خلاء من مرتبة 10^{-10} torr، بعد شطر فوسفيد الأنديوم مباشرة،أسفل الشكل (9-4). يفقد الثنائي هذه الصفة تماما عندما يرسب تحت ضغط يقارب 5×10^{-7} torr من كبريت الهيدروجين، أعلى ويمين الشكل (9-4). أماعلى ويسار الشكل فيظهر حالة متوسطة بينهما. وتشير الأشكال في العمود الأول على اليسار إلى منحنيات متناسبة مع كثافة الحالات، أما الأشكال في العمود الأوسط فتشير إلى درجة الترتيب في الطبقة السطحية ففي الأسفل الطبقة السطحية عالية الترتيب و في الأعلى فوضوية تماما.



الشكل (9-4)

سلوك الثنائي المتكون من ترسيب الفضة على فوسفيد الأنديوم تحت شروط مختلفة على اليمين منحنيات التيار والكمون (I-V)، في الوسط درجة الترتيب، على اليسار كثافة الحالات، المنحنيات السفلية تحت شروط خلاء عالية 10^{-10} TORR وجو نظيف. المنحنيات العلوية تحت شروط خلاء سيئة وفي جو من كبريت الهيدروجين $5000L=5 \times 10^{-7}$ TORR، المنحنيات في الوسط حالة متوسطة.

وقد تظهر أكثر من عصابة سطحية كما تظهر الحسابات في حالة تغير ترتيب الذرات تغيرا كبيرا كما في حالة السيلكون المبينة في الشكل (4-10)، عصابة طاقة إحداهما شاغرة و الأخرى ممتلئة ويظهر في الجزء (ب) من الشكل كثافة الحالات لكل منهما، ويشير الخط المتقطع إلى أعلى عصابة التكافؤ.



الشكل (4-10)

(أ) عاصبتان سطحيّتان إحداهما شاغرة والأخرى ممتلئة نتيجة تغير مواقع الذرات السطحية «الروابط ملتوية»
 (ب) كثافتا الحالات الموافقة.

4-4: الحالات الإلكترونية في الأغشية الرقيقة

Electronic states in thin films

تتحرك الإلكترونات في غشاء رقيق في حقل بلوري ذي تناظر انسحابي ثنائي البعد، تقود هذه الملاحظة لوحدها إلى سمات تميز الحالات الإلكترونية في الأغشية عن سواها في الحالات الجسمية. ويقارب ثخن الغشاء الذي تظهر فيه هذه السمات

بالأبعاد الذرية و مضاعفاتها أي من مرتبة الأنغسترومات وعشرات الأنغسترومات وسيكون للتابع الموجي شكل تابع بلوخ

$$\psi_{\mathbf{k}}(\vec{r}) \approx e^{i\vec{k}_{11} \cdot \vec{r}} u_{\mathbf{k}}(\vec{r}) \quad (4-11)$$

أو تركيب من توابع موجية مشابهة حيث يحقق $U_{\mathbf{k}}(r)$ تناظرا انسحابيا في بعدين و k_{11} هو شبه اندفاع في منطقة بريلمان الثنائية البعد. وعندما يتغير k ضمن حدود هذه المنطقة تأخذ الطاقة قيما مستمرة (متصلة) تقريبا مكونة عصابة جزئية. ففي حالة الجرمانيوم و السيلكون مثلا وعندما يكون سطح الغشاء عموديين على الاتجاه [111] يكون للغشاء تناظر انسحابي لشبكة سداسية مستوية، أي أن منطقة بريلمان مسدس منتظم. من جهة أخرى فإن المرور من تناظر البلورة الجرمي إلى تناظر الغشاء الثنائي البعد سيؤدي إلى إزالة الحطوط (التطابق) جزئيا أو كليا. وبصورة عامة يمكن للنهية الصغرى في عصابة الطاقة (النقل مثلا) للغشاء أن تتزاح نحو الأعلى ضمن تقريب الإلكترون شبه الحر مثلا، لدينا في هذا التقريب:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (4-12)$$

حيث تأخذ k_i القيم $\frac{n\pi}{L_i}$ (n عدد صحيح). فإذا كان البعد الرقيق في الاتجاه Z بالمقارنة مع الأبعاد الأخرى عندئذ يكون لدينا $L_z \ll L_x, L_y$ (ويمكن أن تختلف m^* باختلاف الاتجاه أيضاً) فيمكننا كتابة المعادلة (4-12) على الشكل:

$$E \cong E_n + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (4-13)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \quad \text{حيث}$$

وبسبب كون $L_z \ll L_x \cdot L_y$ نجد إمكانية عد التغيرات في البعدين k_x, k_y تغيرات مستمرة (بالمقارنة مع تغيرات E_n) لكل قيمة من قيم E_n مشكلة عصابة في بعدين الشكل (4-11) ويقابل زيادة الطاقة لدى الانتقال من عصابة فرعية إلى التي تليها تغير مفاجئ في كثافة الحالات بحيث يكون الأثر التراكمي لكثافة الحالات له شكل الدرج الشكل (4-12) في حين شكل التابع $E_n^{\frac{1}{2}}$ في حالة الأبعاد الثلاثة، الخط المنقط في الشكل (4-12). ومع تناقص L_z يزداد التباعد بين السويات E_n مما يؤدي إلى تكميم حركة الإلكترون في الاتجاه العمودي على سطح الغشاء، يمكن الكشف عن تأثير الانتقال المتدرج لكثافة الحالات بتجارب عديدة وقد أطلق على هذه السمة مفعول الحجم الكمومي quantum size effect. تكون التوابع الموجية الكلية في هذا التقريب مكونة من أمواج مستوية توازي سطح الغشاء وأمواج واقفة (جيبية) في الاتجاه المعامد، أي من الشكل:

$$\Psi_{k_x k_y n} = \left(\frac{2}{L_x L_y a}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{\pi n z}{a} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (4 - 14)$$

وقد كتبنا ثخن الغشاء مساوياً a مكان L_z للإيضاح وتكتب بالمقابل الوحدة

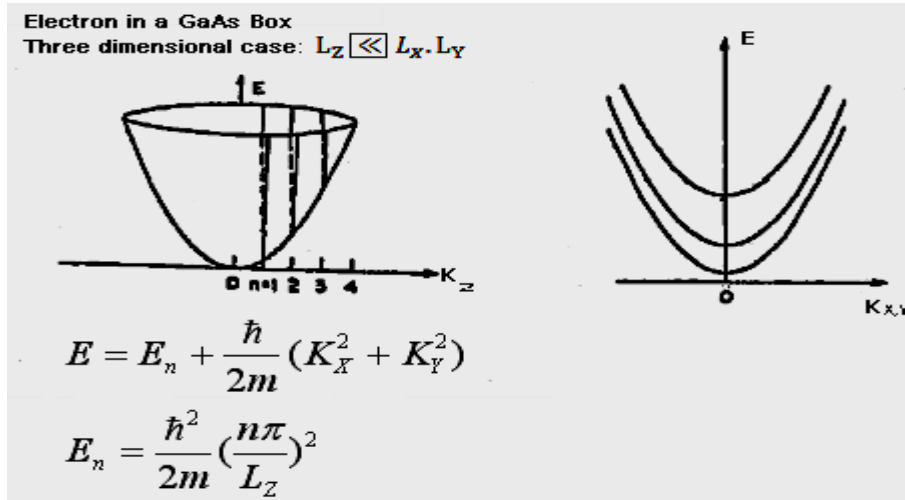
$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2}$$

$$E = \varepsilon n^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad \text{لنجد أن}$$

يحسب تابع كثافة الحالات من العلاقة:

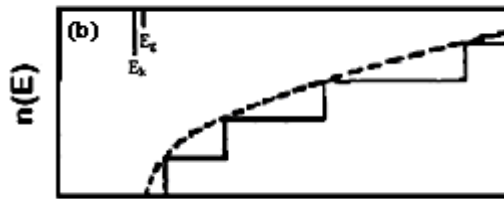
$$N(E)dE = \frac{V}{(4\pi^2)} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{E}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\right] dE \quad (4 - 15)$$

حيث يرمز القوس المتوسط [t] للجزء الصحيح من t فقط (لتمثيل التغير التدريجي) وحيث $v = \alpha L_x L_y$ وذلك بإهمال الحطوط الناتج عن السيين. وبالطبع يمكن حساب كثافة الإلكترونات بضرب هذا التابع باحتمال انشغال السوية E أي بتابع التوزيع لفيرمي و ديراك مثلاً.



الشكل (11-4)

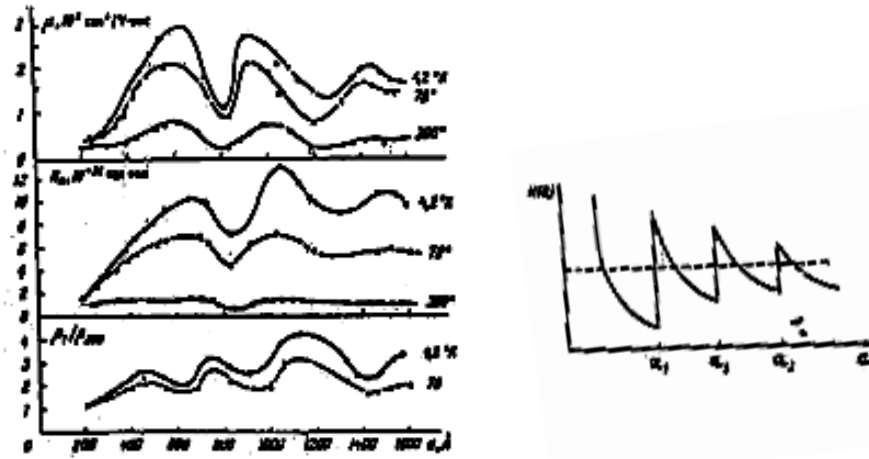
تمثيل تخطيطي لعصابة طاقة مكافئين ونشوء عصابات طاقة ثنائية البعد في المستوي kx ky



الشكل (12-4)

المنقط. كثافة الحالات في بعدين، الشكل التدريجي بالمقارنة مع تبعيتها في ثلاثة أبعاد.

ومن المفيد النظر في سلوك تابع كثافة الحالات عند تغير ثخن الغشاء α إذ إن هذا السلوك هو الذي يفسر السمة الاهتزازية في حركية الإلكترونات في الأغشية الرقيقة والخواص الأخرى المقيسة تجريبياً عند تغير سمك الغشاء. فعند زيادة السمك تتناقص كثافة الحالات عند سوية فيرمي كتناقص $1/\alpha$ ما دام عدد العصابات الفرعية لم يتغير, لكنه عند مروره بقيم محددة للثخن α_i وبالضبط عندما تبدأ عصابة فرعية بالامتلاء تتزايد كثافة الحالات قافزة بمقدار محدد, وهذا ما يسبب السلوك الاهتزازي مع تغير السمك انظر الشكل (4-13)

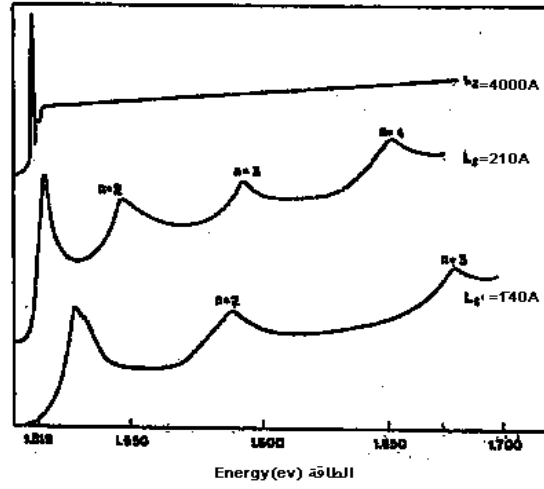


الشكل (4-13)

تغير كثافة الحالات مع تغير سمك الغشاء وأثارها في حركية حامل الشحنات μ ومعامل هول R_H و المقاومة ρ_T/ρ_{300} على نصف المعدن sb.

ويمكن أن تحدث انتقالات كمومية بين هذه العصابات الفرعية مؤدية إلى امتصاص طاقة الفونونات المناسبة لهذه الانتقالات كما يظهر في الشكل (4-14) لغشاء من زرنبيخيد الغاليوم لأغشية مختلفة الثخن عند درجة الحرارة 2K, إذ إن الفواصل الطاقية بين هذه العصابات الفرعية صغيرة ويجب العمل في درجات حرارة منخفضة للكشف عنها.

إن استخدام تقريب الإلكترون شبه الحر والأمواج المستوية كتتابع أساس إضافة إلى الكمونات التقريبية تمكن من شرح العديد من النتائج شرحاً كفيلاً مرضياً في أنصاف النواقل، بينما لم ينجح في حالة المعادن وأنواع محددة من السطوح أو الأغشية بخاصة التي تحتوي على مداريات من النوع d (العناصر الإنتقالية) وذلك بسبب الخاصة المحلية المتموضعة لهذه الأخيرة، مما دفع الباحثين للبحث عن طريقة جديدة معتمدة على هذه المداريات ومداريات ذرية أخرى كتتابع موجية أساس تجعل فيما بعد منسجمة ذاتياً بتكرار عمليات حساب الكثافات الإلكترونية وتعديل التتابع الموجية ونسبها حتى نحصل على حل منسجم ذاتياً لذلك تسمى هذه الطريقة طريقة المداريات المحلية المنسجمة ذاتياً Self Consistant Local Orbital Method أو اختصاراً SCLO



الشكل (14-4)

طيف الامتصاص عند درجة الحرارة 2k لأغشية من زرنيخيد الغاليوم ثخاناتها 4000 Å و 210 Å و 140 Å وتظهر آثار الحجم الكمومية بظهور القمم الإضافية المعلمة ... n=2, 3, 4

نبدأ، في هذه الطريقة، بكتابة معادلة شرودنجر على الصورة:

$$\left[-\frac{1}{2} \frac{h^2}{m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi_i(\vec{k}_{ij}, \vec{r}) = E(\vec{k}_{ij}) \psi_i(\vec{k}_{ij}, \vec{r}) \quad (4-11)$$

و فيها الكمون الشبيه معطى بالعلاقة التالية الحاوية على حد تبادلي وآخر ارتباطي، إضافة إلى الكمون الكهراكدي على الصورة:

$$V(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}) - \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{1}{3}}(\vec{r}) - \frac{0.056 \varphi^{\frac{2}{3}}(\vec{r}) + 0.0059 \rho^{\frac{1}{3}}(\vec{r})}{\{0.079 + \rho^{\frac{1}{3}}(\vec{r})\}^2} \quad (4-12)$$

وفيه الكمون الكهراكدي $\varphi(\vec{r})$

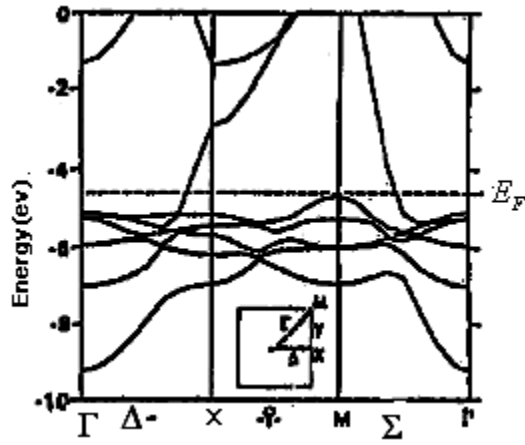
$$\varphi(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\mathbf{r}' - \sum_j \frac{z_j}{|\vec{r}-\vec{m}_j|} \quad (4-13)$$

حيث Z شحنة النواة الموجودة عند الموقع \vec{m}_j ونحصل على كثافة الشحنة الإلكترونية بالجمع على كل الحالات الخاصة (الذاتية) المشغولة ونرمز لهذا الجمع بالشكل Σ :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_i \sum_{k_{11}^i} |\psi_i(\vec{k}_{11}, \vec{r})|^2 \quad (4-14)$$

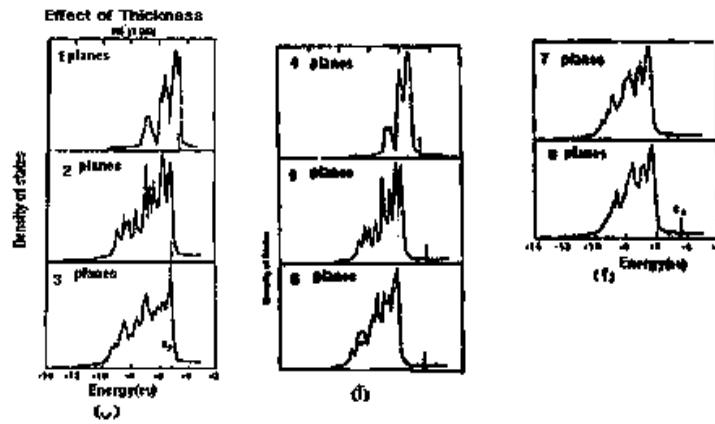
وتدعى هذه المعادلات معادلات كون - شام (kohn-sham) التقريبية , ويتبين من هذه المعادلات الحاجة إلى استعمال الانسجام الذاتي نظراً لتعلق ψ بـ ρ وتعلق ρ بـ ψ ثانية.

بعد الحصول على التوابع الموجية لشريحة معينة بهذه الطريقة نزيد في ثخن هذه الشريحة حتى نحصل على الخصائص الجسمية و التوابع الموجية المرافقة لها في هذا الاتجاه ونلاحظ تأثير ذلك على الطبقة السطحية سواء بدراسة عصابات الطاقة السطحية, الشكل (4-15) أو كثافة الشحنة الإلكترونية عند السطح وفي الداخل أو بدراسة كثافة الحالات في كل مرة . يظهر في الشكل (4-16) كثافة الحالات الكلية لأغشية من النحاس ومن النيكل مختلفة الثخانات و سطوحها (100) وفي الشكل (4-17) كثافة الشحنة للحالات المشغولة المقابلة للحلول المنسجمة ذاتياً.



الشكل (15-4)

البنية العنصرية السطحية لطبقة وحيدة من النحاس Cu(100) وفي الاتجاهات التناظرية المشهورة

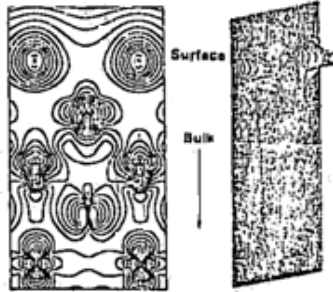


الشكل (16-4)

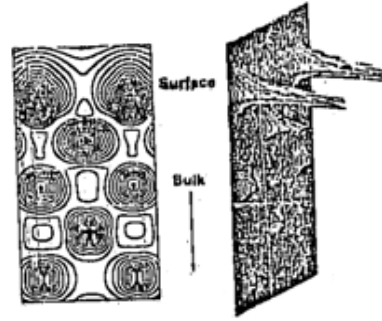
كثافة الحالات لأغشية متباينة السماكات من طبقة ذرية إلى تسع طبقات : (أ) - Cu(100)

(ب) - Ni(100)

**SURFACE STATE CHARGE DENSITY
Ni (100)**



(أ)



(ب)

الشكل (4-17)

كثافة الشحنة للحالة السطحية لغشاء مكون من تسع طبقات : (أ)- للنحاس (100) Cu
(ب)- للنيل (100) Ni, ويظهر في كل منهما متساويات الشحنة وقيمها المقابلة.

ورغم أن هذه الحسابات, كما قلنا, تشرح النتائج التجريبية بصورة كيفية إلا أن الاتفاق الكمي بين النتائج التجريبية والنظرية مازال غير محقق بسبب التقريبات المستخدمة.

4-5 طرائق تحليل الأغشية الرقيقة والسطوح

Surface and thin films analitici methods

يتضمن تحليل الأغشية معرفة بنيتها وترتيب الذرات طبقة فطبقة على المستوى الذري بدءاً من السطح ، فيتداخل التحليل السطحي مع تحليل الأغشية ومع تحليل السطوح المشتركة والتحليل البنيوي الدقيق (microstructures). فقد نلجأ إلى دراسة الطبقة السطحية من ناحية مواقع الذرات وطبيعتها الكيميائية والتشكيلات فيما بينها, ثم نقوم باقتلاع هذه الطبقة بالطريقة التي تعرف باسم اللفظ أو (sputtering) وذلك بتوجيه أيونات ذات طاقة معينة وفي اتجاه محدد تطرد ذرات الطبقة السطحية

أو جزيئاتها وتساعدنا في تحطيم روابطها. وبعد اقتلاع هذه الطبقة ندرس الطبقة التالية وهكذا، وهذا ما يعرف باسم (depth profiling) التحديد الجبهي بالعمق. وقد نقوم بتغيير الطبقة السطحية وذلك بإضافة و غرز أيونات جديدة معروفة الهوية (ion implantation) ثم دراسة هذه الطبقة الجديدة والتغيرات التي طرأت على خواصها، كما يمكن لطريقة الفحص نفسها أن تزودنا بمعلومات عن السطح والعمق في آن واحد، وذلك حسب أداة السبر المستخدمة وطريقة استعمالها، لذلك من المهم أن نعرف مميزات كل طريقة وحدود صلاحيتها فيما يتعلق بعمق اختراقها وتحليلها واستطاعة تمييزها، وكذلك قطر المنطقة التي ترصدها.

يمكن أن تصنف الطرق المستخدمة للتحليل وفق ما تستخدمه من جسيمات لإثارة الذرات أو الجزيئات السطحية: فوتونات (بصرية وسينية) أو إلكترونات أو أيونات، وقد تصنف وفق ما ينتج عن هذه الإثارة من فوتونات أو إلكترونات أو أيونات أو خليط منها، فالمجهر الضوئي (OM) والإلكتروني (EM) هما من الصنف الأول، أما طريقة المطياف الكتلي أو المطيافية الكتلية (MS) فهي من الصنف الثاني في حين تعد طريقة الفلورة بالأشعة السينية (XRF) وإصدار الأشعة السينية المحرصة بالبروتونات (PIXE) من الطرائق التي تحدد نوع الإثارة، وما اختير من نواتجها للكشف عن الخاصية، وقد تصنف الطرائق وفق ما تحدد من بنية فيزيائية للسطح، فتهتم بتحديد مواقع الذرات أو الجزيئات السطحية وتضاريس السطح والعيوب إن وجدت سواء البنوية أو الكيميائية أو ما تحدد من بنية كيميائية، فتحدد تشكيلات الجزيئات وطبيعتها و تراكيزها، وتتداخل وتتضافر هذه الطرائق كلها للوصول إلى تحديد كامل لما يحدث على السطح نظرا لتعقيدها كما رأينا، نظراً لازدياد عدد الطرائق باستمرار سنذكر أهمها فقط وتسمى الطرائق

التي لا تغير من طبيعة العينة طرائق غير مخربة (Non destructive)، أما التي تغير من طبيعة العينة وتركيبها بغية فحصها فتسمى طرائق مخربة (destructive).

4-5-1: طرائق تحديد البنية الفيزيائية للسطح

Surface physical structure determination

استخدمت الأشعة السينية (x- ray) المنعرجة بصورة رئيسية لتحديد البنية البلورية الجرمية (ثلاثية الأبعاد) نظرا لكبر عمق اختراقها سواء في حالة الانعكاس أو النفاذ، وغالبا ما تستخدم النيوترونات لتحديد الانتظام المغنطيسي كما تستخدم الإلكترونات لهذا الغرض نظرا لصغر عمق اختراقها وذلك لتفاعلها مع إلكترونات ذرات العينة بشدة (المادة البلورية) لذلك كانت الحاجة ماسة إلى ترقيق العينة المدروسة، إذ يراد دراستها بالنفاذ مما يخرب العينة ويعرف المجهر حينئذ بالمجهر الإلكتروني النفاذي (TEM) ansmision electron microscope وقد أمكن فيما بعد دراسة الإلكترونات المبعثرة بالانعكاس إضافة إلى ذلك ، كما أمكن تحريك الحزمة الإلكترونية لتمسح العينة كاملة، فظهرت المجاهر الإلكترونية الماسحة (SEM) scanning electron microscope وتستخدم الإلكترونات بطاقة تقارب 1 K eV ، فأمكن استكشاف العينة بقعة وراء بقعة ويحدد قطر هذه البقعة سطح مقطع الحزمة الإلكترونية الساقطة وهو بحدود 100A، ومع ازدياد حساسية كواشف الإلكترونات أمكن خفض طاقات الإلكترونات الواردة لتصبح من مرتبة بضعة إلكترونات فولت إلى بضعة مئات، وطورت تبعا لذلك طريقة لدراسة علاقة انعراج الإلكترونات منخفضة الطاقة بمواقع ذرات السطح وخصائصها لأن عمق اختراقها وهي تملك هذه الطاقة لا يتعدى سمك طبقة ذرية واحدة أو أكثر قليلا

لذلك تسمى طريقة انعراج الإلكترونات منخفضة الطاقة (low energy electron diffraction) LEED (diffraction) وقد طبقت هذه الطريقة لاكتشاف البنية البلورية السطحية لآلاف المركبات وأمكن تصنيفها، كما أمكن التمييز بين السطوح النظيفة والسطوح الحاوية على ذرات ممتزة فيها، وذلك بشلخ البلورة تحت خلاء عال من مرتبة 10^{-10} torr. ثم إدخال غازات تحوي شوائب معينة ودراسة ما يحدث من ضغوط من مرتبة 10^{-7} torr، فطريقة الكشف باستخدام شبكة سلكية ذات كمون معين يقابل كمون تسريع الإلكترونات تمكن من التقاط الإلكترونات المستطيرة استطاراة مرنة أو إلكترونات مختلفة تميز استطارات غير مرنة، كما تمكن هذه الطريقة إذا ما استخدمت شدة الحزمة المنعرجة متمثلة بشدة البقعة التي تحدثها، من إعطاء فكرة عن الذرات المتفاعلة معها وبالتالي تحديد الطبيعة الكيميائية لهذه الذرات كما هو الحال عند استخدام شدة الأشعة السينية المنعرجة لتشير إلى توزع كثافة الشحنة الإلكترونية للبلورة. نقسم في هذه الحالة متجهة الموجة الواردة إلى مركبتين:

$$\vec{K} = \vec{K}_{\parallel} + \vec{K}_{\perp}$$

إحداهما موازية للسطح والأخرى عمودية عليه، ونرمز لمتجه الموجة المنعرجة أو المنعكسة بـ :

$$\vec{K} = \vec{K}_{\parallel} + \vec{K}_{\perp}$$

وحتى تحدث قمة انعراج شديدة، يجب أن تتحقق العلاقة التالية:

$$\vec{K}_{\parallel} = \vec{K}_{\parallel} + \vec{G}_2$$

حيث تمثل \vec{G}_2 متجهة الشبكة العكسية الثنائية البعد لشبكة السطح المدروس، والشبكة المباشرة للسطح المدروس مربعة مثلا إذا كان السطح هو (100) في شبكة بلورية مكعبة بينما هي شبكة سداسية مستوية في حالة السطح (111)، فإذا كان a_1, a_2 يرمزان إلى متجهي شبكة السطح المباشرة و n المتجهة العمودية على السطح فإن:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{n}}{a_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{n})} = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{n}}{(n, a_1, n_2)}$$

$$\vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{n}}{a_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{n})} = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{n}}{(n, a_1, a_2)}$$

هما متجها الشبكة العكسية ويكون في الحالة العامة:

$$\vec{G}_2 = g_1 \vec{b}_1 + g_2 \vec{b}_2$$

حيث \vec{b}_1, \vec{b}_2 الأشعة الأولية للشبكة العكسية.

وتعطى قرائن الذرات بتحديد g_1 و g_2

يؤخذ شرط الاستطارة المرنة

$$|k|^2 = |k'|^2$$

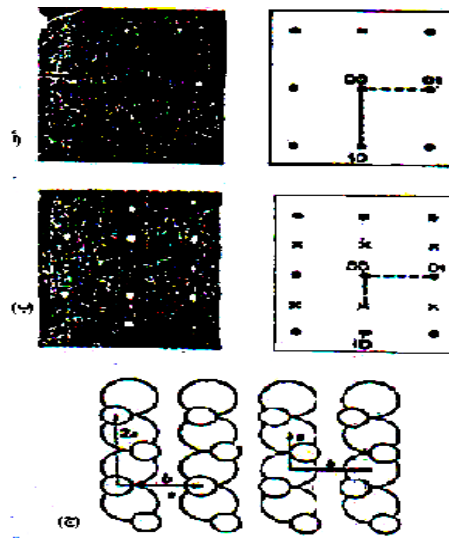
$$|k'_\perp|^2 = |k|^2 - |k_\parallel|^2 = |G|^2 - 2G \cdot k_\parallel$$

فإذا كتبنا $k_\parallel = k \cos \theta$ حيث θ هي الزاوية الكائنة بين السطح واتجاه الحزمة الواردة وهي تكون قائمة في حالة الورود الناظمي لتصبح العلاقة السابقة:

$$|k'_{\perp}|^2 = |k|^2 - |G|^2$$

فتظهر البقعة الأولى مقابل $G = 0$ وذلك من أجل طاقات صغيرة حتى لا يكون الطرف الأيمن سالبا، ومع زيادة طاقة الإلكترونات تظهر إمكانات الانعكاس من أجل قيم مختلفة لـ G .

يظهر في الشكل (4-18) بقع انعراج لحزمة إلكترونات طاقتها 68 eV ترد عمودية على سطح بلورة من النحاس وفق (110) ويظهر الجزء (أ) التناظر الثنائي الرتبة أو الطية، في حين يظهر الجزء (ب) غياب هذا التناظر عندما يحتوي ذرات غريبة ممتزة وهي ذرات الأكسجين في هذه الحالة، وتسمح مقارنة الجزأين بتحديد مواقع ذرات الأكسجين المحتملة وخليتي الوحدة المتقابلتين، الجزء (ج) وتدعى البنية (2×1) حسب العلاقة بين خليتي الوحدة للسطح النظيف والمشوب .



الشكل (4-18)

أنماط انعراج أحدثت باستخدام استطرارة إلكترونات منخفضة الطاقة (LEED) عن سطح من النحاس (110):

أ. السطح نظيف ويظهر نمط التناظر الثنائي الرتبة للشبكة، ويبين الشكل على اليمين الشبكة العكسية وقرائنها.

ب. يحتوي السطح على تركيز عال من شوائب الأكسجين فتظهر بقع انعراج إضافية.

ج. يبين في هذا الجزء بنية مباشرة تؤدي إلى نمط الانعراج الظاهر في (ب) وفيه مُثلت ذرات النحاس بدوائر كبيرة في حين مُثلت ذرات الأكسجين بدوائر صغيرة وإن a و b متجهتا شبكة بدائية لشبكة النحاس السطحية وطول أحد أضلاع خلية الوحدة المكونة بذرات الأكسجين هي ضمن طوله في الخلية البدائية للنحاس.

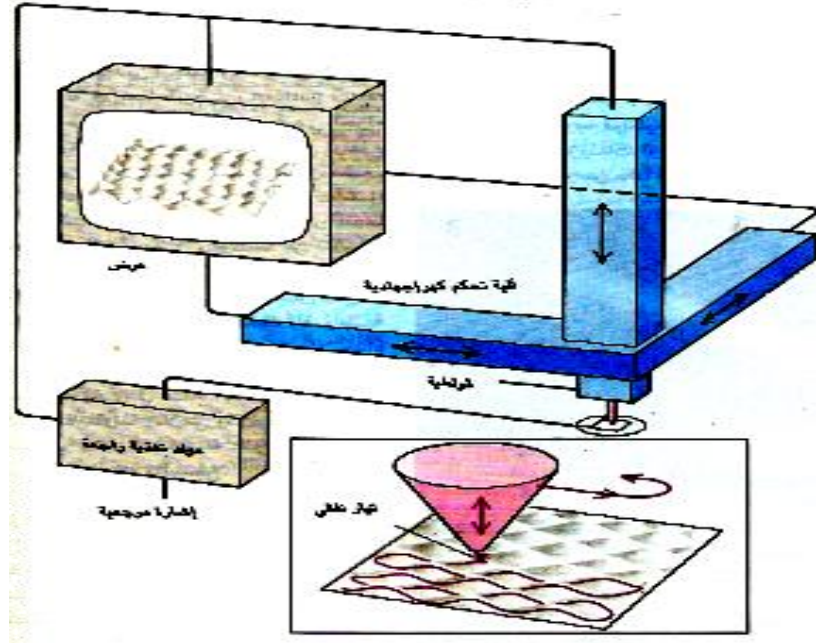
أما إذا كانت طاقة إلكترونات الحزمة عالية حيث تصبح قادرة على اقتلاع إلكترونات الذرات السطحية التي تسمى إلكترونات أوجر Auger فإن الدراسة التحليلية لهذه الإلكترونات تعطي أيضا معلومات إضافية مهمة وبالطبع يمكن أن يرافق مثل هذه العملية انتقال إلكترونات خارجية إلى مستويات ذرية داخلية مصدرة

فوتونات (أشعة سينية أو ضوئية) وإن دراسة مثل هذه الأطياف قاد إلى طرق فحص جديدة تحدد الطبيعة الكيميائية لذرات السطح. وقد ظهر أخيراً مجاهر تعتمد ظاهرة مفعول النفق الكمومية و آلية تحكم مساندة تستطيع أن تحدد التضاريس السطحية دون أن تخربها إطلاقاً، لذلك تسمى: مجاهر المسح النفقية Scanning Tunneling Microscope.

يتألف مجهر المفعول النفقي (STM) من:

مسبار صغير (من التنغستن غالباً) مؤنّف يصل رأسه إلى ذرة واحدة ويحمل هذا المسبار بوساطة آليات وحوامل يمكن التحكم فيها كهربائياً فهي مصنوعة من مواد كهروضغطية أو كهراجهادية توصل إلى مضخّات مناسبة بشكل يجعلنا نستطيع تعديل وضع الرأس ليصبح على بعد نانومتر أو اثنين نانو متر من السطح، فإذا جعل فرق كمون بين الرأس والسطح يجري تيار نفقي نتيجة تداخل السحابتين الإلكترونيتين للرأس و ذرات السطح رغم وجود فاصل بينهما وهذا التيار صغير للغاية ويعتمد على قيمة الفاصل بين الرأس والسطح اعتماداً كبيراً. باستخدام مضخّات ذات استقرارية عالية يمكن تضخيمه وإعادة تغذيته إلى آلية التحكم خلال حركة الرأس بحيث يبقى الفاصل ثابتاً، ويمكن مسح السطح وفق البعدين X و Y في نمط شبكي فتزداد قيمة التيار إذا ما صادف نتوءاً ذرياً وينخفض إلى الصفر إذا ما صادف هوة عميقة، وبتحسس تغيرات التيار النفقي ووفق الكمون المطبق يمكن رسم تضاريس السطح.

وقد أمكن بوساطة هذا المجهر كشف ذرات فردية صغيرة يصل قطرها إلى 0.2nm، ويتحكم الحاسوب في الحالة العامة في حركة الرأس الثلاثية الأبعاد.



الشكل (4-19)

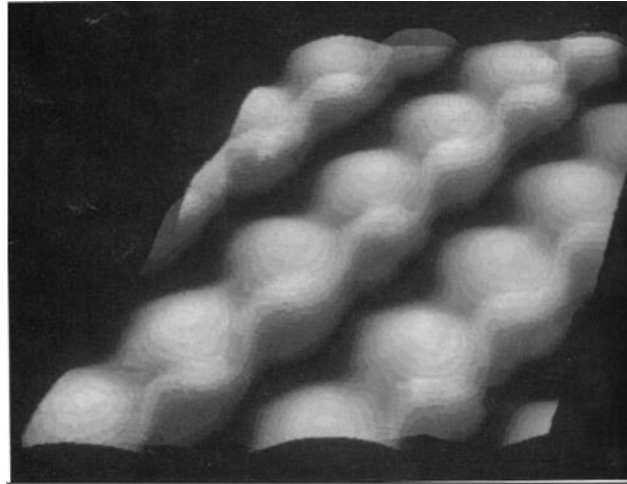
يظهر في الشكل (4-19) رسم تخطيطي لهذا المجهر وفي الشكل (4-20) صورة مولدة بالحاسوب لسطح زرنخيد الغاليوم مأخوذة باستخدام هذا المجهر.

تم بعد ذلك صنع مجاهر سبر ماسحة تعتمد ظواهر أخرى تجعل الحاجة إلى أن يكون السطح ناقلاً (بغية تطبيق الكمون بينه وبين الرأس مباشرة) غير ضرورية، فظهر مجهر القوة الذرية Atomic Force Microscope (AFM):

يعتمد هذا المجهر على القوة المتبادلة بين ذرات الرأس و ذرات السطح والجزء الحساس منه عبارة عن شريط معدني رقيق تثبت عند أحد طرفيه إبرة من الماس ويقوم الشريط مقام النابض الحساس و يتم التحكم فيه بألية مماثلة (STM)، ومن المجاهر المشابهة الأخرى مجهر القوة الليزرية Laser Force (LFM) Microscope والقوة المتبادلة بين السطح والرأس هي قوة فاندرفالس الناتجة عن الماء المتكاثف على الرأس والعينة ويكون البعد بين السطح والرأس أكبر في هذه

المجاهر (20nm) لكن الكشف عنها يتم بواسطة المسبار المهتز و التواتر التجاذبي الذي يتغير بتغير القوة المسيرة. ويستخدم الليزر للكشف عن التغير في سعة الاهتزاز التجاذبي بالطريقة التداخلية وتغير أبعاد أهدافها.

وهناك مجاهر تستعمل القوة المغناطيسية أيضاً (MFM) Magnetic Force Microscope وأخرى حرارية كاستخدام الرأس كإس مزدوجة حرارية ويسبب اقتراب الرأس من العينة الناقلة انخفاضاً في درجة حرارة الرأس وبالتالي تغيراً في القوة المحركة الكهحرارية ويمكن الاستفادة من هذا التغير لمسح السطح والكشف عن تضاريسه.



الشكل (4-25)

صورة مولدة بالحاسوب لسطح بلورة من زرنينخ الغاليوم مأخوذة بالمجهر الماسح النفقي (STM) وتظهر ذرات الزرنينخ بين ذرات الغاليوم التي تبدو أكثر وضوحاً مصطفة بصورة منتظمة مائلة.

4-5-2 طرائق تحديد البنية الكيميائية للسطح

Surface chemical structure determination

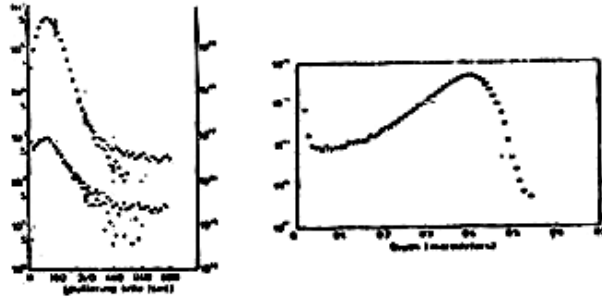
نحدد في هذه الطرائق توزع العناصر وتراكيزها إضافة إلى أطوال بعض الروابط عند السطح بين الذرات أو الجزيئات الأصلية أو بينها وبين الذرات الممتزة. من أولى الطرائق التي استخدمت لهذا الغرض الإصدار الإلكتروني الفوتوني السيني (XPS) : X-ray Photo electron Spectroscopy

إذ يمكن لفوتون الأشعة السينية الساقط على ذرة سطحية أن يطرد منها إلكترونات من إلكتروناتها الداخلية خارجاً بسبب امتلاكه الطاقة اللازمة لذلك، وبقياس الطاقة الحركية للإلكترونات الصادرة وأطياف الأشعة السينية التي تتبع خروج الإلكترون الداخلي يمكن التعرف على الذرة وعلى طاقة الارتباط، ويمكن بعدها حساب التركيز استناداً إلى التيار الإلكتروني.

تأتي بعد ذلك مطيافية أوجر الإلكترونية (AES) Auger Electron Spectroscopy وتحدث إلكترونات واردة على سطح معين تائراً مع ذرة سطحية يمكن أن تنتقل بعدها هذه الذرة مصدرة إلكترونات أخرى أقل طاقة، ويمكن من خلال التعرف على هذه الإلكترونات التعرف على العنصر الذي أتت منه وشدها لتعبر عن تراكيزها.

وتعد طريقة استطارة الأيونات من الطرائق المستخدمة كثيراً سواء الأيونات المنخفضة الطاقة أو العالية الطاقة (HEIS) و (LEIS) وكذلك طريقة الأيونات الثانوية المكشوفة بالمطيافية الكتلية (SIMS) وتستخدم في هذه الطريقة حزمة من الأيونات (He^+, Ne^+) لاقتلاع الذرات السطحية وجعل المطياف الكتلي تجاوبياً بالنسبة لأحد العناصر مثل H أو O يعد ذراتها، ويمكن التحكم بالحزمة الأيونية

الواردة كي تقطع طبقة وراء طبقة فنحصل على التوزع الجانبي في العمق لهذا العنصر بالذات, وتخولنا هذه الطريقة التمييز بين العنصر ونظيره. ويظهر في الشكل (4-21) التوزع الجانبي للزرنيخ في السيلكون ولحالتين مختلفتي الغزارة إذ تكون الأيونات الأولية هي Cs+ بينما تكون الأيونات الثانوية -AsSi ويظهر على المحور الأفقي قياس متناسب مع سمك الشرائح المقتلعة المقابل لزمان التعريض.



التوزع الجانبي للزرنيخ المغروس بالسيليكون

الشكل (4-21)

لقد حدث اهتمام زائد في السنوات الأخيرة بالتحليل البعدي والتحليل المسحي على مستوى الميكرون أو أصغر. مثل تحليل المسام الدقيقة في الفولاذ والمسح العنصري الكيميائي في الدارات المدمجة وعند السطوح المشتركة في المواد المتعددة البلورات فأعطي اهتمام زائد لشدة التمييز ولعمق الاختراق ولقطر الحزمة الفاحصة dp والبقعة التي تتناولها بالتحليل وعمقها.

يختلف عمق الاختراق لحزمة من الإلكترونات (الأولية) باختلاف طاقة هذه الإلكترونات فهو يعطى بعلاقة عامة من الشكل:

$$R = a E_0^n \quad (4 - 16)$$

إذ تمثل E_0 طاقة الإلكترونات الابتدائية، ففي المجال 1.5 keV وحتى 25 keV تأخذ a و n القيمتين التاليتين $a=0.572$ و $n=1.67$.

وفي المجال 50 keV وحتى 150 keV لهما: $a=0.667$ و $n=1.66$

وفي المجال 1 keV وحتى 300 keV لهما: $a=0.710$ و $n=1.72$

ويلاحظ بعض الاختلافات في المجالات المشتركة والتي تعزى لاختلاف المادة ودقة القياسات. وبما أن الإلكترونات الأولية تفقد قسماً من طاقتها خلال عبورها المادة إلى أن تتوقف فيمكن تقسيم الإلكترونات العالية الطاقة وحساب أعماق اختراقها حتى تتوقف إلى مجالات جزئية وإجراء تكامل عليها بعدئذٍ فنحصل على ما يسمى عمق اختراق بيت (Bethe):

$$R_B = \int_{E=E_0}^{E=E_c} \frac{dx}{dE} dE \quad (4 - 17)$$

فيدخل في حسابه كثافة المادة ρ والعدد الذري Z والعدد الكتلي A نجد العلاقة:

$$R_B = 0.033 (E_0^{1.7} - E_c^{1.7}) \frac{A}{\rho Z} \quad (4 - 18)$$

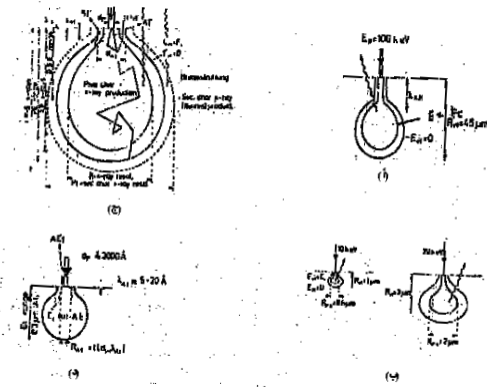
حيث تقدر R بـ μm و E_c و E_0 بـ keV، حيث E_c طاقة حرجة سنتحدث عنها فيما بعد.

تتسع حزمة الإلكترونات الواردة بفعل الانتثار ويزداد الاتساع مع العمق وبالتالي إذا تابعنا سير حزمة الإلكترونات حتى تتوقف فإن للسطح الذي يشير إلى جميع النقاط التي تتوقف عندها الإلكترونات ($E_{ei}=0$) شكل الإجاصة، انظر الشكل (4-22 أ).

تفقد الإلكترونات الأولية طاقتها في عدة طرق، أولها نتيجة تفاعلها مع الكثرونات المادة الطاردة الإلكترونات اللب لذرة من المادة إذا كانت طاقتها أعلى من قيمة حرجة E_c ، هذا يجعل مثل هذه الذرات مصدرة لأشعة سينية تسمى الأشعة السينية الأولية (Pr. X-ray) وتقع الذرات المصدرة لهذه الأشعة على شكل مشابه لشكل سطح التوقف، وتبدأ فعالة على عمق λ_{XR} وهو بالطبع أصغر من R_{el} ، الشكل (4-4-22:أ)، وكلاهما يختلف باختلاف طاقة الإلكترونات الأولية، الشكل (4-4-22:ب).

ويمكن استناداً إلى

الموجية للأشعة
الصادرة تمييز
العناصر المختلفة
وتحديد كثافة هذه



الأطوال
السينية
ذرات
للمادة
الذرات.

الشكل (4-22)

الحوادث المختلفة وحجم التفاعل لحزمة من الإلكترونات في التحليل البقعي

يمكن لفوتونات الأشعة السينية الأولية أن تمتلك طاقة أعلى من الطاقة الحرجة لطبقة ذرية تالية فهي ستقوم بدورها بتهييج ذرات المادة جاعلة إياها تصور أشعة سينية أقل طاقة تسمى أشعة سينية ثانوية (sec. X-ray) وبالتالي فإن مدى إصدار الأشعة السينية الكلي سيزداد, وبالتالي فإن الحجم من المادة الخاضع للفحص سيكبر الشكل(4-22:ج).

Pr.+sec. X-ray , ويمكن أخيراً التقاط الإلكترونات الصادرة عن الطبقة السطحية والتي تسمى إلكترونات أوجر Auger وتحليلها لنحصل على معلومات إضافية عن المادة, وقد رمز إلى مجال صدورهما بالرمز (AE.), الشكل(4-22:ء). كما يظهر في الشكل (4-22:ج) إشارة إلى الإلكترونات المرتدة (BSE) وإلى الأشعة السينية الناتجة عن تباطؤ الإلكترونات والتي تسمى أشعة الانكباح (X-ray BYem.) وهي نوع آخر من أنواع فقدان الطاقة الأولية للإلكترونات. ويلاحظ زيادة تعقيد التفاعل مع زيادة الطاقة. ويدعى المجس الذي يستخدم هذه النواتج معاً بالمجس الإلكتروني المكروي.

تظهر في الجدول (4-2) المميزات الرئيسية لعدد من الطرائق الشائعة الاستعمال. وفيه تظهر بالإضافة إلى عمق الاختراق والذي يمثل عمق الاختبار, الدقة الممثلة لحدود الكشف وشدة التحليل العرضي أو شدة التمييز العرضي.

المطيافية	عمق الاختبار	عدد الكثف	شدة التمييز العرضي (μ m)	العناصر الممكنة الكثف عنها
AES	4-25	0.1%	0.1-0.3	\geq Li
XPS	10-30	1%	1000	\geq He
LEIS	3-10	0.1%	100	\geq Li
HEIS	30-10 ⁴	10 ¹² -10 ¹⁵ cm ⁻² (100ppm)	\approx 1-3	\geq C
SIMS	1-10	10 ⁻⁵ %	0.1-1	\geq H
SEM- EDX	$\sim\mu$	0.1%	$\sim\mu$	\geq Na
PIXE	$\sim\mu$	0.1-10ppm	3-1000 μ m	\geq Na

الجدول (2-4)

المميزات الرئيسية لعدد من الطرائق الشائعة الاستعمال

فوتونات	إلكترونات	أيونات	المسبارة الصادرة
أشعة سينية ناعية XRF		الأشعة السينية المحرزة بالبروتونات PIXE	فوتونات
إصدار إلكتروني فوتوني XPS	المجاهر الإلكترونية TEM, SEM - مطافية أوجيه AES -	المطافية الكتلية للأيونات الثانوية SIMS الأيونات العالية الطاقة HEIS الأيونات المنخفضة الطاقة LEIS	إلكترونات
			أيونات

الجدول (3-4)

تصنيف الطرائق وفق الجسيمات المسبارة والجسيمات الصادرة.

الفصل الخامس

الناقلية الفائقة

1-5- مقدمة؛ المقاومة الكهربائية المعدومة

2-5- نتائج تجريبية إضافية

Miessner effect

1-2-5 أثر مايسنر

2-2-5 التيار الحرج والمجال الحرج

Critical current and critical field

3-2-5 السعة الحرارية ومرتبة التحول

Heat capacity and Order of transformation

4-2-5 المواد الفائقة الناقلية من النوع الثاني

superconductors II Type

5-2-5 النواقل الفائقة العالية درجة الحرارة

3-5 الناقلية الفائقة التطور النظري

Theoretical Development of superconductors

1-3-5 التجاذب الضعيف بين الإلكترونات

Weak attraction between electrons

2-3-5 أزواج كوبر Cooper pairs

3-3-5 الحالة الأرضية للناقلية الفائقة ونظرية (BCS)

Superconducting ground state and BCS theory

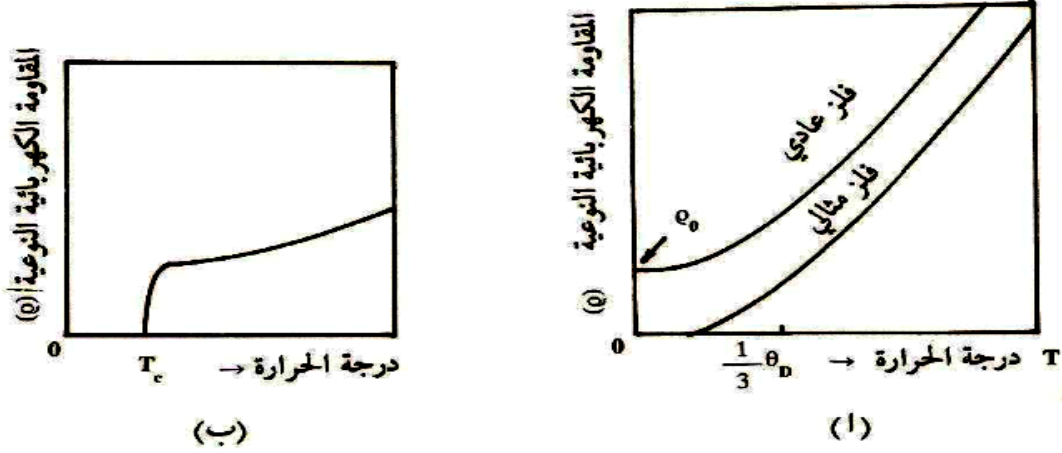


5-4- النواقل الفائقة ذات درجات الحرارة العالية

High temperature superconductors(HTS)

5-1- مقدمة؛ المقاومة الكهربائية المعدومة

إن المقاومة الكهربائية للفلزات (المعادن) تتناقص مع انخفاض درجة الحرارة، ومع أننا نتوقع من الناحية النظرية أن تتخفض هذه المقاومة لتتجه نحو الصفر عندما نقرب من الصفر المطلق، فإن هذا لا يحدث بسبب العيوب المختلفة في البلورة، إذ تأخذ المقاومة قيمة ثابتة مغايرة للصفر عند درجات الحرارة المنخفضة. إن ما أثار الانتباه فعلاً أن مقاومة بعض الفلزات تتخفض إلى الصفر بصورة مفاجئة عند درجة حرارة محددة بدلاً من أن تتناقص باستمرار مثلما هو متوقع. وتسمى درجة الحرارة التي يحدث عندها انعدام المقاومة درجة حرارة الانتقال T_c (transition temperature)، ونرى أن المادة في هذا الصدد قد تغيرت من حالة عادية (normal state) إلى حالة فائقة الناقلية (superconducting state) ويبين الشكل (5-1) تغير المقاومة الكهربائية مع درجة الحرارة بالنسبة لفلز عادي (أ) ولمادة فائقة الناقلية (ب). تعتمد درجة حرارة الانتقال اعتماداً ضعيفاً على الشوائب في الحالة العامة مع ملاحظة أن دور الشوائب المغنطيسية في هذا التغير أكبر من دور غيرها، وهي تميل إلى خفض درجة حرارة الانتقال. لا تقتصر الناقلية الفائقة على عدد من الفلزات، وإنما تتعداها إلى المعادن والسبائك وحتى إلى أشباه الموصلات وبعض البوليمرات. فمن بين الفلزات نجد للنيوبيوم Nb أعلى درجة حرارة انتقال وتساوي 9.3 K، ويأتي بعده الرصاص pb وله درجة حرارة انتقال تساوي 7.2 K، وللبعض السبائك درجة حرارة انتقال أعلى تصل إلى 23 K، و 18 K لـ Nb_3Sn ، وكلما كانت درجة حرارة الانتقال أعلى كانت المادة أسهل منالاً وأقل تكلفة مما يجعلها ذات تطبيقات كبيرة في المجالات المختلفة.



الشكل (1-5)

يبين الشكل تغير المقاومة الكهربائية النوعية مع درجة الحرارة بالنسبة لـ

أ. فلز عادي وفلز مثالي.

ب. مادة فائقة الناقلية.

يمكن أن تقاس مقاومة سلك مصنوع من مادة فائقة الناقلية بتمرير تيار عبره ثم نقيس هبوط الكهول بين طرفي السلك إن وجد. لكن هناك طريقة أكثر حساسية من تلك، وهي أن نمرر تياراً في حلقة فائقة الناقلية ونراقب تضائل التيار مع الزمن لنستنتج مقاومة الحلقة R وفق العلاقة:

$$i(t) = i(0)e^{-(R/L)t}$$

حيث تمثل L التحريض (الحث) الذاتي للحلقة (inductance) و $i(0)$ قيمة التيار لحظة البدء، وقد وجد العالم غالوب (Gallop) عام 1956م بهذه الطريقة أن المقاومة الكهربائية النوعية لفلز فائق التوصيل هي أقل من 10^{-26} ohm-meter. إن التأثير المتبادل بين المجال المغنطيسي والتيار يقود إلى تطبيقات تعتمد على تأثير المجال المغنطيسي في حلقة مصنوعة من مادة فائقة الناقلية بشكل عام، فإذا بدأنا بتأثير المجال المغنطيسي في حلقة ممثلاً بالتدفق المغنطيسي Φ داخل هذه الحلقة وراقبنا سلوك التيار عندما يتغير المجال كانت لدينا العلاقة:

$$-A \frac{dB_a}{dt} = Ri + L \frac{di}{dt} \quad (5-2)$$

حيث $(\Phi = A B_a)$ و A مساحة مقطع الحلقة. وعندما تكون $R=0$ بالنسبة للمواد الفائقة الناقلية نجد:

$$-A \frac{dB_a}{dt} = L \frac{di}{dt}$$

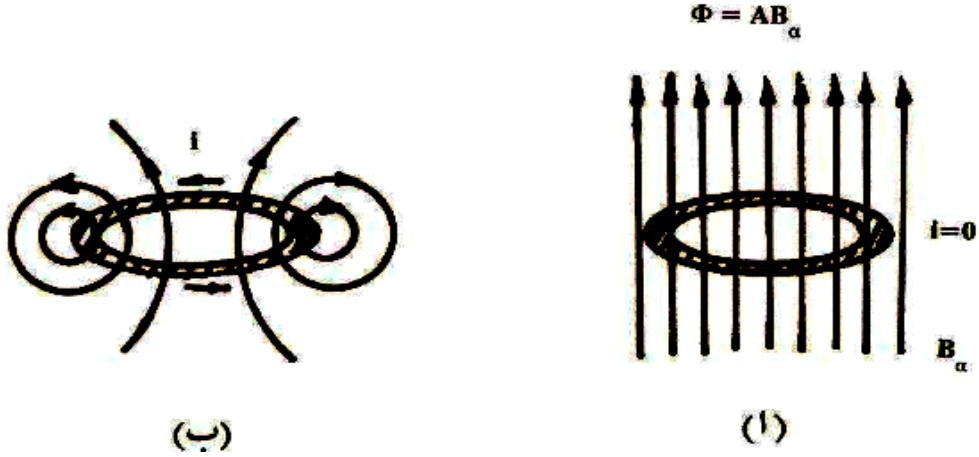
وبالتكامل يكون: (ثابت)

$$Li + A B_a = \text{(ثابت)} \quad (5-3)$$

أي أن التدفق المغنطيسي الكلي الذي يغطي الحلقة في دارة ذات مقاومة معدومة لا يتغير مادامت الدارة غير ذات مقاومة. أما إذا تغير المجال المغنطيسي المطبق، فينشأ تيار تحريضي يولد تدفقاً مغنطيسياً من شأنه أن يعوض بالضبط خسارة التدفق الناتجة عن نقصان شدة المجال، وبما أن الدارة عديمة المقاومة، فإن التيار سيستمر ويبقى التدفق محافظاً على قيمته الابتدائية إلى ما لا نهاية، وذلك حتى إذا نقص المجال إلى الصفر.

يظهر الشكل (5-2) تغير كثافة خطوط التدفق بين الحالة (أ) التي لا يكون فيها تيار، كأن تكون الحلقة تحت تأثير المجال ثم يتم تبريدها في هذا الموضع لتصبح فائقة الناقلية، أما الحالة (ب) فقد أزيل المجال المغنطيسي فتولد في الحلقة تيار يبقى معه التدفق الكلي عبر الحلقة دون تغيير رغم تغير توزيع كثافة التدفق، أي أن $(\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0)$.

ومن الجدير بالذكر أن هنالك تأثيراً واضحاً للمجال المغنطيسي المطبق على المادة في حالة الناقلية الفائقة وهو - كما ذكرنا- يغير من درجة حرارة الانتقال.



الشكل (2-5)

دارة غير ذات مقاومة تحفظ التدفق المغنطيسي الكلي

أ. مع وجود مجال $i=0$

ب. بدون مجال لكن يجري تيار $i \neq 0$

كما يمكن أن يعيد المادة إلى حالتها العادية ويلغي خاصية الناقلية الفائقة فيها إذا زاد عن قيمة معينة تسمى المجال الحرج H_c وسنرى سبب ذلك في الفقرة (3-2-5) بعد أن نتحدث عن أثر مهم اكتشف في المواد الفائقة الناقلية وهو أثر مايسنر.

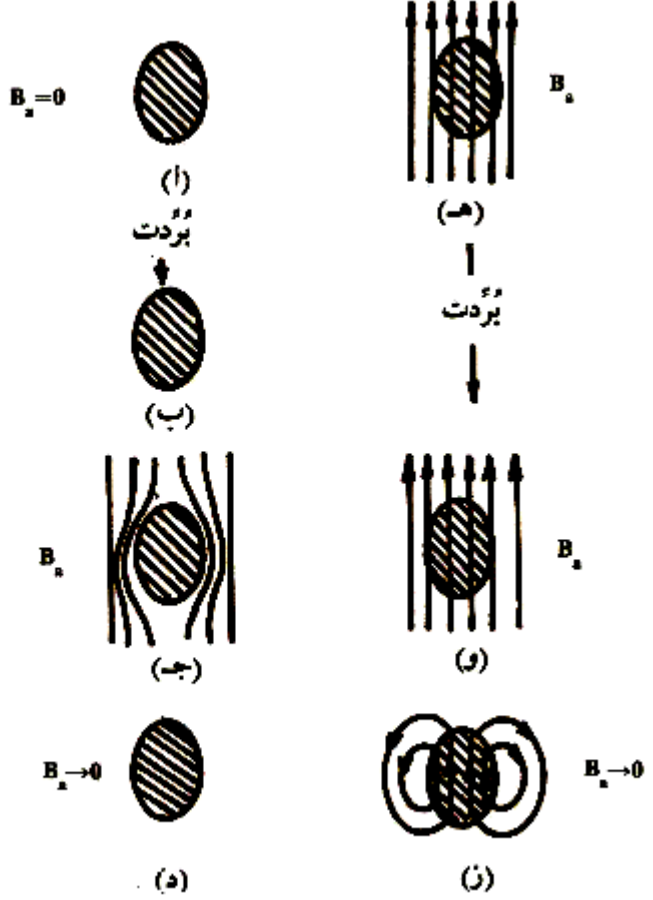
2-5- نتائج تجريبية إضافية

1-2-5 أثر مايسنر **Miessner effect**

كان يعتقد نتيجة لما سبق أن المجال المغنطيسي يخترق هذه المواد وتحفظ المادة الفائقة التوصيل التدفق المغنطيسي عندما تتحول إلى حالة التوصيلية الفائقة والمجال مطبق عليها كما في المراحل من (هـ) إلى (ز) في الشكل (3-5)، بينما لا يحصل ذلك إذا طبق المجال المغنطيسي عليها بعد أن تصبح المادة فائقة التوصيل كما في المراحل من (أ) إلى (د) في الشكل (3-5).

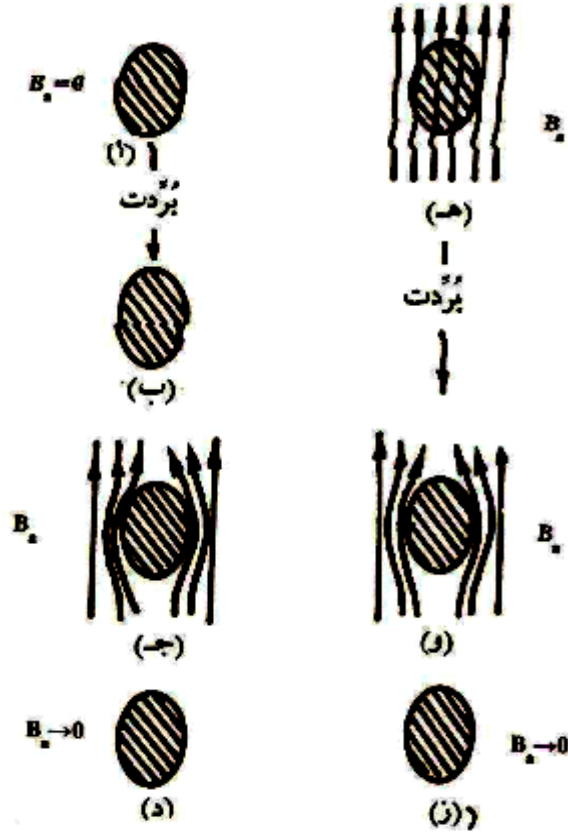
إلا أن العالمين مايسنر وأوشنفيلد عام 1933م (Miessner & Ochenfeld) عند قياس توزع التدفق المغنطيسي بجوار مادة فائقة التوصيل , لم يجدا الاختلاف الظاهر في الشكل (3-5) نتيجة اختلاف ترتيب تطبيق المجال والتبريد, بل وجدا أن المادة الفائقة التوصيل لا تسمح بوجود تدفق مغنطيسي داخلها مهما كان ترتيب التتابع,

في
-5)



كما
الشكل
(4)

(3-5)
 السلوك
 لمادة ذات
 معدومة عند
 تتابع التبريد
 المجال



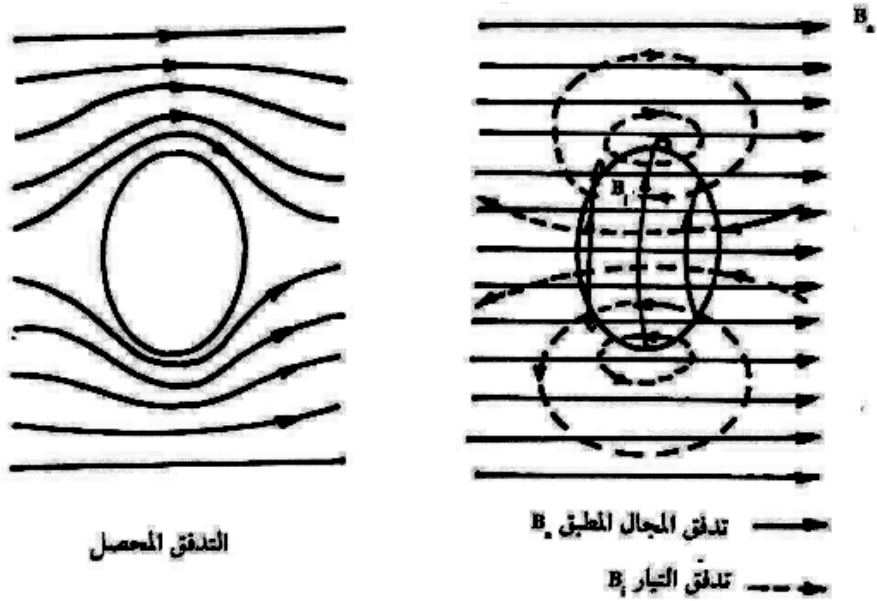
الشكل
 يبين الشكل
 المتوقع
 مقاومة
 اختلاف
 وتطبيق
 المغنطيسي.

الشكل (4-5)

يبين الشكل السلوك المتوقع لمادة فائقة الناقلية عند اختلاف تتابع التبريد وتطبيق المجال المغنطيسي.

وقد سميت هذه الظاهرة باسم أثر مايسنر ويكون التدفق المغنطيسي داخل المادة صفرًا نتيجة معاكسة المجال المغنطيسي المتحرض الناتج عن تيارات على سطح المادة الفائقة الناقلية للمجال المطبق B_a , كما في الشكل (5-5).

يمكننا القول إذن إن المجال المغنطيسي يخترق المادة الفائقة الناقلية إلى مدى معين فقط يسمى عمق الاختراق (penetration depth), وهو السمك الذي تسير فيه التيارات المتحرضة, وإن داخل المادة مغنطيسية معاكسة (دايامغنطيسية) وعلينا أن نشير هنا إلى وجوب أن يكون المجال المغنطيسي المطبق أقل من المجال الحرج. نرى من هذا أن حالة الناقلية الفائقة ليست فقط حالة ذات مقاومة معدومة, وإنما هي إضافة إلى ذلك تتصف بالمغنطيسية العكسية (المضادة: أي طرد التدفق المغنطيسي خارجاً) التي لا يكفي انعدام المقاومة الكهربائية لتفسيرها.

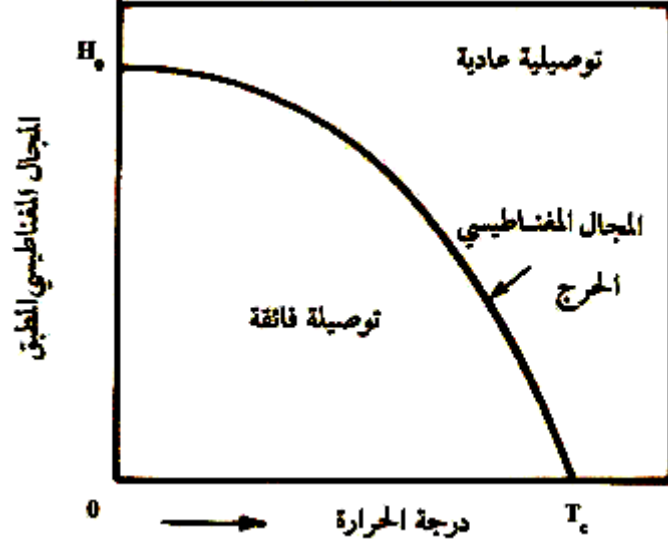


الشكل (5-5)

يبين الشكل توزيع التدفق المغنطيسي في جسم ذي مغنطيسية عكسية كاملة

2-2-5 التيار الحرج والمجال الحرج Critical current and critical field

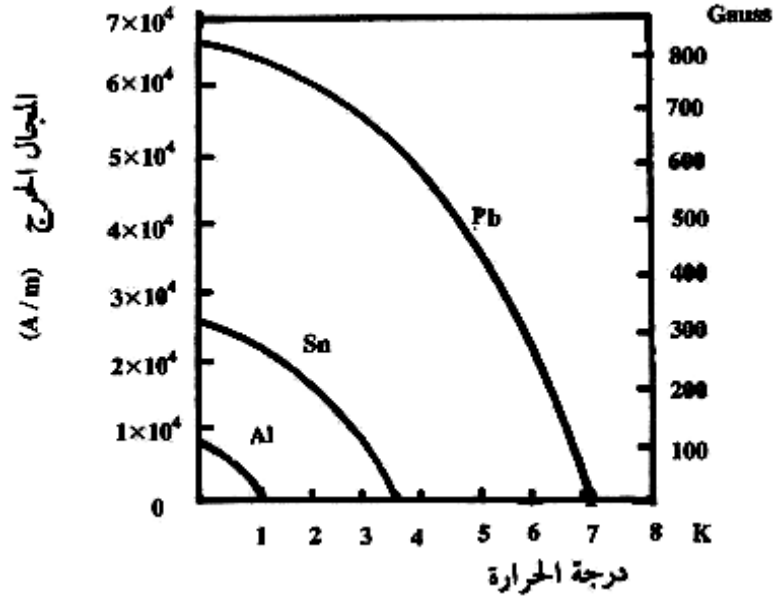
تنشأ المغنطيسية العكسية في مادة فائقة الناقلية موضوعة داخل مجال مغنطيسي نتيجة دوران التيارات السطحية التي تتسبب في انعدام كثافة التدفق (المجال المتحرض) ولكن عندما تزداد شدة المجال المطبق ستزداد تبعاً لذلك التيارات السطحية للحفاظ على المغنطيسية المعاكسة وبما أن لهذه التيارات حداً أعلى نسميه التيار الحرج , فإن زيادة المجال المطبق إلى حد يتطلب تيارات أعلى من التيار الحرج تؤدي إلى فقدان المادة خاصية الناقلية الفائقة لتصبح عادية. وتسمى القيمة العليا للمجال الممكن تطبيقه دون أن تفقد المادة خاصية الناقلية الفائقة المجال الحرج H_c . على هذا يمكن أن تفقد المادة خاصية الناقلية الفائقة إما برفع درجة حرارتها أو بزيادة المجال المغنطيسي المطبق إلى قيمة تزيد على الشدة الحرجة, وشدة المجال المغنطيسي الحرج بدورها تختلف باختلاف درجة الحرارة وابتعادها عن الدرجة الحرجة T_c . وقد جرت العادة على رسم ما يسمى بمخطط الطور لتوضيح الأثرين كما في الشكل (5-6).



الشكل (5-6)

مخطط الطور لمادة فائقة الناقلية بشكل عام

حيث تظهر الحدود بين الحالة العادية للمادة وحالة الناقلية الفائقة، فتبدو على المحور الأفقي درجة الحرارة وعلى محور الترتيب شدة المجال، كما تظهر في الشكل (5-7) المخططات الفعلية لثلاث مواد هي الرصاص Pb والقصدير Sn والألمنيوم Al.



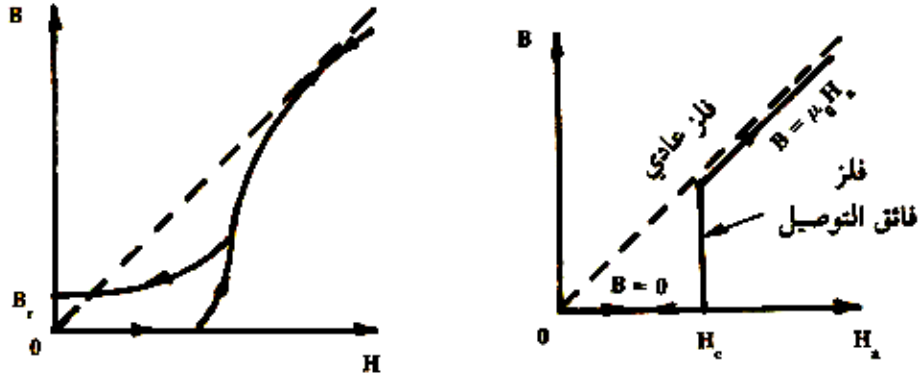
شكل (5-7)

مخطط الطور لثلاث مواد بصورة تجريبية

ويمكن تمثيل هذه التغيرات تقريباً بالعلاقة:

$$H_c = H_0 [1 - (T/T_c)^2]$$

إذ تختلف H_0 باختلاف المادة مثل اختلاف T_c مع اختلاف المادة. وبغض النظر عن منطقة الاختراق فإنه يمكن تمثيل السلوك المغناطيسي لمادة فائقة التوصيل مثالية في الشكل (5-8 أ) ، بالمقارنة مع سلوك الفلزات العادية (باستثناء المواد الحديدية المغنطة)، ويمثل الشكل (5-8 ب)، هذا السلوك في مادة فائقة التوصيل غير مثالية ونلاحظ اللامعكوسية (irreversibility) في الجزء (ب)، بينما يوضح الشكل (5-9) النتائج التجريبية لمادة التنتاليوم Ta.

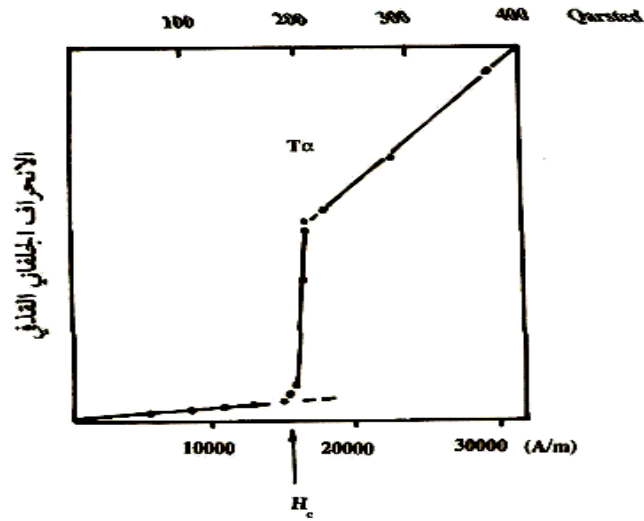


(ب) غير مثالية

(أ) مثالية

شكل (8-5)

السلوك المغنطيسي لمادة فائقة الناقلية



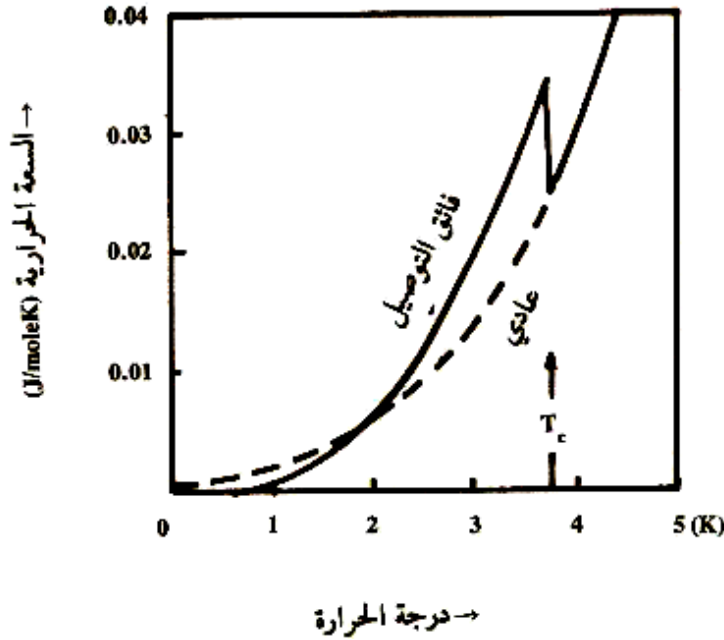
شكل (9-5)

قياس التدفق المغنطيسي في ملف يحتوي على مادة فائقة الناقلية بقياس انحراف غلفاني قذفي.

3-2-5 السعة الحرارية ومرتبة التحول:

Heat capacity and Order of transformation

إن المشاهدة التجريبية الرابعة هي أن التحول من الطور العادي إلى طور الناقلية الفائقة هو تحول من المرتبة الثانية (Second order phase transition), أي أن الطاقة الحرة تتغير بصورة مستمرة , وكذلك المشتق الأول لها. بمعنى آخر فإن هذا التحول لا ترافقه حرارة كامنة وهناك انقطاعا (discontinuity) في السعة الحرارية كما يظهر في الشكل (5-10).



شكل (5-10)

السعة الحرارية الجزئية لفلز القصدير (Sn) في حالتيه العادية والفائقة التوصيل.

ويمكن تفسير ذلك بدلالة المجال الحرج كما يلي: بما أن تطبيق مجال مغناطيسي مساوٍ للمجال الحرج سينقل المادة من حالة الناقلية الفائقة إلى حالة الناقلية العادية, وهذا يعني أن الطاقة المغناطيسية المصروفة على المادة ($\frac{V}{2} \mu H_c^2$) ليست إلا

الفرق بين الطاقة الحرة في الحالة العادية G_n والطاقة الحرة في حالة الناقلية الفائقة G_s أي أن:

$$G_n - G_s = 0 \frac{V}{2} \mu H_c^2$$

ومن المعروف في الديناميكا الحرارية أن:

$$S = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{P,H}$$

لذا فإن:

$$S_n - S_s = -0 V \mu H_c \frac{d H_c}{dT}$$

فإذا أخذنا الآن بعين الاعتبار تغيرات المجال الحرج مع درجة الحرارة، والذي يشير إلى أن $0 > \frac{d H_c}{dT}$ ، اتضح لنا أن الطرف الأيمن من هذه العلاقة موجب، وبالتالي فإن الأنتروبي ستزداد عند الانتقال من حالة الناقلية الفائقة إلى الحالة العادية، أي أن حالة الناقلية الفائقة أكثر انتظاماً من الحالة العادية.

ولو حسبنا كمية الحرارة القابلة للانتقال، لوجدنا أن:

$$Q = 0 V T \mu H_c \frac{d H_c}{dT}$$

مما يشير إلى أن كمية الحرارة تتغير بصورة مستمرة مع درجة الحرارة ولا يوجد فيها انقطاعة (أي لا توجد حرارة كامنة تمتص عند درجة حرارة ثابتة) مما يدل على أن الانتقال من المرتبة الثانية.

أما مساهمة الإلكترونات في حالة الناقلية الفائقة في السعة الحرارية فقد وجد أنها تتغير بصورة أسية مع درجة الحرارة على النحو التالي:

$$(C_{el})_s = \alpha e^{-\Delta/K_B T}$$

وذلك على مدى كبير من درجات الحرارة تحت الدرجة T_c . توجي هذه العلاقة بوجود فجوة طاقة Δ ، بين الحالتين العادية والفائقة الناقلية وكأن هناك نوعين من الإلكترونات الحرة: الأول إلكترونات عادية والثاني إلكترونات فائقة الناقلية يزداد عددها كلما انخفضت درجة الحرارة وسنرى فيما بعد أن النظرية المقبولة لتفسير الناقلية الفائقة تتنبأ بوجود فجوة طاقة كهذه، وهي نظرية (BCS) باردين وكوبر

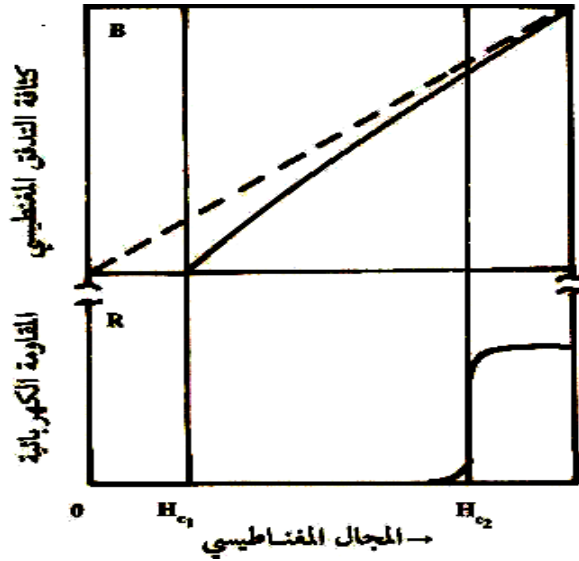
وشريفر (Bardeen, Cooper, Scheriffer). أما بخصوص الناقلية الحرارية، فبما أن المقاومة الكهربائية منخفضة، فإن التفاعل بين الإلكترونات الفائقة الناقلية والفونونات يكون ضعيفاً، وبالتالي لا يمكن لهذه الإلكترونات أن تساهم مساهمة كبيرة في الناقلية الحرارية مما يجعل الناقلية الحرارية في حالة الناقلية الفائقة أقل بكثير منها في الحالة العادية. ولقد بينت التجارب توافقاً مع هذا التوقع فكانت الناقلية الحرارية للمادة في حالتها الفائقة الناقلية أصغر بحوالي مئة مرة من قيمتها في الحالة العادية، مما أتاح المجال لاستخدام المواد الفائقة الناقلية كأدوات قطع وتوصيل حرارية (thermal switches) عند درجات الحرارة المنخفضة.

5-2-4 المواد الفائقة الناقلية من النوع الثاني Type II superconductors

إن كل الخصائص التي درسناها سابقاً تجري عادة على أسلاك رفيعة ويكون المجال المغنطيسي الداخلي موازياً للمجال المطبق، ولكن إذا أجريت القياسات على أجسام ذات أشكال عامة فسيختلف المجال المغنطيسي الداخلي عن المجال المطبق معتمداً على شكل الجسم، وقد يحدث أن تكون كثافة التدفق عند بعض نقاط الجسم أعلى من المجال الحرج وفي نقاط أخرى لا تتعداه مما يقود إلى منازعة نستطيع حلها بقبول إمكانية انقسام الجسم إلى مناطق في الحالة العادية وأخرى في حالة الناقلية الفائقة مثل قبولنا لإمكانية وجود السائل والبخار في حالة توازن عندما يكون ضغط الغاز مساوياً لضغط البخار المشبع. وتسمى حالة الجسم الذي يحتوي على مثل المناطق الحالة المتوسطة (intermediate state) وقد أمكن بالفعل الكشف عن هذه المناطق وتصويرها.

لقد ذكرنا الحالة المتوسطة لأنها خاصة تتعلق بشكل الجسم الهندسي وذلك لنميزها عن الحالة التي سنتطرق إليها في هذه الفقرة والتي تتعلق بالخصائص الذرية لمادة الجسم.

إن الاهتمام بالتطبيقات التقنية للمواد الفائقة التوصيل في مجالات النقل الكهربائية أدى إلى استمرار البحث عن مواد ذات درجة حرارة انتقال مرتفعة وقادرة على تمرير تيارات عالية أو ذات شدة كبيرة في المجال المغنطيسي الحرج (H_c) وقد تم بالفعل اكتشاف أنواع جديدة من المواد الفائقة التوصيل مكونة من سبائك أو مركبات عناصر مختلفة وليست مواد ذات عناصر نقية، وتبين أن هذه المواد الجديدة تختلف في بعض خصائصها عن المواد العنصرية وخاصة المغنطيسية منها، إذ وجد أن التحول من الحالة العادية إلى حالة الناقلية الفائقة مع وجود مجال مغنطيسي ليس حاداً بل عريضاً ولقد وجد أن للسبائك ذات التراكيز المتقاربة مجالين مغنطيسيين حرجين: مجال منخفض نوعاً ما H_{c1} وذلك عندما يبدأ التدفق باختراق حجم المادة فوق الناقلية، ومجال أعلى بكثير H_{c2} حيث تظهر المقاومة الكهربائية العادية ثانية {انظر الشكل (5-11)} والملاحظة الثانية بشأن السبائك الفائقة الناقلية هي أن المجال H_{c2} يمكن أن يكون أكبر بكثير من قيم المجال المقابلة للعناصر المكونة للسبيكة.

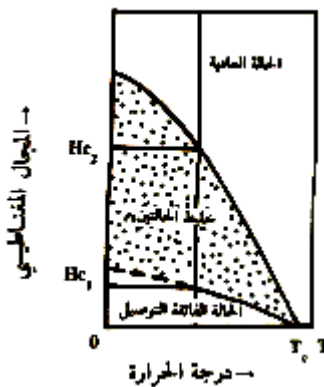


شكل (5-11)

سلوك السبائك الفائقة الناقلية (النوع II) تحت تأثير المجال المغنطيسي.

أما الملاحظة الثالثة فهي عدم تناسب كثافة التيار الحرج الموجود على سطح المادة ليعاكس المجال المطبق مع المجال في حالة السبائك, أي أن العلاقة بينهما ليست خطية كما هو الحال بالنسبة للعناصر النقية, إذ يمكن أن تتحمل سبيكة الرصاص واليزموت كثافة تيار تتراوح بين 10^3-10^4 أمبير/سم² في مجال مغنطيسي يصل إلى حوالي 20 كيلو غاوص (2 تسلا).

وقد أدت محاولة تفسير هذه الاختلافات بالعالمين غورتر ولندن (Gorter & London) إلى افتراض وجود بنية حبيبية وتخوم تفصل مناطق الحالة العادية عن مناطق حالة الناقلية الفائقة, وكان لابد من أخذ الطاقة السطحية (London surface energy) (أي الطاقة المخزنة في وحدة السطح) في الحسبان, وقد كنا نهملها إلى حد ما عندما كنا نتكلم عن خصائص المادة الحجمية في حالة الناقلية الفائقة. وقد بين العالمان أن إشارة هذه الطاقة تتغير من الموجب إلى السالب عند تخوم الطور نتيجة المزج. فتصبح الحالة عندها غير مستقرة وفق قوانين الديناميكا الحرارية (الترموديناميك), ويفضل وجود خليط من الحالتين العادية والفائقة الناقلية كما يظهر ذلك مخطط الطور في الشكل (5-12) وقد أطلق على هذه المواد الجديدة اسم المواد الفائقة التوصيل من النوع الثاني Type II superconductors, واحتفظ باسم النوع الأول للمواد الفائقة الناقلية التي ناقشناها في البدء.



شكل (5-12)

مخطط الطور لسبيكة فائقة الناقلية التوصيل (النوع II)

وبفضل المواد الفائقة الناقلية من النوع الثاني تمكن الإنسان من صناعة مغناط من مواد فائقة الناقلية تعطي مجالات مغناطيسية تفوق كثيراً أفضل المغناط الكهربائية وتتميز عنها بصغر حجمها، وكما رأينا فكلما كانت درجة حرارة الانتقال أعلى، كانت تكلفة الحصول على مجالات أعلى منخفضة. وأعلى درجة حرارة انتقال تم التوصل إليها من هذه المواد حتى عهد قريب هي 23K، وهي للمركب Nb_3Ge غير أن سهولة تصنيع المادة Nb_3Ge التي لها $T_c \approx 18 K$. جعلت هذه المادة أكثر استخداماً وشيوعاً.

إنه لمن المهم أن نشير هنا إشارة عابرة إلى أن علم الفيزياء شهد في الآونة الأخيرة قفزة رئيسية في مجال المواد الفائقة التوصيل، وذلك باكتشاف العالمين بدنورز ومولر (Bednorz & Muller). في عام 1986م درجات حرارة انتقال عالية (35 K) في بعض مركبات الأكاسيد الخزفية (ceramic oxides). ولقد ظفر العالمان بجائزة نوبل للفيزياء في عام 1987 تقديراً لهذا الإنجاز الكبير. ومنذ ذلك الوقت تضاعف عدد الجامعات ومراكز البحوث والباحثين المهتمين بدراسة الناقلية الفائقة، وقد تم بالفعل الحصول على درجات حرارة انتقال تتجاوز 100K. وما زال السباق في هذا المضمار قائماً لتحضير مركبات ذات درجة حرارة انتقال أعلى لما لهذه المركبات من أهمية بالغة في مجالات البحوث والتطبيقات المختلفة. وتقع معالجة المواد الفائقة الناقلية ذات درجات الحرارة العالية (high-temperature superconductors) نظرياً خارج نطاق هذا الكتاب.

وسنبحث فيما يلي في النظريات المختلفة التي نجحت في شرح خصائص المواد الفائقة الناقلية ذات درجات الحرارة المنخفضة ودرجة نجاحها واتفاقها مع التجربة. ولا بد من ذكر نتيجة تجريبية أخيرة كانت بمنزلة مقياس للنظريات عام 1950 م، عندما وجد أن هناك علاقة تناسب عكسية بين درجة حرارة الانتقال والجذر التربيعي لكتلة العناصر النظيرية ($M^{1/2}$) والذي سمي باسم أثر النظائر (isotopic effect).

3-5 الناقلية الفائقة التطور النظري

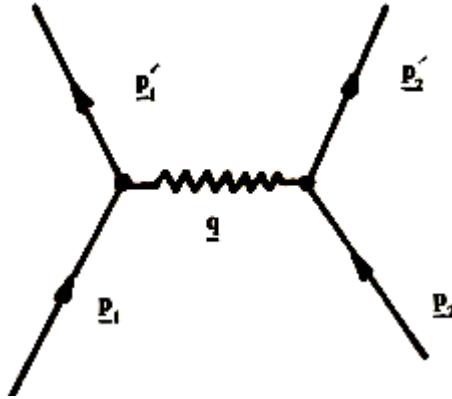
Theoretical Development of superconductors

لقد أهملنا عند معالجة بعض الخصائص الفيزيائية في الفصول السابقة تفاعل الإلكترونات مع بعضها، وكان يعتبر أن أخذها في الحسبان يؤدي إلى تحسين نتائجنا، لكننا سنرى في هذا التطور النظري الذي يشرح الناقلية الفائقة أن حدوث هذه الظاهرة هو نتيجة تفاعل هذه الإلكترونات مع بعضها ومع الفونونات التي تمثل حركة الأيونات في البلورة، وتتنطبق هذه الملاحظة أيضاً على الظواهر الأخرى المذكورة في هذا الفصل.

5-3-1 التجاذب الضعيف بين الإلكترونات

Weak attraction between electrons

اقترح فروهليش (Fröhlich) عام 1950م تفاعلاً بين الإلكترونات بواسطة الفونونات يؤدي إلى ظهور تجاذب ضعيف بين إلكترونين وذلك بافتراض أن أحد الإلكترونين يصدر فونوناً ويكون الآخر مستعداً في اللحظة نفسها ليتلقفه كما يظهر الشكل (5-13).



الشكل (5-13)

اقترح فروهليش لعملية استطارة تقديرية بين إلكترونين فيبدوان متجاذبين

فيكون:

$$1 = \underline{\dot{p}}_1 + \underline{q} \quad : \quad \underline{p}_2 = \underline{\dot{p}}_2 - \underline{q} \quad (5-6) \underline{p}$$

و بالتالي, فإن الاندفاع الكلي محفوظ:

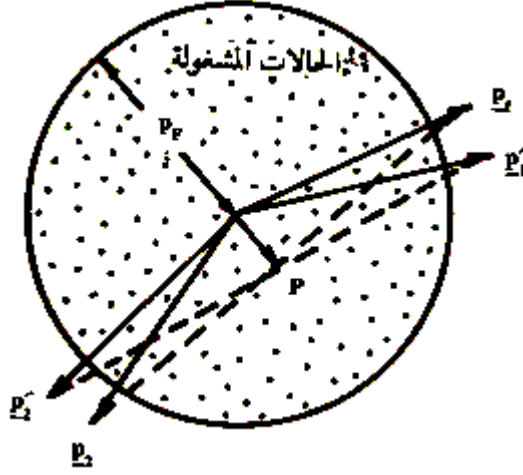
$$\underline{p}_1 + \underline{\dot{p}}_2 = \underline{p}_1 + \underline{\dot{p}}_2 \quad (5-6)$$

أما الطاقة فهي محفوظة بين الحالتين الابتدائية والنهائية, غير أنها ليست بالضرورة كذلك بين الحالة الابتدائية والمتوسطة أو بين الحالة المتوسطة والنهائية مادامت فترة حياة الحالة المتوسطة قصيرة إلى درجة كافية, وبحيث لا يتجاوز الابتعاد عن القيمة المحافضة $\Delta \varepsilon$ التي نحصل عليها من علاقة هايزنبرغ $\Delta \varepsilon \cdot \Delta t \sim \hbar$ حيث تمثل Δt عمر الحالة المتوسطة وتدعى الحالات المتوسطة من هذا النوع حالات تقديرية (virtual).

وتبين الحسابات باستخدام ميكانيكا الكم أنه إذا كان $\varepsilon_1 - \varepsilon_1 < w_p \hbar$. حيث تمثل ε_1 و ε_1 طاقتي الإلكترون الأول التقديريتين قبل إصدار الفونون وامتصاصه. فإن التفاعل الكلي بين الإلكترونين تجاذبي. وهذا بالطبع إضافة إلى التنافر الكهربائي بين الإلكترونين, وستكون محصلة التفاعل تجاذبية أو تنافرية حسب كبر التجاذب المتعرض بالفونون بالمقارنة مع التنافر الكهربائي. ويمكن تمثيل هذه العملية في الواقع بعملية انجرار الأيون لدى مرور الإلكترون بجانبه مما يؤثر بدوره في الإلكترون الآخر. إن اقتراح فروهليش القائل بارتباط الناقلية الفائقة بالفونونات أتاح له أن يتنبأ بأثر النظائر الذي لم يكن مكتشفاً آنذاك, كما مكنه من شرح سبب كون الفلزات ذات الناقلية الكهربائية الرديئة في الحالة العادية مواد صالحة وجيدة لتكون مواد فائقة الناقلية, فالناقلية الكهربائية الرديئة تشير إلى تفاعل قوي بين الإلكترونات و الفونونات مما يسبب مقاومة عالية نوعاً ما في الحالة العادية.

5-3-2 أزواج كوبر Cooper pairs

كانت الخطوة التالية في تطوير نظرية الناقلية الفائقة ما قام به كوبر عام 1956م عندما أخذ إلكترونين في فلز في درجة الصفر المطلق، يشغل الإلكترونان حالتين محددتين في فضاء الاندفاع بـ $\underline{p} > \underline{P}_F$ حسب مبدأ الاستبعاد لباولي كما يظهر في الشكل (5-14) إلا أن كوبر استطاع البرهنة على أنه لو وجد تجاذب بين الإلكترونين وإن كان ضعيفاً، فإنهما سيكونان حالة مرتبطة (bound state) ويكون مجموع طاقتيهما أقل من $2 \epsilon_F$. سنحاول فيما يلي توضيح ذلك باستخدام أفكار بسيطة من ميكانيكا الكم ودون اللجوء إلى استنتاج دقيق.



شكل (5-14)

تشكل زوج كوبر (cooper)

إن الدالة الموجية لمجموعة الإلكترونين غير المتفاعلين ليست إلا تركيباً خطياً من حاصل ضرب دالة كل منهما على انفراد، فإذا أغفلنا الرمز إلى إحداثيات الفضاء فسنكتب:

$$(p_1 \cdot p_2) = \Psi(p_1) \Psi(p_2) \quad (5-8) \Phi$$

إن الدوال Ψ أمواج مستوية أو أمواج بلوخ. ولو أدخلنا الآن التفاعل بين أزواج الإلكترونات، فسيسبب ذلك تبعثراً (استطارة) لهذه الإلكترونات يصاحبها تغير في

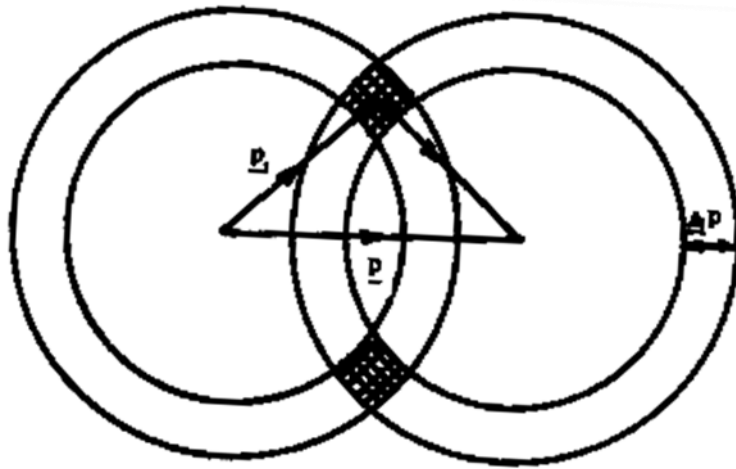
الاندفاعات, مما يجعل مزج الدوال الموجية (mixing of wave functions) ذات الاندفاعات المختلفة مناسباً لكتابة الدالة الموجية للإلكترونين المتفاعلين, أي أن:

$$\begin{aligned} (X_1, Y_1, Z_1, X_2, Y_2, Z_2) &= \sum_{i,j} \alpha_{ij} \Phi(\underline{p}_i \cdot \underline{p}_j) \Phi \\ &= \sum_{i,j} \alpha_{ij} \Psi(\underline{p}_i) \cdot \Psi(\underline{p}_j) \end{aligned} \quad (5-9)$$

تمثل هذه الدالة استطارة الإلكترونين بصورة مستمرة مما يسبب تغير اندفاع كل منهما بصورة مستمرة أيضاً وتعطي $|\alpha_{ij}|^2$ عندئذ احتمال أن يكون للإلكترونين في لحظة ما الاندفاعات \underline{p}_i و \underline{p}_j على التوالي, ويظهر تأثير تجاذب الإلكترونين في كل استطارة ويؤدي هذا التجاذب إلى طاقة كامنة سالبة, لذلك علينا أخذ متوسط هذه الطاقة خلال فترة زمنية محددة بحيث يكون عدد الاستطارات كبيراً فتتقص طاقة الإلكترون بقدر هذا المتوسط, وهذا بدوره يعتمد على عدد الاستطارات الحاصلة التي تحقق حفظ الاندفاع في كل استطارة. وقد تبين إمكانية أخذ مساهمة كل استطارة بقدر ثابت $(-V)$ كتقريب جيد, حيث تقابل (V) ابتعاد الاستطارة عن الاستطارة المرنة.

إذا استعملنا اقتراح فروهليش لحساب عدد الاستطارات التي تؤدي إلى تجاذب فسندج أن احتمال الاستطارة يكون ذا قيمة محسوسة إذا كانت الكمية: $(\epsilon_1 + \hbar\omega_q - \epsilon_1)$ صغيرة أي إذا كان $\epsilon_1 - \epsilon_1 \cong \hbar\omega_q$ لذلك فإن أقل قيم كل من ϵ_1 و ϵ_1 (التي هي فوق ϵ_F وتحقق في الوقت نفسه الشرط الأخير) تقع في قشرة سمكها $\hbar\omega_L$ فوق ϵ_F , حيث تمثل ω_L التردد الوسطي للفونونات وهو حوالي نصف تردد ديبي ω_D . يقصر هذا الشرط القيم المسموحة لـ ϵ_1 و ϵ_1 وبالتالي لـ \underline{p}_1 و \underline{p}_1 على شريط في فضاء الاندفاع عرضه حوالي $\Delta = \frac{m \hbar\omega_L}{P_F}$ قرب سطح فيرمي, وبما أنه يجب على قيم أزواج الاندفاعات تحقيق العلاقة $\underline{p}_i + \underline{p}_j = \underline{p}$, فإنه من الممكن إيجاد القيم المسموحة حسب ما هو موضح بالشكل (5-15) وتتمثل في الأجزاء المظلمة فيه فقط. فكل الاندفاعات التي تبدأ في هذه المساحة تحقق الشرطين معاً

وواضح أن عدد الأزواج يزداد بصورة متناسبة مع حجم الحلقة المشتركة، وله نهاية عظمى عندما $p = 0$ ، فتصبح عنئذ قشرة كروية سمكها Δp . ويعني هذا أننا نحصل على أكبر عدد من الاستطارات المسموحة التي تعطي أكبر انخفاض في الطاقة عندما تتقارن الإلكترونات ذات الاندفاعات المتساوية والمتعاكسة. وقد بينت الحسابات الكمية أن عناصر المصفوفة V تكون أعلى ما تكون عندما يكون



للإلكترونين سبينان (لفان ذاتيان) متعاكسان.

الشكل (5-15)

القيم المسموحة لاندفاعات الإلكترونات التي يمكن أن تشكل أزواج كوبر

ووفقاً لما سبق، نجد أن الدالة الموجية Φ التي تصلح لتمثيل الإلكترونين المقترنين بأخفض طاقة كامنة ممكنة هي من الشكل $\Psi(p\downarrow) \cdot \Psi(p\uparrow)$ ، حيث يمثل المضروب الأول الإلكترون ذا الاندفاع p والسبين نحو الأعلى، أما المضروب الثاني فهو يمثل الإلكترون ذا الاندفاع p والسبين نحو الأسفل.

وعلى هذا تصبح المعادلة (5-9):

$$(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \sum \alpha_i \Psi(p_i \uparrow) \Psi(-p_i \downarrow) \Phi \quad (5-10)$$

وتصف الدوال الموجية من هذا النوع ما يعرف بأزواج كوبر. أما الطاقة الكلية للإلكترونين، فنحصل عليها بإضافة الطاقة الحركية إلى الطاقة الكامنة المحصلة وطاقتها الحركية ليست إلا:

$$W = 2 \sum_i |\alpha_i|^2 (P_i^2 / 2m) \quad (5-11)$$

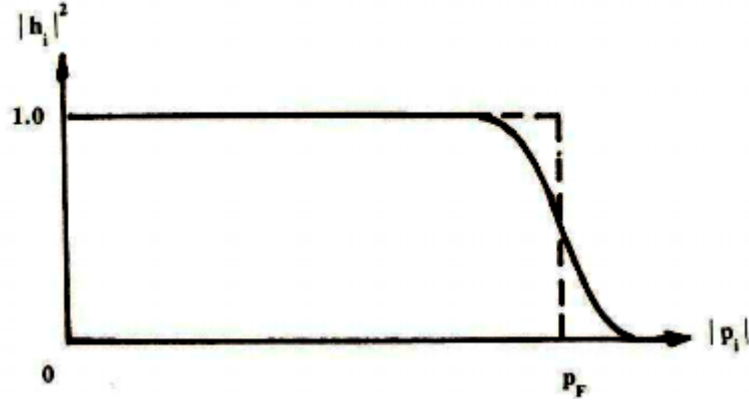
التي يجب أن تزيد على $2E_F$. إن أهم نتيجة في تحليل كوبر هي أنه عند تشكيل أزواج من الإلكترونات ذات الاندفاعات المتساوية والمتعاكسة، فإن انخفاض الطاقة الكامنة نتيجة تفاعل بعضها مع بعض يفوق ازدياد الطاقة الحركية الإضافية. لذلك فعند انتقال إلكترونين إلى حالة ممثلة بالدالة الموجية Φ تحدث فيها استقطارات مستمرة بين الحالات ذات الاندفاعات المتساوية والمتعاكسة، فإن طاقة المجموعة تكون أقل من طاقتها إذا ما انتقل الإلكترونان إلى حالات قريبة جداً من E_F ولم يكن بينهما تفاعل.

5-3-3 الحالة الأرضية للناقلية الفائقة ونظرية (BCS)

Superconducting ground state and BCS theory

رغم كون المسألة التي عالجها كوبر افتراضية، فقد مهدت الطريق لنظرية أكثر واقعية تشمل الإلكترونات الحرة كلها وليس فقط التفاعل بين إلكترونين، فكانت أعمال باردين وكوبر شريفير خطوة متقدمة لبناء نظرية متكاملة للناقلية الفائقة عرفت باسم (BCS) عام 1957م. لقد استطاع العلماء الثلاثة تعميم نتيجة كوبر البسيطة لتتنطبق على تفاعل إلكترونات متعددة، فافتراضوا أن التفاعل بين أي إلكترونين يؤدي دوراً مهماً في الناقلية الفائقة عندما يحقق الإلكترونان شروط تكوين أزواج كوبر، أما أثر الأزواج الأخرى فهو في الحد من الحالات الجاهزة لاستقطارتهما وفق مبدأ الاستبعاد.

كانت نتيجة كوبر مبنية على إلكترونين مضافين إلى إلكترونات المادة عند الصفر المطلق، ولكنها تنطبق أيضاً على حالة إلكترونين من إلكترونات المادة، فينتقل إلكترونان لهما اندفاعان قريبان من P_F ليشكلا زوج كوبر الموصوف بالدالة الموجية Φ . إن انخفاض طاقتهما الكامنة نتيجة تفاعلها المتبادل يتعدى ازدياد الطاقة الحركية إلى ما فوق $2E_F$. لذلك، إذا بدأنا والفلز في درجة الصفر المطلق، بحيث يكون توزع الإلكترونات كما هو موضح بالخط المتقطع في الشكل (5-16) فإننا نستطيع تكوين حالة ذات طاقة أدنى وبالتالي أكثر استقراراً وذلك بنزع إلكترونين لهما اندفاعان أقل بقليل من P_F وتشكيل زوج كوبر. وإذا كان بالإمكان فعل ذلك من أجل زوج من الإلكترونات، فيمكن القيام به من أجل أزواج عديدة مادامت هناك حالات شاغرة قريبة من القشرة كل منها ممثلاً بالدالة الموجية Φ ليصبح التوزع كما هو موضح بالخط المتصل في الشكل (5-16).



شكل (5-16)

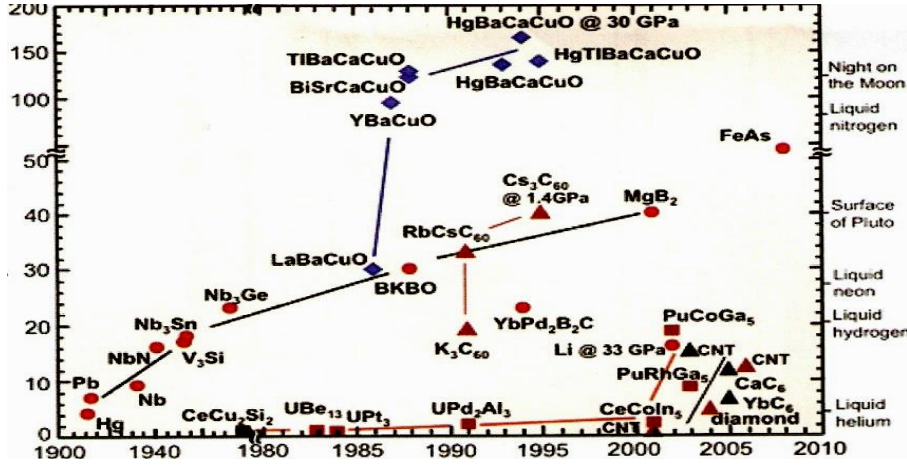
— احتمال h_i أن تكون الحالة ($p_i \uparrow$ و $p_i \downarrow$) لإلكترونين مشغولة وفق الدالة الموجية لنظرية BCS
 --- احتمال أن تكون الحالة $|P_i|$ مشغولة لفلز عادي عند الصفر المطلق.

5-4- النواقل الفائقة ذات درجات الحرارة العالية

High temperature superconductors(HTS)

لقد تم بالفعل الحصول على درجات حرارة انتقال تتجاوز 100K. وما زال السياق في هذا المضمار قائماً لتحضير مركبات ذات درجة حرارة انتقال أعلى لما لهذه المركبات من أهمية بالغة في مجالات البحوث والتطبيقات المختلفة. تهتم الصناعات الكهربائية والإلكترونية بتوفير الوصلات التي لا تستهلك طاقة حرارية لما توفره من طاقة وكذلك لما تخفضه من ضجيج؛ إضافة لإمكان تصنيع أدوات قياس مختلفة مثل أدوات قياس الحقول (المجالات) المغناطيسية الضعيفة جداً، أو لعزل التجهيزات عن آثار الحقول المغناطيسية التي تعجز المعادن العادية عن القيام بها. يتطلب ذلك أن تكون المواد الفائقة الناقلة مرنة وقابلة للسحب، لذلك ما زالت الخلائط المعدنية تستعمل مع أن درجة حرارة انتقالها قرابة 20 كلفن. وقد بنيت آمال كبيرة على المواد الخزفية عندما اكتشفت لأنه سرعان ما أمكن رفع درجة حرارة انتقالها في غضون سنة إلى قرابة 90 كلفن انظر الشكل (5-17) وهي قريبة من درجة حرارة غليان الآزوت السائل ذي الكلفة المنخفضة وذي الحرارة النوعية الكبيرة مقارنة بكلفة الحصول على الهليوم السائل وحرارته النوعية. إلا أن صعوبة تصنيعها و قصوفيتها أخرت الكثير من التطبيقات.

يبين الشكل (5-17) تكاتف العلماء من دول كثيرة بغية إنجاز سلعة مناسبة للتصنيع. كما أن علماء من تخصصات متباينة قد دخلوا هذا السباق بدءاً من النظريين وانتهاءً بعلماء المواد.



الشكل (5-17)

على سبيل المثال عندما اكتشفت الناقلية الفائقة لأكاسيد النحاس وخلائها بدأت الدراسات النظرية للتعرف على أسباب امتلاكها درجات حرارة انتقال عالية فعزيت إلى كون بنيتها البلورية طبقية فصيغت نظرية على غرار نظرية باردين وكوبر و شرايفر تأخذ في الحسبان تحريك الشرائح الذرية ككل لكن هذا التعديل لم يصمد لنتائج أخرى على المواد نفسها، إضافة إلى ظهور مواد أخرى لا تتصف بالصفة الطباقية مثل أكسيد المغنيزيوم و بور المغنيزيوم وكرات الكربون ستين. ومن أمثلة تدخل علماء المواد، دراسة تغير درجة حرارة الانتقال مع تطبيق ضغوط عالية على العينة وعندما تأكد ظهور التغير تم اللجوء إلى استبدال ذرات ذات حجوم ذرية أكبر بذرات المادة الأصلية لتقوم بمهمة تغير الضغط فحصلوا بالفعل على مواد جديدة درجة حرارة انتقالها عالية وكانت هذه الفكرة مرشدهم. وكمثال آخر دراسة تأثير

العيوب الكيميائية عند ابتعادها عن النسبة الكيميائية النظامية وبخاصة تأثير نقصان الأكسجين في أكاسيد النحاس.

إن معظم المواد ذات درجات حرارة الانتقال العالية لا متناحية و هي من النواقل الفائقة من النوع الثاني التي تمتلك حقولاً مغنطيسية حرجة عالية القيمة، فهي مرغوبة في الصناعة، ويتم الآن الاستفادة منها على شكل رقائق وأغشية.

الفصل السادس

الانتظام & عدم الانتظام Order and Disorder

- 1-6 الانتظام القصير المدى short range و الانتظام الطويل المدى long range <
- 2-6 أنواع عدم الانتظام: disorders <
- 3-6 الحالات المتموضعة localized states <
- 4-6 حافة الحركية mobility edge <
- 5-6 الناقلية الكهربائية وعدم الانتظام Disorder and electrical conductivity <

1-6 الانتظام القصير المدى short range و الانتظام الطويل المدى long range

البلورة المثالية هي ترتيب منتظم من الذرات أو الجزيئات في الشبكة البلورية ويمتد على كامل العينة، فهي تتمتع بانتظام طويل المدى، أي انتظام يمتد على بضعة آلاف أو مئات الآلاف من الأبعاد الذرية، نعبر عنه بالتناظر الانسحابي الذي يؤدي عمليا إلى نظرية بلوخ التي تؤدي بدورها إلى نظرية العصابات. إن التوابع الموجية الناتجة عن حل معادلة شرودنغر وفق هذه النظرية تقابل حالات ممتدة على كامل العينة، أي غير محلية. في الوقت نفسه، يوجد أيضا في هذه البلورة انتظام قصير المدى، انتظام يمتد على بضعة أبعاد ذرية يتمثل بالذرات المؤثرة القريبة من ذرة ما أكثر من غيرها من الذرات، فلها المساهمة الرئيسة في حساب الحقل البلوري الداخلي والتناظرات التي ترافقه.

فسرت نظرية العصابات مع التقريبات المفترضة فيها، وعلى الخصوص الانتظام الطويل المدى، سلوك الكثير من خواص البلورات الكهربائية و المغنطيسية والضوئية، لكنها فشلت في تفسير بعض الخواص عندما لا يتحقق هذا الانتظام في العينة: مثل كونها متعددة البلورات أو حبيبية أو لا متبلورة أصلا. وقد يختلف مدى الابتعاد عن السلوك البلوري المتمثل بالانتظام الطويل المدى، باختلاف الخاصة المدروسة. على سبيل المثال تتأثر كثيرا الخواص الميكانيكية عند وجود انتظام قصير المدى فقط عن حالة الانتظام الطويل المدى؛ في حين قد يكون تأثر الخواص الكهربائية ضعيفا نسبيا.

6-2 أنواع عدم الانتظام disorders:

يندرج تحت عدم الانتظام عدة أنواع تصنف عادة وفق سبل معالجتها نظريا وصعوبتها. يوجد مثلا :

(1) عدم الانتظام التركيبي compositional

يحدث عادة في الخلائط. إذ تحتل ذرات نوع أول من مادة مكونة للخليط مواقع ذرية معينة في الشبكة في حين تحتل ذرات نوع ثان مواقع ذرية معينة أخرى في الشبكة، فتعالج المسألة وكأنها موزعة في شبكتين متداخلتين بتقريب أول، لكنه إذا اختلف هذا الانتظام لدرجة عالية لا تعود هذه المعالجة كافية على المستويين المجهرى و الجهرى.

(2) عدم الانتظام المكاني positional

تتغير الأبعاد بين الذرات وكذلك الزوايا في هذا النوع من عدم الانتظام، عما هي عليه في الحالة البلورية لكنها تحافظ على عدد أقرب الذرات المجاورة القريبة. تعالج أحيانا هذه التغيرات معالجة مقبولة وفق نظرية الاضطراب، لكن المعالجة لا تعود كافية عندما تكون التغيرات كبيرة.

(3) عدم الانتظام التضاريسي topological

تختلف الأبعاد بين الذرات وكذلك عدد أقرب الجارات و لا يوجد في هذا النوع أي علاقة مع حالة الانتظام السابقة، كأن توجد روابط كيميائية حرة متدلّية غير مرتبطة بجوارها، لدى مقارنتها بالحالة البلورية التي تكون فيها جميع الروابط ممتلئة.

(4) عدم الانتظام الاتجاهي directional

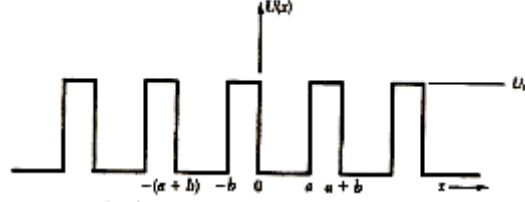
يظهر هذا النوع عندما تمتلك بعض الذرات أو الجزيئات في بلورة ثنائيات أقطاب كهربائية أو مغنطيسية، عندئذ يمكن لمعظم هذه الثنائيات أن تتوجه باتجاه واحد أو أن تبقى في اتجاهات غير منتظمة، وقد يحدث هذا إضافة إلى كونها منتظمة في

شبكة أو لا. مثال ذلك الانتقال من الحالة الحديدية المغنطة إلى حالة مسايرة أو معاكسة عزمها المغنطيسي الكلي معدوم. يمنع وجود أنواع كثيرة من عدم الانتظام التوصل إلى معالجة موحدة لها كلها؛ ولا بدّ من معالجات منفردة تلائم كل حالة وحدها. غير أنها كلها تتدرج من وجهة نظر ميكانيك الكم في كونها تقابل حالات غير ممتدة، متموضعة، مقابل الحالات الممتدة التي نصادفها في فيزياء الجسم الصلب عند معالجة البلورات. سنعطي فيما يلي مقدمة وأمثلة نحاول فيها إعطاء تعاريف وحدود لبعض المصطلحات المستعملة للتمييز بين الحالتين.

3-6 الحالات المتموضعة localized states

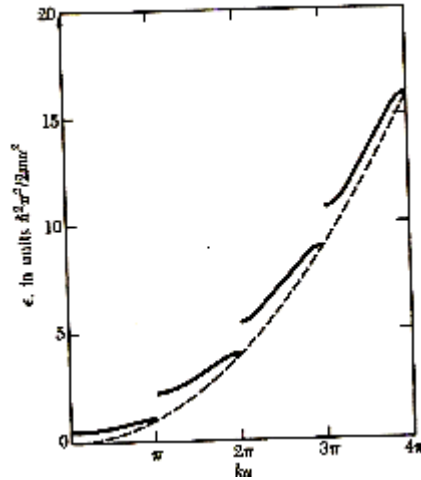
صادفنا في الواقع مثل هذه الحالات لكننا لم نعطيها اهتماما كبيرا، في بعض الحالات، نظرا لعدم تأثيرها كثيرا في الخاصة المدروسة. كنا نتحدث مثلا عن ظهور ثغرة (فجوة) طاقة في أنصاف النواقل، فنقول إنه إذا كانت طاقة حاملة الشحنة واقعة ضمن هذه الثغرة فهي غير قابلة للانتشار، غير أن الحلول الفعلية لمعادلة شرودنغر في مثل هذه الحالة تعطي حولا متخامدة، هي أمواج ذات متجه موجة يحوي جزءا تخيليا وجزءا حقيقيا، إذا كانت طاقتها واقعة ضمن هذا المجال، وبالتالي لم يكن المنع تاما. وما يجدر ملاحظته عند الانتقال من الانتظام إلى عدمه أننا قد نبقي على بعض المفاهيم المستعملة في حالة الانتظام وقد نستغني عن بعضها الآخر لعدم صلاحيتها للوصف. إذ يمكن الاستغناء مثلا عن مفهوم العصابات لكنه يمكن الإبقاء على مفهوم كثافة الحالات.

سنأخذ مثلا عن تأثير عدم الانتظام مطبقا على نموذج استعمل أول مرة لشرح نظرية العصابات هو نموذج كرونغ و بني Kronig & Penney فنطبق على هذا النموذج بعض أنواع عدم الانتظام لتلمس ما يحصل. تمثل ذرات الشبكة في هذا النموذج الأحادي البعد بآبار كمون موزعة بانتظام وذات أعماق (حواجز كمون) متساوية، الشكل (6-1).



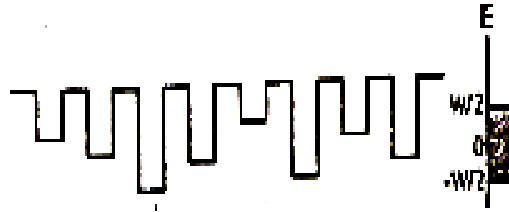
الشكل (1-6)

نكتب معادلة شرودنغر أولاً لحالة الكمون صفر ونوجد حلولاً لها (أمواج مستوية غالباً متقدمة ومنعكسة)، ثم نكتبها مع وجود بئر كمون ونوجد الحلول المقابلة، و نطبق بعدها شروط الاستمرار عند طرفي الحاجز وكذلك شروط الدورية فنأخذ من الحلول، وبالتالي نختار من التتابع الموجية ما يناسب الوضع. في الواقع نحتاج إلى حل المعادلات عددياً للوصول لذلك، لكن حالة خاصة من هذا النموذج تعطي حلاً معطى بعلاقة محددة ذلك عندما ننهي ارتفاع حاجز الكمون إلى اللانهاية ضمن مجال صغير بحيث يكون التكامل على المجال محدوداً، أي نكتب النموذج بتتابع دلتا مقابل لأماكن الذرات. يبين هذا النموذج ظهور ثغرة الطاقة بصورة مشابهة لنموذج الإلكترون شبه الحر، الشكل (2-6)، وتعطي الحلول العددية أشكالاً مشابهة لكنها أكثر تفصيلاً.



الشكل (2-6)

قام أندرسون (P.Anderson) بتعديل هذا النموذج بغية إدخال عدم انتظام فأبقى على المسافات بين آبار الكمون متساوية لكنه غير من ارتفاعات حواجز الكمون تغيرات إحصائية غير منتظمة، الشكل (3-6).



الشكل (3-6)

يوضح نموذج أندرسون: آبار مختلفة العمق و الكمونات موزعة حول الوسطي الذي يؤخذ قيمته صفر.

انطلق أندرسون بافتراض وجود ذرة في كل موقع شبكي طاقتها يمكن أن تتغير نتيجة عدم الانتظام ضمن مجال عرضه $2W$ ، غير أنه إذا كانت طاقتها متساوية نتج عنها عصابة طاقة عرضها B يقابل انتقالها من طاقات حالات ذرية متباعدة

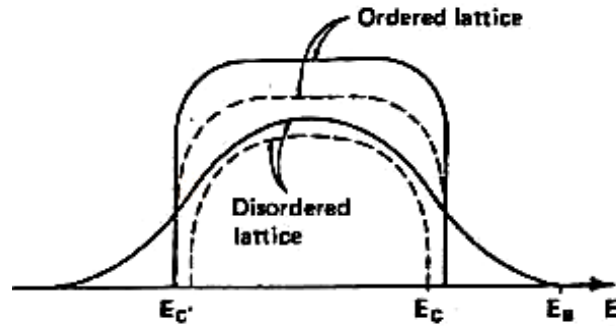
تطابقها (حطوطها) بقدر عدد الذرات إلى عصابة طاقة لها العرض المذكور. ثم كتب الهاملتوني الذي يصف هذا على شكل مجموعين الأولى تقابل الجمع على الحالات المتماثلة بدلالة مؤثرات التوليد والإفناء لها والثانية تقابل حالات الانتقال بين المستويات المختلفة الطاقة تقع ضمن مجال عدم الانتظام، أي:

$$H = \sum_n E_n c_n^* c_n + \sum_{mn} V_{mn} c_m^* c_n \quad (6-1)$$

افتراض أندرسون لتبسيط المعالجة أن عناصر مصفوفة الانتقال متساوية ودرس تغير المؤثرات مع تغير الزمن وفق المعادلة :

$$i(\hbar/2\pi) c'_n(t) = E_n c_n + \sum_m V_{mn} c_m \quad (6-2)$$

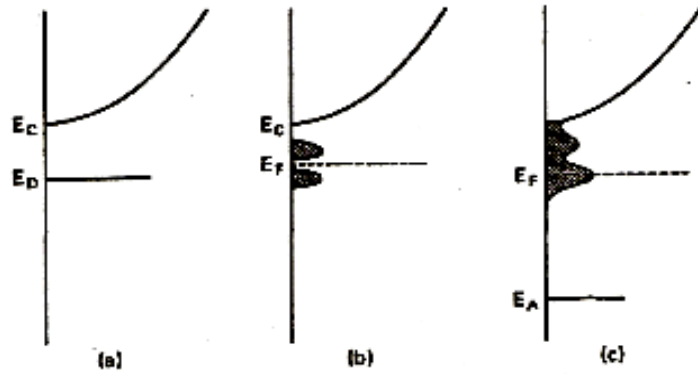
ولكي يعرف التموضع كمياً حسب احتمال عودة إلكترون موصوف بمؤثر التوليد المذكور ويخضع للمعادلة (6-2) إلى موقع كان يشغله في لحظة معينة، أي ركز على تقارب أو تباعد تابع الاحتمال مع تزايد الزمن إلى اللانهاية، وذلك عند فرض شرط عدم الانتظام من أجل قيم متزايدة، فإذا كان احتمال العودة محدود القيمة غير معدوم كانت الحالة المقابلة متموضعة، أما إذا كان احتمال العودة معدوماً فإن الحالة ممتدة وينتشر الإلكترون إلى اللانهاية. بين أندرسون بمثل هذه الحسابات أن النسبة W/B هي التي تحدد التموضع فإذا كانت أخفض من مرتبة القيمة خمسة فالحالة ممتدة وإذا كانت أكبر من خمسة فإن الحالة متموضعة. عرف هذا النوع من التموضع بتموضع أندرسون وعرفت الطاقة التي تفصل بين الحالتين حافة الحركية E_c ، إذ إن حركية حوامل الشحنة ستخفض كثيراً عند هذه الطاقة، إذا ما أمكن التحكم في عدم الانتظام وزيادته مع قياس حركية حوامل الشحنة، الشكل (6-4).



الشكل (4-6)

الطاقة الحركية لعصابة النقل المحددة بـ E_B وطاقة الحركية لعصابة التكافؤ E_C

يقارن البعض هذا الانتقال بانتقال موت بين حالة العازل والناقل بتغيير أبعاد الشبكة وعلاقتها بتراكب التوابع الموجية، لكنه يجب الانتباه إلى الاختلاف الواضح في منشئهما. يعبر عن هذا عادة بدلالة مفهوم كثافة الحالات الذي يبقى صالحا في حالة عدم الانتظام ويمكن تحديد الطاقة عند حافة الحركية، الشكل (5-6).



الشكل (5-6)

تغير كثافة الحالات مع الانتقال من حالات شائبة منفصلة إلى عصابات منفصتين ثم إلى عصابات منطبقتين.

4-6: حافة الحركية mobility edge

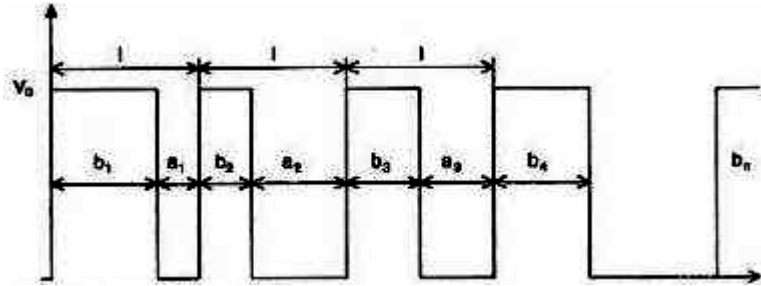
حاول آخرون التوصل إلى توصيف كمي لحدوث التموضع وتحديد حافة الحركية عن طريق دراسة تابع الموجة الذي ينفذ بعد أن يجتاز آبار كمون متغيرة العرض

عشوائياً، الشكل (6-6) بطريقة إحصائية، لكن لها ارتفاع حاجز الكمون نفسه باستعمال طريقة مصفوفة الانتقال transfer matrix method فنكتب على التوالي المصفوفة التي تحدد سعتي التابعين الموجيين النافذين المتقدم A_{out} والراجع B_{out} بدلالة سعتي التابعين الموجيين الواردين المتقدم A_{in} والراجع B_{in} على الصورة التالية:

$$(6-3) \begin{pmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{pmatrix}$$

يتعين معامل النفاذ من البئر الأول بالعلاقة:

$$T = 1/|R_{22}|^2 \quad (6-4)$$



الشكل (6-6)

آبار كمون متغيرة العرض

وبالتالي فإن ما يعين عودة التابع الموجي لإلكترون أو ثقب بعد اجتيازه عددا من الحواجز الكمونية n هو متوسط مثل هذا الحدّ على جميع الآبار المختلفة العرض اختلافا عشوائيا ضمن مجال معين. ونأخذ قياسا لدرجة التموضع المعامل التالي:

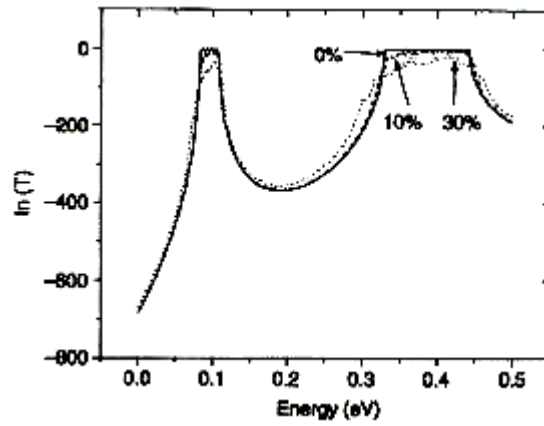
$$\gamma = - \ln T / (2L) \quad (6-5)$$

الذي يمثل مقلوب طول التموضع، إذ إنه يساوي الصفر من أجل الحالات الممتدة (نفاذية كاملة $T=1$) أما L فيمثل عدد آبار الكمون N_0 مضروبا بالعرض المتوسط

لها I_b ويكون عرض البئر a مثلا محصورا ضمن مجال تغير العرض عن المتوسط

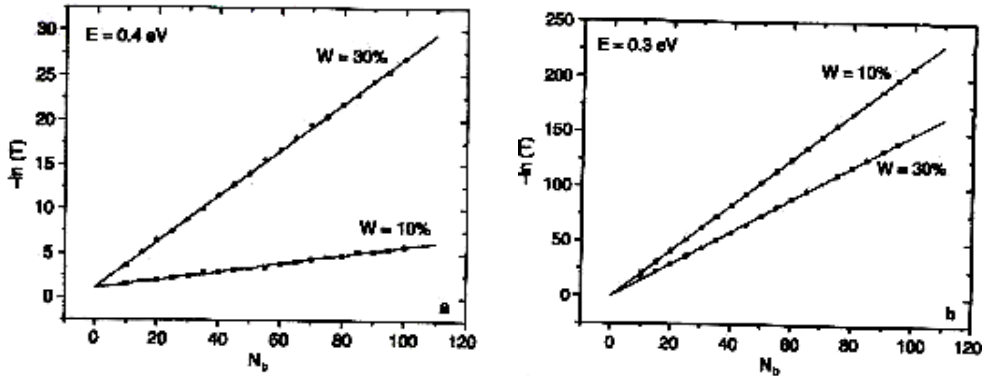
$$(I_b - w) \leq I_{bi} \leq (I_b + w) \quad (6-6) \quad \text{أي:}$$

يمثل الشكل (7-6) تغيرات لغرتم النفاذية مع طاقة الإلكترون بالنسبة لمجالين من عدم الانتظام: 10% و 30%،



الشكل (7-6)

كما يبين الشكلان (b-a-6-8) التغيرات بتغير عدد آبار الكمون في الحالتين.



الشكل (8-6)

6-5 الناقلية الكهربائية وعدم الانتظام

Disorder and electrical conductivity

تتعين الناقلية الكهربائية بعدد حاملات الشحنة التي تعبر واحدة المساحة باتجاه الحقل الكهربائي المطبق، يمكن حساب هذا العدد بضرب العدد الكلي للحوامل باحتمال انتقال حاملة شحنة واحدة في ذلك الاتجاه مطروحا منه احتمال العودة باتجاه معاكس للحقل. يمكن حساب الاحتمالين اعتمادا على حساب معدل الانتقال بين مستويي طاقة مقابلين للتابعين الموجبين ووفق بولتزمان التقليدي يعطى هذا الاحتمال بتبعية أسية للفرق بين الطاقتين. لكنه، في حالتنا، وبسبب قرب آبار الكمون من بعضها البعض لا بدّ أن ندخل أثر النفق في الحساب؛ إذ يمكن لحامل الشحنة أن يعبر الحاجز دون أن يمتلك ذلك الفرق لكن في الوقت نفسه لا تكون المساهمة ملموسة إلا إذا كان عرض الحاجز ضيقا، نعبر عن هذا العرض بين امتداد حالة الذرات λ مثلا والبعد بين الذرات R_i فندخل تابعا أسيا إضافة لتبعية بولتزمان ليعطى الاحتمال بالعلاقة:

$$w_{ij} = w_0 \exp(-2R_i/\lambda - W/k_B T) \quad (6-7)$$

يعتمد هذا الاحتمال كما نرى، على الفرق بين طاقتي السويتين اللتين تزودهما أو تحدّهما الفونونات عادة (درجة الحرارة التي تؤخذ عادة من مرتبة درجة حرارة ديبياي) وعلى البعد المكاني بينهما المتعلق بالامتداد، ويمكن إيجاد قيمتين لهذين المعاملين بحيث يصبح الاحتمال أعظما، وبالتالي تهيم هذه الحالة على حالة معامل بولتزمان وحده. كذلك علينا أن نميز موقع طاقتي الحالتين من سوية فرمي إن وجدت.

عليه يمكن أن نصادف توابع تصف الناقلية مختلفة باختلاف مجالات درجة الحرارة
تتلخص بالتالي:

أ. التبعية المألوفة في شروط الحالات الممتدة:

$$\sigma = \sigma_{EC} \exp \left[- \left(E_c - E_F \right) / k_B T \right] ; E_F \ll E_c \quad (6-8)$$

ب. ناقلية بالقفز ثابتة المجال R (بين الحالات المتموضعة):

$$\sigma = \sigma_1 \exp \left[- \left(E_i - E_F + W \right) / k_B T \right] ; E_c > E_i \gg E_F \quad (6-9)$$

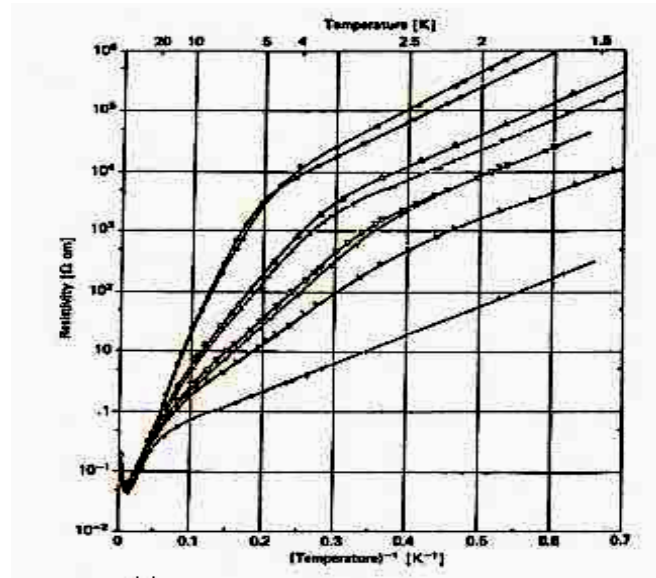
ج. ناقلية بالقفز في درجات الحرارة العالية:

$$\sigma = \sigma_2 \exp \left(- W / k_B T \right) ; E_c \cong E_F \quad (6-10)$$

د. ناقلية بالقفز في درجات الحرارة المنخفضة:

$$\sigma = \sigma_3 \exp \left[- \left(T_0 / T \right)^p \right] ; E_c \cong E_F \quad (6-11)$$

لقد قام موت Mott بحساب الأس p في العلاقة الأخيرة معتمدا قيمة للمعامل الذي يميز المادة T_0 وأخذا في الحسبان إمكان تغير مجال القفز (قفز متغير المجال) (variable - range hopping) فوجد القيمة 4/1 لهذا الأس، لكن آخرون بمن فيهم أندرسون نفسه، وبتقريبات مختلفة توصلوا إلى قيمة تقع بين 0.2 و 0.6 حسب الشروط المفروضة. يظهر في الشكلين التاليين أمثلة للتبعية المؤيدة لحساب موت في حالة البلورة المشوبة إصابات تؤثر في انتظامها البلوري وأخرى لغشاء رقيق لا بلوري.



الشكل (9.6)

ظهور مناطق ثلاثة ذات طاقات تنشيط مختلفة للناقلية الكهربائية بالإشابة للجرمانيوم من النوع P مختلفة التراكيز .

الفصل السابع

- 1-7 مقدمة Introduction 
- 2-7 الترسيب بالتبخير الحراري
Deposition by Thermal Evaporation 
- 3-7 الترسيب بالحزمة الإلكترونية
Deposition by Electron beam 
- 4-7 الترسيب بالليزر
Deposition by Laser 
- 5-7 ترسيب بلورات متطبقة بالحزمة الجزيئية
Molecular beam Epitaxy Deposition 
- 6-7 الترسيب بمؤازرة حزم اللفظ والأيونات
Sputtering deposition(Ion assisted) 

ترسيب الأفلام الرقيقة
Deposition of thin films

7-1 مقدمة Introduction

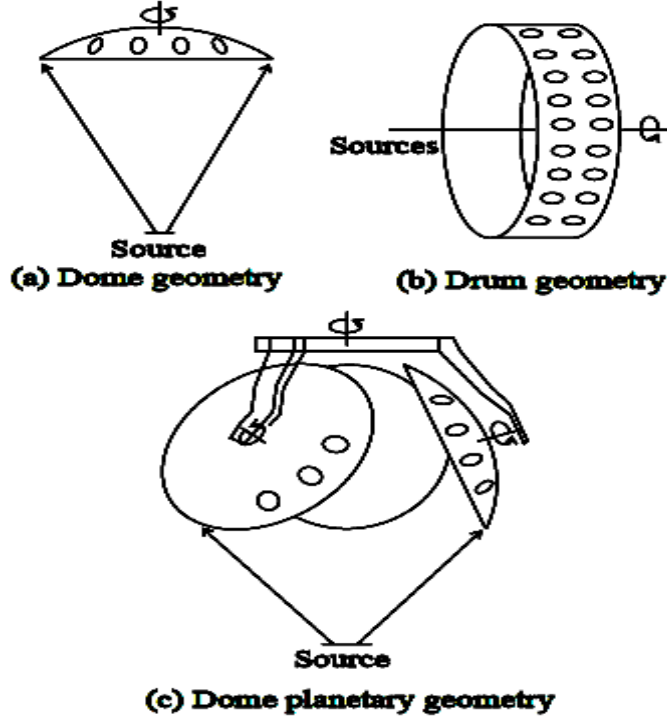
ظهرت الأفلام الرقيقة لأول مرة مع ظهور أنظمة التخلية، ولكن استخدام الترسيب كطريقة لإنتاج أفلام تستعمل في الأجهزة هي نتيجة تطوير يعود إلى أربعين سنة خلت. كانت طليبات الأفلام المعدنية الرقيقة التي تغطي طبقة من الزجاج أو البلاستيك من أوائل الأفلام التي استخدمت لأغراض بصرية. وامتدت هذه الاستخدامات من المرايا إلى النظارات الشمسية، ولا زال هذا عملاً مستمراً على نطاق واسع وخاصةً تحت الخلاء حتى يومنا هذا. وتعد معظم هذه الأفلام أمثلة على نمو جزيري (متعدد الجزر، متعدد البلورات) تغطي المقالات في كتاب النمو المتطبق (لاماتيو 1975) طرائق إنتاج مبكرة معتمدة على ما تم في المختبرات، أفلام متطبقة وحيدة البلورة فوق ركازات بلورية وحيدة. مع تطور عملية ترسيب الأفلام الرقيقة بشكل سريع خلال الخمس والعشرين سنة الماضية، وخصوصاً في مجال أدوات أنصاف النواقل، باتت هذه العمليات متخصصة بشكل كبير موجودة ضمن مؤلفات قابلة للتحديث مثل كتاب «*Handbook of Thin Film Process Technology* (Glocker & Shah 1995)» حيث إذ إن أقسام الكتاب نفسها قام بوضعها عدة مؤلفين. نصف في المقطع التالي بعض هذه التطورات بشكل مختصر.

7-2 الترسيب بالتبخير الحراري

Deposition by Thermal Evaporation

تعد هذه التقنية أبسط التقنيات من ناحية المفهوم، وتقوم على رفع درجة حرارة مادة لمصدر إما في قارب مفتوح توضع فيه المادة المراد تبخيرها أو بواسطة سلك تسخين يلف عليه سلك رفيع من المادة المراد تبخيرها أو بواسطة أية وسيلة أخرى ملائمة بحيث تتبخر المادة أو تتسامى لتتوضع على الركازة. يختار

القارب أو السلك من مواد درجة حرارة انصهارها عالية كي تقوم بالتبخير دون أن تساهم ذراتها في الترسيب، مثل W أو Mo، ويجب ألا تتفاعل بشكل عكسي مع المادة المتبخرة. وما لم تتخذ احتياطات معينة فإن المادة المتبخرة سوف تترسب داخل نظام التخلية كله، وبالتالي فإن مردودية العملية سوف تكون متدنية من ناحية مادة المصدر المستخدمة كما أنها سوف تعم كل نظام التخلية ولن يكون لدينا ترسيب متجانس. إن الحصول على مترسب متجانس بالإضافة إلى سعة إنتاجية كبيرة من متطلبات العمليات الصناعية، وهذا يعني عادة أن العينة الأساسية التي يتم الترسيب عليها يجب أن يتم تدويرها باستمرار. وهذه الحركات ضرورية لأن انبعاثات المصدر، عادة، ذات ذروة أعلى ما يمكن في اتجاه معين وغالباً ما تكون نحو الأمام ولذلك تكون الأفلام الرقيقة أنحف عند الأطراف. وهناك ثلاثة أمثلة على استخدام عملية تدوير الركازة الرئيسية للفيلم من أجل تخفيف هذا الأثر موضحة في الشكل (7-1). تستخدم عادة الحلول المستوية نظراً لبساطتها، لكن حلول الطبل (7-1-ب) هي المفضلة للإنتاج الغزير. كما تستخدم الحلول الكوكبية (7-1-ج) للحصول على تجانس في الكثافة، وخصوصاً في الهندسة القبية (7-1-أ) كما هو موضح في الشكل وتستخدم هذه التقنية هنا على حساب ارتفاع تكلفة الإنتاج والاعتمادية.

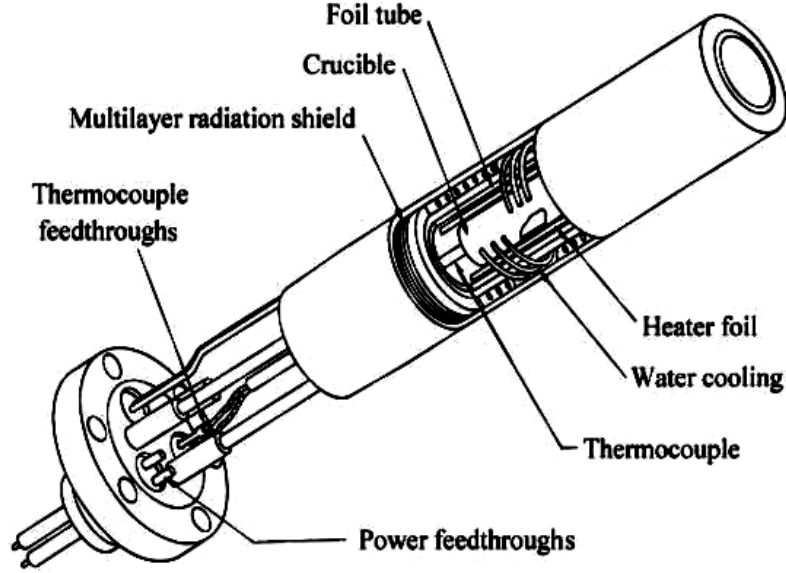


الشكل (1-7)

باستخدام دوران الطبقة الداخلية لإنتاج رقايات أكثر تجانساً:

- (a) أ- هندسة القبة التي تدور حول المحور.
 (b) ب- هندسة الطبل توضع المنابع على طول محور مركزي تدور حوله أسطوانة الطبل.
 (c) ج- هندسة الحركة الكوكبية.

يعتمد ضغط بخار المادة المصدر بشكل أساسي على درجة الحرارة. و يتحدد معدل الترسيب بمساحة مادة المصدر و درجة حرارتها وبالمسافة بين المصدر والركازة. ويجب أن ننوه إلى أن العلاقة بين ضغط البخار ودرجة حرارة الانصهار تختلف كثيراً من مادة إلى أخرى لذلك فإن معدل الترسيب المرجو من العملية يمكن الحصول عليه فقط عندما تكون المادة سائلة، وهذا يتطلب الانتباه إلى عدم انسكاب المادة المنصهرة عن السلك أو من القارب (المائل).



الشكل «7-2»

منبع رشح صغير باستخدام فرن

ولتجنب هذه المشاكل، نستخدم فرنًا، حيث يمكن بسهولة احتواء المادة السائلة ومنعها من الانسكاب خارجاً. كما يمكن بشكل نسبي تركيز الحرارة في الفرن بحيث لا تتبخر المادة في كل الاتجاهات، وأنها تصدر في اتجاهات مفضلة وحزم معينة، وبالتالي يتم توجيه المادة المصدر بشكل مدروس ومقيس على بنية الفيلم. ويمكن تشكيل مادة المصدر كمادة مائعة ووضعها بحيث يكون السطح المكشوف منها كبيراً نسبياً، أو كمصدر كندسن «knudsen» حيث تستخدم فتحة صغيرة في هذه الحالة؛ وفي الحالة الثانية تخرج المادة من خلال فتحة تختار أبعادها بحيث يكون ضغط بخار مادة المصدر الموجودة في الداخل منخفضاً يحقق النظرية الحركية (القياسية)؛ يكون معدل التبخير في هذه الحالة منخفضاً لكن الغشاء عالي التجانس. كما هو موضح في الشكل (7-2) فإنه تم تطوير عينات صغيرة كمصدر للبخار بحيث تستخدم هذه المواد مع الغرافيت أو مادة (PBN) pyrolytic boron nitride . ومن الناحية التطبيقية فإن

هناك جهداً لا يستهان به يجب أن يبذل للوصول إلى درجة حرارة وسط مستقرة، وذلك من خلال تصميم دقيق لأجهزة دفع الهواء و تسخينه مثل صفائح الإشعاع ومادة التبريد، وكذلك من خلال استخدام عملية تحكم إلكتروني بتيار مسخن وذلك بناءً على قياسات المزدوجة الحرارية. ومثل هذه المصادر وأجهزة التحكم متوفرة على صعيد تجاري ويمكن لأي مختبر أن يحوي عدة أجهزة في الوقت عينه.

3-7 - الترسيب بالحزمة الإلكترونية

Deposition by Electron beam

من أجل الحصول على ترسيب جيد للمواد ذات درجات حرارة الانصهار العالية، أو المواد التي تتفاعل مع البوتقة استعمال حزمة إلكترونية للتسخين السريع و التبخير. يحتوي التصميم بشكل أساسي على سلك شعري ذي قدرة تحمل كبيرة لكي يتحمل عدة ميلي أمبير و عدة كيلو فولط من الفولطية العالية وذلك لتزويد الطاقة اللازمة. يتم توجيه حزمة الإلكترونات على سطح العينة بواسطة حقل مغنطيسي ذي شكل مناسب يولده مغناطيس ثابت موضوع داخل الجهاز. وبالتالي تكون الحرارة المتولدة بهذه الطريقة موجهة إلى منطقة محددة تماماً. وهنا يجب أن ننتبه إلى أنه يجب أن تكون الحرارة محددة بالاتجاه المطلوب.

4-7 الترسيب بالليزر Deposition by Laser

نستعمل غالباً، في هذه الحالة ليزراً نبضياً يزودنا بالطاقة اللازمة للتبخير نظراً لما تتمتع به الحزمة الليزرية من كثافة استطاعة عالية مع إمكان توجيهها دون أن تتباعد مع المسافة. وقد استعمل ليزر الاستئصال، كما يسمى، ويسمى أيضاً ليزر الترسيب النبضي PLD، أساساً لترسيب مواد خزفية من ضمنها مواد فائقة الناقلية درجة حرارة انصهارها مرتفعة. إذ تؤدي هذه الليزرات إلى ترسيب بمعدل

عال و سريع، بحيث يتبخر جزء من المادة نتيجة ذروة هائلة من الطاقة تدوم من «10» إلى «20» نانو ثانية بالمدة الزمنية المقاربة نفسها. وهناك ميزة معينة للتبخر السريع هي المحافظة على النسب الكيميائية للمادة المركبة الموجودة، ذلك لعدم توفر المدد الزمنية الكافية للأنواع المختلفة لينعزل بعضها عن بعض على السطح خلال مرحلة التبخير والترسيب.

7-5- ترسيب بلورات متطبقة بالحزمة الجزيئية

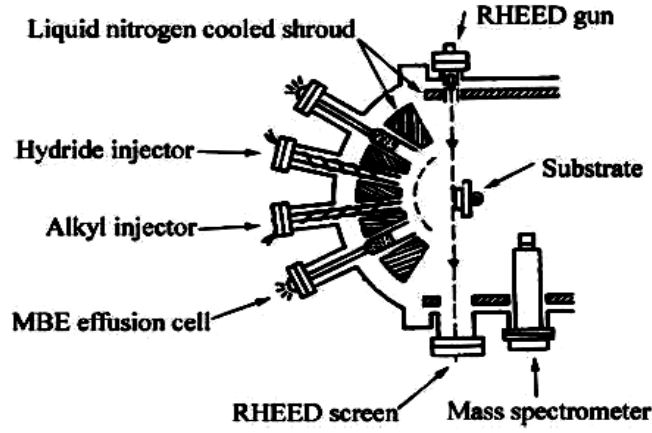
Molecular beam Epitaxy Deposition

غدا استعمال هذا النوع من التبخير مهما مع تقدّم تقانة أنصاف النواقل وتصغير البنى الفعالة فيها، فلم تعد الأغشية الناتجة عن الطرائق السابقة تلي حاجات هذه التقانة، نظرا لاحتوائها عيوباً كثيرة بنيوية وعلى مستوى العناصر الكيميائية الداخلة فيها من ناحية التحكم بنسبها. فأضحى ترسيب طبقات متعددة من المواد نصف الناقلة أو المعادن ضرورياً للدراسة النظرية والتجريبية. حتى أصبحت تدعى بلورات متطبقة بالحزمة الجزيئية (Molecular Beam Epitaxy) (MBE) وهذا المختصر تفرع إلى عدة حالات فرعية وفق ما يستعمل من مصادر للحزم الجزيئية مثل المصادر الغازية، (Gas Source MBE) GSMBE والمصادر العضوية (Metal–Organic MBE) MOMBE والتي تدعى أحياناً CBE أي Chemical beam expitay لذلك فإن طريقة MBE تمتد لتشمل تقنيات تبخير حراري أو تقنيات تنحو نحواً كيميائياً لعمليات التدفق كطريقة CVD (chemical vapor deposition).

تتكون حجرة التبخير الأخيرة التي تستعمل من أجل GSMBE أو MOMBE من الأجزاء الرئيسية الموضحة في الشكل (7-3). ويلاحظ وجود أجهزة توصيف للغشاء عند إجراء عملية الترسيب مثل: مطياف الكتلة mass spectrometer و الانعراج بالإلكترونات المنعكسة العالية الطاقة

(RHEED) reflected high energy electron diffraction مع منبع الإلكترونات في الجهة المقابلة ، وذلك إضافة لحواقن الغازات المختلفة مثل: حاقن الألكيل Alkyl injector وحقن الهيدرايد Hydride injector و خلية حرارية تزود الحجرة بالجزيئات بالتسخين MBE effusion cell، كما يظهر في الشكل. تتبع تنمية مركبات III-V مثل GaAs أو AlGaAs مثل هذه التقنيات، تبدأ من مركبات الكيل- معدنية مثل «TEA» و«TEG» والهيدرات مثل «AsH₃». إذ تحقن هيدرات المجموعة الخامسة عبر خلايا فتحولها وسطياً إلى As₂ وهيدروجين، وهي تصطدم بالركيزة لتتفاعل مع حزمة الألكيل لتنتج الفيلم النامي.

تحاط هذه الخلايا بأغلفة مبردة بالنيتروجين السائل، والتي تكثف الأبخرة غير المرغوب فيها وتحسن الخلاء في منطقة العينة التي يمكن رصدها من خلال مطياف الكتلة. إن أحد مزايا MBE والطرائق المشابهة يكمن في السهولة النسبية لوضع أجهزة التشخيص «*in situ* في الموقع» في نظام الخلاء. إن الطريقة الأكثر استعمالاً هي RHEED الظاهرة في الشكل. وقد تستعمل بالإضافة إليها تقنيات بصرية أخرى؛ يمكن لبعضها العمل في بيئة ذات ضغط أعلى. يعطي تجميعنا لأجهزة التشخيص في الزمن الحقيقي وخصوصاً باتجاه تنمية أنصاف النواقل ميزات هامة على مستوى النظافة والبنية والتحكم بالنسب الكيميائية لتكوين طبقات مختلفة الصفات إلكترونياً وبصرياً.



الشكل (3-7)

حجرات تنمية من النمط GSMPE أو MOMPE محتوية على خلايا حقن, وتوصيف RHEED

7-6- الترسيب بمؤازرة حزم اللفظ والأيونات

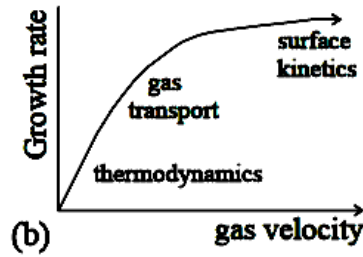
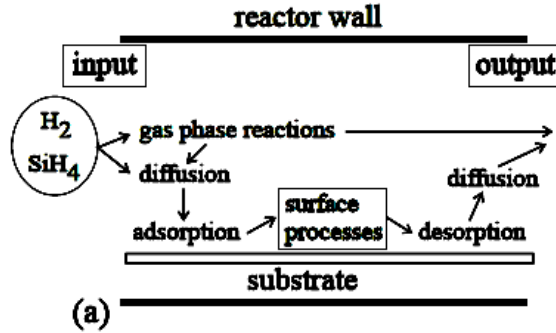
Sputtering deposition(Ion assisted)

توجد العديد من الاستعمالات لحزم الأيونات المرتبطة بإنتاج أفلام رقيقة. فيمكن استعمال اللفظ sputtering (الحت أو الرش) للتنظيف باستخدام طاقة منخفضة نسبياً للأيونات " 100ev-2Kev"، أو إشابة الطبقات السطحية بشوائب أيونية ذات طاقة أعلى من (5-200keV). ويمكن استخدام الأيونات أيضاً في عملية التطعيم بأيونات فعالة كهربائياً فيمكن أن يتكون عنقود مشحون من الأيونات أو القطاعات. من الواضح أن حقيقة كون الأيونات مشحونة تساعد في تحكم أفضل، وهناك عدة طرائق للقيام بهذا الأمر. غالباً ما تكون حزمة الأيونات الخارجة من المسرعات هي المستعملة. وكذلك يمكن أن تكون منابع البلازما و المغنترون التي تستعمل على نطاق واسع.

إن أحد الإدعاءات الرئيسية عند استعمال الحزم الجزيئية من مصادرها المختلفة هي أننا نحصل على ترسيب أفضل في درجات حرارة أقل للركازة. وبالتالي

تجنب تفكك الجزيئات على الصعيد الواسع التي قد تنتج من العمليات مرتفعة درجة الحرارة. مع ذلك فإن الأفلام المترسبة تلتصق بشكل جيد بالركازة بسبب الاختلاط المحدود للأيونات المتصادمة. وعلينا حساب "الميزانية الحرارية" بدقة كي ينتج سطح بيني أكثر حدة بين المكونات المختلفة. إمكانية أخرى هي إنتاج عناقيد باستخدام تمديد مصادر فوق صوتية من أجل التأيين وبالتالي التحكم بعملية ترسيب هذه الأيونات في عنقود معين والتحكم في فرق كمون مطبق. مخترعها أطلق على هذه التقنية مصطلح ICB. ومع ذلك فإن هناك احتمال آخر هو استخدام حزم أيونية لتتفاعل مع الأجهزة لتنمية ركازة مركبات مثل الأكاسيد أو النتريدات على السطوح القريبة المستهدفة.

إن كل إجراءات الإنتاج السابقة معقدة بذاتها ولكن السؤال هل يمكن لأي منها أن ينتج فيلماً أفضل من أجل تطبيق محدد، الجواب نعم مع إعطاء تحسين كبير على طريقة موجودة وذلك لضبط هذه العملية وتوظيفها واستثمارها في الغرض المرجو منها. بالرغم من أن هدفنا هنا هو أن نعطي وصفاً عاماً فإننا لن نتطرق إلى كيفية عمل هذه النماذج بالتفصيل، فلكل منها تقنية اتحاد مختلفة بين المادة وحزمة الأيونات و ما إذا كانت العمليات فعالة كيميائياً وهذا يتضمن الكيمياء والفيزياء. وهذا يعني أن الاصطدامات والعناقيد هي فقط الداخلة هنا ومع ذلك فإن أنظمة حزم الأيونات المساندة منتشرة بشكل واسع ولها أهمية اقتصادية كبيرة، وبالأخص الترسيب بواسطة اللفظ الذي حقق إنتاجاً على صعيد واسع من خلال إنتاج أفلام بولسترين رقيقة ذات تنوع كبير من المواد. إن اللغة المستخدمة لوصف مثل هذه العمليات الأيونية تبدأ بالضرورة من نقطة مشابهة لتلك المستخدمة في وصف التبخير الحراري.



الشكل (4-7)

(a) مخطط للتفاعلات الحاصلة في الـ «CVD» للسليكون من السيلين SiH_4 والهيدروجين H_2
 (b) التغيير النمطي لمعدل النمو في سرعة الغاز مع خطوات حد النمو مشار إليها

7-7- الترسيب الكيميائي من البخار

Chemical Vapor Deposition (CVD)

نحصل على تنمية لأغشية رقيقة نصف ناقلة من أجل إنتاج أدوات إلكترونية متنوعة من خلال مجموعة من تقنيات «CVD». يعبر عن ذلك عادةً من خلال تقنية تدفق تعبر فيها الغازات المتفاعلة فوق الطبقة الداخلية المسخنة، كما هو مشار إليه بالشكل لنمو السليكون من «silan» والهيدروجين. مفاعلات «CVD» إما أن تكون ذات جدار ساخن أو جدار بارد ومحاطة بجملعة ضخ وتحكم لغاز حامل بما أن الضغط قد يصل إلى 1 جو في بعض الحالات يمكن لمعدل النمو أن يكون عالياً وتقنية «CHV» ليست ضرورة مطلقة لكن التحكم بالشوائب هي مشكلة كبيرة كما تم الإشارة إليه في فقرة سابقة. وهكذا فإن

«CHV CVD» تصبح أكثر انتشاراً حيث الضغط الكلي أصغر من 1mbar. لكن معظم العمليات التجارية تتوافق مع LP-CVD من الطورالمائع liquid phase حيث الضغط يتراوح بين 0.1-10 mbar. أما «MOCVD» الترسيب الكيميائي من البخار المعدني العضوي (Metal-Organic CVD) . أو «OMVPE» أي (Organo-Metallic Vapor Phase Epitaxy) فهي كذلك تقنيات مستخدمة ومنتشرة بشكل واسع كذلك «PECVD» (Plasma Enhanced CVD)؛ وهناك العديد من الطرائق المتنوعة الأخرى. إن مسألة آلية التفاعل وخطوات الحد من المعدل في الـ «CVD» هي في غاية التعقيد. ضمن شروط «LPCVD» تكون عمليات الانتشار في الغاز ليست الأثر المسيطر، إذ إنه عند درجات حرارة النمو تكون العمليات حركية على السطح المتشكل هي محدودة المعدل كما هو مشار إليه في الشكل (7-4-ب) لكننا نرى من الشكل (7-4-ب) بأن كل التفاعلات في الطور الغازي وعلى سطح الغشاء المتشكل متسلسلة وأنه يوجد القليل من المعلومات النمطية على المستويات المتوسطة من التفاعل. لذلك فإن فهم الـ «CVD» من النواحي الذرية والجزيئية هو مشروع مستمر للدراسة.

ملحق الفصل الأول

I- معالجة تقليدية للاستقطابية الأيونية

نكتب معادلة الحركة لكل أيون مع الاكتفاء بتأثير أقرب الجارات فنجد:

$$m_- \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\gamma (\mathbf{r}_- - \mathbf{r}_+) - q\epsilon_{loc} \quad (I-1)$$

$$m_+ \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\gamma (\mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-) + q\epsilon_{loc} \quad (I-2)$$

حيث m_- كتلة الأيون السالب الشحنة و \mathbf{r}_- موضعه وكذلك m_+ كتلة الأيون موجب الشحنة و \mathbf{r}_+ موضعه، أما γ فتمثل ثابت القوة المرجعة وفق التقريب الخطي (في القوة وبالتالي في التقريب التوافقي). إذا عرفنا الآتي:

$$\mathbf{P}(t) = (\mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-) \quad (I-3)$$

بغية إيجاد الحل المشترك للمعادلتين نكتب:

$$\frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} = \frac{\gamma}{M} \mathbf{P} - \frac{q^2}{M} \epsilon_{loc} \quad (I-4)$$

$$M = \frac{m_+ m_-}{m_+ + m_-} \quad \text{حيث}$$

نفترض حلاً من الشكل $P = P_0 e^{-\omega t}$

ففي حالة $\epsilon_{loc} = \epsilon_0 e^{-\omega t}$ و $P = \alpha \epsilon_{loc}$

نجد بعد إنجاز الحل بدلالة α :

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2/M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (I-5)$$

حيث $\gamma = M \omega_0^2$

II معالجة تقليدية للبولاريتونات:

نشأت تسمية الفروع الطولية والعرضية للفونونات نتيجة انزياحات الأيونات أو الذرات في اتجاهات متعكسة مماثلة في ذلك لتأثير حقل كهربائي في شحنتين متعاكستين بالإشارة. غير أن كون الأمواج الكهرطيسية عرضية فهي ستتفاعل مع الفرع الضوئي العرضي تفاعلاً شديداً.

وكي نستكشف تفاعل الأمواج المادية الأيونية مع الأمواج الكهرطيسية أو بصورة مكافئة تفاعل الفونونات مع الفوتونات نكتب معادلة كل منهما ونحلها معاً لنجد منحنيات التبديد مع وجود هذا التفاعل.

نكتب معادلة الاستقطابية الأيونية كما في (I-4):

$$-\omega^2 \mathbf{P} + \omega_t^2 \mathbf{P} = \left(\frac{N q^2}{M} \right) \mathbf{E} \quad (\text{II} - 1)$$

ومعادلة الموجة الكهرطيسية على الشكل:

$$CK^2 \mathbf{E} = \omega^2 \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{\epsilon_0} \right) \quad (\text{II} - 2)$$

بافتراض استقلال ω عن K .

كي نجد حلاً غير الصفر يجب أن ينعلم المعين:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - C^2 K^2 & \frac{\omega^2}{\epsilon_0} \\ N q^2 M & \omega^2 - \omega_t^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{II} - 3)$$

$$\omega^2 = \omega_t^2 + \frac{N q^2}{\epsilon_0 M} \quad \text{و} \quad \omega = 0 \quad \text{عندما } K=0 \text{ نجد حلين}$$

والحل الثاني للبولاريتون، والحل مماثل لما هو مرسوم في الشكل (1-7).

يعطى عندئذ تابع العازلية:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} = 1 + \frac{N q^2 / \epsilon_0}{\omega_t^2 - \omega^2} \quad (\text{II} - 4)$$

وعند إضافة الاستقطابية الإلكترونية نكتب مكان 1 المقدار $\epsilon(\infty)$ في هذه المعادلة

لنجد أن التابع هو:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + \frac{N q^2 / \epsilon_0}{\omega_t^2 - \omega^2} \quad (\text{II} - 5)$$

كما يمكن أن نجد ϵ في حالة $\omega = 0$ لنجد:

$$\epsilon(0) = \epsilon(\infty) + \frac{N q^2 / \epsilon_0}{\omega_t^2} \quad (\text{II} - 6)$$

إن $\epsilon(\infty)$ هو عملياً العازلية في التواترات الضوئية المرئية

و $\epsilon(0)$ هو عملياً العازلية عند تطبيق حقل مستمر لذلك نكتب بدالاتهما المعادلة التالية:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + [\epsilon(0) - \epsilon(\infty)] \frac{\omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2} \quad (\text{II} - 7)$$

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_t^2 - \omega^2} \quad (\text{II} - 8)$$

$$\omega_L^2 = \frac{\epsilon(0)}{\epsilon(\infty)} \omega_t^2 \quad \text{حيث كتبنا :}$$

وهي علاقة ليدن وساش وتيلر (Lyddane - Sachs - Teller)

ويلاحظ أن ω_L تجعل ϵ معدوماً وهو ما دعانا لكتابة ω_L تواتر الأمواج الطولية

حيث تنعدم عندما $\omega = 0$

المصطلحات

عربي - انكليزي

primitive	ابتدائية
Equilibrium	اتزان، توازن
Elementary excitations	الإثارات الأولية
Isotopic effect	أثر النظائر
Hall effect	أثر هول
Effect	أثر، مفعول
trace	أثر، نذر
Stress	إجهاد
Monoclinic	أحادي الميل
probability	احتمال
Annihilation	اختفاء، إفناء
Device	أداة
devices	أدوات
Binding	ارتباط
Atomic binding	ارتباط ذري
Recoil	الارتداد
Displacement	الإزاحة

Displacive polarization	إزاحي (استقطاب)
Pairs	أزواج
Scattering	استطارة، تبعثر، تشتت
Polarization	استقطاب
Polarizability	استقطابية
Population	إسكان
method	أسلوب ، طريقة
Quasi-particles	أشبه الجسيمات
radiation	إشعاعات
X-rays	الأشعة السينية
Emission	إصدار (انبعاث)
turbulent	اضطرابي
Coupling	اقتران
opto-electronics	الإلكترونيات البصرية
nuclear – electronics	الإلكترونيات النووية
momentum (linear)	اندفاع (خطي)
angular momentum	الاندفاع الزاوي
Diffraction	انعراج (حيود)
reflection	الانعكاس
Discontinuity	انقطاع (انقطاع)
Inversion	انقلاب
refraction	الانكسار

Dielectric breakdown	انهيار العازلية
Vibrations	اهتزازات، رجفان
Ion	أيون
Vapour	بخار
Seed	بذرة (نويّة)
Plasmons	البلازمونات
Crystal	بلورة
Gate	بوابة
Polarons	البولارونات
Polaritons	البولاريتونات
Polymers	البوليمرات
Interaction	تأثر، تأثير متبادل
Luminescence	التألق
Ionization	التأين
Exchange	تبادلي
Interplanar seption	التباعد بين المستويات
Resonance	التجاوب (الرنين)
Cavity	تجويف
thermodynamics	التحريك الحراري
Thermodynamic	تحريك حراري (ترموديناميك)
Minimization of energy	تحقيق الحد الأدنى للطاقة

Control	تحكم
Electrolysis	التحليل الكهربائي
Bias	تحيز، انحياز
Hystersis	التخلف
Boundaries	تخوم، حدود
Flux	تدفق
charge coupled device	ترافق الشحنة الكهربائية
Transistor	ترانزستور
Long-rang order	ترتيب طويل المدى
Fluctuation	ترجّح
Frequency	تردد (تواتر)
Cut-off frequency	تردد الانقطاع
Structure	تركيب (بنية)
Crystal structure	التركيب البلوري
Notation	ترميز
Acceleration	تسارع
Covalent binding	تساهمي، تكافؤي
Dipersion	تبدد، تشتت
Irradiation	التشعيع
Collision	التصادم
Classification	تصنيف

Amplification	تضخيم
Overlap	تطابق جزئي (تراكب)
Applications	تطبيقات
correlations	تعالق
Multiplicity	تعددية
Virtual	تقديري، افتراضي
Central field approximation	تقريب الحقل المركزي
Quantization	تكمية، تكميم
Formation	تكوين
Contact	تلامس
Spontaneous	تلقائية، ذاتية
Annealing	تليين، تجمية
localisation	تموضع
Electron localization	تموضع الإلكترونات
Symmetry	تناظر
Growth	تنمية
Harmonic	توافقي
Superconductivity	التوصيلية الفائقة (الناقلية الفائقة)
Conduction	التوصيل
Conductivity	توصيلية، ناقلية
Holes	ثقوب

Trigonal	ثلاثي التناظر
Light emitting diode (LED)	ثنائي مشع الضوء
Free-radicals	الجنور الحرة
Flow	جريان
Mole	جزء غرامي
Polar molecules	جزيئات قطبية
Bulk	جسمي، جرمي
Point particle	جسيمات نقطية
Potential contact	جهد التلامس (التماس)
Macroscopic	جهري
Atmosphere	جو
Edge	حافة، طرف
State	حالة
Grain	حبيبية
Induction	حث (تحريض)
Ferromagnetic	حديدي المغنطة، مغنطة حديدية
Anti ferromagnetic	حديدية متعاكسة
thermodynamic	حراري (ترموديناميكي)
Free	حرة
Critical	حرج
Degeneracy	حطوط، ذات تطابق

Dirac delta function	دالة ديراك
Polycrystalline	ذات البلورات المتعددة
Intrinsic	ذاتي
Bond	رابطة
Gain	ربح (تكبير)
Angle	زاوية
Taylor-series	سلسلة تايلور
Susceptibility	السماحية (القابلية)
Semimetal	شبه معدني
Semiconductor	شبه موصل , نصف ناقل
Solid	صلب (جامد)
light	ضوء
Photo voltaic effect	ضوئي فولتائي
Phase	طور
Coherence length	طول الترابط
Creation	ظهور (توليد)
nonlinear phenomena	الظواهر اللاخطية
Dielectric	عازل
moment(magnetic)	عزم (مغناطيسي)
Random	عشوائي
Complex	عقدي

Reversible	عكوس
recurrence relations	علاقات معاودة
Dipersion relaion	علاقة التشتت (التبديد)
Penertration Depth	عمق الاختراق
Work	العمل
Relexationproess	عملية الاسترخاء
Non-destrsctive	غير إتلافي
An harmonic	غير توافقي
Unpaired	غير متزاوجة (غير مقترنة)
Phosphoresence	فسفرة
Fluorescence	فلورة
photonics	الفوتونيات
computational physics	الفيزياء الحاسوبية
Domain	قطاع (منطقة)
Interval	قطاع ,مجال
photometry	قياسات الشدة الضوئية
calorimetry	قياسات مسعرية
Quantum	كمومي
Electricdisplacement	الكهربائية
Irreversible	لاعكوس
Invariant	لامتغيرة

Uncertainty principle	مبدأ الاحتمية، مبدأ الارتياح
Damped	متخامد
Correlated	متسقة، متعلقة، مترابطة
Isotropic	متناهي (متماثل الخصائص)
Field	مجال (حقل)
atomic force microscope AFM	مجهر القوة الذرية
simulation	محاكاة
Local	محلي (موضعي)
transducers	محولات
Acceptors	المستقبلات (الأخذات)
Level	مستوي
matrix	مصفوفة
Density matrix	مصفوفة الكثافة
Metal	معدن
Diamagnetic	المغناطيسية العكسية
Resistivity	المقاومة النوعية (المقاومية)
Quantized	مكمأة
system	منظومة
Microwave	الموجات المكروية
Travelling wave	موجة منتقلة
statistical mechanics	الميكانيك الإحصائي
quantum mechanics	ميكانيك الكم

Gyromagnetic ratio	نسبة الجيرومغناطيسية، نسبة التدويم
relativity (special)	النسبية (الخاصة)
general relativity	النسبية العامة
tunneling	نفقي
Zero-point	نقطة الصفر
modeling	نمذجة
medium	وسط

المصطلحات

انكليزي - عربي

Acceleration	تسارع
Acceptors	المستقبلات (الآخذات)
Amplification	تضخيم
An harmonic	غير توافقي
Angle	زاوية
angular momentum	الاندفاع الزاوي
Annealing	تليين، تجمية
Annihilation	اختفاء، إفناء
Anti ferromagnetic	حديدية متعاكسة
Applications	تطبيقات
Atmosphere	جو
Atomic binding	ارتباط ذري
atomic force microscope AFM	مجهر القوة الذرية
Bias	تحيز، انحياز
Binding	ارتباط
Bond	رابطة
Boundaries	تحوم، حدود

Bulk	جسمي، جرمي
Calorimetry	قياسات مسعرية
Cavity	تجويف
Central field approximation	تقريب الحقل المركزي
Charge coupled device	ترافق الشحنة الكهربائية
Classification	تصنيف
Coherence length	طول الترابط
Collision	التصادم
Complex	عقدي
Computational physics	الفيزياء الحاسوبية
Conduction	التوصيل
Conductivity	توصيلية، ناقلية
Contact	تلامس
Control	تحكم
Correlated	متسقة، (متعلقة)، مترابطة
Correlations	تعالق
Coupling	اقتران
Covalent binding	تساهمي، تكافؤي
Critical	حرج
Crystal	بلورة
Crystal structure	التركيب البلوري

Cut-off frequency	تردد الانقطاع
Damped	متخامد
Degeneracy	حطوط، ذات تطابق
Density matrix	مصفوفة الكثافة
Device	أداة
Diamagnetic	المغناطيسية العكسية
Dielectric	عازل
Dielectric breakdown	انهيار العازلية
Diffraction	انعراج (حيود)
Dipersion	تبدد، تشتت
Dipersion relaion	علاقة التشتت (التبديد)
Dirac delta function	دالة ديراك
Discontnuity	انقطاع (انقطاع)
Displacement	الإزاحة
Displacive polarization	إزاحي (استقطاب)
Domain	قطاع (منطقة)
Edge	حافة، طرف
Effect	أثر، مفعول
Electricdisplacement	الكهربائية
Electrolysis	التحليل الكهربائي
Electron localization	تموضع الإلكترونات

Elementary excitations	الإثارات الأولية
Emission	إصدار (انبعاث)
Equilibrium	اتزان، توازن
Exchange	تبادلي
Ferromagnetic	حديدي المغنطة، مغنطة حديدية
Field	مجال (حقل)
Flow	جريان
Fluctuation	ترجّح
Fluorescence	فلورة
Flux	تدفق
Formation	تكوين
Free	حرة
Free-radicals	الجزور الحرة
Frequency	تردد (تواتر)
Gain	ربح (تكبير)
Gate	بوابة
general relativity	النسبية العامة
Grain	حبيبة
Greation	ظهور (توليد)
Growth	تنمية
ratio Gyromagnetic	نسبة الجيرومغناطيسية،

	نسبة التدويم
effect Hall	أثر هول
Harmonic	توافقي
Holes	ثقوب
Hystersis	التخلف
Induction	حث (تحريض)
Interaction	تأثر، تأثير متبادل
Interplanar seption	التباعد بين المستويات
Interval	قطاع ,مجال
Intrinsic	ذاتي
Invariant	لامتغيرة
Inversion	انقلاب
Ion	أيون
Ionization	التأين
Irradiation	التشعيع
Irreversible	لاعكوس
Isotopic effect	أثر النظائر
Isotropic	متناحي (متماثل الخصائص)
Level	مستوي
light	ضوء
Light emitting diode (LED)	ثنائي مشع الضوء

Local	محلي (موضعي)
localisation	تموضع
Long-rang order	ترتيب طويل المدى
Luminescence	التألق
Macroscopic	جهري
matrix	مصفوفة
medium	وسط
Metal	معدن
method	أسلوب ، طريقة
Microwave	الموجات المكروية
Minimization of energy	تحقيق الحد الأدنى للطاقة
modeling	نمذجة
Mole	جزيء غرامي
momentum (linear)	اندفاع (خطي)
Monoclinic	أحادي الميل
Multiplicity	تعددية
Non-destructive	غير إتلافي
nonlinear phenomena	الظواهر اللاخطية
Notation	ترميز
nuclear – electronics	الإلكترونيات النووية
opto-electronics	الإلكترونيات البصرية

Overlap	تطابق جزئي (تراكب)
Pairs	أزواج
Penetration Depth	عمق الاختراق
Phase	طور
Phosphoresence	فسفرة
Photo voltaic effect	ضوئي فولتائي
photometry	قياسات الشدة الضوئية
photonics	الفوتونيات
Plasmons	البلازمونات
Point particle	جسيمات نقطية
Polar molecules	جزيئات قطبية
Polaritons	البولاريتونات
Polarizability	استقطابية
Polarization	استقطاب
Polarons	البولارونات
Polycrystalline	ذات البلورات المتعددة
Polymers	البوليمرات
Population	إسكان
Potential contact	جهد التلامس (التماس)
probability	احتمال
Quantization	تكمية، تكميم

Quantized	مكمأة
Quantum	كمومي
quantum mechanics	ميكانيك الكم
Quasi-particles	أشبه الجسيمات
radiation	إشعاعات
Random	عشوائي
Recoil	الارتداد
recurrence relations	علاقات معاودة
reflection	الانعكاس
refraction	الانكسار
Relaxationproess	عملية الاسترخاء
Resistivity	المقاومة النوعية (المقاومية)
Resonance	التجاوب (الرنين)
Reversible	عكوس
Scattering	استطارة، تبعثر، تشتت
Seed	بذرة (نويّة)
Semiconductor	شبه موصل, نصف ناقل
Semimetal	شبه معدني
simulation	محاكاة
Solid	صلب (جامد)
Spontaneous	تلقائية، ذاتية

State	حالة
statistical mechanics	الميكانيك الإحصائي
Stress	إجهاد
Structure	تركيب (بنية)
Superconductivity	التوصلية الفائقة (الناقلية الفائقة)
Susceptibility	السماحية (القابلية)
Symmetry	تناظر
system	منظومة
Taylor-series	سلسلة تايلور
Thermodynamic	تحريك حراري (ترموديناميك)
thermodynamics	التحريك الحراري
thermodynamic	حراري (ترموديناميكي)
trace	أثر، نذر
transducers	محولات
Transistor	ترانزستور
Travelling wave	موجة منتقلة
Trigonal	ثلاثي التناظر
tunneling	نفقي
turbulent	اضطرابي
Uncertainty principle	مبدأ الاحتمية، مبدأ الارتباب
Unpaired	غير متزاوجة (غير مقترنة)

Vapour	بخار
Vibrations	اهتزازات، رجفان
Virtual	تقديري، افتراضي
Work	العمل
X-rays	السينية الأشعة
Zero-point	نقطة الصفر

المراجع العلمية

العربية:

1. فيزياء المواد: توفيق قسام و فوزي عوض و يحيى حمود منشورات جامعة دمشق (1990).
2. فيزياء الجسم الصلب: بسام معصراني و فخري كتوت منشورات جامعة دمشق (1980).

الانكليزية:

3. Introduction to solid state physics: C.Kittel 8th edit, (2005) ; John Wiley & Sons. Inc.
4. Introduction to solid state theory: O.Madelung Translated by B.C. T ayloz (1978) Springer – verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
5. Principles of the theory of solids : J.M. Ziman (1964) Cambridge University press.
6. Introduction to Superconductivity: A.C Rose- Innes and E.H. Rhoderich ; (1978) 2nd edit. Oxford, Pergamon Press.
7. Fundamentals of Solid state physics: J.A. Christman (1988) Johnwiley & Sons.Inc.

اللجنة العلمية:

د. محمد سعيد محاسنة

د. فخري كتوت

تدقيق لغوي:

د. ازدهار سمندر

حقوق الطبع والترجمة والنشر محفوظة لمديرية الكتب والمطبوعات الجامعية.