



# فيزياء الحالة الصلبة

الجزء الثاني

تأليف  
أ.د. يسرى مصطفى



منشورات  
الدار الأكاديمية  
للطباعة والتأليف والترجمة والنشر  
طرابلس - الجماهيرية العظمى

# فيزياء الحالة الصلبة

## الجزء الثاني

تأليف  
أ. د. يسري مصطفى

منشورات  
الدار الأكاديمية  
للطباعة والتأليف والترجمة والنشر  
طرابلس - الجماهيرية العظمى

الجمهورية العربية الليبية الشعبية الاشتراكية العظمى  
الدار الأكاديمية للطباعة والتأليف والترجمة والنشر  
طرابلس

530,41 م ص ط  
مصطفى، يسري  
فيزياء الحالة الصلبة / يسري مصطفى. - طرابلس:  
أكاديمية الدراسات العليا، 2007.  
698 ص، 24 سم.  
به جداول وإيضاحات  
1 - الفيزياء النووية 2 - الإلكترونيات

كافة الأفكار الواردة بالكتاب لا تعبر إلا عن وجهة نظر المؤلف

فيزياء الحالة الصلبة -  
تأليف: أ.د. يسري مصطفى  
الطبعة الأولى: 2007 ف  
الرقم الدولي: ردمك (رقم المجموعة) 6 - 106 - 43 - 9959 I.S.B.N.:  
(رقم الجزء) 9 - 105 - 43 - 9959  
رقم الإيداع: 146

[الوكالة الليبية للتزقيم الدولي الموحد للكتاب]  
دار الكتب الوطنية  
بنغازي - ليبيا  
هاتف: 9090509 - 9096379 - 9097074  
بريد مصور: 9097073  
البريد الإلكتروني: nat\_lib\_libya@hotmail.com

جميع حقوق الطبع والاقتباس والنشر محفوظة للناشر:  
الدار الأكاديمية للطباعة والتأليف والترجمة والنشر

أكاديمية الدراسات العليا



جنزور - شهداء عبد الجليل  
ص.ب: 72331 جنزور  
طرابلس - الجمهورية العربية العظمى

هاتف: 00218/21/4870168

00218/21/4873100

بريد مصور: 78 - 00218/21/4873075

بريد إلكتروني: E-Mail: info@alacademia.org

الموقع على الإنترنت: www.alacademia.org

## مقدمة

إن التحدي الحقيقي الذي تواجهه الشعوب العربية هو الاهتمام باللغة العربية والهروب من بئر الإذلال الثقافي الذي نعيشه اليوم وذلك بتعريب مختلف العلوم حتى تتحقق الاستفادة المرجوة والتحول من دور المتلقي إلى دور المنتج وبالتالي نفتح الباب أمام المبدعين. ولا يغيب عن الكثيرين منا أن حركة التعريب تسير متباطئة جدا وربما تحارب أحيانا من قبل الغرب وخاصة فى مجال العلوم الأساسية حتى وصل الأمر إلى خلو المكتبة العربية من المراجع العربية فى معظم تخصصات الفيزياء اللهم إلا من عدد قليل جدا من محاولات بعض العلماء المخلصين الذين نالوا شرف المسؤولية والسير على الدرب الصحيح.

يرجع الفضل فى النهضة العلمية التى نعيشها الآن إلى التقدم الذى أحرزه العلماء فى مجال فيزياء الحالة الصلبة وما ترتب على ذلك من ظهور علم المواد الذى استفاد من مختلف المواد فى تصميم العديد من المواد التى لها تطبيقات تكنولوجية أدت إلى قفزة عملاقة فى مختلف مناحي الحياة. فقد نال علم فيزياء الحالة الصلبة اهتماما كبير لتتنوع تطبيقاته وتعدد مجالاته.

أساس هذا الكتاب هو محاضرات لمقررات فيزياء الحالة الصلبة أعطيت من قبل المؤلف لطلاب السنوات الأخيرة فيزياء بكلية العلوم بجامعة السابع من ابريل - الزاوية بالجماهيرية الليبية. وضع هذا الكتاب بشكل ملائم للطلبة الجامعيين ولا يدعى الأصالة فى المحتوى أو فى شكل العرض ولكن تم اختيار مادته لكي تؤكد الطرق الأساسية لدراسة الخصائص الفيزيائية للجسم الصلب واعتماد هذه الخصائص على التركيب البنائى للمادة، حيث تم عرض محتوياته بشكل تربوي شيق ليسهل تناول مادته العلمية وليكون مرجعا مفيدا لطلاب الفيزياء والكيمياء بكليات العلوم وأيضا للطلاب المهتمين بدراسة علوم المواد فى كليات الهندسة أو المعاهد الفنية العليا.



ويتميز هذا الكتاب باستهلال كل باب بالأهداف التي يجب أن يحققها الطالب بعد استكمال دراسة الباب، كما يتميز بغزارة مادته، وتكامل معلوماته، وشمول عرضه، وعمق تناوله ووفرة رسومه التوضيحية والأمثلة المحلولة. كما تم وتذييل كل باب بملخص مبسط بالإضافة إلى المسائل والتمارين في نهاية الباب.

يتكون هذا المرجع من جزئين ويحتوى على ستة عشر بابا تغطي معظم مجالات فيزياء الحالة الصلبة. يتكون **الجزء الأول** من ثمانية أبواب يشمل الباب الأول مراجعة مختصرة لبعض المفاهيم التي يحتاجها الدارس مثل الارتباط الذرى ونظرية الأنطقة كما يعالج قوى الربط بين الذرات و أنواع الروابط و حركية التنوى والطرق المعملية لإنماء البلورات. ويعالج البابان الثاني والثالث خصائص التركيب البلوري للحالة الصلبة والأنظمة والاتجاهات البلورية وأمثلة لتركيب بعض المواد المهمة. يعالج الباب الرابع أنواع العيوب التركيبية فى المواد المتبلورة. ويشمل الباب الخامس دراسة حيود الأشعة السينية، النيوترون والإلكترون فى البلورات ومختلف الطرق المعملية لدراسة التشتت. كما يعالج الباب السادس اهتزازات الشبكة بواسطة الموجات المرنة وحساب أنماط الاهتزاز وكثافة الحالات فى الشبكة ثم دراسة امتصاص الأشعة تحت الحمراء بواسطة البلورة. يهتم الباب السابع بالخصائص الحرارية للشبكة مثل الحرارة النوعية والسعة الحرارية والتوصيل والتمدد الحراري. وأخيرا يعالج الباب الثامن النظرية التقليدية لغاز الإلكترون الحر فى الفلزات ودراسة الخصائص الكهربائية للمعادن.

يتكون الجزء الثانى من ثمانية أبواب يشمل الباب الأول على مناقشة منشأ ونظرية حزم الطاقة فى المواد الصلبة، بينما يعرض الباب الثانى طرق حساب ودراسة خصائص هذه الحزم. يناقش الباب الثالث خصائص العزل الكهربى فى المواد الصلبة، بينما يعالج الباب الرابع الخصائص المغناطيسية وتصنيف المواد الصلبة. يناقش الباب الخامس ظاهرة التوصيل الفائق فى

المواد الصلبة وبعض التطبيقات للمواد فائقة التوصيل. وفى الباب السادس تمت دراسة المواد الصلبة شبه الموصلة وبعض تطبيقات هذه المواد. فى البابين السابع والثامن تم الربط بين فيزياء الحالة الصلبة وبعض المجالات الأخرى حيث تم فى الباب السابع مناقشة كيمياء الحالة الصلبة والتي استفادت من نظريات الفيزياء مثل تركيب وخصائص كل من الزجاج والبوليمرات والبلورات السائلة، وفى الباب الثامن تم مناقشة الفيزياء الحيوية للحالة الصلبة وعرض المواد الصلبة التى لها نشاط وتوافق حيوي مع دراسة الخصائص الالكترونية لبعض المواد الحيوية.

سيجد الدارس فى نهاية الكتاب مسرداً للمصطلحات العلمية والتي تتجاوز الخمسمائة مصطلح، مرتبة طبقاً للأبجدية العربية، هذا بالإضافة إلى بعض الملاحق المفيدة والتي تخدم الدارس وهي مراجعة على ميكانيكا الكم وعلى الميكانيكا الإحصائية وبعض التكاملات القياسية و التقريبات الرياضية و ملخص للوحدات الأساسية طبقاً للنظام الدولي للوحدات SI وبعض العلاقات وقيم الثوابت الفيزيائية.

ولا شك فى أن هذا الكتاب يسد حاجة لا تخفى فى المكتبة العربية، وأرجو أن من الله أكون قد قدمت لأبنائي الطلاب يد العون من خلال هذا الجهد المتواضع وإن أكون قد أضفت لبنة فى صرح تعريب العلوم وأقدم عظيم شكري وامتناني لكل من ساهم فى إخراج هذا الكتاب سواء بمراجعة اللغة أو بالتدقيق والله الموفق.

المؤلف

د/ يسرى مصطفى

استاذ فيزياء الجوامد التجريبية



## جدول محتويات الجزء الثانى

|    |                                                        |
|----|--------------------------------------------------------|
| 1  | <u>الباب الأول</u> <u>نظرية الحزم فى المواد الصلبة</u> |
| 4  | 1-1 مقدمة .....                                        |
| 5  | 2-1 حزم الطاقة فى المواد الصلبة .....                  |
| 5  | 1-2-1 منشأ حزم الطاقة .....                            |
| 9  | 2-2-1 تصنيف المواد الصلبة .....                        |
| 11 | 3-1 نظرية بلوخ لحزم الطاقة .....                       |
| 19 | 4-1 خصائص تماثل حزم الطاقة فى فضاء $K$ .....           |
| 19 | 1-4-1 مناطق بريليون .....                              |
| 21 | 2-4-1 خصائص التماثل .....                              |
| 25 | 3-4-1 عدد الحالات فى حزمة الطاقة .....                 |
| 26 | 5-1 نموذج كرونيج و بينى لحساب حزم الطاقة .....         |
| 33 | 6-1 نموذج الالكترون شبه-الحر لحساب حزم الطاقة .....    |
| 34 | 1-6-1 نموذج الشبيكة الفارغة .....                      |
| 36 | 2-6-1 نموذج الالكترون شبه-الحر .....                   |
| 44 | 3-6-1 فجوة الطاقة وأنعكاس براغ .....                   |



|    |                                                        |
|----|--------------------------------------------------------|
| 47 | 7-1 نموذج الترابط الوثيق .....                         |
| 57 | ملخص الباب .....                                       |
| 58 | أسئلة وتمارين .....                                    |
| 61 | <u>الباب الثانى طرق حساب وخصائص حزم الطاقة</u>         |
| 64 | 1-2 مقدمة .....                                        |
| 65 | 2-2 طرق حساب حزم الطاقة .....                          |
| 65 | 1-2-2 الطريقة الخلوية .....                            |
| 68 | 2-2-2 طريقة الأمواج المستوية المدموجة .....            |
| 69 | 3-2-2 طريقة الجهد الشبيه .....                         |
| 71 | 3-2 كثافة الحالات .....                                |
| 77 | 4-2 سطح فيرمى فى الفلزات .....                         |
| 83 | 5-2 تعيين سرعة الكترون بلوخ فى المواد الصلبة .....     |
| 88 | 6-2 حركة الالكتران فى مجال كهربي والكتلة الفعالة ..... |
| 90 | 7-2 منشأ الكتلة الفعالة .....                          |
| 93 | 8-2 الزخم البلورى .....                                |
| 97 | 9-2 الفجوة والتوصيلية الكهربية .....                   |

|     |                                                          |
|-----|----------------------------------------------------------|
| 103 | ..... 10-2 رنين السيكلوترون وتأثير هول                   |
| 103 | ..... 1-10-2 رنين السيكلوترون                            |
| 105 | ..... 2-10-2 تأثير هول                                   |
| 107 | ..... 11-2 نقد نظرية حزم الطاقة                          |
| 111 | ..... ملخص الباب                                         |
| 113 | ..... أسئلة وتمارين                                      |
| 115 | <u>الباب الثالث خصائص العزل الكهربى فى المواد الصلبة</u> |
| 118 | ..... 1-3 مقدمة                                          |
| 119 | ..... 2-3 علاقات عامة فى الكهربية الساكنة                |
| 120 | ..... 1-2-3 سعة المكثف                                   |
| 120 | ..... 2-2-3 عزم ثنائى القطب الكهربى                      |
| 122 | ..... 3-2-3 الإستقطاب                                    |
| 127 | ..... 4-2-3 قانون كولوم والمجال الكهربى                  |
| 128 | ..... 3-3 الإستقطاب و الإستقطابية                        |
| 131 | ..... 4-3 المجال الموضعى                                 |
| 138 | ..... 5-3 مصادر وأنواع الإستقطابية                       |

|     |                                                          |
|-----|----------------------------------------------------------|
| 139 | ..... 1-5-3 الإستقطابية الإلكترونية                      |
| 142 | ..... 2-5-3 الإستقطابية الأيونية                         |
| 145 | ..... 3-5-3 الإستقطابية القطبية                          |
| 149 | ..... 6-3 تصنيف المواد الصلبة والسائلة طبقاً لثابت العزل |
| 149 | ..... 1-6-3 مواد قطبية                                   |
| 150 | ..... 2-6-3 مواد أيونية وغير قطبية                       |
| 152 | ..... 3-6-3 مواد غير أيونية وغير قطبية (إلكترونية)       |
| 153 | ..... 7-3 خصائص المواد العازلة مع المجال المتردد         |
| 153 | ..... 1-7-3 فقد العزل                                    |
| 156 | ..... 2-7-3 الإستقطابية المترددة                         |
| 164 | ..... 8-3 الكهروحيديدية                                  |
| 170 | ..... 9-3 الظاهرة الكهروضغطية                            |
| 173 | ..... ملخص الباب                                         |
| 176 | ..... أسئلة وتمارين                                      |
| 179 | ..... الباب الرابع الخصائص المغناطيسية للمواد الصلبة     |
| 182 | ..... 1-4 بعض المفاهيم الأساسية                          |

|     |                                                |
|-----|------------------------------------------------|
| 182 | 1-1-4 المجال المغناطيسى .....                  |
| 184 | 2-1-4 الفيض المغناطيسى .....                   |
| 185 | 3-1-4 العزم المغناطيسى .....                   |
| 187 | 4-1-4 ثنائى القطب المغناطيسى .....             |
| 188 | 2-4 منشأ المغناطيسية فى المواد الصلبة .....    |
| 190 | 3-4 القابلية المغناطيسية .....                 |
| 191 | 4-4 تصنيف المواد المغناطيسية .....             |
| 195 | 5-4 المواد الدايمغناطيسية ونظرية لانجفين ..... |
| 199 | 6-4 المواد البارامغناطيسية .....               |
| 206 | 7-4 لقابلية المغناطيسية لباولى .....           |
| 210 | 8-4 المواد الحديدومغناطيسية .....              |
| 214 | 9-4 المواد الحديدومغناطيسية .....              |
| 218 | 10-4 المناطق المغناطيسية .....                 |
| 218 | 1-10-4 تعريف المناطق المغناطيسية .....         |
| 222 | 2-10-4 منحنى التخلف المغناطيسى .....           |
| 226 | 11-4 بعض التطبيقات المغناطيسية .....           |

|     |                                                       |
|-----|-------------------------------------------------------|
| 226 | ..... 1-11-4 الرنين البارامغناطيسى الإلكتروني         |
| 228 | ..... 2-11-4 الرنين النووى المغناطيسى                 |
| 230 | ..... 3-11-4 الرنين الحديدومغناطيسى                   |
| 231 | ..... 4-11-4 التبريد باستخدام الأملاح البارامغناطيسية |
| 234 | ..... ملخص الباب                                      |
| 237 | ..... أسئلة وتمارين                                   |
| 239 | <u>الباب الخامس الموصلية الفائقة</u>                  |
| 242 | ..... 1-5 مقدمة                                       |
| 244 | ..... 2-5 خصائص الموصل الفائق                         |
| 244 | ..... 1-2-5 التوصيلية التامة                          |
| 246 | ..... 2-2-5 تأثير ميزنر                               |
| 249 | ..... 3-2-5 ظاهرة الرفع                               |
| 250 | ..... 4-2-5 المجالات الحرجة                           |
| 255 | ..... 3-5 تكمم الفيض المغناطيسى فى الموصل الفائق      |
| 257 | ..... 4-5 الخصائص الديناميكية الحرارية للموصل الفائق  |
| 266 | ..... 5-5 نظرية التوصيل الفائق                        |

|     |                                                       |
|-----|-------------------------------------------------------|
| 271 | ..... 6-5 تأثير جوزيفسن                               |
| 275 | ..... 7-5 بعض تطبيقات المواد الفائقة                  |
| 278 | ..... ملخص الباب                                      |
| 281 | ..... أسئلة وتمارين                                   |
| 283 | <u>الباب السادس أشباه الموصلات: النظرية و التطبيق</u> |
| 287 | ..... 1-6 مقدمة                                       |
| 288 | ..... 2-6 التركيب البلورى لأشباه الموصلات             |
| 290 | ..... 3-6 حزم الطاقة                                  |
| 295 | ..... 4-6 تركيز حاملات الشحنة الذاتية                 |
| 297 | ..... 5-6 أشباه الموصلات المانحة و المتقبلة           |
| 304 | ..... 6-6 حركية اللالكترونات فى شبه الموصل            |
| 308 | ..... 7-6 المقاومة والتوصيلية النوعية لشبه الموصل     |
| 312 | ..... 8-6 التوصيلية الضوئية                           |
| 315 | ..... 9-6 التآلق الضوئى                               |
| 316 | ..... 10-6 الوصلة p-n                                 |
| 326 | ..... 11-6 ترانزستور الوصلة ثنائى القطبية             |

|     |                                                                   |
|-----|-------------------------------------------------------------------|
| 329 | 12-6 عمليات التوليد وإعادة الإتحاد فى الداىودات الضوئية .....     |
| 332 | 13-6 ترانزيستور تأثير المجال الأكسى معدنى ذو الطبقة العازلة ..... |
| 339 | 14-6 تصنيع الدائرة المتكاملة .....                                |
| 342 | ملخص الباب .....                                                  |
| 345 | أسئلة وتمارين .....                                               |
| 347 | <u>الباب السابع كيمياء الحالة الصلبة</u>                          |
| 350 | 1-7 مقدمة .....                                                   |
| 350 | 2-7 الزجاج الأكاسيدى .....                                        |
| 351 | 1-2-7 التعريف والتركيب .....                                      |
| 359 | 2-2-7 بعض خصائص الزجاج الأكاسيدى .....                            |
| 366 | 3-7 البوليمرات .....                                              |
| 366 | 1-3-7 التركيب البنائى .....                                       |
| 373 | 2-3-7 بعض الخصائص الفيزيائية للبوليمرات .....                     |
| 375 | 4-7 البلورات السائلة .....                                        |
| 375 | 1-4-7 التركيب البنائى والتعريف .....                              |
| 379 | 2-4-7 أنواع البلورات السائلة .....                                |



|     |                                                     |
|-----|-----------------------------------------------------|
| 381 | ..... 3-4-7 أطوار البلورات السائلة                  |
| 386 | ..... 4-4-7 تطبيقات البلورات السائلة                |
| 389 | ..... ملخص الباب                                    |
| 394 | ..... أسئلة وتمارين                                 |
| 395 | <u>الباب الثامن الفيزياء الحيوية للحالة الصلبة</u>  |
| 398 | ..... 1-8 مقدمة                                     |
| 399 | ..... 2-8 المواد الحيوية                            |
| 401 | ..... 3-8 الزجاج الحيوى                             |
| 401 | ..... 1-3-8 الإكتشاف والتركيب                       |
| 404 | ..... 2-3-8 أنواع وخصائص الزجاج النشطة حيويًا       |
| 410 | ..... 3-3-8 العظام كنسيج حى                         |
| 412 | ..... 4-3-8 ميكانيكية الربط فى المواد النشطة حيويًا |
| 415 | ..... 4-8 خصائص التركيب الالكترونى للجزيئات الحية   |
| 415 | ..... 1-4-8 الإلكترونات المتمركزة                   |
| 419 | ..... 2-4-8 الأحماض النووية                         |
| 422 | ..... 3-4-8 البروتينات                              |

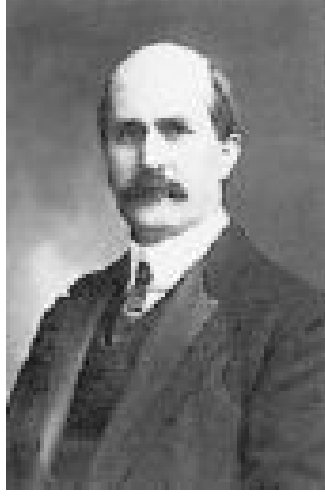
|     |                                                      |
|-----|------------------------------------------------------|
| 429 | ..... 4-4-8 التوصيل الكهربى الإلكتروني فى البروتينات |
| 431 | ..... ملخص الباب                                     |
| 437 | ..... أسئلة وتمارين                                  |
| 439 | ..... المراجع                                        |
| 443 | ..... ملاحق الكتاب                                   |
| 485 | ..... مسرد                                           |
| 506 | ..... نبذة عن المؤلف                                 |

## الباب الأول

# نظرية حزم الطاقة في المواد الصلبة

## Energy Band Theory in Solids





صورة العالم براغ

## الباب الأول

### نظرية حزم الطاقة فى المواد الصلبة

### Energy Band Theory in Solids

#### المحتوى

1-1 مقدمة.

2-1 منشأ حزم الطاقة.

3-1 نظرية بلوخ لحزم الطاقة.

4-1 خصائص تماثل الحزم فى فضاء متجه الموجة.

5-1 نموذج كرونيج وبنى لحساب حزم الطاقة.

6-1 نموذج الالكترون شبه الحر.

7-1 نموذج الترابط الوثيق.

#### الأهداف

بعد استكمال دراسة هذا الباب يستطيع الدارس أن:

- يشرح كيفية تكون حزم الطاقة فى الحالة الصلبة.
- يبين خصائص تماثل حزم الطاقة فى فضاء المتجه الموجى ومناطق بريليون
- إستنتاج عدد الحالات فى حزمة الطاقة.
- يتعرف على نموذج الترابط الوثيق ونموذج الالكترون شبه الحر.
- يفسر ظهور فجوة الطاقة بين الحزم.
- يرى كيف أن استخدام كل من نموذج الالكترون شبه الحر ونموذج الترابط الوثيق يؤدى إلى نفس النتائج الكيفية.

## 1-1 مقدمة

فى الباب السابق رأينا مدى النجاح الذي حققه نموذج الالكترون الحر فى تفسير العديد من الخصائص الطبيعية للمواد الصلبة مثل التوصيل الكهربى والتوصيل الحراري وبعض الخصائص الأخرى وبالرغم من ذلك لم يتمكن هذا النموذج من تفسير الفروق فى الخصائص الكهربائية بين المعادن والمواد العازلة وأشباه الموصلات. بالإضافة إلى هذا لم يتمكن نموذج الالكترون الحر من تفسير ظهور قيم موجبة لمعامل هول والعلاقة بين الكثرونات التوصيل فى الفلز والكثرونات التكافؤ فى الذرات الحرة إلى آخره.

فى الباب السابق، أيضا، تكلمنا عن حركة الالكترون فى الصلب مستخدمين نموذج الالكترون الحر والذي يعتبر نموذج مبسط جدا نظرا لإهمال جهد البلورة. ولكن لايمكن غض النظر عن هذا الجهد عند شرح النتائج المعملية بطريقة كمية أو عند الحديث عن بعض الخصائص الالكترونية للصلب. لذلك باتت الحاجة ملحة إلى نموذج جديد أو نظرية جديدة تأخذ تأثير جهد البلورة فى الاعتبار فكانت نظرية حزم الطاقة المواد الصلبة.

فى هذا الباب، سنرى أن طيف الطاقة الالكترونى فى البلورة يتكون من حزم متصلة (شرائط أو انطقة) على خلاف حالة الذرة التى فيها يكون على هيئة مجموعة من مستويات طاقة محددة. كما سنناقش الخصائص والدوال الموجية المقابلة لهذه الحزم حتى يمكننا بواسطة نظرية حزم الطاقة تصنيف المواد الصلبة إلى فلزات وأشباه فلزات ومواد عازلة وأشباه

موصلات. هذا بالإضافة إلى امكانية شرح خصائص هذه المواد استناداً إلى معرفة تركيب حزم الطاقة الذي يعين اوضاع حزم الطاقة المختلفة لكل عنصر أو مركب

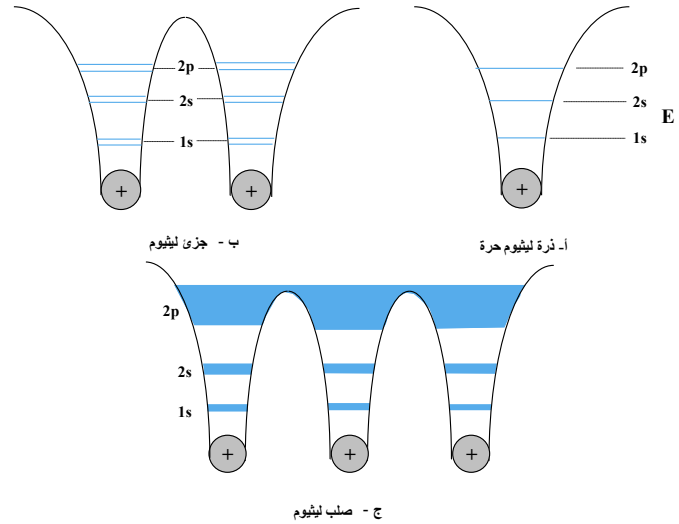
## 2-1 حزم الطاقة فى المواد الصلبة ENERGY BANDS IN SOLIDS

### 1-2-1 منشأ حزم الطاقة

لفهم منشأ حزم الطاقة فى المواد الصلبة نجد أنه من المفيد أن نستعرض طيف الطاقة للالكترونات فى الذرة الحرة وسنرى كيف أن هذا الطيف يتعدل بالتدريج عند اضافة الذرات بعضها إلى بعض لتكون جسم صلب. لبيان ذلك، سنعتبر الليثيوم كمثالاً محدداً.

فى ذرة الليثيوم الحرة يدور الالكترونات فى بئر جهدى، كما هو مبين بالشكل 1-1 (أ). عند حل معادلة شرودينجر نحصل على سلسلة من مستويات الطاقة المتفرقة يرمز لها بالرموز  $1s$ ،  $2s$ ،  $2p$ ، ... حيث تحتوي ذرة الليثيوم على 3 الكترونات اثنين منهم يشغلا الغلاف  $1s$  (وبذلك يعتبر ممتلئ تماماً) ويشغل الالكترون الثالث الغلاف الفرعى  $2s$ . والآن نعتبر حالة ذرتى ليثيوم يكونان جزئى ليثيوم،  $Li_2$  وفى هذه الحالة فإن الجهد الذي يرى بواسطة الالكترون يكون عبارة عن بئر جهد مزدوج، كما يبين الشكل 1-1 (ب). نلاحظ ان طيف الطاقة الجديد يتكون من مجموعة من الثنائيات، حيث أن كل مستوى ذرى من المستويات  $1s$ ،  $2s$ ،  $2p$  قد إنشق إلى مستويين متقاربين. والآن يمكننا الحديث عن مستويات الطاقة  $1s$ ،  $2s$ ،  $2p$  فى الجزئ بنفس الطريقة ولكن آخذين فى الاعتبار أن كل مستوى من

هذه المستويات يتكون من مستويين فرعيين.



الشكل 1-1 مخطط يبين تحول طيف الطاقة من ذرة إلى جزئ الليثيوم ثم إلى

المادة الصلبة

يعتمد مقدار الانشقاق بقوة على مسافة التفاعل بين نويات الذرات فى الجزئ، حيث يكون الانشقاق أكبر كلما اقتربت المسافة بين النويات والعكس صحيح. كما يعتمد الانشقاق أيضاً على نوع المدار الذرى، حيث يكون الانشقاق فى المستوى 2p أكبر منه فى حالة المستوى 2s والذي بدوره يكون أكبر منه فى حالة المستوى 1s. والسبب فى ذلك أن نصف قطر المدار 1s يكون صغيراً جداً ويكون المدار مرتبط بإحكام بنواة الذرة التابع لها وبذلك لا يتأثر بشكل كبير بالاضطراب الناتج عن وجود نواة قريبة. ولكن تكون المدارات 2s و 2p على غير ذلك حيث أن لهما انصاف أقطار أكبر ويكونا مرتبطين بالنواة ارتباطاً ضعيفاً وبالتالي يكون الانشقاق الناتج فيهما كبير. ويمكن تعميم المفاهيم السابقة لتشمل جزئ

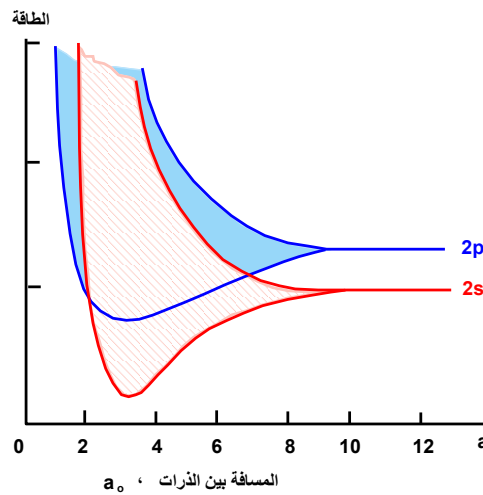


الليثيوم المتعدد الذرات والذي يحتوي على أى عدد اختيار من الذرات. وبناء على ذلك فإن الجزئ الذي يتكون على 3 ذرات فإن كل مستوى ينشق إلى ثلاثة وفى الجزئ الذي يتكون من 4 ذرات ينشق مستوى الطاقة إلى أربعة وهكذا. وبالتالي يمكن النظر إلى الليثيوم الصلب كما لو كان جزئ ليثيوم ضخم يحتوي على عدد كبير جداً من الذرات. ولمعرفة شكل طيف الطاقة فى الحالة الصلبة نتخيل أن كل مستوى طاقة فى الذرة انشق إلى عدد  $N$  من المدارات الفرعية المتقاربة، حيث  $N$  هو عدد الذرات فى الصلب. وحيث أن  $N$  عدد كبير جداً ( $\sim 10^{23}$ )، فإن المستويات الفرعية المنبثقة تكون متناهية القرب من بعضها البعض لدرجة الاندماج وتكوين حزمة من الطاقة (شريط أو نطاق طاقة energy band). وهكذا فإن المستويات  $1s, 2s, 2p, \dots$  تقول إلى الحزم  $1s, 2s, 2p, \dots$  على وجه الترتيب، كما هو موضح بالشكل 1-1(ج).

ليبيان مدى تقارب المستويات الفرعية المتكونة نفترض أن عرض الحزمة  $4.5\text{eV}$  وعلى ذلك تكون فترة الطاقة بين مستويين فرعيين متجاورين فى حدود  $4.5 \times 10^{-23} \text{ eV}$ . وحيث أن هذه القيمة متناهية الصغر لذا لايمكن تمييز المستويات الفرعية المنفصلة وبالتالي يمكن اعتبار أن المستويات تنتشر على شكل حزمة متصلة من الطاقة. مما سبق يمكن استخلاص أن طيف الطاقة فى الحالة الصلبة يتكون من مجموعة من حزم الطاقة بفصل فيما بينها ما يسمى بفجوات طاقة (energy gaps). فجوات الطاقة هذه هى مناطق (حزم) طاقة ممنوعة،

أى لا يمكن أن تشغل بالالكترونات، تماماً مثل المناطق التى تفصل بين مستويات الطاقة المتفردة فى الذرة الحرة والتى تعتبر مناطق محرمة على الالكترونات.

يعتبر اتساع مستويات الطاقة المنفردة (نتيجة الانشقاق) لتعطى حزم طاقة من اهم الخصائص الاساسية للجسم الصلب. يتغير اتساع الحزمة من حزمة إلى أخرى وبشكل عام يمكن القول أن حزمة الطاقة الأعلى تكون أكبر اتساعاً وذلك مرجعه أن مستوى الطاقة الأعلى (الذي كون هذه الحزمة) يكون ذو نصف قطر أكبر وبالتالي يتأثر (يضطرب) بقوة. على النقيض، فإن مستويات الطاقة السفلى المقابلة لمدارات تكون مرتبطة بقوة، الأمر الذي يجعلها تتأثر بشكل أقل. يبين الشكل 2-1 حزم الطاقة  $2p$  و  $2s$  لفلز الليثيوم مرسومة كدالة فى ثابت الشبكة  $a$ .



الشكل 2-1 مخطط حزم الطاقة فى بلورة الليثيوم.

نلاحظ من الرسم أن اتساع الحزمة يزداد مع تناقص  $a$ ، كما هو متوقع، حيث أن

المسافة الأصغر بين الذرات تؤدي إلى اضطراب أكبر. كما نلاحظ أيضا أنه عند  $a < 6a_0$ ، حيث  $a_0$  هو نصف قطر بوهر، فإن الحزم  $2s$  و  $2p$  تتسع لدرجة التداخل وبالتالي تتلاشى فجوة الطاقة بينهما.

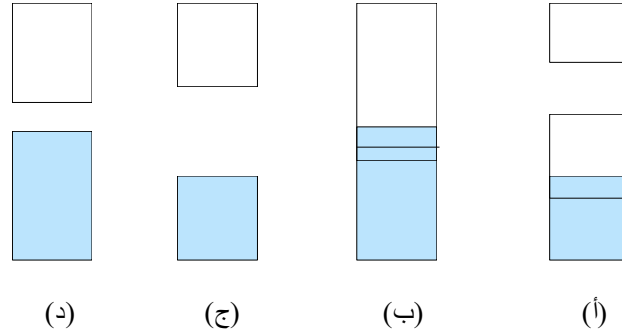
## 2-2-1 تصنيف المواد الصلبة CLASSIFICATION OF SOLIDS

إن الصفات الكهربائية للمواد الصلبة تتحدد بتركيب حزم طاقتها ومدى إشغالها بالالكترونات. تنقسم المواد الصلبة إلى صنفين رئيسيين هما المعادن (الموصلات) والمواد العازلة. المعدن هو صلب يسرى فيه التيار الكهربى عند تطبيق مجال كهربى عليه، بينما المادة العازلة لاتمرر التيار. ويمكن التمييز بين الصنفين استناداً إلى مفهوم ودور حزم الطاقة فى التوصيل الكهربى. ينص هذا المفهوم على أن حزمة الطاقة الممتلئة تماماً لا تحمل التيار الكهربى حتى فى وجود المجال الكهربى. وبناء على ذلك، فإن الصلب يسلك سلوك المعدن عندما تكون بعض حزم الطاقة ممتلئة جزئياً. وحيث أن إشغال الالكترونات لحزم الطاقة يتم وفقاً لمبدأ "باولى" للإستبعاد فإن كل حزمة طاقة سوف تمتلئ بنفس كيفية امتلاء مستويات الطاقة فى الذرة الحرة. فعلى سبيل المثال، تمتلئ مناسيب الطاقة فى ذرة الصوديوم ( $Na^{11}$ ) حتى المستوى  $3s$  ويكون التركيب الالكترونى لها على النحو  $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^1$ . وحيث أن المستوى  $3s$  يحتوي على الكترون واحد فإن هذا المستوى فى ذرة الصوديوم يكون ممتلئ جزئياً (نصف ممتلئ أو نصف خال). وعلى نفس الوتيرة تكون حزمة

الطاقة الاخيرة فى صلب الصوديوم ممتلئة جزئياً.

تسمى أعلى حزمة طاقة مشغولة بالالكترونات بنطاق التكافؤ (valance band)، بينما تسمى الحزمة الخالية التالية بنطاق التوصيل (conduction band)، كما هو مبين بالشكل 1-3(أ). إذا لم يكن نطاق التكافؤ ممتلئاً تماماً بالالكترونات يطلق عليه نطاق توصيل أو أن نطاق التكافؤ يكون متداخلاً مع نطاق الأعلى (التوصيل)، كما يبين الشكل 1-3(ب) وفى هذه الحالة يكون من السهل رفع الكترونات التكافؤ إلى النطاق الاعلى ومن ثم تقوم بالتوصيل عند تطبيق مجال كهربى. تسمى المواد التى لها بالتركيب السابق لحزم الطاقة بالموصلات (conductors) مثل المعادن وبعض الفلزات مثل الليثيوم والصوديوم وغيرها.

فى المواد العازلة يكون نطاق التكافؤ ممتلئ تماماً ويكون نطاق التوصيل خال تماماً بالإضافة إلى وجود فجوة طاقة كبيرة تفصل بين النطاقين، كما هو مبين بالشكل 1-3(ج)، الامر الذى معه يتعذر انتقال الالكترونات من نطاق التكافؤ إلى نطاق التوصيل إلا عند تطبيق مجال كهربى متناهى فى الكبر، لذلك تسمى هذه المواد بالعازلة أو رديئة التوصيل (insulators). من أمثلة هذه المواد يوجد الماس وفيه يبلغ مقدار فجوة الطاقة حوالى 6 eV. على كل حال تكون فجوة الطاقة فى المواد العازلة أكبر بكثير من 4 الكترون فولت.



الشكل 1-3 تركيب حزم الطاقة فى المادة الصلبة

توجد بعض المواد العازلة مثل السيليكون والجرمانيوم، على سبيل المثال، لها تركيب يشبه تركيب الماس مع وجود فجوة طاقة صغيرة نسبياً (حوالي 1eV)، كما يبين الشكل 1-3(د). لذلك تكون هذه المواد رديئة التوصيل عند درجات الحرارة المنخفضة. وعند درجة حرارة الغرفة فإن نسبة قليلة من الإلكترونات تكتسب طاقة حركية نتيجة التهيّج الحراري وتتمكن من القفز من نطاق التكافؤ عبر فجوة الطاقة إلى نطاق التوصيل عند تطبيق مجال كهربى مسببة تيار كهربى ملموس، لذلك تسمى مثل هذه المواد بأشباه الموصلات (semiconductors) حيث تقع قيمة توصيليتها الكهربيه بين المواد الموصلة والمواد العازلة.

### 1-3 نظرية بلوخ لحزم الطاقة BLOCH THEOREM FOR ENERGY BANDS

افترض العالم بلوخ أن الإلكترونات تتحرك فى المواد المتبلرة تحت تأثير بئر جهد دورى ناتج عن تفاعل الإلكترون مع كل الذرات الموجودة فى الصلب وتفاعل الإلكترون مع باقى الإلكترونات الأخرى. لذلك يمكن تعيين سلوك الإلكترون فى البلورة من دراسة معادلة

شرودينجر على الصورة الآتية،

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad 1-1$$

حيث  $V(\mathbf{r})$  هو جهد البلورة الذي يُرى بواسطة الإلكترون و  $\psi(\mathbf{r})$  هى دالة الحالة و  $E$  طاقة الإلكترون. كما ذكرنا من قبل فإن  $V(\mathbf{r})$  هو بئر جهد دورى يتضمن تفاعل الإلكترون مع كل الذرات الموجودة فى الصلب بالإضافة إلى تفاعله مع باقى الإلكترونات الأخرى. للجهد  $V(\mathbf{r})$  نفس التمثل الانتقالى للبلورة، أى أن،

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = V(\mathbf{r}) \quad 2-1$$

حيث  $\mathbf{R}$  هو متجه الشبكة. يبين الشكل 4-1 مخطط توضيحى لشكل هذا الجهد.

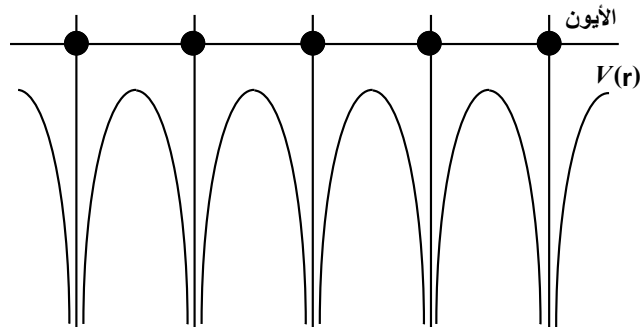
يكون حل المعادلة 1-1 طبقاً لنظرية بلوخ للجهد الدورى  $V(\mathbf{r})$  على الصورة الآتية،

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} u_k(\mathbf{r}), \quad 3-1$$

حيث يكون للدالة  $u_k(\mathbf{r})$  نفس التماثل الانتقالى للشبكة وبالتالى فإن،

$$u_k(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_k(\mathbf{r}). \quad 4-1$$

المتجه  $\mathbf{k}$  هو كمية يرتبط بكمية حركة (زخم) الجسيم، كما سنرى فيما بعد.



الشكل 4-1 مخطط لجهد البلورة كما يُرى بواسطة الإلكترون

وفيما يلي نقدم برهان لنظرية بلوخ بالشكل الذي يظهر المفاهيم الفيزيائية. يمكن كتابة

حل المعادلة 1-1 على الصورة،

$$\psi(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) u(\mathbf{r})$$

حيث  $u(\mathbf{r})$  دالة دورية كما هى مبينة بالشكل 1-5 والذي فيه يمكن تعيين الدالة  $f(\mathbf{r})$ .

وحيث أن الجهد  $V(\mathbf{r})$  هو جهد دورى فإن ذلك يتطلب أن تكون جميع الكميات الملحوظة

المصاحبة للإلكترون دورية أيضا. على وجه الخصوص، فإن الكمية  $|\psi(\mathbf{r})|^2$ ، والتي تعطى

احتمالية الإلكترون، يجب أن تكون كمية دورية أيضا وهذا يفرض الشرط الأتى على الدالة

:  $f(\mathbf{r})$

$$|f(\mathbf{r} + \mathbf{R})|^2 = |f(\mathbf{r})|^2.$$

والدالة الوحيدة التى تحقق هذا المطلب لكل قيم  $\mathbf{R}$  هو أحد الصور الآسية  $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$  وهذا يبين

أن حل معادلة شرودينجر يكون على صورة بلوخ (1-3) كما قررنا الإثبات. تعرف دالة

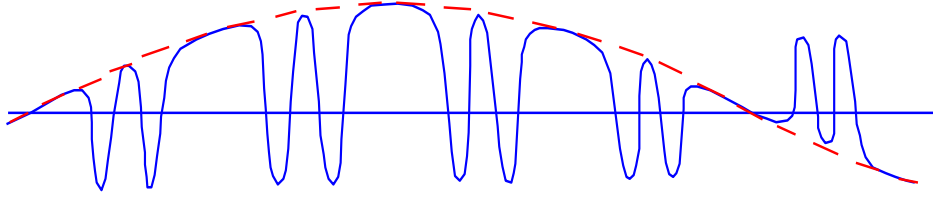
الحالة على الصورة 1-3 بدالة بلوخ وهى دالة لها العديد من الخصائص الشيقة:

أولا، لهذه الدالة شكل موجة مستوية متحركة، كما هو ممثل بالعامل  $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ ، مما يعنى

أن الإلكترون ينتشر خلال البلورة مثل الجسيم الحر. يكون تأثير الدالة  $u_k(\mathbf{r})$  هو تعديل هذه

الموجة لكى تتذبذب السعة بشكل دورى من خلية إلى أخرى، كما هو مبين بالشكل 1-5

ومع ذلك فإن السلوك الأساسى لدالة الحالة لا يتأثر، كما هو الحال فى الموجة المتحركة.



الشكل 1-5 دالة بلوخ. يمثل الخط المتقطع الموجة  $e^{ik.r}$  التى تم تعديلها بواسطة

كدالة ذرية.  $u_k(r)$

إذا كان الإلكترون حراً تماماً حقاً فإن دالة الحالة  $\psi_k$  سوف تعطى بالمقدار

$(1/V^{1/2})e^{ik.r}$  مما يعنى أن الدالة  $u_k(r)$  ثابت، ولكن فى الحقيقة الإلكترون غير حر نظراً

لتفاعله مع الشبكة وهذا التفاعل يحدد الطابع الخاص للدالة الدورية  $u_k$ .

ثانياً، نظراً لأن الإلكترون يتصرف كموجة لها المتجه  $k$  فإن له طول موجة دى

برولى  $\lambda = 2\pi/k$  وبالتالى زخم، طبقاً لمعادلة دى برولى، يعطى على الصورة،

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}.$$

5-1

يطلق على هذا المتجه زخم البلورة للإلكترون (كمية حركة الإلكترون) وسوف يدرس

بالتفصيل لاحقاً.

ثالثاً، تمثل دالة بلوخ  $\psi_k$  مدار بلورى وتكون دالة غير متمركزة (delocalized)

خلال الصلب كله وغير متمركزة حول أى ذرة معينة. وهكذا يكون الإلكترون مشارك بواسطة

البلورة ككل. وهذا يتفق مع البند أولاً الذي وصفنا فيه أن الإلكترون يسلك مسلك الموجة

المتحركة.



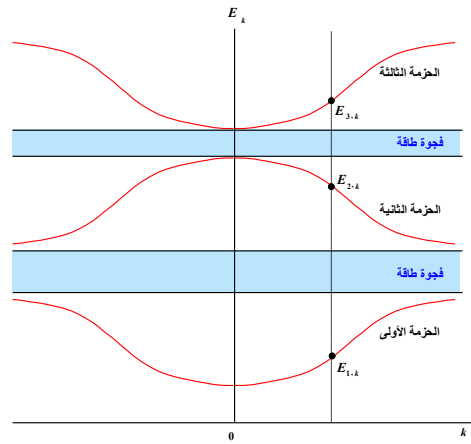
الآن، نعيد كتابة معادلة شرودينجر (1-1) بدلالة الطاقة وذلك بالتعويض فى المعادلة عن الدالة  $\psi_k$  بدالة بلوخ (3-1) وحذف العامل  $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  وبعد إجراء العمليات اللازمة نحصل على،

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla + i\mathbf{k})^2 + V(\mathbf{r}) \right] u_k(\mathbf{r}) = E_k u_k(\mathbf{r}). \quad 6-1$$

وهذه المعادلة فى الحقيقة تمثل معادلة الموجة للدالة الدورية  $u_k(\mathbf{r})$ . وبحل هذه المعادلة نحصل على القيم الذاتية للطاقة. لاحظ أن المؤثر داخل الاقواس المربعة يكون دالة صريحة فى  $\mathbf{k}$  وبالتالي فإن كلا الدالتين الذاتيتين والقيم الذاتية تعتمد على  $\mathbf{k}$ . لا تؤدى معادلة القيمة الذاتية إلى حل واحد ولكن تؤدى إلى حلول عديدة، حيث يوجد لكل قيمة من قيم  $\mathbf{k}$  العديد من الحلول التى تمثل مجموعة من الطاقات المنفردة  $E_{1,k}, E_{2,k}, \dots$ ، كما يبين الشكل 6-1. وحيث أن هذه الطاقات تعتمد على  $\mathbf{k}$  فإنها تتغير بشكل متواصل عند تغير  $\mathbf{k}$  على مدى قيمها. وينتج عن كل مستوى طاقة حزمة طاقة، كما هو مبين بالشكل. سنشير من الآن فصاعداً إلى القيمة الذاتية للطاقة بالرمز  $E_n(\mathbf{k})$ ، حيث يشير الدليل  $n$  إلى رقم الحزمة.

لاحظ أن عدد حزم الطاقة يكون كبير (عادة مالا نهاية) ولكن نجد أن الحزم السفلية فقط تكون مشغولة بالالكترونات وتغطى كل حزمة مدى معين من الطاقة يمتد من اقل قيمة تأخذها إلى أعلى قيمة عند رسمها فى فضاء  $\mathbf{k}$ . تكون الفترات المحصورة بين الحزم فجوات الطاقة وهى مناطق طاقة ممنوع شغلها بالالكترونات. لاحظ أيضا أن أهمية رسم

طيف الطاقة فى فضاء  $k$  - تكمن فى أنه يمكن تصنيف حالات الالكترون خلال الحزمة طبقا لكمية الحركة (الزخم) الذي يكون دالة فى  $k$ .



الشكل 1-6 حزم وفجوات الطاقة.

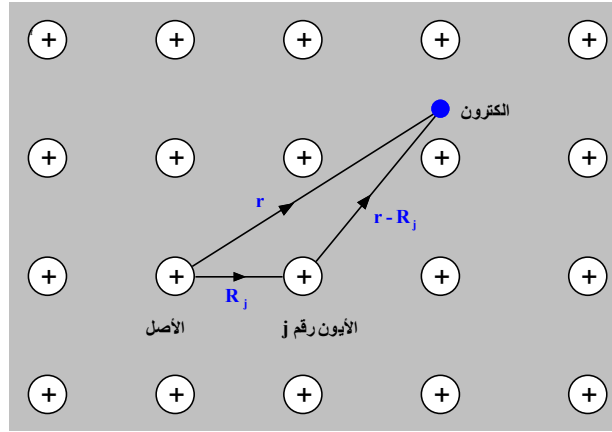
الآن، نتحول بالدراسة إلى الجهد البلورى ( $V(r)$ ) وتأثيره على الالكترون. يتكون هذا الجهد من جزئين: الأول، هو تفاعل الالكترون مع القلوب الأيونية المكونة للشبيكة والجزء الثانى هو تفاعله مع الالكترونات الأخرى التى تتحرك خلال الشبيكة. فعلى سبيل المثال، فى معدن الصوديوم يتفاعل الالكترون الموجود فى الحزمة  $3s$  مع ايونات الصوديوم ( $Na^+$ ) المكونة للتركيب المكعبى المتمركز الجسم ويتفاعل أيضا مع الالكترونات الأخرى فى هذه الحزمة، وبالتالي يمكن كتابة الجهد  $V(r)$  على هيئة مجموع جهدين على الصورة،

$$V(r) = V_i(r) + V_e(r), \quad 7-1$$

حيث يمثل الحد الاول تفاعل الالكترون مع القلوب الأيونية ويمثل الحد الثانى التفاعل مع الالكترونات. يمكن كتابة الحد الأيونى على الصورة،

$$V_i(\mathbf{r}) = \sum_j v_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j), \quad 8-1$$

حيث أن  $v_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$  هو جهد الايون الموضوع عند متجة الشبكة  $\mathbf{R}_j$ ، كما هو مبين 7-1 والمجموع على كل الايونات. من الواضح أن للجهد  $V_i(\mathbf{r})$  نفس دورية الشبكة.



الشكل 7-1 تفاعل الالكترون مع القلوب الأيونية.

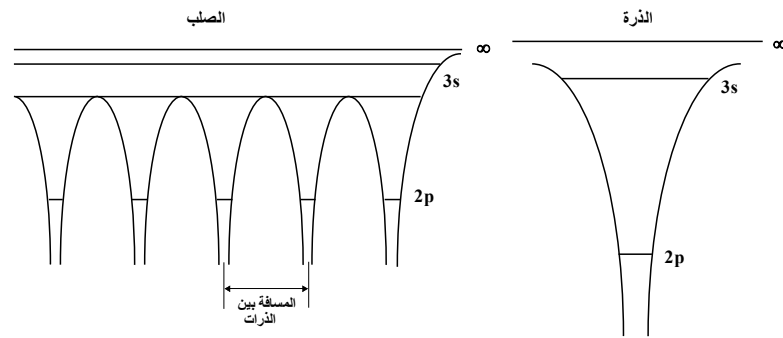
يسمى الجهد  $V_e(\mathbf{r})$  بتفاعل الالكترون-الالكترون ويسبب العديد من العقبات ويجعل المعالجة النظرية صعبة جداً. أولاً، يمكننا حساب هذا الحد فقط إذا علمنا كل حالات الالكترونات الأخرى مع العلم أن هذه الحالات غير معلومة بشكل جلى.

ثانياً، لا يكون الجهد عندما  $V_e(\mathbf{r})$  على شكل دورى تماماً وذلك لأن الالكترونات لا تكون فى حركة ثابتة فى الشبكة. ثالثاً، فى المعالجة الصحيحة يجب بشكل فعلى إعتبار ديناميكية كل الالكترونات فى نفس الوقت وليس الكترون واحد فى زمن معين، وهذا أمر صعب اعتباره فى الوقت الحالى. فى ضوء هذه الصعوبات، ومن حسن الحظ أن تفاعل الالكترون-الالكترون هو تفاعل ضعيف للأسباب إلى ذكرناها فى الباب السابق. التأثير

السائد لهذا التفاعل هو أن الالكترونات تنشر نفسها حول الايونات بالشكل الذي يحجب هذه الايونات عن الالكترونات الأخرى فى المقام الأول ولهذا تأثير اضافى لجعل تفاعل الالكترون-أيون تفاعلاً ضعيفاً حتى على المدى الطويل وهذا يجعلنا محظوظين مرة أخرى. والآن، يمكننا كتابة تعبير مقرب للجهد على الصورة،

$$V(\mathbf{r}) = \sum_j v_s(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j), \quad 9-1$$

حيث  $v_s(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$  هو جهد الأيون المحجوب المتمركز (الموضوع) عند نقطة الشبكة  $\mathbf{R}_j$ . ونظراً لأن هذا الجهد يكون دورى فإنه يحقق متطلبات نظرية بلوخ. يبين الشكل 8-1 الجهد البلورى للصوديوم.



الشكل 8-1 مقارنة بين مخطط طيف الطاقة فى ذرة الصوديوم وصلب الصوديوم.

لاحظ أن الاتساع فى المستوى 3s أدى إلى نشوء الحزمة 3s وأن هذه الحزمة تقع غالباً بالكامل فوق الجهد الحاجز للذرات مما يسهل عدم تمركز الالكترونات داخل هذه الحزمة. وعلى خلاف ماسبق، نجد الكترونات الحزمة 2p تكون مقيدة بقوة بالحاجز وبذلك

تكون متمركزة (متمركزة تعنى موضوعة فى مكانها الصحيح).

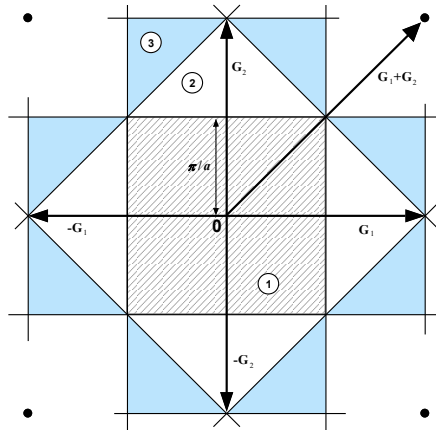
#### 4-1 خصائص تماثل حزم الطاقة فى فضاء $k$

##### ENERGY BANDS SYMMETRY PROPERTIES IN $k$ -SPACE

كما ذكرنا من قبل، عند رسم حزم الطاقة فى فضاء  $k$  يظهر العديد من خصائص التماثل المفيدة لقيم الطاقة الذاتية،  $E_n(k)$ . وقبل الخوض فى هذا الموضوع دعنا نسترجع بعض المعلومات المفيدة عن مناطق بريليون (Brillouin zones).

#### 1-4-1 مناطق بريليون BRILLOUIN ZONES

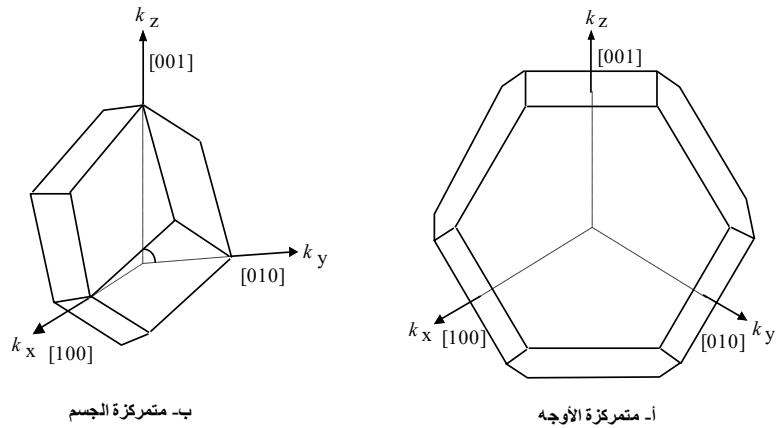
كما درسنا من قبل، عند رسم المستويات العمودية المنصفة لمتجهات الشبكة الانقلابية التى تصل الذرة مع الذرات المجاورة فإن المناطق المحصورة بين المستويات تكون مناطق بريليون. فعلى سبيل المثال نعتبر شبكة مربعة كالمبينة فى الشكل 9-1.



الشكل 9-1 مخطط يبين مناطق بريليون الثلاثة الاولى فى شبكة مربعة.

لاحظ أن الشبكة الانقلابية للشبيكة المذكورة تكون مربعة أيضا ولها طول ضلع يساوى  $2\pi/a$ .  
 يبين الشكل أن المتجهات الانقلابية للشبيكة هي  $G_1, -G_1, G_2, -G_2, \dots$ . تكون أصغر منطقة مغلقة متمركزة حول نقطة الاصل هي منطقة بريليون الأولى، كما هو موضح بالشكل (المنطقة المخططة). يبين الشكل أيضا كل من منطقة بريليون الثانية (الأربع أنصاف المربعات الغير مظلمة) ومنطقة بريليون الثالثة (الثمانى أنصاف المربعات الملونة). لاحظ أن جميع مناطق بريليون متساوية فى المساحة  $(2\pi/a)^2$  وإن أصبحت أكثر تعقيداً. تتحقق خاصية تساوى المساحة لمناطق بريليون لجميع الشبيكات المستوية وليس للشبيكات المربعة فقط. فى الأبعاد الثلاثة تكون المناطق عبارة عن حجوم ثلاثية الأبعاد.

يبين الشكل 10-1 منطقة بريليون الاولى لشبيكة مكعبة متمركزة الوجه وأخرى متمركزة الجسم. المناطق الأعلى فى هذه الشبيكات تكون أكثر تعقيدا ويصعب إظهارها. فى الفصل التالى سنناقش العلاقة بين مناطق بريليون وتركيب حزم الطاقة.



الشكل 10-1 منطقة بريليون الاولى فى الشبيكة المكعبة متمركزة الأوجه والمتمركزة الجسم.

## SYMMETRY PROPERTIES 2-4-1 خصائص التماثل

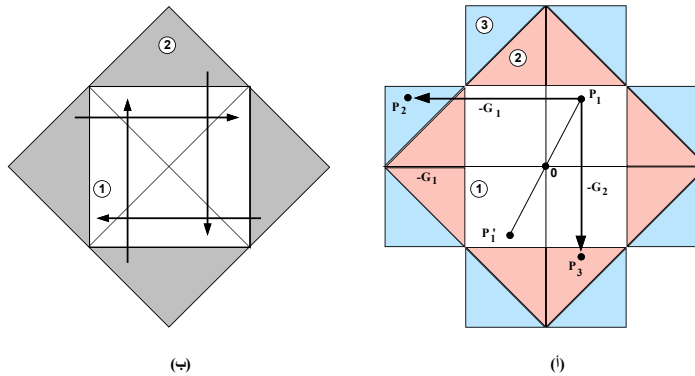
يمكننا أن نرى أن كل حزمة من حزم الطاقة،  $E_n(\mathbf{k})$ ، تحقق خصائص التماثل

الآتية:

10-1

$$E_n(\mathbf{k} + \mathbf{G}) = E_n(\mathbf{k}). \quad (أ)$$

وتبين هذه الخاصية أن الدالة  $E_n(\mathbf{k})$  تكون دالة دورية ولها زمن الدورة يساوى متجه الشبكة الانقلاية، بمعنى أى نقطتين فى فضاء  $\mathbf{k}$  ترتبطتان مع بعضهما بواسطة متجه إزاحة تساوى متجه الشبكة الانقلاية يكون لهما نفس الطاقة. فى الشكل 11-1 (أ) تكون للنقط  $p_1$ ،  $p_2$  و  $p_3$  نفس الطاقة لأن النقطة  $p_2$  ترتبط مع النقطة  $p_1$  بواسطة متجه انتقال  $\mathbf{G}_1$  و  $p_3$  ترتبط بالنقطة  $p_1$  بواسطة انتقال  $\mathbf{G}_2$  وكلا  $\mathbf{G}_1$  و  $\mathbf{G}_2$  عبارة عن متجهات الشبكة الانقلاية.



الشكل 11-1 (أ) التماثل الانتقالي للطاقة  $E(\mathbf{k})$  للشبكة المربعة فى فضاء  $\mathbf{k}$  و

(ب) مخطط يبين تحول المنطقة الثانية إلى المنطقة الأولى بالانتقال.

يبين الشكل 11-1 (ب) كيف أنه باستخدام هذا التماثل الانتقالي، بواسطة متجهات الشبكة الانقلابية، يمكن نقل الأجزاء المختلفة لمنطقة بريليون الثانية لتتطبق بدقة على المنطقة الأولى، حيث أن كل مساحتين متصلتين بسهم متكافئتين. ويمكن عمل نفس الشئ على المناطق الأعلى حيث أن جميع المناطق متكافئة فى المساحة، لذلك فإننا نهتم بالمنطقة الأولى فقط طالما تعطينا المعلومات الضرورية.

11-1

$$E_n(-\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}) \quad (\text{ب})$$

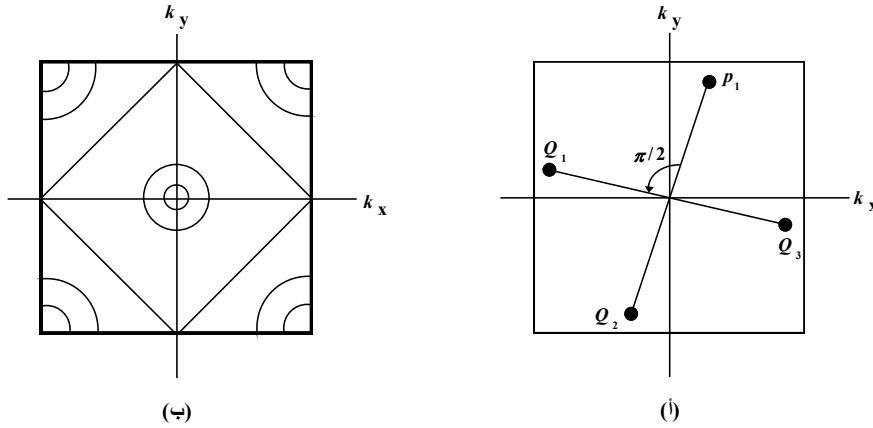
وهذه المعادلة تمثل خاصية التماثل الانعكاسى وتبين أن حزمة الطاقة تكون متماثلة بالنسبة إلى الانعكاس حول نقطة الأصل ( $\mathbf{k}=0$ ). وبالتالي فإن طاقة النقطة  $p_1'$  تساوى طاقة النقطة  $p_1$ ، كما يبين الشكل 11-1 (أ).

(ج) للدالة  $E_n(\mathbf{k})$  نفس التماثل الدورانى مثل الشبكة الحقيقية وهذه الخاصية تجزم بأن لحزمة الطاقة نفس الماثل الدورانى مثل الشبكة الحقيقية. فعلى سبيل المثال، فى الشبكة المربعة يجب أن تظهر حزمة الطاقة التماثل الدورانى للمربع. وحيث أن المربع يكون متماثل عند الدوران بزواوية  $\pi/2$  (ومضاعفاتها) فإنه يترتب على ذلك أن تكون الطاقات عند النقط  $Q_1$ ،  $Q_2$  و  $Q_3$  فى الشكل 12-1 (أ) مساوية للطاقة عند النقطة  $p_1$  لأنه يمكن الحصول على هذه النقط من النقطة  $p_1$  بالتماثل الانعكاسى. لاحظ أن النقطة  $Q_2$  تماثل النقطة  $p_1'$



فى الشكل 11-1 (أ)، بالرغم من أن هذا صحيح فى الشبكة المربعة إلا إنه لايتحقق فى الشبكات الأخرى.

يبين الشكل 12-1 (ب) محيطات الطاقة (وهى منحنيات تساوى الطاقة energy contours) مرسومة للحزمة فى منطقة بريليون الاولى للشبكة المربعة وهذا الشكل يحقق مختلف خصائص التماثل السابقة.



الشكل 12-1 (أ) التماثل الدورانى للطاقة  $E(k)$  فى الشبكة المربعة فى فضاء  $k$ -

و (ب) مخطط يبين محيطات الطاقة فى منطقة بريليون الاولى.

تعتبر خصائص التماثل من الخصائص المهمة لأنه يمكن استخدامها لإختزال المجهود المبذول لحساب حزم الطاقة. فعلى سبيل المثال، بواسطة التماثل الانعكاسى نحتاج فقط معرفة الطاقة فى نصف المنطقة الاولى. هذا بالإضافة إلى أن التماثل الدورانى عادة يمكننا من إختزال هذا المجهود أيضاً، فمثلاً،

فى حالة الشبكة المربعة، نحتاج فقط تعيين  $\frac{1}{8}$  المنطقة بشكل منفصل ويمكن استكمال باقى المنطقة بواسطة التماثل. وفيما يلي سوف نقدم برهاناً مختصراً للخصائص السابق ذكرها.

بالنسبة لخاصية التماثل الانتقالي (أ) يمكن كتابة دالة بلوخ عند النقطة  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$  على الصورة،

$$\psi_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} = e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} (e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}). \quad 12-1$$

لاحظ أن المعامل الموجود داخل الأقواس فى الطرف الأيمن يكون دالة دورية فى

فضاء  $\mathbf{r}$ - وله زمن دورى يساوى متجه الشبكة. وبالرمز لهذا العامل بالرمز  $v(\mathbf{r})$  يمكننا كتابة،

$$v(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = e^{i\mathbf{G}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R})} u_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}).$$

ويتأتى هذا من حقيقة أن  $u_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}$  دالة دورية وأن  $e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{R}} = 1$ ، حيثما  $\mathbf{G}\cdot\mathbf{R} = n2\pi$ ، حيث  $n$

يكون بعض العدد الصحيح. للحد الموجود بين الأقواس فى المعادلة 12-1 نفس سلوك

الدالة  $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  الموجودة فى المعادلة 1-3. وهكذا يتضح أن لدالة الحالة  $\psi_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}$  نفس شكل

الدالة  $\psi_{\mathbf{k}}$  وبالتالي يكون للدالتين نفس الطاقة، حيث لا توجد فروق فيزيائية بينهما.

يمكن إثبات الخاصية الثانية (ب) بملاحظة أن معادلة شرودينجر الشبيهة بالمعادلة

1-3 والتي تقابل النقطة  $-\mathbf{k}$  تكون مثل المعادلة التى يمكن الحصول عليها بكتابة المرافق

المركب للمعادلة 1-6. وهذا يعنى أن القيم الذاتية المقابلة تكون متساوية، بمعنى أن،

$E_n(-\mathbf{k}) = E_n^*(-\mathbf{k})$ . وحيث أن الطاقة  $E_n(\mathbf{k})$  هى عدد حقيقى فإن  $E_n(-\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k})$  وهذا

التعبير هو الخاصية الثانية.

يمكن استنتاج الخاصية الثالثة (ج) بملاحظة أنه إذا دارت الشبكة الحقيقية بواسطة

عملية تماثل فإن الجهد  $V(r)$  يبقى دون تغيير وبالتالي فإن دالة الحالة الجديدة التى نحصل

عليها يجب أن يكون لها نفس طاقة دالة الحالة الأصلية.

### 1-4-3 عدد الحالات فى حزمة الطاقة NUMBER OF STATES IN THE BAND

لحساب عدد الحالات فى حزمة الطاقة سوف نعتبر حالة البعد الواحد بغرض التبسيط. فى هذه الحالة تكون دالة بلوخ على الصورة،

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x). \quad 13-1$$

وإذا افترضنا أن هذه الدالة تحقق شرط الحدود الدورية فإن ذلك يؤدى إلى أن القيم المسموحة لـ  $k$  تكون على الصورة،

$$k = n \frac{2\pi}{L}, \quad 14-1$$

حيث  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  الخ. لاحظ أن  $u_k(x)$  دالة دورية بذاتها، ولهذا فإن الشرط  $u_k(x+L) = u_k(x)$  يتحقق بشكل تلقائى. وكما درسنا آنفاً، فإن القيم المسموحة لـ  $k$  تكون شبكة منتظمة لها مسافة بينية مقدارها  $2\pi/L$ . يمكن الحصول على عدد الحالات داخل المنطقة الاولى التى لها طول  $2\pi/a$  على الصورة،

$$\left(\frac{2\pi}{a}\right)\left(\frac{2\pi}{L}\right) = \frac{L}{a} = N ,$$

حيث  $N$  هو عدد خلايا الوحدة وهذا يتفق مع التأكيد السابق. وهذا يبين أن كل حزمة تحتوى على  $N$  من المستويات فى المنطقة الاولى. وحيث أنه طبقاً لمبدأ باولى للاستبعاد أن كل مستوى يملئ بعدد إثنين من الالكترونات متعاكسين فى اللف فإن أقصى عدد يمكن أن

يشغل الحزمة الواحدة هو  $2N$  من الالكترونات.

### 5-1 نموذج كرونيج وبنى لحساب حزم الطاقة

#### KRONIG-PENNEY MODEL FOR CALCULATING ENERGY BANDS

لبيان تأثير دورية توزيع الأيونات على حركة الالكترونات وبيان حزم الطاقة المسموحة للالكترونات وفجوات الطاقة (الحزم الممنوعة) طرح العالمان كوينج وبنى نموذجاً دورياً فى بعد واحد يماثل دورية الشبكة البلورية. أعتبر هذا النموذج شبكة بلورية ذات ثابت بيكة مقداره  $2a$  وجهد دورى مقداره  $V_0$  وبناء على هذا التصور فإن جهد الشبكة يبدو على شكل سلسلة من الآبار والمرتفعات تمثل الذرات وتأثيرها. بفرض أن إتساع البئر الجهدى الذي يتحرك فيه الالكترون هو  $a$  وبفرض أن المسافة التى تفصل بين بئرين هى  $a$  وهى تمثل سمك الجهد الحاجز (المسافة بين الذرتين) فإن المسافة بين أى ذرتين متتاليتين (دورة التركيب) تكون  $a+a$ ، كما يبين الشكل 1-13.

بإستخدام نظرية بلوخ نحصل على،

$$\left. \begin{aligned} \psi_k(x+2a) &= e^{2iak} \psi_k(x) \\ \frac{d}{dx} \psi_k(x+2a) &= e^{2iak} \frac{d}{dx} \psi_k(x) \end{aligned} \right\} \quad 15-1$$

وحسب الميكانيكا التقليدية فإن الالكترون يظل محصوراً داخل جدار البئر الجهدى إذا كانت طاقته أقل من  $V_0$ ، أما إذا كانت طاقته أكبر  $V_0$  فإن سرعة الالكترون داخل البئر تساوى

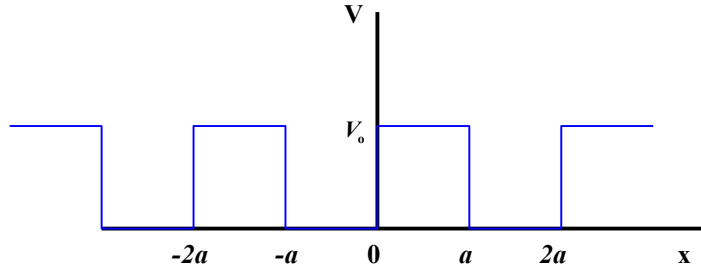
$\left(\frac{\varepsilon}{m_0}\right)^{1/2}$  وسرعته عند جدار البئر تساوى  $\left(2\frac{\varepsilon-V_0}{m_0}\right)^{1/2}$  ولكن حسب النظرية الكمية فإن

الالكترون يكون موجوداً خارج الجدران بالرغم من أن طاقته تكون أقل من  $V_0$ . وبناءً على

ذلك يكون حل هذه المعادلة السابقة عبارة عن دالتين: الدالة الاولى هى  $\psi_1$  وهى دالة الحالة

التي تصف حركة الالكترون داخل البئر الجهدى  $(-a \leq x \leq 0)$ ، والدالة الثانية هى  $\psi_2$

وتصف حالة الالكترون خارج البئر الجهدى  $(0 \leq x \leq a)$ .



الشكل 13-1 مخطط للبئر الجهدى الدورى فى البلورة فى بعد واحد.

بحل معادلة شرودينجر فى المدى  $-a \leq x \leq 0$  نحصل على،

$$\psi_1 = A \cos q_0 x - B \sin q_0 x, \quad 16-1$$

حيث  $q_0 = \frac{2m_0 \varepsilon}{\hbar}$  و  $A$  و  $B$  ثوابت يمكن تعيين قيمتها بتطبيق الشروط الحدية.

بالمثل بحل معادلة شرودينجر فى المدى  $0 \leq x \leq a$  نحصل على،

$$\psi_2 = C \cos qx - D \sin qx, \quad 17-1$$

حيث  $q^2 = \frac{2m_0(\varepsilon - V_0)}{\hbar}$  ويكون مقدار  $q$  كمية تخيلية عندما  $\varepsilon < V_0$  و  $C$  و  $D$  ثوابت يمكن

تعيين قيمتها بتطبيق الشروط الحدية أيضاً.

بتطبيق الشروط الحدية والدورية نلاحظ أن: - الدالة  $\psi$  ومشتقتها  $\frac{d\psi}{dx}$  تكونا

مستمرتان  $x=0$  وكذلك

$$\left. \begin{aligned} \psi(+a) &= e^{2iak} \psi(-a) \\ \frac{d}{dx} \psi(+a) &= e^{2iak} \frac{d}{dx} \psi(-a) \end{aligned} \right\} \quad 18-1$$

من هذا الشروط نحصل على،

$$\psi_2(0) = C \quad \& \quad \frac{d}{dx} \psi_2(0) = qD$$

بالتعويض فى المعادلة 17-1 نجد أن،

$$\left. \begin{aligned} \psi_2(+a) &= \cos(qa) \psi_2(0) + \frac{1}{q} \sin(qa) \frac{d}{dx} \psi_2(0) \\ \frac{d}{dx} \psi_2(+a) &= -q \sin(qa) \psi_2(0) + \cos(qa) \frac{d}{dx} \psi_2(0) \end{aligned} \right\} \quad 19-1$$

وبالمثل نحصل على

$$\begin{aligned} \psi_1(-a) &= \cos(q_0 a) \psi_1(0) - \frac{1}{q_0} \sin(q_0 a) \frac{d}{dx} \psi_1(0) \\ \frac{d}{dx} \psi_1(-a) &= q_0 \sin(q_0 a) \psi_1(0) + \cos(q_0 a) \frac{d}{dx} \psi_1(0) \end{aligned}$$

ومنها نحصل على،

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \cos(q_0 a) \psi_1(-a) + \frac{1}{q_0} \sin(q_0 a) \frac{d}{dx} \psi_1(-a) \\ \frac{d}{dx} \psi_1(0) &= -q_0 \sin(q_0 a) \psi_1(-a) + \cos(q_0 a) \frac{d}{dx} \psi_1(-a) \end{aligned} \right\} \quad 20-1$$

وحيث أن

$$\frac{d}{dx} \psi_1(0) = \frac{d}{dx} \psi_2(0) \quad \& \quad \psi_1(0) = \psi_2(0)$$

بالتعويض بهذه المعادلة والمعادلة 20-1 فى المعادلة 19-1 نحصل على،

$$\left. \begin{aligned} \psi_2(+a) &= b_{11} \psi_1(-a) + b_{12} \frac{d}{dx} \psi_1(-a) \\ \frac{d}{dx} \psi_2(+a) &= b_{21} \psi_1(-a) + b_{22} \frac{d}{dx} \psi_1(-a) \end{aligned} \right\}, \quad 21-1$$

حيث:

$$\begin{aligned} b_{11} &= \cos(qa) \cos(q_0 a) - \frac{q_0}{q} \sin(qa) \sin(q_0 a) \\ b_{12} &= \frac{1}{q_0} \cos(qa) \sin(q_0 a) - \frac{1}{q} \sin(qa) \cos(q_0 a) \\ b_{21} &= -q \sin(qa) \cos(q_0 a) \cos(qa) - q_0 \cos(qa) \sin(q_0 a) \\ b_{22} &= -\frac{q}{q_0} \sin(qa) \sin(q_0 a) + \cos(qa) \cos(q_0 a) \end{aligned}$$

وحيث أن المعادلتين 21-1 يجب أن تحققا المعادلتين 18-1 فإننا نحصل على العلاقة الآتية المستنتجة من نظرية بلوخ،

$$\therefore \psi_2(a) = e^{2iak} \psi_2(-a) = e^{2iak} \psi_1(-a)$$

وبالتالى نحصل على،

$$(b_{11} - e^{2iak}) \psi_1(-a) + b_{12} \frac{d}{dx} \psi_1(-a) = 0$$

و

$$b_{21} \psi_1(-a) + (b_{22} - e^{2iaq}) \frac{d}{dx} \psi_1(-a) = 0$$

ولكى يكون حل هذه المعادلات ذو معنى يجب أن تساوى محددة المعاملات الصفر، أى أن،

$$\begin{vmatrix} b_{11} - e^{2iak} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} - e^{2iaq} \end{vmatrix} = 0 \quad 22-1$$

وبحل هذه المحددة نحصل على،

$$e^{2iaq} = \frac{1}{2}(b_{11} + b_{22}) \pm i \left[ 1 - \frac{1}{4}(b_{11} + b_{22})^2 \right]^{1/2}$$

وبتحقيق المساواة للجزئين الحقيقيين فقط نحصل على

$$\cos(2ka) = \frac{1}{2}(b_{11} + b_{22}) = \cos(qa)\cos(q_0 a) - \frac{q^2 + q_0^2}{2qq_0} \sin(qa)\sin(q_0 a) \quad 23-1$$

ولما كانت  $q$  و  $q_0$  تتضمنان الطاقة  $\varepsilon$  فإن المعادلة 23-1 تمثل علاقة الانتشار التى تربط بين كل من الطاقة ورقم الموجة. ويوجد للمعادلة السابقة حلولاً مقبولة فيزيائياً فقط إذا لم تتجاوز القيمة للطرف الأيمن الواحد (لأن  $|\cos 2ka| \leq 1$ )، ومن هذا الشرط تنشأ حزم وفجوات الطاقة.

ولكى نرى كيف تنشأ حزم الطاقة نفترض أن طاقة الإلكترون أقل من عمق البئر

الجهدى ( $\varepsilon < V_0$ ) فى هذه الحالة نجد أن  $q$  مقدار تخيلى يكتب على الصورة  $q = ip$  وبالتالى

تصبح المعادلة 23-1 على الصورة،

$$\cos(2ka) = \cosh(pa)\cos(q_0 a) - \frac{q_0^2 - p^2}{2pq_0} \sinh(pa)\sin(q_0 a) \quad 24-1$$

وللحصول على حل مبسط نفترض أن عمق البئر الجهدى كبير جداً ( $\varepsilon \ll V_0$ ) وسمك

البئر صغير جداً مقارنة بالمسافة  $a$  وبالتالى فإن الدوال القطعية ستتساوى

( $\sinh(pa) \approx \cosh(pa)$ ) وسيهمل  $q_0$  مقارنة مع  $p$  وتصبح المعادلة السابقة على الصورة،

$$\cos(2ka) = \cosh(pa) \left\{ \cos(q_0 a) + \frac{p}{2q_0} \sin(q_0 a) \right\} \quad 25-1$$



وهذه المعادلة لا تتحقق إلا فى مجال ضيق من الطاقات المقابلة لقيم صغيرة للمقدار  $\sin(q_0 x)$  إذ أن هذا الحد مضروب بعدد كبير  $(\frac{P}{2q_0})$  فيعطى هذا الشرط تقريباً،

$$\sin(q_0 x) \approx 0 \text{ أى أن } q_0 x = n\pi \text{ وباستخدام العلاقة } q_0^2 = \frac{2m\varepsilon_n}{\hbar^2} \text{ نجد أن،}$$

$$\varepsilon_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad 26-1$$

وتمثل هذه العلاقة قيم الطاقة المسموحة فى البئر الجهدى للذرة والذي لايتسع كثيراً فى حالة البلورة. ومن هنا يتضح وجود مناطق مسموح بها وأخرى غير مسموح بها، كما يبين الشكل 14-1. وهكذا نجد الجهد الدورى لذرات الشبكة قد أملى وجود مناطق ممنوعة من الطاقة

الالكترونية (تسمى فجوات طاقة) وكلما إزداد ارتفاع البئر الجهدى يقل اتساع هذه الفجوات.

برسم العلاقة بين طاقة الالكترون ومقلوب طول الموجة المصاحب نحصل على الشكل السابق والتي تظهر فيه حزم الطاقة والمناطق الممنوعة. من الشكل السابق نتبين أنه:

1- فى مدى المتجه الموجى  $0 < k < \frac{\pi}{a}$  أو من  $-\frac{\pi}{a} < k < 0$  تتزايد طاقة الالكترون بإستمرار.

وعند  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  يحدث الانقطاع الأول.

2- مدى المتجه الموجى  $\frac{\pi}{a} < k < \frac{2\pi}{a}$  أو من  $-\frac{2\pi}{a} < k < -\frac{\pi}{a}$  تتزايد طاقة الالكترون

بإستمرار. وعند  $k = \pm \frac{2\pi}{a}$  يحدث الانقطاع الثانى.

3- مدى المتجه الموجى  $\frac{2\pi}{a} < k < \frac{3\pi}{a}$  أو من  $-\frac{3\pi}{a} < k < -\frac{2\pi}{a}$  تتزايد طاقة الالكترون

بأستمرار. وعند  $k = \pm \frac{3\pi}{a}$  يحدث الانقطاع الثالث. وهكذا

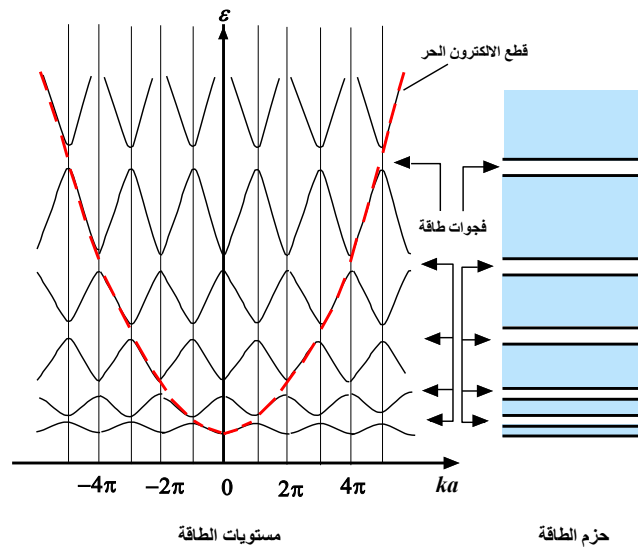
وتوضح الإنقطاعات وجود حزم ممنوعة على الالكترونات عند  $k = \pm \frac{n\pi}{a}$  حيث n أى

عدد صحيح. وبالتعويض عن k بدلالة الطول الموجي،  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  نحصل على  $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n\pi}{a}$

وبالتالى  $n\lambda = 2a$  وهي نفس علاقة براغ فى حالة السقوط العمودى وهذا يعنى أنه إذا كان

للالكترون طاقة تسمح له بدخول الحزمة الممنوعة فإنه لا يلبث أن يستطار ليخرج من هذه

الحزمة وبالتالي لايمكن أن يتواجد فيها.



الشكل 1-14 حزم وفجوات الطاقة فى الشبكة البلورية.

## 6-1 نموذج الالكترون شبه-الحر لحساب حزم الطاقة

### THE NEARLY-FREE ELECTRON MODEL FOR DETERMINING ENERGY BANDS

فى الفصول السابقة ورغم التبسيط الشديد (حيث تمت المعالجة فى بعد واحد) لم

نتمكن من إيجاد حلول جذرية تصف حركة الالكترونون فى الشبكة البلورية بشكل محكم. فى هذا الفصل نقدم نموذج تقريبي جديد مختصر الحسابات ويوضح الخصائص العامة للحزم ألا وهو نموذج الالكترونون شبه-الحر.

فى هذا النموذج تم افتراض أن الجهد البلورى يكون صغيراً جداً مقارنةً بطاقة حركة الالكترونون، الأمر الذي معه يمكن اعتبار أن الالكترونون يتصرف مثل الالكترونون الحر. فى هذه الحالة يمكن معالجة الجهد البلورى باستخدام نظرية الاضطراب التى تستخدم الأمواج المستوية. وهذا يعنى أن هذا النموذج يخدم كتقريب أولى لحزم التكافؤ فى المعادن البسيطة مثل Na، K، Al، ... وغيرها.

فى الفصل التالى، سنعالج نموذج الترابط الوثيق (tight binding) والذي تكون الجهود الذرية فيه قوية جداً، الأمر الذي يجعل الالكترونون يتحرك بشكل أساسى حول ذرة واحدة، بإستثناء وجود تفاعل صغير مع الذرات المجاورة والذي يمكن معالجته كاضطراب. يقع هذا النموذج على الجانب الآخر من نموذج الالكترونون شبه-الحر من حيث شدة الجهد البلورى المتضمن ويجب أن يخدم كتصحيح أولى للحزم العميقة الضيقة فى الصلب (مثل 3d فى المعادن الانتقالية).

### 1-6-1 نموذج الشبكة الفارغة THE EMPTY-LATTICE MODEL

فى نموذج الالكترونون شبه-الحر تبدأ المعالجة بحل معادلة شرودينجر مع اعتبار أن

الجهد البلورى يساوى صفراً، بمعنى أن الالكترىون يكون حراً تماماً. ومع ذلك، نحتاج أيضاً أن تحقق الحلول الناتجة خصائص التماثل، التى تحدثنا عنها من قبل، والتى يفرضها التماثل الانتقالى للشبيكة الحقيقية. تسمى المعالجة بهذه الفروض نموذج الشبيكة الفارغة.

باعتبار شبيكة فى بعد واحد فإن دوال الحالة والطاقات طبقاً لهذا النموذج تكون على

الصورة،

$$\psi_k^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \quad 27-1$$

و

$$E_k^{(0)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \quad 28-1$$

حيث يشير الدليل 0 إلى أن الحلول ترجع للحالة الغير مضطربة.

يبين الشكل 15-1 رسم الطاقة  $E_k^{(0)}$  كدالة فى  $k$ . يظهر هذا الشكل منحنى على

هيئة قطع مكافئ معتاد.

يبين الشكل 16-1(أ) منحنيات الانتشار لنفس الجسم فى الشبيكة الفارغة عند

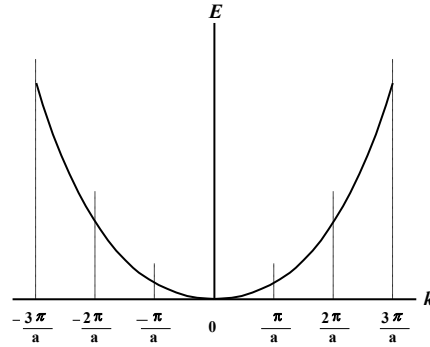
تطبيق التماثل الانتقالى على الحزم المختلفة، وفيها يتم تقطيع أجزاء القطع المكافئ، المبين

فى الشكل 15-1، عند حواف الحزم المختلفة ونقلها بمقدار مضاعفات المتجه الذى طوله

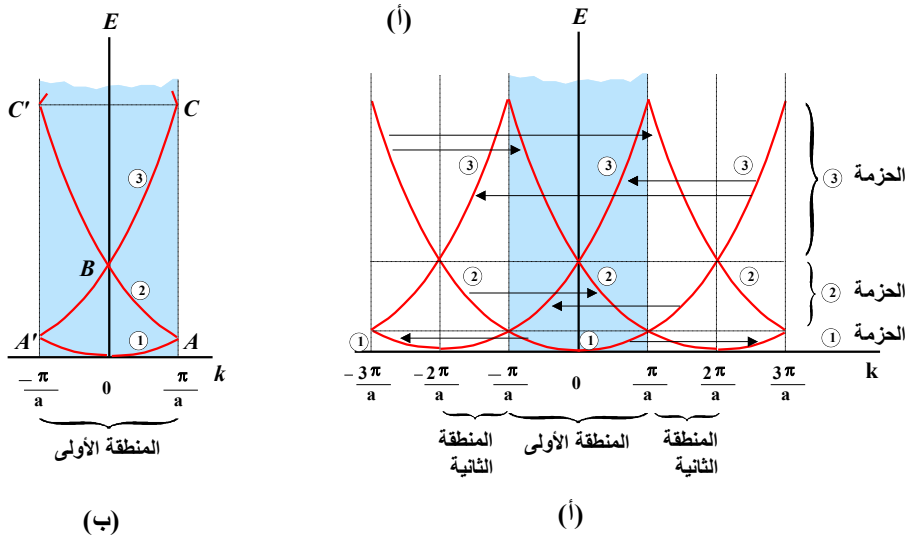
$G = 2\pi/a$  لكى نتأكد أن أى نقطتين متكافئتين يكون لهما نفس الطاقة (بمعنى أن التماثل

الانتقالى يتحقق). يظهر الشكل 16-1(ب) شكل طيف الطاقة فى منطقة بريليون الاولى

فقط.



الشكل 15-1 منحني الإنتشار للجسيم الحر وهو على هيئة قطع مكافئ.



الشكل 16-1 (أ) منحنيات الانتشار لنفس الجسيم فى الشبكة الفارغة تبين تحقق

التماثل الانتقالى والحزم المختلفة و (ب) منحنيات الانتشار فى نموذج الشبكة الفارغة

(المنطقة الأولى فقط).

## 2-6-1 نموذج الإلكترون شبه-الحر NEARLY-FREE ELECTRON MODEL

عندما نأخذ الجهد البلورى فى الاعتبار فإن طيف الطاقة فى الشكل 16-1(ب)

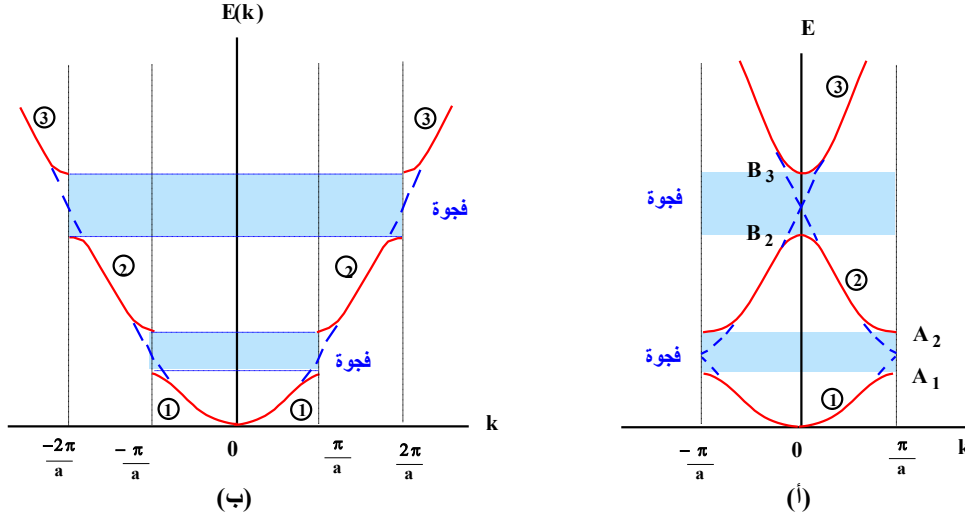
سيتمحيث تنشأ فجوات طاقة عند حدود المناطق المختلفة أولاً يحدث انشقاق بين المناطق عند النقط  $AA'$  و  $CC'$  وتظهر فجوات بين المنطقة الاولى والثانية وبين الثالثة والمنطقة التى تليها وثانياً عند نقطة تقاطع المنطقة الثانية والثالثة (النقطة B). وبشكل عام فى نموذج الشبكة الفارغة تتولد فجوات الطاقة فى فضاء  $k$  حيثما تتقاطع المناطق ويحدث ذلك إما فى وسط أو عند حدود منطقة بريليون، ويمكن القول إن عرض الحزم ينكمش عند حدود مناطق بريليون وتتولد الفجوات وبالتالي فإن شكل طيف الطاقة يتغير تغيراً جذرياً بواسطة جهد البلورة الذى يفترض أنه صغير، أما فى باقى أجزاء الطيف يتأثر شكل الطيف تأثيراً صغيراً جداً. فى هذا السياق فإن الحزم فى فضاء  $k$  تحتفظ بالشكل الدورى الموروث من نموذج الشبكة الفارغة فى الشكل 16-1 (ب) ويتصرف الإلكترون أساساً كإلكترون حر. يبين الشكل 17-1 هيئة طيف الطاقة الجديد. بمقارنة الشكل 16-1 (ب) والشكل 17-1 (أ) نلاحظ أن التركيب الحزمى يبقى غالباً حتى فى نموذج الشبكة الفارغة عدا أن الفجوات تتلاشى وتتلامس حدود المناطق. ويبين الشكل 17-1 (ب) تركيب الحزم لنموذج الإلكترون شبه-الحر وهو يشبه تركيب الحزم فى نموذج الإلكترون الحر عدا وجود فجوات طاقة.

وللبرهان على المناقشة السابقة سنستخدم مفهوم الاضطراب. أفترض أننا نريد تعيين

تأثير جهد البلورة على الحزمة الاولى فى الشكل 16-1 (ب). عندما نعالج الجهد  $V(x)$

كإضطراب فإن الطاقة المضطربة  $E_1(k)$  حتى الرتبة الثانية على الصورة،

$$E_1(k) = E_1^{(0)}(k) + \langle E_{1,k}^{(0)} | V | E_{1,k}^{(0)} \rangle + \sum_{k',n} \frac{|\langle n, k' | V | 1, k \rangle|^2}{E_1^{(0)}(k) - E_n^{(0)}(k')} \quad 29-1$$



الشكل 17-1 (أ) منحنيات الإنتشار فى نموذج الالكترن شبه الحر مرسومة على

هيئة مخطط المنطقة المختزل. (ب) نفس المنحنيات مرسومة على هيئة مخطط

المنطقة الممتد.

يشير الدليل 1 إلى المنطقة الاولى وهي المنطقة التى نعالجها ويشير الدليل 0 إلى نموذج

الشبكة الفارغة التى توصف بالمعادلات 27-1 و 28-1. يكون الحد الثانى فى المعادلة

29-1، والذي هو عبارة عن تقريب من الدرجة الاولى، عبارة عن القيمة المتوسطة للجهد.

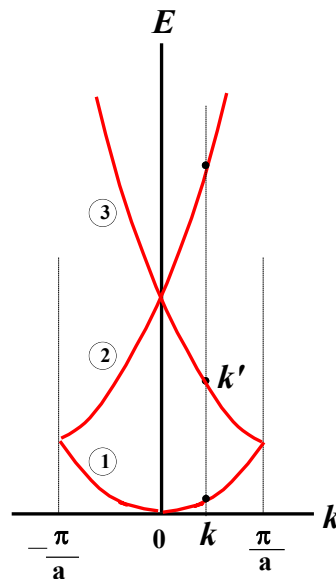
يتضمن الحد الثالث من المعادلة المجموع على كل الحالات n و k غير أنه فى هذه

المعالجة يساوى الحالة 1 و k قيد الدراسة. نلاحظ أن التقريب من الدرجة الاولى يساوى،

$$\langle E_{1,k}^{(0)} | V | E_{1,k}^{(0)} \rangle = \frac{1}{L} \int e^{-ikx} V(x) e^{ikx} dx = \frac{1}{L} \int V(x) dx, \quad 30-1$$

وهو عبارة عن القيمة المتوسطة للجهد على مدى كل البلورة ولا يعتمد على k أى أنه

مقدار ثابت تقريباً. يكون تأثير هذا الجهد على الطيف المبين فى الشكل 1-16 (ب) عبارة عن إزاحة للطيف بمقدار ثابت دون التأثير فى شكل طيف الطاقة. وحيث أن هذا الحد لا يدخل ضمن اهتمامنا الآن فإننا نسنعيز عنه بالصفر ويتم ذلك بإزاحة المستوى الصفري للطاقة. ولهذا يجب أن نعتبر التقريب من الدرجة الثانية للمعادلة 1-29. يجب أولاً أن نبين أن الكمية  $\langle n, k' | V | 1, k \rangle$  يمكن أن تتلاشى فيما عدا عند  $k' = k$ ، حيث  $k$  و  $k'$  يكون مقصورين على المنطقة الأولى. وهذا يعنى أن حالات الطاقة التى تقرن مع الحالة  $1, k$  بواسطة الاضطراب تكون تلك التى تقع مباشرة فوق هذه الحالة، كما يبين الشكل 1-18. وقبل الخوض قدما فى هذه المعالجة نعطى لمحة سريعة على مفكوك الجهد.



الشكل 1-18 الحالات التى تقع فى فضاء  $k$ -فوق الحالة تكون معها بالاضطراب.

يمكن عادة التعبير عن أى جهد اختياري  $V(x)$  بمفكوك على شكل متسلسلة فوريير على



النحو،

$$V(x) = \sum_k V_k e^{ikx}$$

حيث يكون المجموع على كل القيم المسموحة لـ  $k$ . يتم التعبير عن معامل فوريير،  $V_k$  بالصورة،

$$V_k = \frac{1}{L} \int_0^L V(x) e^{-ikx} dx$$

ولكن إذا كان الجهد  $V(x)$  دورياً، كما فى حالة البلورة، فإن القيم التى تشارك فى المجموع السابق تكون  $k = G$ ، بمعنى أن  $V_k = 0$  لكل القيم  $k \neq G$ . وبالتالي يكون مفكوك الجهد الدورى على الصورة،

$$V(x) = \sum_G V_G e^{iGx}.$$

ويمكننا أن نرى أن الأقواس الموجودة فى مقام المعادلة 29-1 عبارة عن معامل فوريير  $V_{k'-k}$  وبالتالي تتلاشى الأقواس فيما عدا عند  $k'-k = G$ .

الآن نعود مرة أخرى إلى المعالجة الحالية. بما أن فرق الطاقة فى مقام الحد الثالث من المعادلة 29-1 يتزايد بسرعة كلما ارتفعت الحزمة فإن التأثير البارز فى الحزمة 1 ينشأ من إرتباطها مع الحزمة 2. ولهذا يمكننا كتابة الطاقة على الصورة،

$$E_1(k) \cong E_1^{(0)}(k) + \frac{|V_{-2\pi/a}|^2}{E_1^{(0)}(k) - E_2^{(0)}(k)}, \quad 31-1$$

حيث  $V_{-2\pi/a}$  هو مركبة فوريير للجهد، أى أن،

$$V_{2\pi/a} = \frac{1}{L} \int V(x) e^{+i(2\pi/a)x} dx.$$

يمكن الحصول على تعبير واضح للطاقة  $E_1(k)$  بالتعويض بقيم الطاقة:

$$E_1^{(0)}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m \text{ و } E_2^{(0)}(k) = \hbar^2 (-2\pi/a)^2 / 2m. \text{ لاحظ أنه عند } 0 < k < \pi/a \text{ فإنه يمكن}$$

الحصول على الحزمة الثانية بواسطة نقل جزء منحنى الالكترون-الحر الذي يقع فى الفترة

$$-2\pi/a < k < -\pi/a, \text{ كما هو مبين بالشكل 1-16 (أ)، وبالتالي صيغة } E_2^{(0)}(k) \text{ السابقة.}$$

لكن فى الحقيقة، يكون هذا غير ضرورى لأنه إذا كان الجهد صغيراً فإن  $|V_{-2\pi/a}|^2$  يكون

صغيراً جداً ويمكن إهمال الحد الثانى فى المعادلة 1-31 بالمقارنة مع الحد الأول. بمعنى

$$\text{أن } E_1(k) \approx E_1^{(0)}(k) \text{ ويكون تأثير جهد البلورة صغير ويمكن اهماله.}$$

مع ذلك، توجد نقطة واحدة فى فضاء  $k$  لا ينطبق عليها الاستنتاج السابق وهي

$$\text{النقطة } k = \pi/a \text{ عند حافة المنطقة. عند هذه النقطة تتساوى الطاقات } E_1^{(0)}(k) \text{ و } E_2^{(0)}(k)$$

ويتلاشى مقام حد الاضطراب فى المعادلة 1-31 وبالتالي يكون تصحيح الاضطراب كبيراً

جداً. وحيث أن نظرية الاضطراب السابقة تقتضى أن يكون التصحيح صغيراً، فإنه يترتب

على ذلك أنه لا يمكن تطبيق هذه النظرية بشكل فعلى على منطقة جوار حافة المنطقة. وبدلاً

من ذلك يجب استخدام نظرية الاضطراب المنحل والتي فيها يتم معالجة كل من الحزم 1 و

2 معاً فى نفس الوقت. قام العالم زيمان (Ziman) 1963 بتعيين قيم الطاقة طبقاً لهذه

النظرية على النحو التالى،

$$E_{\pm}(k) = \frac{1}{2} \left( E_1^{(0)}(k) + E_2^{(0)}(k) \pm \left[ E_2^{(0)}(k) - E_1^{(0)}(k)^2 + 4|V_{-2\pi/a}|^2 \right]^{1/2} \right), \quad 32-1$$

حيث تشير الاشارة الموجبة إلى الحزمة المشوهة العليا (الحزمة 2 قرب حافة المنطقة) وتشير الأشارة السالبة إلى الحزمة المشوهة السفلى (الحزمة 1).

بالتعويض بقيم  $E_1^{(0)}(k)$  و  $E_2^{(0)}(k)$  فى المعادلة 32-1 ورسم  $E_+(k)$  و  $E_-(k)$  فى جوار حافة المنطقة، نحصل على الطيف المبين فى الشكل 17-1(أ). وعلى وجه الخصوص، فإن فجوة الطاقة  $E_g$  تساوى الفرق  $E_-(k) - E_+(k)$  المحسوب عند النقطة  $k = \pi/a$ . باستخدام المعادلة الأخيرة نجد أن،

$$E_g = -2|V_{-2\pi/a}|. \quad 33-1$$

وهذا يعنى أن فجوة الطاقة تساوى ضعف مركبة فوريير للجهد البلورى. ويكون التأثير الناتج هو تخفيض الحزمة 1 بمقدار يساوى  $|V_{-2\pi/a}|$  ورفع الحزمة 2 بنفس المقدار وبالتالي تتولد فجوة الطاقة المعطاه بالمعادلة 33-1.

يمكن استخدام المعادلة 32-1 أيضا فى تعيين فجوة الطاقة التى تتولد فى منتصف المنطقة عند تقاطع الحزمتين 2 و 3 وذلك باستبدال  $E_1^{(0)}(k)$  و  $E_2^{(0)}(k)$  بالطاقات  $E_2^{(0)}(k)$  و  $E_3^{(0)}(k)$  على الترتيب واستبدال حد الجهد بالمقدار  $V_{-4\pi/a}$ . يؤدى هذا إلى إنفصال الحزم 2 و 3، كما يبين الشكل 17-1(أ)، وظهور فجوة طاقة مقدارها  $2|V_{-4\pi/a}|$ .

وحيث أن أقصى تأثير للجهد البلورى يحدث بالقرب من النقط (فى فضاء  $k$ ) التى تتماس عندها الحزمتين، فإننا سنلقى نظرة عن قرب على هذا التأثير. عند تطبيق معادلة الاضطراب المنحل (1-29) على الحزم المنشقة 2 و 3 عند مركز المنطقة نجد أنه، لقيم  $k$  الصغيرة ( $k \ll \pi/a$ )،

$$E_3(k) = E_B + |V_{-4\pi/a}| + \frac{\hbar^2}{2m_0} \alpha k^2, \quad 34-1$$

و

$$E_2(k) = E_B - |V_{-4\pi/a}| - \frac{\hbar^2}{2m_0} \alpha k^2, \quad 35-1$$

حيث يمكن كتابة المعامل  $\alpha$  على الصورة،

$$\alpha = 1 + \frac{4E_B}{E_g}, \quad 36-1$$

و  $E_B = \hbar^2 (2\pi/a)^2 / 2m_0$  هو طاقة النقطة B فى الشكل 16-1 (ب). تعتبر هذه النتائج مهمة جداً للعديد من الأسباب منها: -

1- تبين المعادلة 1-34 أن طاقة الالكتران الموجود بالقرب من قاع الحزمة الثالثة هى

$$E \approx k^2 \quad (\text{باهمال الحدين الأولين حيث أنهما مقادير ثابتة}) \text{ وهى صورة تشبه علاقة}$$

الانتشار للالكتران الحر الذى له طاقة فعالة  $m^*$  تعطى بالمعادلة،

$$m_* = m_0 / \alpha,$$

والتي تختلف عن الكتلة الساكنة. بالرجوع إلى المعادلة 1-36 يمكننا أن نرى أن

الكتلة الفعالة تزداد مع زيادة فجوة الطاقة،  $E_g$ . العلاقة بين  $m^*$  و  $E_g$  هى علاقة مألوفة فى دراسة أشباه الموصلات.

2- تبين المعادلة 1-35 أن أن طاقة الالكترون الموجود بالقرب من قمة الحزمة الثانية هى  $E \approx -k^2$  وهى مثل طاقة الالكترون الحر عدا شئ مدهش وهو أن الكتلة الفعالة تكون سالبة وهو ما يخالف حالة الالكترون الحر ويكمن سبب ذلك فى جهد البلورة وهذه الظاهرة شائعة الحدوث فى المعادن وعلى وجه الخصوص فى أشباه الموصلات، كما سنرى لاحقاً.

### 1-6-3 فجوة الطاقة وأنعكاس براغ

#### ENERGY GAP AND THE BRAGG'S REFLECTION

فى هذا الفصل سوف ندرس كيف أن الاضطراب لا يغير قيم الطاقة فقط (كما رأينا من قبل عند دراسة الالكترون شبه- الحر) بل يغير دوال الحالة أيضاً.

عند تطبيق نظرية الاضطراب على شبكة فارغة فى بعد واحد نجد أن دالة الحالة للحزمة الاولى فى الشكل 1-17 (أ) تعطى على الصورة،

$$\psi_{1,k} = \psi_{1,k}^{(0)} + \frac{V_{-2\pi/a}}{E_1^{(0)}(k) - E_2^{(0)}(k)} \psi_{2,k}^{(0)}, \quad 37-1$$

حيث أنه بسبب شكل الجهد وفرق الطاقة الموجود فى المقام فإن مجموع الاضطراب قد اختزل إلى حد واحد فقط يتضمن دالة الحالة للحزمة الثانية  $\psi_{2,k}^{(0)}$ .

تشير دوال الحالة  $\psi_{1,k}^{(0)}$  و  $\psi_{2,k}^{(0)}$  إلى الإلكترون الحر وتمثل الدالة  $\psi_{2,k}^{(0)} \approx e^{ikx}$  موجة متحركة إلى اليمين، بينما  $\psi_{2,k}^{(0)} \approx e^{i(k-2\pi/a)x}$  تمثل دالة متحركة إلى اليسار. يكون تأثير جهد الشبكة حينئذ هو ادخال موجة جديدة متحركة إلى اليسار بالإضافة إلى الموجة الساقطة للإلكترون الحر. تتولد هذه الموجة الجديدة نتيجة تشتت الإلكترون بواسطة الجهد البلورى. إذا كان المتجه  $k$  غير قريب من حافة المنطقة فإنه يمكن إهمال معامل  $\psi_{2,k}^{(0)}$  فى المعادلة 37-1، وبالتالي نحصل على،

$$\psi_{1,k} \cong \psi_{1,k}^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx}, \quad 38-1$$

ويتصرف الإلكترون مثل الإلكترون الحر، وهنا، تكون تأثيرات الجهد مهمة وهذا يتفق مع الاستنتاجات التى قدمت فى الفصل السابق.

على كل حال، بالقرب من حافة المنطقة، تصبح مقام الطاقة فى حد التصحيح فى المعادلة 37-1 صغيراً جداً ويصبح حد الاضطراب كبيراً، الأمر الذى معة، تصبح المعادلة 37-1 غير صالحة. وكما ذكرنا فى الفصل السابق يجب حينئذ استخدام نظرية الاضطراب المنحل ويتم فيها معالجة دوال الحالة  $\psi_{1,k}^{(0)}$  و  $\psi_{2,k}^{(0)}$  معاً على قدم وساق. فى هذه الحالة، عند حافة المنطقة نفسها نجد،

$$\psi_{\pm}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{1,\pi/a}^{(0)}(x) \pm \psi_{2,\pi/a}^{(0)}(x)] = \frac{1}{\sqrt{2L}} (e^{i(\pi/a)x} \pm e^{-i(\pi/a)x}). \quad 39-1$$

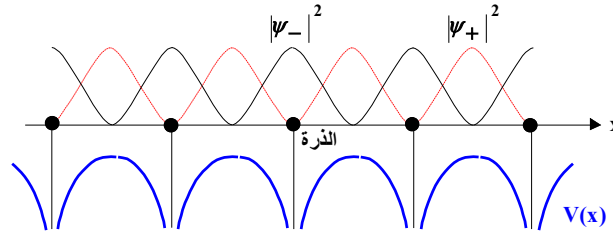
تتناسب الدالة  $\psi_{+}(x) \approx \cos(\pi/a)x$  وبالتالي تتناسب الاحتمالية مع

توزع دالة الحالة هذه الالكترون كما لو كان الالكترون مكوماً بالدرجة الاولى عند النواة (تذكر أن نقطة الأصل  $x=0$  تكون عند مركز الأيون)، كما هو مبين بالشكل 1-19. وحيث أن الجهد هناك يكون أقصى سالبة فإن هذا التوزيع يكون ذا طاقة أقل. ولهذا فإن الدالة  $\psi_+(x)$  تقابل الطاقة عند قمة المنطقة 1 (بمعنى النقطة A فى الشكل 1-17(أ)).

على عكس ماسبق، غالباً تضع الدالة  $\psi_-(x) \approx \sin(\pi/a)x$  الالكترون الخاص بها بين الايونات (كما يبين الشكل 1-19) عند قاع الحزمة 2 فى الشكل 1-17(أ)، أى عند النقطة  $A_2$ . ولهذا تنشأ الفجوة نتيجة التوزيعين المختلفين لنفس قيمة  $k = \pi/a$  (حيث أن للتوزيعين طاقات مختلفة). وعند تدقيق النظر فى المعادلة 1-39 من وجهة نظر التشتت، نرى أنه عند حافة المنطقة،  $k = \pi/a$ ، يكون التشتت قوى للغاية للدرجة التى تجعل للموجة المنعكسة نفس السعة مثل الموجة الساقطة. وكما وجدنا من قبل، يمثل الالكترون هناك بموجة موقوفة ( $\cos(\pi/a)x$  أو  $\sin(\pi/a)x$ ) بالاختلاف كلية عن الجسيم الحر وهذه نتيجة شيقة (أن يكون الالكترون على هيئة موجة موقوفة وله سرعة مقدارها الصفر عند  $k = \pi/a$ ).

من المناقشة السابقة يتبين أن الجهد الدورى يسبب تشتت قوى عند  $k = \pi/a$ . وكما ذكرنا من قبل فى موضوع إهتزازات الشبكة أن هذا التشتت القوى ينشأ كنتيجة لحيود براغ عند حافة المنطقة. فى الحالة الراهنة، تكون الموجة المشتتة موجة الكترون لها الطول

الموجى  $\lambda = 2\pi / k$ .



الشكل 1-19 التوزيعات المكانية للإلكترونات الموصوفة بالدوال  $\psi_+(x)$  و  $\psi_-(x)$ .

$$|\psi_-|^2$$

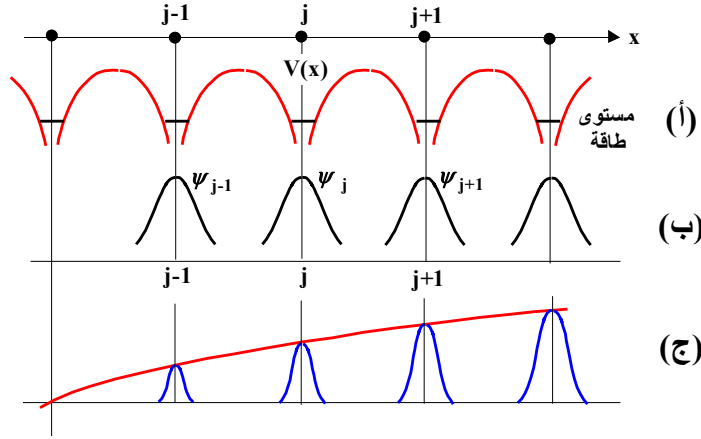
### 7-1 نموذج الترابط الوثيق THE TIGHT-BINDING MODEL

على عكس النماذج السابقة والتي تفترض أن الجهد البلورى يكون صغيراً يفترض نموذج الترابط الوثيق أن الجهد البلورى يكون قوى، كما هو الحال فى حالة الجهود الأيونية. بناءً على هذا الافتراض فإن الإلكترون يقضى معظم وقته حول الأيون المقابل ويقضى وقتاً قصيراً بين الأيونات. وهكذا، فإن احتمال ترك الإلكترون للأيون والتسرب عبر حاجز الجهد العالى عن طريق النفق إلى الأيون التالى يكون احتمالاً صغيراً. هذا النموذج يلائم وصف حزم الطاقة الضيقة (التي توجد فى المواد ذات نصف القطر الذرى أقل بكثير من ثابت الشبكة) والعميقة (نتيجة الجهد البلورى الكبير).

فى مثل هذه المواد نجد أن المدارات الذرية فى الذرة تتأثر بشكل طفيف بالذرات المجاورة، فلا يحدث إلا تعديلاً صغيراً فى المدارات نتيجة وجود باقى الذرات التى تكون



الصلب، كما هو مبين فى الشكل 20-1(أ). والمثال المهم لهذا هو الحزمة 3d فى المعادن الانتقالية.



الشكل 20-1 نموذج الترابط الوثيق: (أ) الجهد البلورى، (ب) دوال الامواج الذرية و (ج) دالة بلوخ المقابلة.

ولكي نختبر تأثيرات وجود الذرات الأخرى فى الصلب على ذرة معينة نبدأ باختبار دالة المدار الذرى  $\phi(x)$  والتي لها طاقة فى الذرة الحرة  $E_v$  (هى القيم الذاتية للطاقة وتنتج من حل معادلة شرودينجر)، حيث أن الدليل الحرفى  $v$  يميز المدار الذرى. ومن أجل التبسيط سنعتبر حالة البعد الواحد. باستخدام الدالة المدارية يجب اختيار شكل لدالة بلوخ مناسب وليكن على الصورة،

$$\psi_k(x) = \frac{1}{N^{1/2}} \sum_{j=1}^N e^{ikX_j} \phi_v(x - X_j), \quad 40-1$$

حيث يمتد المجموع فى هذه المعادلة ليشمل كل الذرات فى الشبكة. الاحداثيات  $X_j$  تحدد

موضع الذرة رقم  $j$  وهذا يعنى أن  $X_j = ja$ ، حيث أن  $a$  ثابت الشبكة. الدالة  $\phi_v(x - X_j)$  تمثل مدار ذرى يتمركز حول الذرة  $j$  وتكون هذه الدالة كبيرة فى جوار النقطة  $X_j$  ولكنها تضمحل بسرعة عندما يبتعد المدار عن هذه النقطة وتصبح الدالة صغيرة ويمكن اهمالها، كما يبين الشكل 1-20(ب).

ويمكن كتابة الدالة 1-40 مرة أخرى لتحقيق خصائص دالة بلوخ بصدق، أى التى تصف انتشار موجة الالكترن، على الصورة،

$$\psi_k(x) = \frac{1}{N^{1/2}} e^{ikx} \sum_{j=1}^N e^{-ik(x-X_j)} \phi_v(x - X_j).$$

وبالقرب من مركز الايون رقم  $j$  نقول الدالة السابقة إلى الصورة،

$$\psi_k(x) \cong e^{ikx_j} \phi_v(x - X_j) \cong \phi_v(x - X_j). \quad 41-1$$

وهذه المعادلة تبين أن دالة بلوخ تتناسب مع المدار الذرى وأن هذه الدالة توفر المتطلب الرياضى لنظرية بلوخ والفرض الاساسى لنموذج الترابط الوثيق وسوف نستخدم هذه الدالة فى حساب طاقة الحزمة. وطبقاً لهذه الدالة يمكن كتابة متوسط طاقة الالكترن على الصورة،

$$E(k) = \langle \psi_k | \mathbf{H} | \psi_k^* \rangle, \quad 42-1$$

حيث أن  $H$  هو دالة هاملتون للالكترن (وهو عبارة عن مؤثر كمى يمثل الطاقة الكلية للجسيم). بالتعويض بالدالة  $\psi_k$  من المعادلة 1-40 نحصل على،

$$E(k) = \frac{1}{N} \sum_{j,j'} e^{ik(X_j - X_{j'})} \langle \phi_v(x - X_{j'}) | \mathbf{H} | \phi_v^*(x - X_j) \rangle, \quad 43-1$$

حيث يمتد المجموع المزدوج  $j$  و  $j'$  ليشمل كل الذرات فى الشبكة. لاحظ أن كل حد فى

المجموع يكون دالة فى الفرق  $X_j - X_{j'}$  وليس فى  $X_j$  و  $X_{j'}$  مستقلين، ولهذا فإن لكل إختيار خاص لـ  $j'$  يعطى نفس نتيجة المجموع على  $j$  وعلى هذا يكون لدينا  $N$  من الحدود المتساوية، وهكذا يمكننا اعتبار أن  $X_{j'} = 0$  وبالتالي نحصل على،

$$E(k) = N \frac{1}{N} \sum_{j=N/2}^{j=+N/2} e^{ikX_j} \langle \phi_v(x) | \mathbf{H} | \phi_v(x - X_{j'}) \rangle. \quad 44-1$$

بعزل الحد  $j=0$  عن بقية الحدود، نظراً لأن الدالة الموجية عنده تكون كبيرة جداً، يمكن إعادة كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$E(k) = \langle \phi_v(x) | \mathbf{H} | \phi_v^*(x) \rangle + \sum_j e^{ikX_j} \langle \phi_v(x) | \mathbf{H} | \phi_v(x - X_{j'}) \rangle. \quad 45-1$$

يعطى الحد الأول شكل تقريبي لطاقة الالكتران كما لو كان يقضى معظم الوقت حول النواة، بينما يتضمن الحد الثانى تأثير تسرب الالكتران بواسطة النفق إلى الذرات الأخرى. تكون هذه الحدود ذات قيمة ملموسة بالنسبة إلى الذرات المجاورة فقط وذلك نظراً للصغر الشديد للدالة الموجية عندما نبتعد عن الأيون، لذلك نعتبر الحدين المقابلين لـ  $j=1$  و  $j=-1$  بدلاً من المجموع لأنهما المسئولان عن التركيب الحزمى للمادة.

ولاستكمال حساب الطاقة  $E(k)$  طبقاً للمعادلة 45-1 نحتاج أن نختبر دالة هاملتون

$H$  عن قرب. يتم التعبير عن  $H$  بالمعادلة،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2}{dx^2} + V(x), \quad 46-1$$

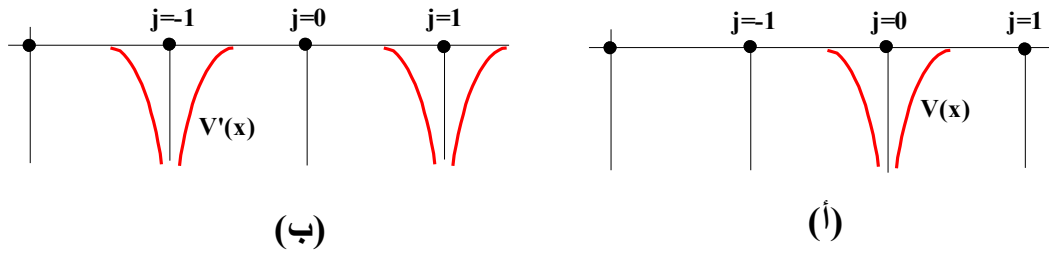
حيث  $V(x)$  هو الجهد البلورى ويمكن كتابته على صورة مجموع جهود ذرية كالاتى،

$$V(x) = \sum_j v(x - X_j). \quad 47-1$$

وعند استخدام هذا الجهد لحساب الحد الأول من المعادلة 45-1 سنجد أنه من الافضل فصل  $V(x)$  إلى مجموع حدين على الصورة،

$$V(x) = v(x) + V'(x), \quad 48-1$$

حيث يمثل  $v(x)$  الجهد الذرى الناتج عن ذرة واحدة عند نقطة الاصل و  $V'(x)$  يمثل الجهد الناتج عن بقية الذرات. يبين الشكل 21-1 رسم تخطيطى لهذه الجهود.



الشكل 21-1 رسم تخطيطى يبين انقسام الجهد البلورى إلى (أ) جهد الذرة و (ب) الجهد الناتج عن باقية البلورة.

لاحظ أن الجهد  $V'(x)$  يكون صغيراً فى جوار نقطة الاصل. الآن، يمكن كتابة الحد

الأول من المعادلة 45-1 على النحو،

$$\langle \phi_v(x) | H | \phi_v(x) \rangle = \left\langle \phi_v(x) \left| \left[ -\frac{h^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + v(x) \right] \right| \phi_v(x) \right\rangle + \langle \phi_v(x) | V'(x) | \phi_v(x) \rangle. \quad 49-1$$

وحيث أن المؤثر يتضمن دالة هاملتون للذرة الحرة فإن الحد الأول من المعادلة

السابقة يمثل الطاقة الذرية  $E_v$ . الحد الثانى هو عبارة عن تكامل يمكن حسابه وسوف نرمز

له بالثابت  $\beta$ ، حيث،

$$\beta = -\int \phi_v^*(x) V'(x) \phi_v(x) dx, \quad 50-1$$

حيث تم ادخال الاشارة السالبة لكي نجعل  $\beta$  عدد موجبة (التكامل فى المعادلة 50-1 سالب لأن  $V'(x)$  سالب، أنظر الشكل 21-1(ب)). نلاحظ أن  $\beta$  مقدار صغير إذ أن قيمة  $\phi_v$  كبيرة عند نقطة الأصل وصغيرة جداً بجوار الذرات الأخرى فى حين أن  $V'(x)$  عكس ذلك. ووفقاً لذلك يكون،

$$\langle \phi_v(x) | \mathbf{H} | \phi_v(x) \rangle = E_v - \beta. \quad 51-1$$

والآن ننتقل إلى حساب الحد الثانى من المعادلة 49-1 باستخدام الحدين  $j = \pm 1$ ،

أى عند  $X_{+1} = a$  وعند  $X_{-1} = -a$ .

أولاً بالنسبة لـ  $j = +1$  نحصل على،

$$\begin{aligned} \langle \phi_v(x) | H | \phi_v(x-a) \rangle &= \left\langle \phi_v(x) \left| \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x-a) \right] \right| \phi_v(x-a) \right\rangle. \\ &+ \langle \phi_v(x) | [V'(x-a)] | \phi_v(x-a) \rangle \end{aligned} \quad 52-1$$

إن الحد الأول فى هذه المعادلة ليس إلا  $E_v \langle \phi_v(x) | \phi_v(x-a) \rangle$  وهذه كمية صغيرة بسبب عدم

التطابق الكبير بين الدالتين  $\phi_v(x)$  و  $\phi_v(x-a)$  وسنرمز للحد الثانى بالرمز  $-\gamma$ ، أى أن،

$$\gamma = -\int \phi_v^*(x) V'(x-a) \phi_v(x-a) dx. \quad 53-1$$

ورغم أن قيمة هذا المقدار صغيرة إلا أنه لايساوى الصفر لأن  $V'(x-a)$  كبير بسبب أن

$\phi_v(x-a)$  كبير ويسمى هذا المقدار بتكامل التداخل (Overlap integral).

ثانياً، بالنسبة للحد المقابل لـ  $j = -1$ ، نلاحظ أن التكاملات لها القيمة نفسها وعلى

ذلك تصبح المعادلة 49-1 على الصورة،

$$E(k) = E_v - \beta - \gamma \sum_{j=-1}^{j=+1} e^{ikX_j} = E_v - \beta - \gamma \{e^{ika} + e^{-ika}\} \quad 54-1$$

$$= E_v - \beta - 2\gamma \cos(ka)$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة على الصورة،

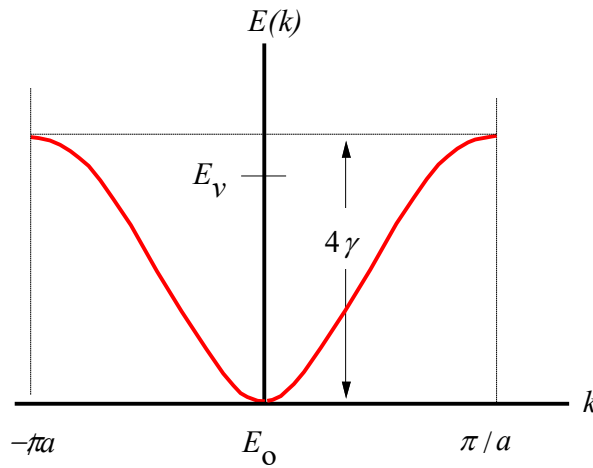
$$E(k) = E_0 + 4\gamma \sin^2 \frac{ka}{2} \quad 55-1$$

حيث،

$$E_0 = E_v - \beta - 2\gamma .$$

والعلاقة 55-1 هى علاقة الإنتشار التى تحدد الطاقة  $E$  بدلالة  $k$  والتى يكون لها الشكل

المبين فى 22-1 مرسومة للمنطقة الأولى.



الشكل 22-1 علاقة الإنتشار طبقا لنموذج الترابط الوثيق فى المنطقة الأولى.

وشكل العلاقة 55-1 يشبه علاقة الإلكترون الحر، فعندما يكون الإلكترون بالقرب من قاع

الحزمة (عندما تكون  $k$  صغيرة) يمكننا كتابة التقريب  $\sin ka/2 \approx ka/2$  وبالتالي

$$E(k) - E_0 = \gamma a^2 k^2, \quad 56-1$$

وهي نفس علاقة إنتشار الالكترون الحر، أى أن الالكترون يتصرف كالكترون حر له كتلة فعالة تعطى بالعلاقة،

$$m^* = \frac{h^2}{2a^2 \gamma}, \quad 57-1$$

وهكذا نجد أن كتله الفعالة تتناسب عكسيا مع تكامل التداخل  $\gamma$ . كما نجد أن عرض الحزمة له علاقة مباشرة مع تكامل التداخل حيث يساوى  $4\gamma$ ، وهذا يعنى أنه كلما ازداد التداخل بين الذرات كبر عرض الشريط والعكس صحيح.

عند حساب تكامل التداخل نأخذ معادلة الجهود  $V(x)$  و  $V'(x-a)$  على شكل جهد كولومى محجوب (screened coulomb potential)، وتكون الدوال الموجية معروفة حيث أنها ستكون دوال الذرات الحرة وبذلك نتمكن من حساب كل من  $\beta$  و  $\gamma$  ويدخل مدى التداخل أو مدى الحجب كوسيط يمكن تحديده بجعل الطاقة الكلية قيمة صغرى.

مما سبق نستنتج أن كل من نموذج الالكترون شبه الحر ونموذج الترابط الوثيق يؤدي إلى نفس النتائج الكيفية بالرغم من أن النموذج الأول يبدأ من النقطة العكسية للنموذج الثانى. على كل حال، تبدأ طريقة الترابط الوثيق من الكترون شبه متركز حول الذرة ثم يتم دراسة التعديلات التى تدخل على الدالة الموجية نتيجة اقتراب الذرات لتكوين الصلب وهي طريقة متبعة فى حساب تركيب الحزم فى المواد العازلة وشبه الموصلة وحتى فى المواد

الأمورفية. أما طريقة الالكترن شبه الحر فتعتبر مثالا للطرق المتبعة فى الفلزات وتبدأ من الصفة الموجية العامة للالكترن فى البلورة ثم يتم إدخال تأثير الجهد البلورى والذي يعتبر ذات تأثير صغير.

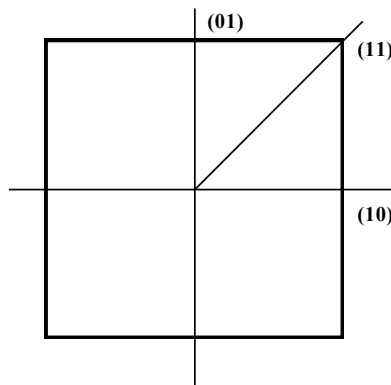
### مثال 1-1

أثبت أنه فى شبكة بلورية مربعة الشكل (فى بعدين) تكون طاقة الالكترن الحر عند أحد أركان منطقة بريليون الأولى أكبر منها عند منتصف الوجه بمقدار الضعف.

### الحل

نرسم منطقة بريليون الأولى فى الشبكة المذكورة كما هو مبين بالشكل 1-23، ونأخذ

المتجهين الموجبين  $k(10)$  و  $k(11)$ .



الشكل 1-23 مخطط منطقة الأولى فى الشبكة المربعة.

تكون الأطوال الموجية لموجة دبرولى المصاحبة للالكترن هى:



$$\lambda_{10} = \frac{2\pi}{k(10)} = \frac{2\pi}{\sqrt{(1)^2 + (0)^2}} = 2\pi \quad 58-1$$

$$\lambda_{11} = \frac{2\pi}{k(11)} = \frac{2\pi}{\sqrt{(1)^2 + (1)^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \quad 59-1$$

من المعادلتين السابقتين نجد أن:

$$\frac{\lambda_{11}}{\lambda_{10}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

ولكن من فرض دى برولى نجد أن:

$$p_{11} = \frac{h}{\lambda_{11}} = mv_{11} \quad 60-1$$

حيث  $m$  و  $v$  هما كتلة وسرعة الالكترون. وأيضا

$$p_{10} = \frac{h}{\lambda_{10}} = mv_{10} \quad 61-1$$

من المعادلتين 60-1 و 61-1 نحصل على،

$$\frac{v_{11}}{v_{10}} = \frac{\lambda_{11}}{\lambda_{10}} = \sqrt{2}$$

وبالتالى تكون النسبة بين الطاقات هى،

$$\frac{E_{11}}{E_{10}} = \frac{\frac{1}{2}mv_{11}^2}{\frac{1}{2}mv_{10}^2} = \frac{v_{11}^2}{v_{10}^2} = 2 \quad 62-1$$

أى أن طاقة الالكترون الحر عند أحد أركان منطقة بريليون الأولى تكون أكبر منها عند

منتصف الوجه بمقدار الضعف.

## مثال 1-2

ماذا تكون عليية قيمة النسبة 1-62 فى المثال السابق فى حالة الشبكة البلورية

المكعبة (ثلاثية الأبعاد).

الحل

$$\frac{k_{111}}{k_{010}} = \frac{\sqrt{(1)^2 + (1)^2 + (1)^2}}{\sqrt{(1)^2 + (0)^2 + (0)^2}} = \sqrt{3}$$

وبإتباع نفس خطوات الحل كما فى المثال السابق نحصل على ،

$$\frac{E_{111}}{E_{100}} = 3$$

## ملخص الباب

✕ فى نظرية بلوخ تم افتراض أن دالة الموجة للإلكترون تتحرك فى جهد دورى مثل الجهد الموجود فى البلورة ويمكن كتابة هذه الدالة على شكل دالة بلوخ على الصورة،

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_k(\mathbf{r}),$$

حيث يكون للدالة  $u_k(\mathbf{r})$  نفس دورية الجهد. للدالة  $\psi_k$  شكل موجة مستوية لها المتجه  $\mathbf{k}$  والذي تعدل بواسطة الدالة الدورية  $u_k$ . بالرغم من أن الدالة  $\psi_k$  دالة غير دورية فى حد ذاتها إلا أن كثافة الإحتمالية للإلكترون  $|\psi_k|^2$  تكون دورية، وهذا يعنى أن الإلكترون غير متمركز وموجود بشكل دورى فى كل مكان من البلورة.

✕ يتكون طيف الطاقة من مجموعة من الحزم المتصلة والتي تتفصل بعضها عن بعض بطاقات ممنوعة تسمى فجوات الطاقة. يرمز عادة لطاقة الإلكترون بالرمز  $E_n(\mathbf{k})$ ، حيث يشير  $n$  إلى دليل الحزمة. وباعتبار أن الطاقة  $E_n(\mathbf{k})$  دالة فى المتجه  $\mathbf{k}$  فإنها تحقق العديد من خصائص التماثل لدالة الطاقة التماثل الإنتقالى،  $E_n(\mathbf{k} + \mathbf{G}) = E_n(\mathbf{k})$ ، وهذا يساعدنا على حصر اهتمامنا فى منطقة بريليون الأولى فقط. لدالة الطاقة أيضا تماثل إنعكاسى،  $E_n(-\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k})$ ، وتماثل دورانى فى فضاء  $\mathbf{k}$ .

✕ فى نموذج الإلكترون شبه الحر يفترض أن الجهد البلورى ضعيف جداً. يبين حل

معادلة شرودينجر أن الإلكترون يتصرف أساساً كجسيم حر، ماعدا عندما يكون متجه الموجة  $k$  عند أو قريب جداً من حدود المنطقة. بالقرب من حدود المنطقة يؤدي الجهد إلى خلق فجوة طاقة، وتعطى الفجوة الأولى على الصورة  $E_g = 2|V_{-2\pi/a}|$ ، حيث  $V_{-2\pi/a}$  هو مركبة فورير للجهد البلورى. توصف الدوال الموجية عند حدود المنطقة بموجات موقوفة تنتج عن إنعكاس براغ قوى لموجة الإلكترون بواسطة الشبكة.

✕ فى نموذج الترابط الوثيق يفترض أن يكون الجهد البلورى قوي، وهذا يؤدي إلى نفس الاستنتاجات العامة لنموذج الإلكترون شبه الحر، بمعنى أن طيف الطاقة يتألف من مجموعة من الحزم المتصلة. يبين نموذج الترابط الوثيق أن عرض الحزمة يتسع وتصبح قابلية التحرك للإلكترون أكبر عند زيادة التداخل بين الدوال الذرية المتجاورة.

### أسئلة وتمارين

- 1- أشرح خصائص الدالة الموجية للإلكترون بلوخ.
- 2- قارن بين نموذج الإلكترون شبه الحر ونموذج الترابط الوثيق وبين كيف أن النتائج العامة لكلا النموذجين متشابهة.
- 3- أشرح نموذج الشبكة الفارغة لحزم الطاقة.
- 4- اشرح بإختصار مفهوم حزم وفجوات الطاقة فى المواد الصلبة.

5- يبين الشكل 1-9 مناطق بريليون الثلاثة الأولى فى شبكة مربعة.

(أ) بين أن مساحة المنطقة الثالثة تساوى مساحة المنطقة الأولى، وذلك بتحريك

الأجزاء المختلفة للمنطقة الثالثة بشكل مناسب حتى تغطى أجزاء المنطقة الأولى

بالكامل؟

(ب) أرسم المنطقة الرابعة وبين أن مساحتها تساوى أيضا مساحة المنطقة الأولى؟

6- فى نموذج الشبكة الفارغة بين أن طاقات الحزم الثلاثة الأولى تمتد على طول

المسافات:

$$E_1 : 0 \text{ to } \pi^2 \hbar^2 / 2m_0 x^2; \quad E_2 : \pi^2 \hbar^2 / m_0 x^2 \text{ to } 2\pi^2 \hbar^2 / 2m_0 x^2$$

$$E_3 : 2\pi^2 \hbar^2 / m_0 x^2 \text{ to } 9\pi^2 \hbar^2 / 2m_0 x^2$$

7- أفترض أن الجهد البلورى فى شبكة فى بعد واحد يتكون من سلسلة من الآبار

المستطيلة التى تحيط الذرة. أفترض أن عمق كل بئر هو  $V_0$  وإتساعه هو  $a/2$ .

(أ) بإستخدام نموذج الالكترىون شبه الحر احسب قيم فجوات الطاقة الثلاثة الأولى

وقارن قيم هذه الفجوات.

(ب) احسب هذه الفجوات عندما يكون  $V_0 = 5 \text{ eV}$  و  $a = 4 \text{ \AA}$ .

8- بفرض أن القيم المسموحة لـ  $k$  فى شبكة أحادية البعد تعطى بالعلاقة  $k = n(2\pi / L)$  ،

بين أن كثافة حالات الالكتران فى شبكة ذات وحدة الطول تعطى بالعلاقة،

$$g(E) = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{dE}{dk} \right)$$

9- احسب كثافة الحالة فى المسألة السابقة مستخدماً نموذج الترابط الوثيق وارسم العلاقة

البيانية بين  $g(E)$  و  $E$  .

10- احسب كثافة الحالة للمنطقة الأولى لشبكة مكعب بسيط طبقاً لنموذج الشبكة

الفارغة.

(أ) وارسم العلاقة البيانية بين  $g(E)$  و  $E$  وعين الطاقة التى عندها تكون  $g(E)$

قيمة عظمى.

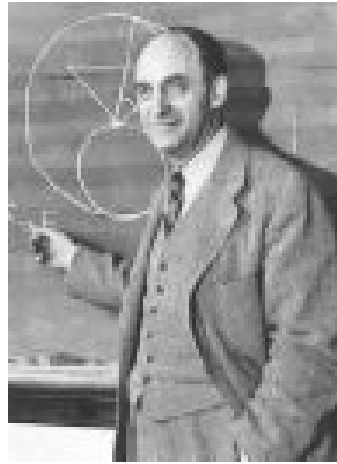
(ب) أشرح بشكل كيفى سلوك المنحنى الذى رسمته.

## الباب الثانى

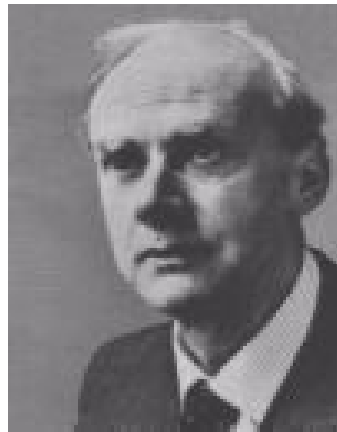
# طرق حساب وخصائص حزم الطاقة

## Methods of Calculation and Properties of Energy Bands





صورة العالم فيرمى



صورة العالم ديراك



صورة العالم بلوخ



## الباب الثانى

### طرق حساب وخصائص حزم الطاقة

### Methods of Calculation and Properties of Energy Bands

#### المحتوى

- 1-2 مقدمة.
- 2-2 طرق حساب حزم الطاقة.
- 3-2 كثافة الحالات.
- 4-2 سطح فيرمى فى الفلزات.
- 5-2 تعيين سرعة الكترون بلوخ فى المواد الصلبة.
- 6-2 حركة الالكترون فى مجال كهربي.
- 7-2 منشأ الكتلة الفعالة.
- 8-12 الزخم البلورى.
- 9-2 الفجوة والتوصيلية الكهربية.
- 10-12 رنين السيكلوترون وتأثير هول.
- 11-2 نقد نظرية حزم الطاقة.

#### الأهداف

بعد استكمال دراسة هذا الباب يستطيع الدارس أن:

- يتعرف على الطرق المختلفة لحساب حزم الطاقة.
- يقارن بين المعادن، المواد العازلة والمواد شبه الموصلة باستخدام مفهوم حزم الطاقة.
- استنتاج كثافة الحالات طبقاً لنظرية حزم الطاقة.
- يرى كيف أن استخدام جهد البلورة فى المعالجة الرياضية لا يغير فى أهمية سطح فيرمى بل يؤثر فى شكله وبالتالي تتغير خصائص الصلب.
- يستنتج التعبير الرياضى لسرعة الكترون بلوخ فى المواد الصلبة ويصف حركة الالكترون فى مجال كهربي وديناميكية الكتلة الفعالة.
- يستنتج التعبير الرياضى لزخم البلورة ومعرفة المنشأ الفيزيائى للكتلة الفعالة.
- يعرف منشأ فجوة الشحنة (الثغرة) واستنتاج التعبير الرياضى للتوصيلية الكهربية.
- يعرف كيفية الحصول على معلومات مفيدة عن الجسم الصلب من رنين السيكلوترون وتأثير هول.

## 1-2 مقدمة

فى الباب السابق، رأينا أن طيف الطاقة الالكترونى فى البلورة يتكون من حزم متصلة (شرائط أو أنطقة) على خلاف حالة الذرة والتي فيها يكون الطيف على هيئة مجموعة من مستويات الطاقة المحددة. فى الباب السابق أيضاً، تمت مناقشة خصائص الدوال الموجية المقابلة لهذه الحزم حتى يمكن بواسطة نظرية حزم الطاقة تصنيف المواد الصلبة إلى فلزات وأشباه فلزات ومواد عازلة وأشباه موصلات. هذا بالإضافة إلى امكانية شرح خصائص هذه المواد استناداً إلى معرفة تركيب حزم الطاقة الذي يعين أوضاع حزم الطاقة المختلفة لكل عنصر أو مركب.

فى هذا الباب سوف ندرس بالتفصيل الطرق المختلفة لتعيين حزم الطاقة فى المواد الصلبة، كما سوف ندرس كثافة الحالات وسطح فيرمى الذي يعتبر من الخصائص المفيدة للمادة الصلبة. سوف ندرس أيضاً كيفية حساب سرعة الالكترون وكتلته الفعالة وتأثير المجال الكهربى على حركة الالكترون ومن ثم نستنتج تعبيراً رياضياً يصف الموصلية الكهربائية بشكل أعم. وفى نهاية هذا الباب سنعيد مناقشة كل من رنين السيكلوترون وتأثير هول لنرى كيف أنهذه الظواهر يمكن أنستخدم للحصول على معلومات عن المادة الصلبة.

## 2-2 طرق حساب حزم الطاقة CALCULATION METHODS OF ENERGY BANDS

قدمنا فى الفصول السابقة بعض طرق حساب حزم الطاقة مثل طريقة الالكترون شبه-الحر وطريقة الترابط المحكم. تعتبر هاتين الطريقتين طرق بدائيتين وغير متقنيتين وغير مفيدتين فى حسابات الحزم الفعلية وعند مقارنة الحسابات بالنتائج العملية. فى هذا الفصل سوف نقدم بعض الطرق الشائعة التى تستخدم فى حساب الحزم الفعلية. وحيث أنهذه الطرق تحتاج إلى خلفية قوية بميكانيكا الكم فإن مناقشتنا ستقدم بشكل كفى وبشئ من الاختصار.

### 1-2-2 الطريقة الخلوية THE CELLULAR METHOD

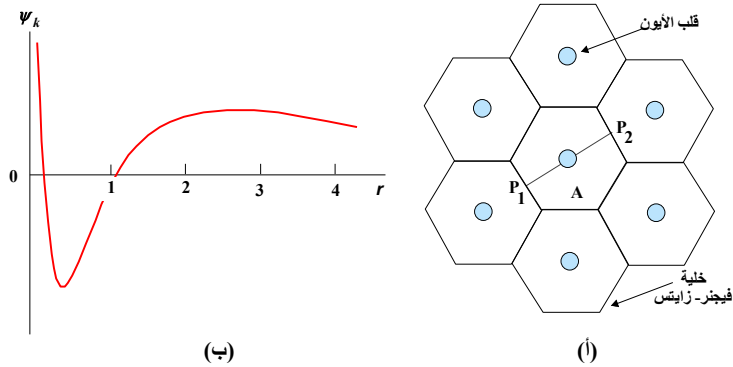
استخدمت هذه الطريقة سنة 1935 بواسطة العالمان فيجنر وزايتس (Wagner & Seitz) بشكل ناجح لحساب حزم الطاقة الفعلية فى المعادن القلوية وعلى وجه الخصوص الصوديوم والبوتاسيوم. تعتمد هذه الطريقة على تجزئة البلورة إلى خلايا وحدة، حيث يحتل أيون مركز كل خلية وحدة.

نحصل على خلية الوحدة بنفس الطريقة التى شرحناها سابقا للحصول على خلية فيجنر-زايتس وذلك برسم المستويات المنصفة للخطوط الواصلة بين مركز الأيون (A مثلا) والأيونات المجاورة فى الفضاء الحقيقى. لاحظ أنهذه الطريقة مشابهةً لنشأة مناطق بريليون فى فضاء الطور وتسمى خلية الوحدة فى هذه الحالة خلية فيجنر-زايتس (WS cell). يبين

الشكل 1-2 خلايا فيجنر-زايتس مرسومة فى بعدين. بفرض أنالهدف هو حساب حزم الطاقة فى بلورة الصوديوم، فإن معادلة شرودينجر التى نبحث عن حلول لها تكون على الصورة،

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi_k = E(\mathbf{k}) \psi_k, \quad 1-2$$

حيث  $V(\mathbf{r})$  هو الجهد البلورى و  $\psi_k$  هى دالة بلوخ. سنهتم فى هذه المعالجة فقط بالحزمة 3s. من الواضح أنه لايمكن حل هذه المعادلة بالطرق التحليلية، لذلك نستخدم طريقة تقريبية. وحيث أن الصوديوم له التركيب المكعبى المتمركز الجسم فلإن خلية فيجنر-زايتسز تكون عبار عن شكل اثنى عشرى منتظم يشبه الشكل 1-10(ب) ولكن فى الفضاء الحقيقى.



الشكل 1-2 (أ) خلية فيجنر-زايتس. (ب) اعتماد الدالة الموجية  $\psi$  عند قاع الحزمة

3s فى الصوديوم على المسافة القطرية،  $r$  بوحدات نصف قطر بوهر.

لحل المعادلة 1-2 نفترض أنالالكترونون (فى خلية معينة ولتكن الخلية A) يتأثر فقط

بجهد الأيون الموجود فى الخلية ولا يتأثر بالأيونات الموجود فى الخلايا الأخرى، لأن كل خلية من هذه الخلايا الأخرى تكون مشغولة فى المتوسط بالإلكترون توصيل آخر يعمل على حجب الأيون وبالتالي يختزل جهد هذه الخلية بشكل كبير. ولكي نؤكد أن الدالة  $\psi_k$  تحقق متطلبات بلوخ يجب أن تكون  $u_k$  دورية، حيث  $\psi_k = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_k$ ، أى أن للدالة  $u_k$  نفس النقط عند الأوجه المتقابلة من الخلية، أى النقط  $P_1$  و  $P_1$  فى الشكل 1-2 (ب). سنحاول الآن حل معادلة شرودينجر (1-2) فى خلية واحدة مستخدمين جهد الأيون الحر  $V(\mathbf{r})$  وهكذا فإن الجهد  $V(\mathbf{r})$  يكون جهد قلب أيون  $\text{Na}^+$ . بإعتبار الفروض السابقة يكون الحل العددي لهذه المعادلة على الصورة،

$$\psi_k \cong \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \psi_0, \quad 2-1$$

حيث يتضح أن لهذه الدالة شكل بلوخ و  $\psi_0$  هى الدالة الموجة الناتجة عند قاع الحزمة،  $k=0$ ، كما يبين الشكل 1-2 (ب). ومن الشيق أن نلاحظ من الشكل السابق أن الدالة الموجية تتذبذب بالقرب من قلب الأيون لكنها تصبح ثابتة عمليا خارج القلب وفى حجم يقارب 90% من حجم الخلية، فتقترب بهذا من سلوك الموجة المستوية خارج القلب.

وحيث أنه يمكن الحصول على الطاقة أن الطاقة  $E_0$  عند قاع الحزمة بنفس طريقة

$\psi_0$  فإنه بالمثل يمكن الحصول على الطاقة  $E(k)$  أيضا بالتعويض عن الدالة  $\psi_k$  من 2-2

على الصورة،

$$E(\mathbf{k}) = \left\langle \psi_k \left| -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right| \psi_k \right\rangle. \quad 3-2$$

الطاقة التى حصل عليها فيجنر وزايتس بهذه الطريقة عند حساب طاقة الترابط تتفق مع النتائج العملية، مما كان لهذه الطريقة أثر كبير فى تطوير نظرية الحزم.

## 2-2-2 طريقة الأمواج المستوية المدموجة AUGMENTED PLANE WAVE METHOD

وضعت هذه الطريقة بواسطة العالم سلاتر (Slater) عام 1937، حيث استفاد من نتائج الطريقة الخلوية التى أشارت إلى ثبوت الجهد فى معظم الخلية. تفترض الطريقة الحالية أن الجهد له شكل قالب البسكويت (muffin tin)، كما فى الشكل 2-2. أى أن داخل قلب الأيون يوجد جهد مثل جهد الأيون الحر، بينما خارج القلب فإن الجهد يكون ثابتاً تماماً على مدى كل الفراغ الفاصل بين القلوب. بناءً على هذا الافتراض فإن الدالة الموجة تتحدد على الصورة،

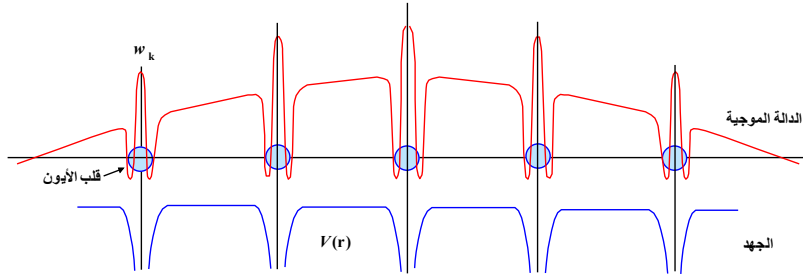
$$w_k = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} & r > r_s, \\ \text{atomic function} & r < r_s, \end{cases} \quad 4-2$$

حيث  $r_s$  نصف قطر القلب الأيونى. لاحظ يكون الجهد ثابت خارج القلب الأيونى، بينما تكون الدالة داخل القلب مثل الدالة الناتجة عن حل معادلة شرودينجر للذرة الحرة. أيضاً، تم اختيار الدالة الذرية فى المعادلة السابقة بالشكل الذى يجعلها تلتحم باستمرار مع الموجة المستوية عند سطح الكرة المكونة للقلب، كما يبين الشكل 2-2، ويكون هذا هو الشرط

الحدى المستخدم فى هذه الطريقة. نلاحظ أن الدالة  $w_k$  تختلف عن دالة بلوخ ولكن يمكن علاج ذلك بتكوين دالة شبيهة بدالة بلوخ بأخذ التوليفة الخطية التالية،

$$\psi_k = \sum_G a_{k+G} w_{k+G} \quad 5-2$$

حيث يشمل المجموع كل متجهات الشبكة الانقلابية. تحدد المعاملات  $a_{k+G}$  بشرط أن تعطى معة الدالة  $\psi_{k+G}$  الحد الأدنى للطاقة. لاحتاج المعادلة السابقة حدوداً كثيرة للحصول على الدقة المطلوبة ولكن تكفي اربعة أو خمسة حدود فقط. أظهرت هذه الطريقة نجاحاً ملحوظاً فى حساب تركيب الحزم وتستخدم على نطاق واسع فى السنوات الاخيرة.



الشكل 2-2 الجهد والدالة الموجية فى نموذج الأمواج المستوية المدموجة.

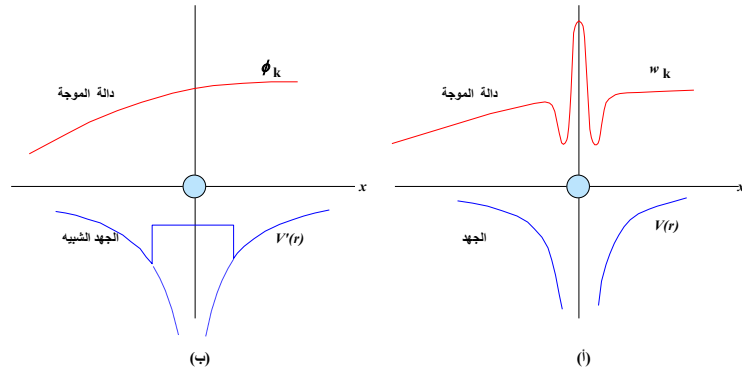
### 3-2-2 طريقة الجهد الشبيه THE PSEUDO-POTENTIAL METHOD

تتميز هذه الطريقة بالأسلوب الذي به يتم اختيار الدالة الموجية، حيث اننا نبحث عن دالة تتذبذب بسرعة داخل القلب وتتحرك بسلاسة كموجة مستوية فى بقية فراغ خلية فيجنر-زايترس (بين القلوب). فى هذه الطريقة تم استبدال الجهد الفعلى بالقرب من الأيونات بجهد شبيه يكون مناسباً لاستنتاج الدالة الموجية كاملة. بفرض أن الدالة الموجية المختارة تكون

على الصورة،

$$w_k = \phi_k - \sum_i a_i v_i , \quad 6-2$$

حيث أن  $\phi_k$  هى دالة موجة مستوية و  $v_i$  هى دالة موجية ذرية تمثل كل القشور الذرية المشغولة. يمكن اختيار المعامل  $a_i$  بالشكل الذي يجعل  $w_k$  عمودية على كل دوال القلب الأخرى  $v_i$  ليتحقق مبدأ باولى. لاحظ أن الدالة  $w_k$  لها نفس سمات الدالة التى نبحث عنها، حيث تكون الدوال الذرية صغيرة ويمكن اهمالها بعيدا عن القلب وبالتالي تكون هذه الدالة موجة مستوية،  $w_k \approx \phi_k$ . عند القلب تكون الدوال الذرية قوية وتعمل على توليد تذبذب سريع، كما يبين الشكل 3-2.



الشكل 3-2 مفهوم الجهد الشبيه. (أ) الجهد الحقيقى ودالة الموجة المقابلة. (ب)

الجهد الشبيه المقابل والدالة الشبيهة.

بالتعويض بالدالة  $w_k$  فى معادلة شرودينجر وإعادة الترتيب نحصل على،

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \nabla^2 + V' \right] \phi_k = E(\mathbf{k}) \phi_k , \quad 7-2$$



حيث

$$V' = V - \sum_i \langle v_i | V | v_i \rangle. \quad 8-2$$

حيث تمثل الدالة  $V'$  الجهد الشبيه وهو أضعف من الجهد  $V$  نتيجة عملية الطرح ويبين

الشكل 2-3 هذا المفهوم.

من هذه المعالجة نرى أن الدوال الشبيهة المتولدة تقترب بشكل كبير من دوال الأمواج المستوية للإلكترون الحر بين الأيونات وهذا يفسر بالتالى سر نجاح الإلكترون الحر نجد أن مبدأ باولى يتحقق وأن تعامد الدوال الموجية يجعل الجهد الأيونى ضعيفاً ويجعله ثابتاً. وبسبب نجاح نموذج الجهد الشبيه فقد أصبح شائع الاستعمال أخيراً فى حساب تركيب حزم الطاقة فى العديد من المعادن وأشباه الموصلات (Na، K، Be، Ge، Si،.....).

### 3-2 كثافة الحالات THE DENSITY OF STATES

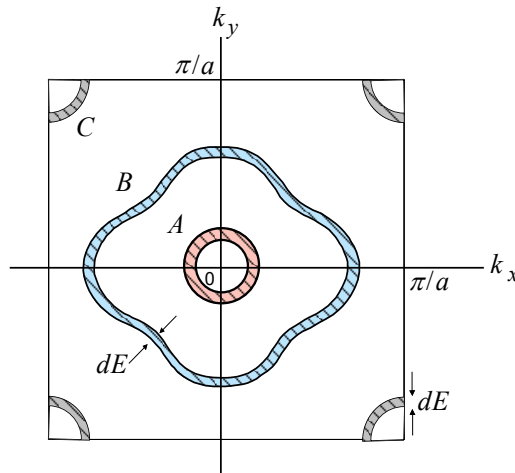
تعتبر كثافة الحالات دالة مهمة عند تناول العمليات الالكترونية وعلى وجه الخصوص ظاهرة الانتقال. تعرف كثافة الحالات الالكترونية  $g(E)$  فى الحزمة بأنها عدد حالات الطاقة (الالكترونات) الموجودة فى وحدة الحجم خلال مدى معين من الطاقة،  $g(E)dE$ . ولحساب كثافة الحالات  $g(E)$ ، وعلى غرار ما فعلنا فى الباب السابع من الجزء الأول، نطبق التعريف السابق فى فضاء  $k$ ، وذلك برسم قشرة لها أسطح داخلية وخارجية ذات طاقة

على الترتيب، كما هو مبين بالشكل 2-4. يقع عدد القيم  $E(k) = E$  و  $E(k) = E + dE$  داخل هذه القشرة وبالتالي يعطى عدد الحالات التى عند قسمتها على سمك القشرة  $dE$  تنتج كثافة الحالات  $g(E)$ .

من الواضح أن  $g(E)$  تعتمد على شكل محيطات الطاقة وبالتالي ترتبط بتركيب حزمة الطاقة. دعنا نحسب أولاً  $g(E)$  للحالة التى تكون فيها علاقة الانتشار لطاقة الإلكترون لها الشكل القياسى التالى،

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}.$$

9-2



الشكل 2-4 قشور متمركزة فى فضاء  $k$ - تستخدم فى حساب كثافة الحالات  $g(E)$ .

وكما بينا سابقاً، مثل علاقة الانتشار هذه غالباً تظل صالحة للحالات التى تقع بالقرب من قاع الحزمة قريبة من مركز منطقة بريليون. طبقاً للمعادلة 2-66 تكون محيطات الطاقة عبارة عن كرات متمركزة حول نقطة الأصل، ولذلك فإن قشرة كثافة الحالات الناتجة

تكون كروية الشكل، كما هو موضح بالقشرة A فى الشكل 2-4، وبالتالى يكون الحجم القشرة يساوى  $4\pi k^2 dk$ ، حيث  $k$  هو نصف القطر و  $dk$  هو سمك القشرة. وكما ذكرنا آنفاً، أن عدد القيم المسموحة لـ  $k$  لوحدة الحجم هو  $1/(2\pi)^3$  فإن عدد الحالات التى تقع فى القشرة (خلال مدى الطاقة  $E$  و  $E+dE$ ) يكون  $N$  حيث،

$$N = \frac{1}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk . \quad 10-2$$

وبدلالة الطاقة  $E$  بدلاً من  $k$  يكون العدد هو،

$$N = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar} \right)^{3/2} E^{1/2} dE ,$$

ومن هذه المعادلة وطبقاً للتعريف نستنتج أن كثافة الحالات يمكن كتابتها على الصورة،

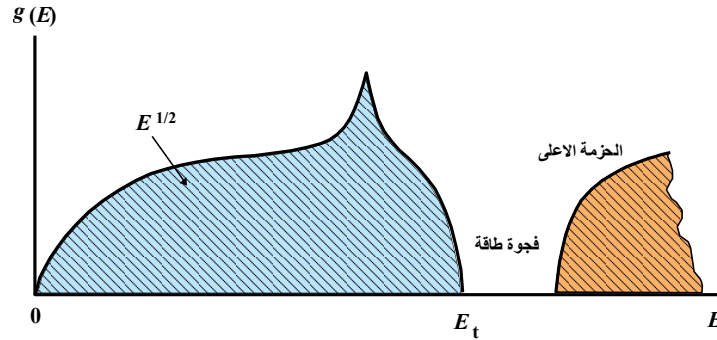
$$g(E) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar} \right)^{3/2} E^{1/2} . \quad 11-2$$

ولكى نأخذ مبدأ انحلال اللف فى الاعتبار يجب إعادة كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar} \right)^{3/2} E^{1/2} , \quad 12-2$$

حيث أن انحلال اللف هو فى الحقيقة تطبيق مفهوم باولى للإستبعاد، حيث أن كل حالة من حالات  $k$  يمكن أن تشغل بعدد إثنين من الالكترونات ذات لف معاكس. وتفيد المعادلة السابقة أن كثافة حالات الطاقة تتناسب مع الجذر التربيعى للطاقة وهذا يعنى أن لها شكل قطع مكافئ، كما يبين الشكل 2-5. بالإضافة إلى هذا، نجد أن  $g(E)$  مع زيادة  $E$ ، وذلك

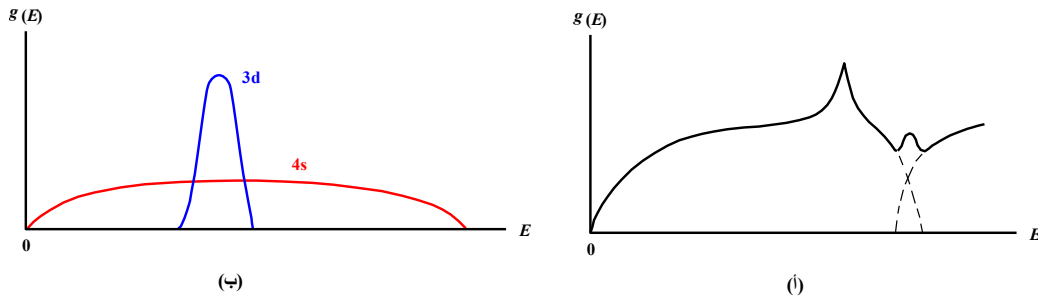
لأنه كلما كبرت الطاقة يزداد نصف قطر القشرة، كما يتضح من الشكل 2-4، وبالتالي فإن عدد الحالات التى تقع فيها يكون أكبر. لاحظ أيضا أن  $g(E) \propto m^{*3/2}$ .



الشكل 2-5 إعتد كثافة الحالات على الطاقة.

تعتبر المعادلة السابقة مهمة جداً فى مناقشات فضاء  $k$ - وخاصة فى المناطق التى تتحقق فيها علاقة الانتشار 2-9. عند زيادة الطاقة نصل النقطة التى يصبح فيها محيط غير كروي (كما فى حالة القشرة B فى الشكل 2-4) والتى لاتحقق المعادلة 2-12. فى هذه الحال لا يكون شكل  $g(E)$  قطع مكافئ بل يتحدد بعلاقة الانتشار للحزمة،  $E = E(k)$  وتصبح عملية حساب الكثافة أكثر تعقيداً. وعند الطاقات الأعلى تتقاطع القشرة مع حدود المنطقة (كما فى حالة القشر C فى الشكل 2-4) وعندها يبدأ حجم القشرة فى الانكماش وبالتالي يقل عدد حالات الطاقة التى تقع فيها. وهكذا تهبط كثافة الحالات فى القشور التالية باستمرار مع زيادة الطاقة وتتلاشى تماماً عندما تقع القشرة كلية خارج المنطقة، كما هو مبين بالشكل 2-5. تقع الطاقة التى تتلاشى عندها  $g(E)$  عند قمة حزمة التكافؤ. بعد ذلك تبقى

قيمة كثافة الحالات مساوية للصفر لمدى معين من الطاقة (يعرف بفجوة الطاقة)، ثم تظهر حزمة طاقة جديدة لها قيمة  $g(E)$  الخاصة بها وتكون هذه الحزمة هي حزمة التوصيل.



الشكل 6-2 (أ) شكل كثافة الحالات للمعادن الثنائية التكافؤ وفيه يتضح تداخل الحزم. (ب) تداخل

الحزمة 3d مع الحزمة 4s فى المعادن الإنتقالية.

فى المعادن البسيطة مثل الفلزات والمعادن النبيلة، تتحقق المعادلة 2-9 لمعظم المنطقة وحتى يصير محيط الطاقة قريباً من حدود المنطقة. ويترتب على ذلك أنه لمثل هذه المواد فإن المعادلة 2-12 يمكن تطبيقها خلال معظم حزمة الطاقة فيما عدا بالقرب من قمة الحزمة.

من المفيد أحياناً أن يكون لدينا تعبيراً لكثافة الحالات فى مدى الطاقة الذي يقع بالقرب من قمة الحزمة (أى عند قمة حزمة التكافؤ أو عند قاع حزمة التوصيل). يمكن استنتاج هذا التعبير إذا أمكن التعبير عن الحزمة بكتلة فعالة سالبة وتكون كثافة الحالات على النحو،

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2|m^*|}{\hbar} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}, \quad 13-2$$

حيث  $E_i$  هى طاقة قمة حزمة التكافؤ. لاحظ أن  $E < E_i$  وبالتالي يكون للدالة  $g(E)$  شكل قطع مكافئ مقلوب، حيث يكون القطع عند قمة الحزمة، كما يتبين فى الشكل السابق.

يبين الشكل 6-2 حالات تتداخل فيها الحزم بعضها مع بعض. يمثل الشكل 6-2(أ) حالة معادن ثنائية التكافؤ وفيها يكون قمة الحزمة عند طاقة أعلى من قاع الحزمة الأعلى التالية. ويبين الشكل 6-2(ب) تداخل للحزم 4s و 3d فى المعادن الإنتقالية، حيث تكون الحزمة 3d أعلى طاقة وأقل إتساعاً وتتمركز عند وسط الحزمة 4s والتي تتصف بأنها عريضة ومستوية.

طبقاً للتعريف الأساسى لكثافة حالات الطاقة فإنه يمكننا كتابة،

$$dn(E) = f(E) g(E) dE, \quad 14-2$$

حيث تعرف  $f(E)$  بدالة توزيع فيرمى-ديراك (Fermi-Dirac distribution function) والتي تكون على الصورة،

$$f(E) = (1 + e^{(E-E_F)/k_B T})^{-1}.$$

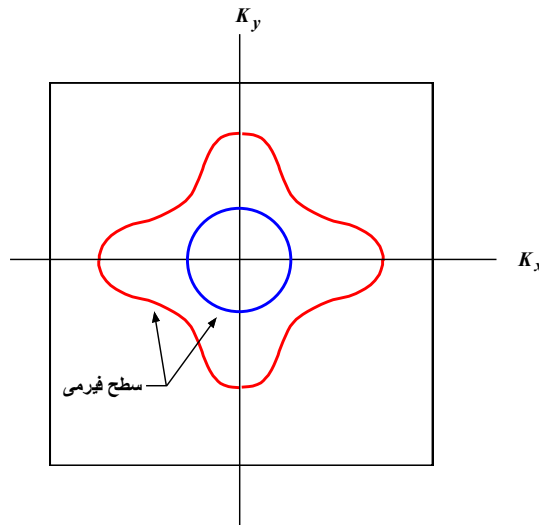
تنتج المعادلة 14-2 من حقيقة أن المقدار  $g(E)dE$  يساوى عدد حالات الطاقة المتاحة و أن الدالة  $f(E)$  تحدد احتمالية أن تكون كل حالة مشغولة بالإلكترون واحد وبالتالي فإن حاصل الضرب يجب أن يعطى عدد الإلكترونات فى هذا المدى من الطاقة ( $dE$ ).

## 2-4 سطح فيرمى فى الفلزات FERM SURFACE IN METALS

تأتى أهمية سطح فيرمى فى فيزياء الحالة الصلبة من حقيقة أن الالكترونات التى تقع قريباً من هذا السطح هى فقط التى تشارك التهييج الحراري أو فى العمليات الإنتقالية. فى هذا الفصل سوف ندرس سطح فيرمى آخذين فى الإعتبار تأثيرات جهد البلورة على شكل هذا السطح.

تذكر مرة أخرى بأن سطح فيرمى يعرف بأنه السطح (فى فضاء  $k$ ) الذى بداخله تكون كل حالات الطاقة ممثلة بالكترونات تكافؤ، بينما تكون الحالات التى تقع خارجة شاغرة وذلك صحيح بشكل صارم فقط عند درجة حرارة الصفر المطلق، ويكون تأثير درجة الحرارة طفيف جداً ويبقى هذا السطح عند درجة حرارة الغرفة وحتى عند درجات الحرارة الأعلى. وحيث أن سطح فيرمى هو محيط طاقة فى حد ذاته، فإن شكله يتحدد بهندسة محيطات الطاقة فى الحزمة، حيث  $E(k) = E_F$  و  $E_F$  هى طاقة فيرمى، وبسبب ذلك فإن سطح فيرمى يجب أن يظهر نفس التماثل الدورانى للشبيكة. يوضح الشكل 2-7 تغير شكل سطح فيرمى مع زيادة تركيز الككترونات التكافؤ. عندما يكون تركيز الالكترونات (التكافؤ أو التوصيل)،  $n$ ، صغيراً، فإن تلك الحالات التى تقع بالقرب من قاع الحزمة عند مركز المنطقة هى التى فقط تكون مأهولة بالالكترونات، ولهذا يكون الحجم المأهول فى فضاء  $k$

محاطاً بسطح فيرمى. ومع زيادة  $n$  وإشغال المزيد من الحالات فإن حجم فيرمى يتمدد ويبدأ شكل سطح فيرمى (الذي هو عبارة عن كرة عند نقطة الاصل) يتغير بالتدرج وظهور التشوه فى المحيط عند الطاقات الكبيرة، كما يتبين فى الشكل 7-2.



الشكل 7-2 تحول شكل سطح فيرمى مع زيادة تركيز الكترونات التكافؤ أو الكترونات التوصيل.

كما ذكرنا من قبل، فإن المعادن القلوية (Li، Na، و K) تتبلور على شكل مكعبى متمركز الجسم وفيها تكون منطقة بريليون على شكل ثمانى أسطح مشذب (الشكل 1-11). وقد رأينا فى الفصل 1-6 أن حزمة التكافؤ تكون نصف ممثلة ويترتب على ذلك أن سطح فيرمى مايزال بعيداً عن حدود المنطقة وأن علاقة الإنتشار تتحقق بشكل جيد خلال معظم المنطقة، فإن سطح فيرمى فى هذه المواد يكون أساساً كروي الشكل. وقد أكدت التجارب هذا الاستنتاج مبينة أن التشوه فى كروية سطح فيرمى فى Na و K يكون صغيراً



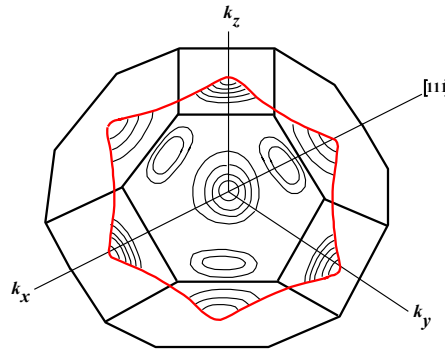
جداً وفى حدود  $10^{-3}$ .

تتبلور المعادن النبيلة مثل Cu، Ag و Au على هيئة تركيب مكعبى متمركز الأوجه ويكون شكل منطقة بريليون ثمانى الوجة مشذب، كما هو مبين بالشكل 2-8. ومرة أخرى، تكون حزمة التكافؤ نصف ممثلة وبالتالى يكون سطح فيرمى بعيداً عن حدود المنطقة ويجب أن يكون كروياً بشكل أساسى. ومع ذلك، نجد أن سطح فيرمى على إمتداد الإتجاهات [111] يقترب من حدود المنطقة وذلك بسبب شكل المنطقة وكنتيجة لأن السطح يعانى من تشوه شديد فى الحيز. وكما هو مبين فى الشكل 2-8 نجد أن سطح فيرمى ينتأ بشكل كبير فى الإتجاهات [111] لدرجة أن يلامس أوجه المنطقة، وكنتيجة لذلك، فإن حدود المنطقة يجذب سطح فيرمى ويعطيه الشكل المبين وهو عبارة عن كرة لها 8 أطراف منتوعة فى الاتجاهات [111]. وهكذا نرى أن شكل سطح فيرمى فى المعادن النبيلة يختلف عنه فى المعادن القلوية.

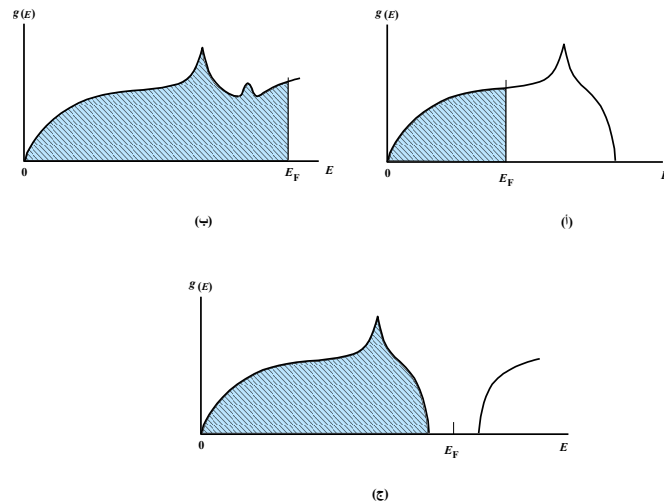
يبين الشكل 2-9 موقع مستوى فيرمى لمختلف أصناف المواد الصلبة. يوضح الشكل 2-9(أ) كثافة الحالات وموقع مستوى فيرمى للمعادن أحادية التكافؤ وفيه يتضح أن نصف الحزمة فقط مشغول بالالكترونات وبالتالى تسلك المادة سلوك الموصلات.

يبين الشكل 2-9(ب) حالة المعادن ثنائية التكافؤ، حيث يتضح أن الحزم تتداخل إلى

حد ما ويكون عدد الكترونات التكافؤ كبير جداً، الأمر الذي معه يمتد مستوى فيرمى ويسقط على الحزمة الأعلى (حزمة التوصيل). أما فى المواد العازلة تكون حزمة التكافؤ ممتلئة بالكامل ويقع مستوى فيرمى فى مكان ما فى فجوة الطاقة، كما يبين الشكل 2-9(ج).



الشكل 2-8 شكل سطح فيرمى فى المعادن النبيلة وفيه يبرز السطح فى اتجاه أوجه المنطقة فى الإتجاهات [111].



الشكل 2-9 اعتماد كثافة الحالة على الطاقة وموقع طاقة فيرمى فى كل من (أ) المعادن الأحادية التكافؤ، (ب) المعادن ثنائية التكافؤ و (ج) المواد العازلة.

الآن نعين طاقة فيرمى،  $E_F$  فى حالة المعادن القلوية وبعض المعادن النبيلة والتي لها

نجد أن المعادلة القياسية (2-28) تتحقق. من التعريف نجد أن طاقة فيرمى تحقق المعادلة  
الآتية عند الصفر المطلق،

$$\int_0^{E_F} g(E) dE = n. \quad 15-2$$

وذلك لأن التكامل يعطى عدد الحالات ابتداءً من قاع الحزمة ( $E=0$ ) وعلى اليمين  
حتى مستوى فيرمى، وهذا العدد يجب أن يساوى عدد الالكترونات. بالتعويض عن  $g(E)$   
من المعادلة 2-12 وإجراء التكامل اللازم والحل بالنسبة لـ  $E_F$  نحصل على،

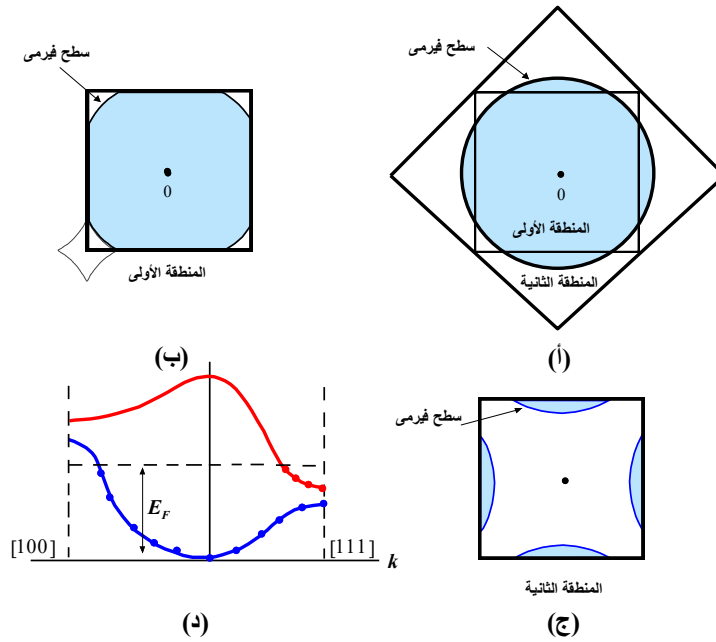
$$E_F = \frac{\hbar}{2m^*} (3\pi_2 n)^{3/2}, \quad 16-2$$

وهي نفس النتيجة التى إقتبسناها من قبل فى حالة نموذج الالكترون الحر.

بالنسبة للمواد العديدة التكافؤ يكون سطح فيرمى أكثر تعقيداً. بفرض أن عدد  
الالكترونات التكافؤ يكون كبير بالشكل الذي يجعل مستوى فيرمى يتقاطع مع حدود المنطقة،  
كما يبين الشكل 2-10(أ).

عند بناء سطح فيرمى فى هذه الحالة نستخدم نموذج الشبكة الفارغة ولذا يوضع جهد  
البلورة مساوياً للصفر. يتبين الآن أن سطح فيرمى يمتد ليقع ضمن منطقتين. تم إعادة رسم  
جزء سطح فيرمى الذي يقع في المنطقة الاولى مرة أخرى فى الشكل 2-10(ب)، حيث  
يلاحظ أنه يتكون شكل له أربعة أحرف مثل أحرف بللورة الماس. وتم إعادة رسم سطح

فيرمى الذي يقع في المنطقة الثانية في الشكل 2-10 (ج) باستخدام أسلوب المخطط المختزل للمنطقة. يتبين من هذا الشكل أن سطح فيرمى يتكون من أحرف أربعة أشكال على هيئة نصف فقاعة. أما بالنسبة لمناطق بريليون الأعلى رتبة فإن سطح فيرمى يكون له شكلا أكثر تعقيداً.



الشكل 2-10. (أ) سطح فيرمى فى نموذج الشبكة الفارغة بإستخدام مخطط المنطقة

الممتدة، (ب) سطح فيرمى فى المنطقة الأولى، (ج) سطح فيرمى فى المنطقة الثانية

و (د) تداخل الحزم.

يبين الشكل 2-10 (د) حزم الطاقة فى المنطقتين الأولى والثانية مرسومة فى إتجاهين

مختلفين، ويتضح من الشكل أن الحزمتين تتداخلان، حيث أن قمة الحزمة الأولى على

إمتداد الاتجاه [111] تكون أعلى من قاع الحزمة الثانية على إمتداد الاتجاه [100]، يقطع

مستوى فيرمى كلتا الحزمتين وبالتالي فكلتاها تشارك فى عملية التوصيل. يبين الشكل أيضا ما يعرف بنموذج الحزمتين (two-band model) في المعادن، والذي يفترض أن حاملات الشحنة فى كلتا الحزمتين تشارك فى التيار الكهربى، حيث تكون الالكترونات فى الحزمة الأعلى وتكون الفجوات فى الحزمة السفلى، كما سوف نبين لاحقاً.

ومن الجدير بالذكر أنه يمكن دراسة سطوح فيرمى بوضوح بالقرب من الصفر المطلق وهى أسلوب مفيد فى فقط، حيث يمكن تفسير الكثير من الخصائص الكهربائية والمغناطيسية للفلزات. والطريقة التجريبية لدراسة سطوح فيرمى تعتمد على تطبيق مجال مغناطيسى ثابت على الفلز فيظهر أثر الكمية على السطح و عند تطبيق مجال متردد مناسب يمكن الانتقال من جزء إلى جزء آخر على السطح ومن تردد الرنين يمكن التعرف على مساحة المقطع ويعرف هذا بأثر دى هاز-فان ألفان (de Has-Van Alphen).

## 5-2 تعيين سرعة الكترون بلوخ فى المواد الصلبة

### DETERMINATION OF BLOCH ELECTRON VELOCITY IN SOLIDS

لتعيين سرعة الكترون بلوخ نفترض أن دالة الحالة التى تصف حركته فى البلورة هى  $\psi_k$  وأن هذه الدالة ترتبط مباشرة مع طاقة الالكترون فى هذه الحالة. نعتبر أولاً حالة الجسيم الحر.

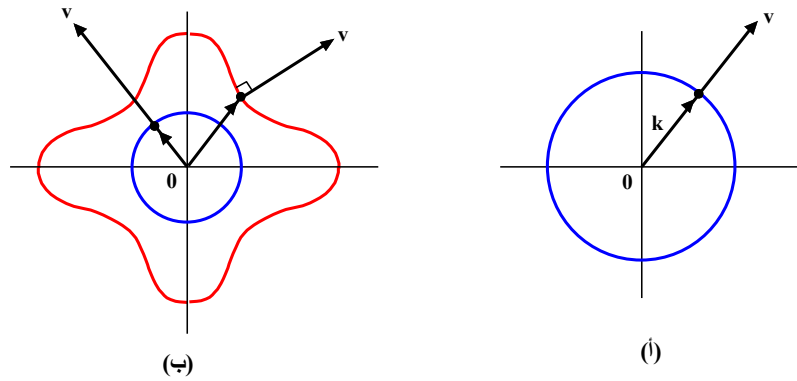
تعطى سرعة الجسيم الحر بالعلاقة  $v = p/m$ ، حيث  $p$  هو الزخم. وحيث أن  $p = \hbar k$

فإن سرعة الإلكترون الحر تعطى بالمعادلة،

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m_0}, \quad 17-2$$

وهذا يعنى أن سرعة الإلكترون تتناسب مع متجه الموجة وتوازيه، كما هو مبين بالشكل 2-

11(أ).



الشكل 11-2 سرعة (أ) الإلكترون الحر، (ب) الكترون بلوخ.

بالنسبة لإلكترون بلوخ تكون السرعة أيضا دالة فى  $\mathbf{k}$ . لإستنتاج العلاقة بين  $\mathbf{v}$  و  $\mathbf{k}$

فى هذه الحالة نستخدم العلاقة الشهير لإنتشار الموجات، والتي فيها تعطى سرعة المجموعة

لحزمة موجية بالعلاقة،

$$\mathbf{v} = \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}), \quad 18-2$$

حيث  $\omega$  هو التردد و  $\mathbf{k}$  هو متجه الموجة للحزمة الموجية. بتطبيق هذه العلاقة على

حالة الإلكترون الحر فى البلورة واستخدام علاقة أينشتين  $\omega = E/\hbar$  يمكن كتابة سرعة

الالكترون بلوخ على الصورة،

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}). \quad 19-2$$

وتفيد هذه المعادلة أن سرعة الإلكترون فى الحالة  $\mathbf{k}$  يتناسب مع منحدر الطاقة فى فضاء  $\mathbf{k}$ . وحيث أن متجه المنحدر الطاقة يكون عمودى على خطوط المحيط فإن السرعة عند كل نقطة فى فضاء  $\mathbf{k}$  تكون عمودية على محيط الطاقة المار بهذه النقطة، كما هو مبين بالشكل 11-2 (ب)، وذلك لأن هذه المحيطات لاتكون كروية بشكل عام ويترتب على ذلك أنه ليس بالضرورة أن تكون سرعة الإلكترون موازية لمتجه الموجة  $\mathbf{k}$ ، على خلاف حالة الإلكترون الحر.

لاحظ بالقرب من مركز المنطقة (حيث من المتوقع أن تتحقق المعادلة القياسية

$$E = \hbar^2 k^2 / 2m^* \text{ ) أنه من العلاقة نحصل على،}$$

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m^*}, \quad 20-2$$

والتي لها نفس شكل علاقة الإلكترون الحر. لاحظ أيضاً، أن الإلكترون الموجود فى حالة معينة،  $\psi_{\mathbf{k}}$ ، فإنه يبقى فى هذه الحالة للأبد وبالتالي تظل الشبكة دورية. ومهما طالت هذه الحالة، فإن الإلكترون سوف يستمر فى الحركة خلال البلورة بنفس السرعة لايعوقه أى تشتت بواسطة الشبكة، أى أن سرعة الإلكترون تكون ثابتة. أما الحيود عن الدورية فى الشبكة فإنه بالطبع يؤدى إلى تغير فى سرعة الإلكترون، كما يبين الحالات التالية.

عندما يتحرك الكترون فى شبكة مهتزة فإنه سوف يعاني من تصادمات متتالية مع الفونونات وبالتالي تتأثر سرعته بشكل عميق. أيضا تؤدي المجالات الخارجية، سواء كانت كهربية أو مغناطيسية، إلى حدوث تغير فى سرعة الالكترون، كما سوف نبين لاحقاً.

يبين الشكل 2-12 (أ) تركيب حزم الطاقة فى بعد واحد، كما يبين الشكل 2-12 (ب)

منحنى السعة المقابل والتى يمكن اختزاله فى الحالة الحالية على الصورة،

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k}, \quad 21-2$$

وهذا يعنى أن السرعة تتناسب مع ميل منحنى الطاقة. ويتضح من الشكل أن، السرعة فى البداية تزداد بشكل خطى (ابتداءً من نقطة الأصل وفى اتجاه حافة المنطقة) حتى تصل إلى قيمة عظمى ثم تتناقص إلى الصفر عند الحافة. ويمكن تفسير هذا السلوك كما يلى. بالقرب من مركز المنطقة، يمكن تمثيل الالكترون بموجة مستوية،  $\psi_k \approx e^{ikx}$ ، حيث  $v = \hbar k / m_0$ . ومع ذلك، يزداد تشتت الموجة الحرة بواسطة الشبكة بزيادة  $k$  وتتولد موجة جديدة تتحرك إلى اليسار ويكون لها المتجه  $k' = k - 2\pi/a$ ، حيث تتراكب هذه الموجة مع الموجة الأصلية  $k$  التى فى اتجاه اليمين. ولهد يمكن تمثيل الالكترون الآن بخليط من موجتين على الصورة،

$$\psi_k \cong e^{ikx} + b e^{-i(2\pi/a - k)x}, \quad 22-2$$

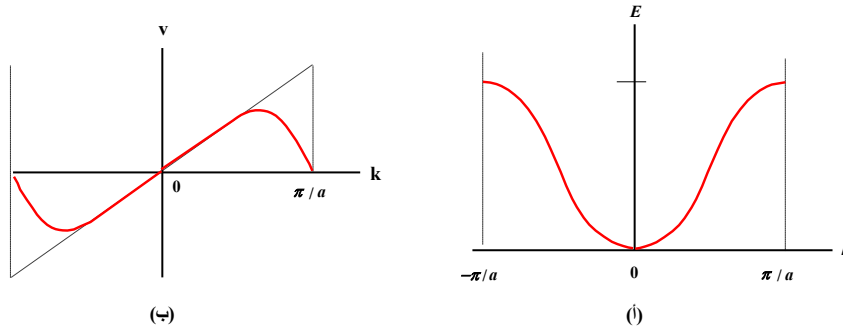
حيث يوجد المعامل  $b$  من نظرية الاضطراب. وطبقا لميكانيكا الكم تكون سرعة هذه الموجة



على الصورة،

$$v = \frac{\hbar}{m_0} \left[ -|b|^2 - \frac{\hbar}{m_0} \left( \frac{2\pi}{a} - k \right) \right], \quad 23-2$$

حيث يعود الحد الأول إلى الموجة التى تتحرك إلى اليمين والحد الثالى إلى الموجة التى تتحرك إلى اليسار. عند قيم  $k$  الصغيرة يكون المعامل  $b$  صغيراً وتعطى السرعة بشكل أساسى بالمقدار  $\hbar k / m_0$ ، كما ذكرنا من قبل. وعند زيادة  $k$  يزداد تأثير التشتت وهكذا يصبح الحد الثانى فى المعادلة 2-80 ملموساً. وحيث أن الحد الثانى سالب فإن تأثيره يعمل تلاشى تقليل قيمة الحد الأول. وبالقرب من حدود المنطقة، تكون قيمة المعامل  $b$  كبيرة جداً ويكون التلاشى أكبر من الزيادة فى الحد الأول، ويؤدى ذلك محصلة تناقص فى السرعة.



الشكل 12-2 (أ) تركيب حزم الطاقة فى بعد واحد، (ب) سرعة الالكترونات المقابلة فى

الشبيكة فى بعد واحد. يمثل الخط المتقطع فى (ب) سرعة الالكترونات الحر.

عند حدود المنطقة ( $k = \pi/a$ ) تكون شدة الموجة المشتتة مثل شدة الساقطة كنتيجة

انعكاس براج القوى، أى أن  $b=1$  ومن المعادلة 2-23 يكون  $v=0$ ، وهذا يتفق مع الشكل

12-2(ب).

## 2-6 حركة الإلكترون فى مجال كهربي والكتلة الفعالة

## MOTION OF ELECTRON IN ELECTRICAL FIELD AND EFFECTIVE MASS

عند يتحرك فى الصلب تحت تأثير مجال كهربي شدته  $E$  فإنه يتأثر بقوة  $F = -eE$

وبالتالى تتغير طاقته. تكون الطاقة الممتصة بواسطة الإلكترون هي،

$$\frac{d}{dt} E(\mathbf{k}) = -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}, \quad 24-2$$

وإذا كتابنا  $\frac{d E(\mathbf{k})}{dt} = \nabla_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}) \cdot \frac{d\mathbf{k}}{dt}$  وإستخدمنا المعادلة 2-19 وعوضنا فى المعادلة 2-24

نحصل على العلاقة البسيطة التالية،

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e\mathbf{E} = \mathbf{F}. \quad 25-2$$

وهذه المعادلة تبين أن معدل التغير فى  $k$  يتناسب مع القوة الكهربائية ويقع فى نفس إتجاهها.

تعتبر المعادلة السابقة من المعادلات المهمة لوصف ديناميكية الإلكترون بلوخ وتعرف

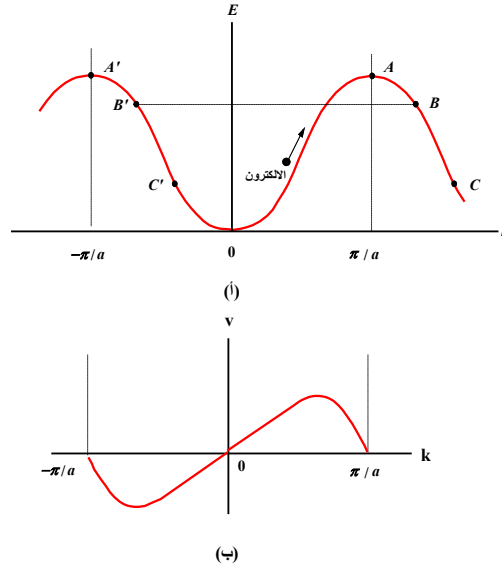
بنظرية العجلة. والأن، سنعتبر النتائج المترتبة على النظرية بإعتبار حالة البعد الواحد. يمكن

كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}, \quad 26-2$$

وتبين هذه المعادلة أن متجه الموجة  $k$  تزداد بانتظام مع الزمن. وهكذا، مع زيادة الزمن فإن

الإلكترون يجتاز فضاء  $k$ - بمعدل ثابت، كما هو مبين فى الشكل 2-13.



الشكل 13-2 (أ) حركة الالكترونون (الى اليمين) فى فضاء  $k$  تحت تأثير مجال

كهربى، (ب) السرعة المقابلة.

يتضح من الشكل، أن الالكترونون يبدأ الحركة من  $k=0$  (مثلاً) ويتحرك إلى أعلى حتى يصل إلى قمة الحزمة (النقطة A) ثم يبدأ الهبوط عبر المسار BC. وإذا استخدمنا مخطط المنطقة المختزلة، حينئذاً، وبمجرد أن يمر الالكترونون حافة المنطقة عند A فإنه فى الحال يتكرر ظهوره عند النقطة المكافئة A'، ومن ثم يستمر فى الهبوط عبر المسار A'B'C'. ونذكر مرة أخرى بأن النقط A، B' و C' هى نقط مكافئة للنقط A، B و C على الترتيب، ولذلك يمكننا استخدام أحد المخططين.

لاحظ أنه لا يكون الالكترونون فى حالة سكون أبداً فى وجود المجال الكهربى ويكون له سرعة ثابتة فى فضاء  $k$ . لاحظ أيضاً، أن الحركة فى فضاء  $k$  تكون حركة دورية فى

مخطط المنطقة المختزلة، حيث أن الإلكترون يكرر الحركة بمجرد عبوره المنطقة، وبناءً على المعادلة الأخيرة، يون الزمن الدورى على الصورة،

$$T = \frac{2\pi \hbar}{Fa} = \frac{2\pi \hbar}{eEa} . \quad 27-2$$

يبين الشكل 2-13 أيضاً أن سرعة الإلكترون عند عبوره فضاء  $k$  يبدأ عند  $k=0$  وتبدأ سرعته فى الازدياد حتى تصل قيمة عظمى ثم تتناقص وتتلاشى تماماً عند حافة المنطقة، ثم يرتد ويكتسب سرعة سالبة وهكذا. مما سبق يتضح أن حركة الإلكترون فى فضاء  $k$  فى وجود المجال تكون عبار عن حركة تذبذبية دورية على خلاف الإلكترون الحر وهذه من أهم إستنتاجات ديناميكية الإلكترون فى البلورة. يكون الزمن الدورى طبقاً للمعادلة السابقة فى حدود  $10^{-3}$  ثانية، بينما يكون زمن التصادم فى حدود  $10^{-14}$  ثانية فى درجة حرارة الغرفة.

## 7-2 منشأ الكتلة الفعالة THE ORIGIN OF EFFECTIVE MASS

لدراسة الكتلة الفعالة للإلكترون نستعيد معالجة حركة الإلكترون فى الصلب فى وجود

مجال كهربي. كما ذكرنا من قبل، يعجل الإلكترون فى المجال الكهربي طبقاً للمعادلة،

$$a = \frac{dv}{dt} ,$$

حيث اخترنا معالجة حالة البعد الواحد. وحيث أن السرعة دالة فى متجه الموجة  $k$  فإنه

يمكن كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$a = \frac{dv}{dk} \frac{dk}{dt} .$$

بالتعويض عن السرعة من المعادلة 21-2 وعن  $dk/dt$  من المعادلة 25-2 فى المعادلة السابقة نحصل على،

$$a = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} F. \quad 28-2$$

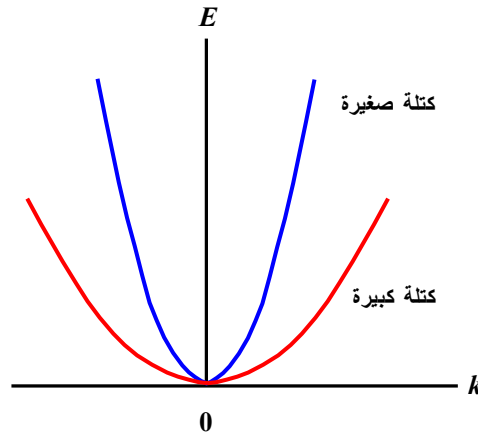
ولهذه المعادلة شكل قانون نيوتن الثانى وبالتالى يمكن تعريف الكتلة الفعالة،  $m^*$ ، بالعلاقة،

$$m^* = \frac{\hbar}{\left( \frac{d^2 E}{dk^2} \right)}. \quad 29-2$$

وهكذا، فإن حركة الكترون بلوخ فى وجود المجال الكهربى يكون شبيه بحركة الالكترون الحر ولكن بكتلة فعالة تعطى بالمعادلة السابقة. يتضح من المعادلة 26-2 أن الكتلة الفعالة  $m^*$  تتناسب عكسياً مع إنحناء حزمة الطاقة، حيث يزيد الانحناء عندما تكون  $d^2 E / dk^2$  كبيرة، أى عندما تكون الكتلة صغيرة، كما يبين الشكل 2-14.

لقد استخدمنا سابقاً، فى الفصل 1-6، مفهوم الكتلة الفعالة فى معالجة نموذج الالكترون شبه الحر ولكن هذا المفهوم يعتبر حالة خاصة من المعادلة 29-2. وبالتالى إذا كانت الطاقة دالة تربيعية فى  $k$ ، أى أن  $E = \alpha k^2$ ، حيث  $\alpha$  ثابت فإن المعادلة 29-2 تعطى،

$$m^* = \hbar / 2\alpha, \quad 30-2$$



الشكل 2-14 العلاقة العكسية بين الكتلة وإنحناء حزمة الطاقة.

وهذه المعادلة تكافئ المعادلة 2-29 عند إعادة كتابتها على الصورة  $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  وهى صورة قياسية.

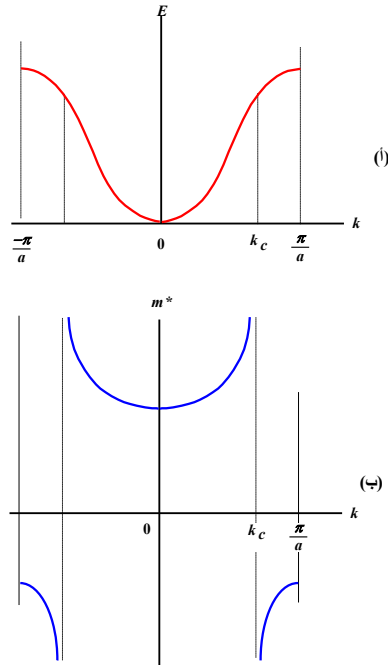
يبين الشكل 2-15 تركيب الحزمة والكتلة الفعالة محسوبة طبقاً للمعادلة 2-29. من

هذا الشكل يتضح أنه، بالقرب من قاع الحزمة يكون للكتلة  $m^*$  قيمة ثابتة تقريباً وموجبة بسبب أن العلاقة التربيعية  $E = \alpha k^2$  تتحقق. ولكن مع إزدياد متجه الموجة  $k$  فإن الكتلة لاتبقى ثابتة بسبب انتهاء تحقق العلاقة التربيعية وتصبح  $m^*$  دالة فى  $k$ . لاحظ من الشكل أنه بعد نقطة الانعكاس  $k_c$  تصبح  $m^*$  سالبة، حيث نكون بالقرب من قمة الحزمة وأن القيمة السالبة للكتلة الفعالة يكون متوقعاً.

ويعتبر مفهوم الكتلة الفعالة من المفاهيم المهمة فى فيزياء الحالة الصلبة حيث يمكن

بواسطة معالجة الكترون بلوخ على غرار معالجة الالكترون الحر، ومع ذلك، يظهر الكترون

بلوخ العديد من الخصائص الغير عادية والتي تعتبر مخالفة لخصائص الالكترون الحر .



الشكل 2-15 (أ) تركيب حزمة الطاقة، (ب) اعتماد الكتلة الفعالة على  $k$ .

## 8-2 الزخم البلورى THE CRYSTAL MOMENTUM

عند النظر لسلوك الكترون بلوخ فى الحالة  $\psi_k$  نجد أنه يتصرف كما لو كان له زخم

(كمية حركة) مقداره  $\hbar$ ، وهناك العديد من الاسباب تؤكد هذه المقولة منها:

(أ) تأخذ دالة بلوخ الشكل

$$\psi_k = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} u_k, \quad 31-2$$

وحيث أن الدالة  $u_k$  دالة دورية فإن الدالة  $\psi_k$  تظهر كموجة مستوية لها طول موجى

$$\lambda = 2\pi / k$$

(ب) عند تطبيق مجال كهربى فإن متجه الموجة يتغير مع الزمن طبقاً للعلاقة،

$$\frac{d(\hbar)}{dt} = F_{ext}, \quad 32-2$$

حيث  $F_{ext}$  تشير إلى القوة الخارجية المؤثرة على البلورة نتيجة وجود المجال وتبين هذه المعادلة أن المقدار  $\hbar$  يعمل كزخم.

(ج) تتضمن عمليات التصادم الكترون بلوخ، حيث يشارك الالكترون بزخم مقداره  $\hbar$ .

وهذه الاسباب السابقة كافية ومهمة وتعتبر بيئة لتعريف المقدار  $\hbar$  كزخم ورغم ذلك فإن  $\hbar$  لا يساوى الزخم الفعلى لالكترون بلوخ. ولتوضيح ذلك دعنا نرمز للمتجه  $\hbar$  بالرمز  $p_c$ ، أى أن،

$$p_c = \hbar k. \quad 33-2$$

وسوف نشير إلى هذا المتجه بزخم البلورة. ويمكن تقدير الزخم الفعلى للالكترون،  $p$ ، بإستخدام ميكانيكا الكم.

طبقاً لميكانيكا الكم، يمكن التعبير عن متوسط الزخم على الصورة،

$$p = \langle \psi_k | -i\hbar \nabla | \psi_k^* \rangle, \quad 34-2$$

حيث يكون المقدار  $-i\hbar \nabla$  مؤثر الزخم و  $\psi_k$  هى دالة بلوخ. وعند حساب التكامل باستخدام خصائص الدالة الموجية  $\psi_k$  نجد،

$$p = m_0 v, \quad 35-2$$



حيث  $m_0$  هى كتلة الالكترن الحر و  $v$  هى السرعة كما تعطيها المعادلة 2-19. ومن المعادلة الاخير نجد أن الزخم الفعلى للالكترن يساوى حاصل ضرب الكتلة الفعلية فى السرعة الفعلية وهذه النتيجة مُرضية.

للحصول على التفسير الفيزيائى للكتلة الفعالة يجب أن نستجمع الأفكار السابقة. بما أن المتجه  $p = m_0 v$  يساوى الزخم الفعلى فإنه يمكن كتابة،

$$m_0 \frac{dv}{dt} = F_{\text{tot}} = F_{\text{ext}} + F_L, \quad 36-2$$

حيث  $F_L$  و  $F_{\text{tot}}$  هما القوة الكلية وقوة الشبكة التي تؤثران على الإلكترن على الترتيب. نعى بقوة الشبكة بالقوة التي تؤثر بها الشبكة على الالكترن نتيجة تفاعلة مع جهد البلورة. يمكن التعبير عن الطرف الأيسر فى المعادلة 2-36 بدلالة الكتلة الفعالة على الصورة،

$$m_0 \frac{dv}{dt} = m^* \frac{F_{\text{ext}}}{m^*}. \quad 37-2$$

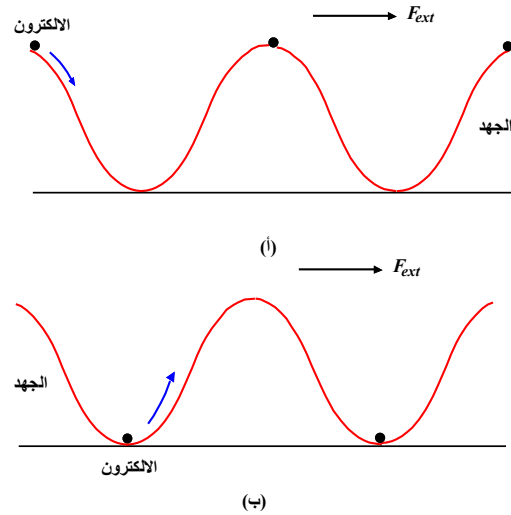
بالتعويض بهذه المعادلة فى 2-36 وعزل  $m^*$  نحصل على،

$$m^* = m_0 \frac{F_{\text{ext}}}{F_{\text{ext}} + F_L}. \quad 38-2$$

والأن نرى السبب لماذا تختلف  $m^*$  عن  $m_0$ ، حيث تقع الكتلة الحرة فى وجود قوة الشبكة  $F_L$ ، وعندما تتلاشى القوة  $F_L$  فإن الكتلة الفعالة تصبح مساوية للكتلة الفعلية.

يمكن أن تكون الكتلة الفعالة  $m^*$  أكبر من أو أصغر من  $m_0$  أو حتى سالبة ويعتمد

ذلك على قوة الشبكة. أفترض أن الإلكترون فى البداية يرتكز بالقرب من قمة جهد البلورة، كما يبين الشكل 16-2 (أ).

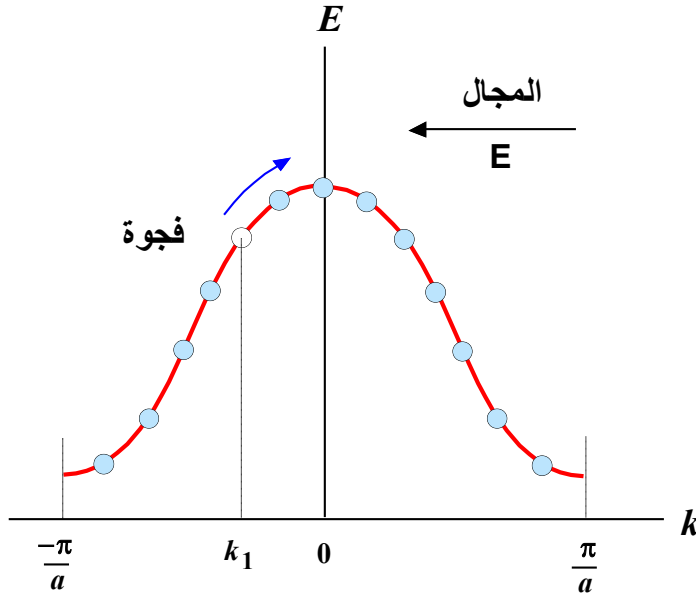


الشكل 16-2 (أ) توزيع مكانى للإلكترون يؤدي إلى  $m^* < m_0$  ، (ب) توزيع مكانى للإلكترون يؤدي إلى  $m^* < m_0$ .

عند تطبيق القوة الخارجية فإنها تسبب حركة الإلكترون إلى أسفل على طول منحنى الجهد، والنتيجة أن تصبح قوة الشبكة الموجبة مؤثرة وبالتالي وطبقاً للمعادلة 2-38 تكون  $m^* < m_0$ ، وهذا ما يحدث فى المعادن القلوية وفى حزمة التوصيل فى أشباه الموصلات. وعلى الجانب الآخر، عندما يرتكز الإلكترون لأقرب من قاع منحنى الجهد، كما يبين الشكل 16-2 (ب)، يكون واضحاً أن قوة الشبكة تميل إلى معاكسة القوة الخارجية وتكون  $m^* > m_0$ ، وهذا هو الحال فى الهاليدات القلوية. وعندما تكون موجة الجهد شاهقة الارتفاع فإن  $F_L$  تصبح أكبر من  $F_{ext}$  وتصبح  $m^*$  سالبة.

## 9-2 الفجوة والتوصيلية الكهربائية THE HOLE AND ELECTRICAL CONDUCTIVITY

فى العديد من المراجع العلمية يشار لمصطلح الفجوة (hole) بأسماء مختلفة مثل الفراغ أو الثغرة أو الثقب، وفى الحقيقة، عندما يتعلق الأمر بالشحنة الكهربائية نجد أن جميع هذه الأسماء هى مرادفات للمصطلح المستخدم. تنشأ الفجوة فى حزمة التكافؤ عندما ينقصها الكترون واحد لكي تمتلئ هذه الحزمة تماما. أى أن الفجوة هى غياب الالكترون تكافؤ عن مكانه. يبين الشكل 17-2 هذا المفهوم.



الشكل 17-2 تكون الفجوة وتحركها فى وجود المجال الكهربى.

عندما نتحدث عن ديناميكية الفجوة فى المجال الكهربى، يكون التركيز على حركة الموقع الشاغر من الالكترون أسهل بكثير من الحديث عن حركة العدد الهائل للإلكترونات

التي تملأ الحزمة. ويعتبر مفهوم الفجوة من المفاهيم المهمة فى نظرية حزم الطاقة وعلى وجه الخصوص فى أشباه الموصلات.

فى غياب المجال الكهربى وبفرض أن الفجوة موضوعة عند متجه الموجة  $k_1$ ، كما يبين الشكل 2-17، فإنه يمكن كتابة كثافة التيار الناتجة عن النظام ككل على الصورة،

$$J_h = \frac{-e}{V} \sum_k' v_e(k), \quad 39-2$$

حيث يشمل المجموع كل الالكترونات فى الحزمة، وتشير الفاتحة (') الموجود على المجموع إلى استبعاد الحالة  $k_1$  حيث أنها شاغرة. وبما أن المجموع الذي يشمل الحزمة الممتلئة يكون صفراً، فإن كثافة التيار فى المعادلة السابقة تكون،

$$J_h = \frac{e}{V} v_e(k_1). \quad 40-2$$

وهذه المعادلة تبين أن التيار يكون كما لو كانت الحزمة الفارغة ما عدا الكترون موجب الشحنة (+e) وجود عند  $k_1$ .

عند تطبيق المجال الكهربى على النظام فى إتجاه اليسار (مثلاً وكما هو مبين بالشكل 2-17) فإن الالكترونات تتحرك بشكل منتظم إلى اليمين، فى فضاء  $k$  وبنفس المعدل. وبناء على ذلك يتحرك المكان الشاغر أيضاً إلى اليمين مع بقية النظام. يمكن إيجاد التغير فى تيار الشحنة فى الفترة الزمنية  $\partial t$  من المعادلة السابقة على الصورة،

$$\partial J_h = \frac{e}{V} \left( \frac{dv_e}{dk} \right)_{k_1} \frac{dk}{dt} \partial t.$$

بإستخدام المعادلات 19-2، 29-2 و 24-2 يمكن تحويل المعادلة السابقة إلى الصورة،

$$\partial J_h = \frac{e}{V} \frac{1}{m^*(k_1)} F \partial t = \frac{1}{V} \left( \frac{-e^2}{m^*(k_1)} \right) E \partial t, \quad 41-2$$

حيث  $m^*(k_1)$  هي كتلة الإلكترون الذي يحتل الحالة  $k_1$ . تعطى المعادلة الأخيرة التيار الكهربى للفجوة والناتج عن تطبيق المجال الكهربى ويعتبر التيار الظاهرى. (في الحقيقة، تحتوي الحزمة على العديد من الفجوات وليس فجوة واحدة، وفى غياب المجال يكون التيار المحصل للفجوات صفراً وذلك بسبب تأثير التلاشى المتبادل لمشاركات الفجوات المختلفة، وهذا يعنى أن تعبير المجموع فى المعادلة 40-2 على الفجوات يتلاشى. وعند تطبيق المجال، وبالرغم من تولد تيارات ناتجة إلا إنه تبقى قيمة محصلة للتيار النهائى.)

بما أن الفجوات تحدث عادة بالقرب من قمة الحزمة (نتيجة التهييج الحرارى وانتقال الإلكترون إلى الحزمة الأعلى التالية، حيث تكون  $m^*(k_1)$  سالبة) يكون من المناسب تعريف كتلة الفجوة على النحو،

$$m_h^* = m^*(k_1), \quad 42-2$$

وهي كمية موجبة ويمكن كتابة المعادلة 41-2 على الصورة،

$$\delta J_h = \frac{1}{V} \frac{-e^2}{m_h^*} E \delta t. \quad 43-2$$

نلاحظ أن تيار الفجوة، على غرار تيار الإلكترون، يكون فى نفس إتجاه المجال الكهربى. كما نلاحظ أيضاً، أنه طبقاً للمعادلة 41-2، إذا كانت الفجوة تقع بالقرب من قاع الحزمة،

حيث  $m^*(k_1) > 0$ ، يكون التيار حينئذ معاكس للمجال وهذا يعنى أن النظام يعمل كمكبر له طاقة إمتصاص مجال من النظام، وفى الحقيقة لا يحدث هذا لأن الفجوة عادة تقع بالقرب من قمة الحزمة.

عند دراسة التوصيلية الكهربائية بواسطة نموذج الالكترون الحر توصلنا للنتيجة التالية،

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_F}{m^*} \quad 44-2$$

تشير الكمية  $n$  إلى تركيز الكترونات التوصيل (أو الكترونات التكافؤ) و  $\tau_F$  هو زمن التصادم للالكترون الموجود عند سطح فيرمى. فيما يلى، سوف نستنتج التعبير الرياضى للتوصيلية الكهربائية فى إطار نظرية حزم الطاقة.

فى غياب المجال الكهربى (عند الاتزان) يكون سطح فيرمى متمركز بالضبط عند نقطة الأصل، كما يتضح فى الشكل 2-18(أ)، وفى هذه الحالة تكون محصلة التيار صفراً. ويكون ذلك بسبب أنه، لكل الكترون موجود فى الحالة  $k$  وله سرعة  $v(k)$  يوجد الكترون آخر يوجد عند  $-k$  وله سرعة  $v(-k) = -v(k)$  وبالتالي يلاشى تأثير الالكترون الأول.

عند تطبيق المجال الكهربى، فإن كل الكترون يتحرك فى فضاء  $k$  بمعدل منتظم. أى أن،

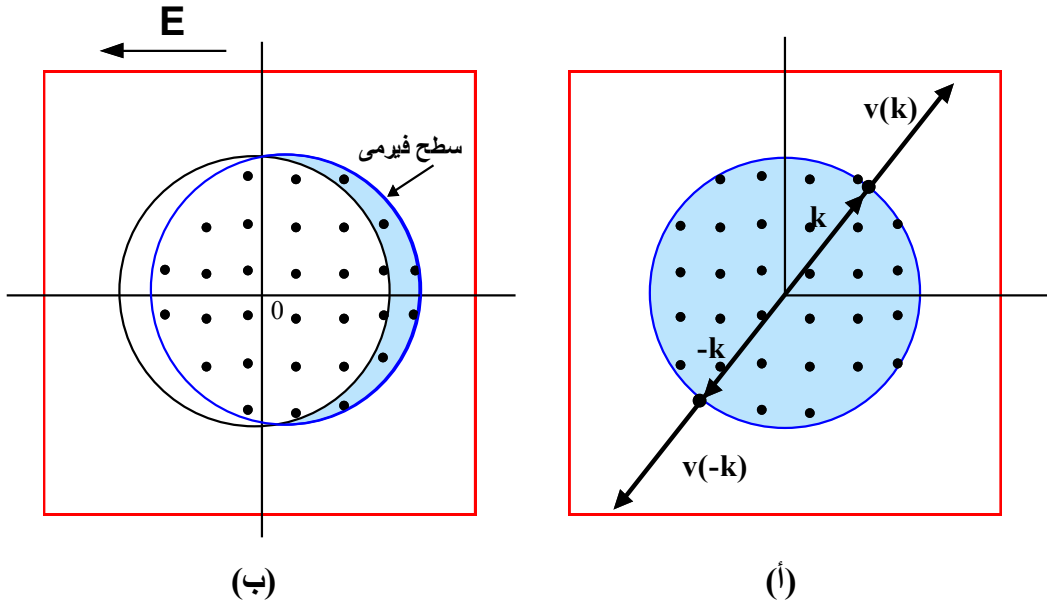
$$\delta k_x = -\frac{eE}{\hbar} \delta t,$$

حيث  $\delta k_x$  مقدار الإزاحة فى الفترة الزمنية  $\delta t$ . وبما أن الالكترون عادة يعيش لفترة تساوى زمن التصادم  $\tau$  فإن متوسط الإزاحة يكون،

$$\delta k_x = -\frac{eE}{\hbar} \tau.$$

45-2

وبالتالى فإن سطح فيرمى يزاح بهذه الكمية بشكل جاسئ، كما هو مبين بالشكل 18-2 (ب).  
يوجد الآن بعض الإلكترونات لم تتلاشى بواسطة الإلكترونات الأخرى (وهي الجزء المظلل على شكل هلال)، وهذه الإلكترونات هي التى تشارك فى التوصيل.



الشكل 18-2 (أ) فى غياب المجال يكون سطح فيرمى متمركز عند نقطة الأصل

ويتلاشى تيار الإلكترونات، (ب) يزاح سطح فيرمى في وجود المجال وتنشأ محصلة للتيار.

يمكن حساب كثافة التيار على النحو التالى،

$$J_x = -e \bar{v}_{F,x} \times n',$$

حيث  $n'$  هو عدد الإلكترونات التى لم تتلاشى، وبالتالى،

$$\begin{aligned}
 J_x &= -e \bar{v}_{F,x} g(E_F) \delta E \\
 &= -e \bar{v}_{F,x} g(E_F) \left( \frac{\partial E}{\partial k_x} \right)_{EF} \delta k_x,
 \end{aligned}
 \tag{46-2}$$

حيث  $\bar{v}_{F,x}$  هى مركبة متوسط سرعة فيرمى فى إتجاه محور  $x$ .

لاحظ أن المقدار  $g(E_F) \delta E$  يعطى تركيز الالكترونات التى لم تتلاشى، حيث  $g(E_F)$

هى كثافة الحالات عند سطح فيرمى و  $\delta E$  هى الطاقة الممتصة بواسطة الالكترون من

المجال الكهربى. وحيث أن  $\partial E / \partial k_x = \hbar v_{F,x}$  فإنه بالتعويض عن  $\delta k_x$  من المعادلة 2-45

نجد أن،

$$J_x = e^2 \bar{v}_{F,x}^2 \tau_F g(E_F) E, \tag{47-2}$$

حيث  $\tau_F$  ترمز إلى زمن التصادم حيث يقع الالكترون على سطح فيرمى. لاحظ، يكون

إتجاه التيار فى نفس إتجاه المجال. لاحظ أيضاً، أنه عندما يكون سطح فيرمى كروياً فإنه

يمكن كتابة  $\bar{v}_{F,x}^2 = \frac{1}{3} v_F^2$  وبالتالي يمكن كتابة التوصيلية الكهربائية على الصورة،

$$\sigma = \frac{1}{3} e^2 v_F^2 \tau_F g(E_F). \tag{48-2}$$

يتضح من هذه المعادلة أن التوصيلية الكهربائية تعتمد على سرعة فيرمى و زمن التصادم

وعلى كثافة حالات سطح فيرمى.



## 10-2 رنين السيكلوترون وتأثير هول

### CYCLOTRON RESONANCE AND HALL EFFECT

عند دراسة ديناميكية الإلكترون فى المجال المغناطيسية بإعتبار نموذج الإلكترون الحر اعتبرنا فيما سبق بعض الظواهر المفيدة مثل رنين السيكلوترون وتأثير هول. فى هذا الفصل سندرس هاتين الظاهرتين مرة أخرى مع الأخذ فى الإعتبار نظرية حزم الطاقة فى المواد الصلبة.

### 1-10-2 رنين السيكلوترون

عندما يتحرك الكترون فى مجال مغناطيسى منتظم تكون الحركة دائرية وتوصف بالمعادلة،

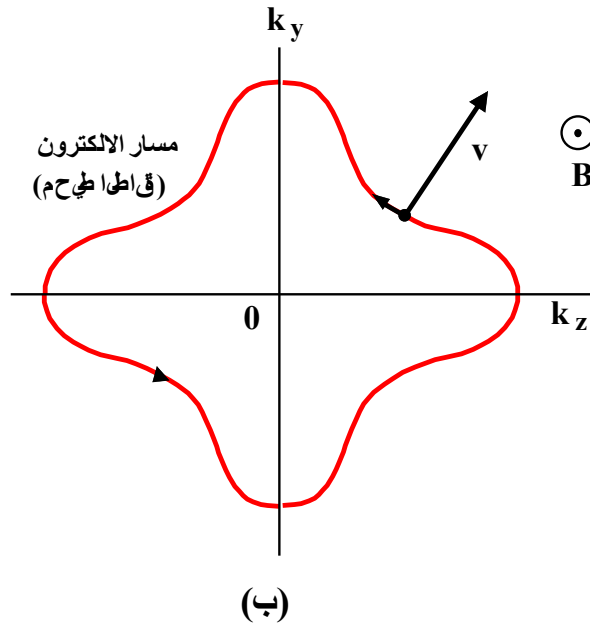
$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e[\mathbf{v}(\mathbf{k}) \times \mathbf{B}], \quad 49-2$$

حيث يكون الطرف الأيمن من هذه المعادلة عبارة عن مشتقة الزخم البلورى بالنسبة للزمن والطرف الأيمن عبارة عن قوة لورنتز (Lorentz) الناتجة عن المجال. وطبقا لهذه المعادلة يمكن كتابة التغير فى  $\mathbf{k}$  فى الفترة الزمنية  $\delta t$  على الصورة،

$$\delta \mathbf{k} = -\left(\frac{e}{\hbar}\right) [\mathbf{v}(\mathbf{k}) \times \mathbf{B}] \delta t, \quad 50-2$$

وتبين هذه المعادلة أن الإلكترون يتحرك فى فضاء  $k$  بنفس الأسلوب، أى أن تكون إزاحته  $\delta \mathbf{k}$  عمودية على المستوى المعرف بكل من  $\mathbf{v}$  و  $\mathbf{B}$ . وحيث أن  $\delta \mathbf{k}$  عمودية على  $\mathbf{B}$

فإن مسار الإلكترون يقع فى مستوى عمودى على المجال المغناطيسى. بالإضافة إلى ماسبق، تكون  $\delta k$  عمودية على  $v$ ، والتي تكون عمودية على محيط الطاقة (منحنى تساوى الطاقة) فى فضاء  $k$ ، فإن  $\delta k$  تقع على إمتداد هذا المحيط. بإعتبار ما سبق، نستنتج أن الإلكترون يدور على إمتداد محيط طاقة عمودى على المجال المغناطيسى فى إتجاه عكس عقارب الساعة، كما هو مبين بالشكل 2-19. ونظرا لأن الإلكترون يدور على إمتداد محيط طاقة فإنه لا يحدث تبادل طاقة مع المجال.



الشكل 2-19 مسار الإلكترون فى فضاء  $k$  فى وجود المجال المغناطيسى.

يكرر الإلكترون حركته على محيط الطاقة ويكون الزمن الدورى للحركة على الصورة،

$$T = \oint \delta t = -\frac{\hbar}{eB} \oint \frac{\delta k}{v(k)}, \quad 51-2$$

فى هذه المعادلة يكون التكامل على كامل الدائرة فى فضاء  $k$  (على مدار مغلق) ويأخذ

التفاضل  $\delta k$  على إمتداد محيط المدار، بينما تكون  $v(k)$  هي مقدار سرعة العمودية على المدار.

يسمى التردد الزاوى المصاحب لحركة الالكترون بتردد السيكلوترون لالكترون بلوخ،  $\omega_c$ ، وحيث أن  $\omega_c = 2\pi/T$ ، فإنه ضوء المعادلة 2-51 يكون على الصورة،

$$\omega_c = (2\pi e B / \hbar) \oint \frac{\delta k}{v(k)}. \quad 52-2$$

مما سبق نستنتج أن حركة الكترون بلوخ فى المجال المغناطيسى هى تعميم طبيعى لحركة الالكترون الحر فى نفس المجال، تكون حركة الالكترون الحر فى فضاء السرعة حركة دائرية على امتداد محيط الطاقة ولها التردد  $\omega_c = eB/m^*$ ، أما الكترون بلوخ يكون له حركة سيكلوترونية على امتداد محيط الطاقة وله تردد يعطى بالمعادلة 2-52. بالطبع، يكون محيط الطاقة فى الحالة الأخير معقد جداً هذ بالاضافة إلى أنه تم إهمال تأثيرات تصادم الالكترون فى المعالجة السابقة.

## 2-10-2 تأثير هول HALL EFFECT

فى الباب الثامن من الجزء الاول تم استنتاج ثابت هول على الصورة،

$$R_e = -\frac{1}{n_e e}, \quad 53-2$$

حيث  $n_e$  هو تركيز الالكترون والأشارة السالبة نتيجة الشحنة السالبة للالكترون. تصبح

المعالجة العامة لتأثير هول باعتبار سطح فيرمى اختيارى معقدة إلى حدٍ ما. على كل حال، فيما يلى يمكن الحصول على بعض النتائج المهمة بسهولة.

بفرض أن العينة تحتوي فقط على فجوات، حينئذا، يمكننا تطبيق نفس المعالجة (الباب

الثامن من الجزء الأول) على الفجوات ويمكن الحصول ثابت هول على الصورة،

$$R_h = \frac{1}{n_h e}, \quad 54-2$$

حيث  $n_h$  هو تركيز الفجوات. لاحظ أن ثابت هول فى هذه الحالة مقدار موجب بسبب شحنة الفجوة الموجبة. فى الحقيقة، فى المعادن لا توجد الفجوات فقط ولكن دائما توجد بعض الالكترونات، وبالتالي عندما تتداخل حزمتين معاً فإن الالكترون توجد فى الحزمة العليا بينما توجد الفجوات فى السفلى. فى هذه الحالة، يمكن كتابة ثابت هول لكل من الالكترونات والفجوات على الصورة،

$$R = \frac{R_e \sigma_e^2 + R_h \sigma_h^2}{(R_e + R_h)^2}, \quad 55-2$$

حيث  $\sigma_e$  و  $\sigma_h$  هى التوصيلية الكهربائية للالكترونات والفجوات على الترتيب (  $\sigma_h = n_h e^2 \tau_h / m_h^*$  و  $\sigma_e = n_e e^2 \tau_e / m_e^*$  ). تبين المعادلة السابقة أن إشارة ثابت هول تكون سالبة أو موجبة طبقاً للمشاركة السائدة من الالكترونات أم من الفجوات. وبفرض أن  $n_e = n_h$ ، كما فى حالة المعادن، فإن  $|R_e| = |R_h|$  وتتعين إشار  $R$  كلية بالمقادير النسبية للتوصيليات  $\sigma_e$  و  $\sigma_h$ . فإذا كانت  $\sigma_e > \sigma_h$  (حيث أن للالكترو كتلة أصغر وزمن عمر

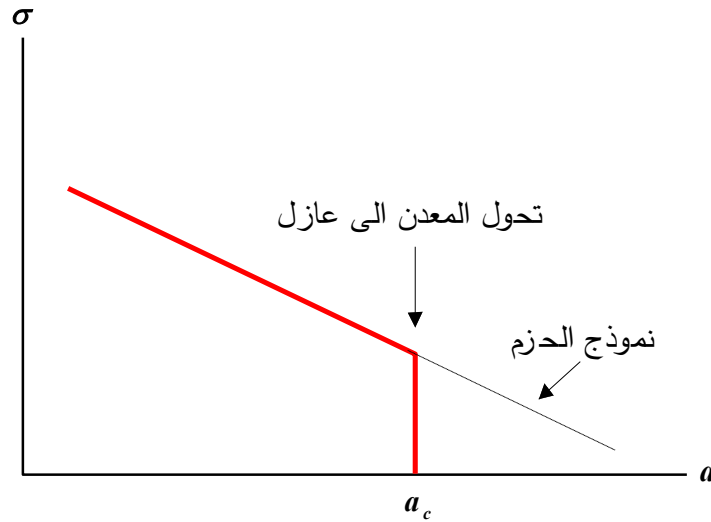
أكبر) فإن هذا يعنى أن للالكترونات مشاركة مهيمنة وتكون  $R$  سالبة الإشارة والعكس صحيح. والآن يتضح لمماذا يكون لبعض المعادن مثل  $Zn$  و  $Cd$  ثابت هول موجب الإشارة.

## 2-11 نقد نظرية حزم الطاقة

بالرغم من الفائدة العظيمة لنظرية حزم الطاقة والتي تمكن من تفسير كل الخصائص الفيزيكية للمعادن والتي تعتبر أساس خصائص أشباه الموصلات إلا أن هذه النظرية تعتبر محدودة كما سيتبين من الفحص التالى.

كما نعلم، الصوديوم مادة موصلة وذلك لأن حزمة الطاقة  $3s$  تكون ممتلئة جزئياً (نصف ممتلئة). بفرض أننا بطريقة أو بأخرى إستطعنا عمل تمدد للبلورة بالشكل الذي يزيد ثابت البلورة  $a$  بشكل أختياري. فى هذه الحالة، ياترى هل ستبقى المادة موصلة لأي قيمة اختيارية لـ  $a$ ؟ يجب أن يكون الجواب بنعم إذا أخذنا بصحة نموذج حزم الطاقة لأنه بغض النظر عن قيمة  $a$  فإن الحزمة  $3s$  تكون دائماً نصف ممتلئة. وهذا حقيقى لأن التوصيلية تتناقص تدريجياً مع زيادة  $a$ ، كما يبين الشكل 2-20. فى الحقيقة، لا يكون ذلك صحيحاً، لأن التوصيلية سوف تتناقص مع زيادة  $a$  إلى قيمة حرجة،  $a_c$ ، عندها تهبط التوصيلية فجأة إلى قيمة الصفر ويتحول المعدن إلى مادة عازلة لكل قيم  $a > a_c$ . وهكذا يمكننا القول إن

المادة تتحول من معدن (موصل) إلى عازل عند قيمة  $a$  كبيرة بشكل كافى. ولتفسير هذا التحول نسترجع بعض المفاهيم الأساسية لنظرية الحزم.



الشكل 2-20 تغير التوصيلية الكهربائية مع ثابت الشبكة  $a$ .

في نظرية الحزم، تم اعتبار أن الإلكترونات بلوخ هي الإلكترونات غير متمركزة (غير موضوعة، delocalized)، وممتدة على كل البلورة وعدم التمرکز هذا هو المسئول عن توصيلية المعدن الكهربائية. ومثل الجسميم الغير متمركز، فإن الكترون بلوخ يقضى جزء من وقته  $(1/N)$  عند كل ذرة. يأخذ التفاعل بين الكترونات بلوخ المختلفة فى الاعتبار فقط بشكل متوسط، بمعنى أن التفاعل بين الإلكترونات الفردية يهمل.

من ناحية أخرى، طبقاً لنموذج الرابط المحكم، نجد أن عرض الحزمة يتناقص عندما

تزداد  $a$  حتى يصبح صغيراً نسبياً عند قيم  $a$  الكبيرة بشكل كافى. فى تلك الحالة (قيم  $a$

(الكبيرة) يتعطل نموذج الحزم لأنه يسمح بوجود الكترونين أو أكثر فى نفس المكان فى الشبكة، وهذا لايمكن حدوثه بسبب التنافر الكولومى بين الالكترونات. عندما تكون الحزمة عريضة فإن هذا لايمثل خطورة وذلك لأن الالكترونات يمكن إعادة ضبط طاقة حركته لعمل التوازن مع الزيادة طاقة الوضع الكولومية. بينما بالنسبة للحزمة الضيقة تكون طاقة الحركة (فى أحسن الأحوال) صغيرة نسبياً وتصبح عملية إعادة الضبط غير ممكنة. وفى المجل يمكن القول أنه، عندما تكون قيمة  $a$  كبيرة جداً فإن المدارات الالكترونية المناسبة فى البلورة لا تكون من نوع مدارات بلوخ وتكون مدارات موضوعة ومتمركزة حول المكان الخاص بها وهذا يخفف من حدة طاقة كولوم الكبيرة.

## مثال 1-2

يتجمد غاز على شكل طبقة أحادية كثيفة، فإذا علم أن لهذا الغاز إلكترون واحد فى مستوى الطاقة الأول:

(أ) أثبت أن طاقة فيرمى له تعطى على الصورة،  $E_F = \frac{h^2}{4\pi m} N$  حيث  $N$  هى

عدد الذرات / $m^2$ .

(ب) أثبت ان كثافة حالات الطاقة  $g(E) = \frac{4\pi m}{h^2}$ .

(ج) عين شكل منطقة بريليون وأوجد عدد الالكترونات التى تشغلها.

## الحل

(أ) يتم تمثيل حالة الطاقة في فضاء-  $k$  ثنائي البعد كنقط داخل دائرة وتكون الطاقة

عند محيط الدائرة هي طاقة فيرمى وتعطى على الصورة،

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \cdot k_F^2 = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} k^2. \quad 56-2$$

يمكن تمثيل أي متجه موجي مسموح به بمجموعة ثنائية من أعداد الكم  $k_x$ ،  $k_y$  لعنصر

مساحة  $(2\pi/L)^2$  ولذلك يكون العدد الكلى للالكترونات هو،

$$N = \frac{2\pi k_F^2}{(2\pi/L)^2} = \frac{S}{4\pi}, \quad S=1$$

$$k_F^2 = 2\pi \frac{N}{S}$$

$$\therefore k_F^2 = 2\pi N. \quad 57-2$$

وبالتعويض من 57-2 فى 56-2 نحصل على،

$$\begin{aligned} E_F &= \frac{\hbar^2}{2m} \cdot (2\pi N) = \frac{h^2}{8\pi^2 m} (2\pi N) \\ &= \frac{h^2}{4\pi^2 m} N \\ \therefore N &= \frac{4\pi m}{h^2} E_F \end{aligned} \quad 58-2$$

(ب) من التعريف الاساسى لكثافة حالات الطاقة يمكن كتابة،

$$g(E)dE = dN$$

أى أن



$$g(E) = \frac{dN}{dE}$$

بالتعويض من المعادلة 2-58 نحصل على،

$$g(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{4\pi m}{h^2}$$

(ج) يكون شكل منطقة بريليون عبارة عن مربع ويحتوي على الكترونين إثنين.

## ملخص الباب

✕ يوجد العديد من الطرق الشائعة التى تستخدم فى حساب حزم الطاقة مثل الطريقة الخلوية وطريقة الأمواج المستوية المدموجة وطريقة الجهد الشبيه.

✕ تعرف كثافة الحالات الالكترونية  $g(E)$  فى الحزمة بأنها عدد حالات الطاقة (الالكترونات) الموجودة فى وحدة الحجم خلال مدى معين من الطاقة طبقا للعلاقة،  
 $dn(E) = f(E)g(E)dE$  ، حيث  $f(E)$  دالة توزيع فيرمى-ديراك والتى تكون على الصورة،  
 $f(E) = (1 + e^{(E-E_F)/k_B T})^{-1}$  ، وهي تحدد احتمالية أن تكون كل حالة مشغولة بالكترون.

✕ يعرف سطح فيرمى بأنه السطح (فى فضاء  $k$ ) الذى بداخله تكون كل حالات الطاقة ممتلئة بالكترونات تكافؤ، بينما تكون الحالات التى تقع خارجة شاغرة. يجب أن يظهر سطح فيرمى نفس التماثل الدورانى للشبيكة. ويتغير شكله مع زيادة تركيز الكترونات التكافؤ.

✕ يتحرك الكترون فى حالة بلوخ  $\psi_k$  خلال البلورة بسرعة  $v = \frac{1}{\hbar} \nabla_k E(k)$  وتظل سرعته ثابتة طالما ظلت الشبيكة تامة الدورية. وفى وجود المجال الكهربى يتحرك الالكترون فى فضاء  $k$  طبقا للعلاقة،  $\dot{v} = -(e/\hbar) E$ . تكون السرعة منتظمة ويتناسب معدلها مع شدة المجال الكهربى. تكون حركة الإلكترون فى فضاء  $k$  حركة دورية فى مخطط المنطقة المختزلة، حيث أن الالكترون يكرر الحركة بمجرد عبوره المنطقة، ويكون له زمن دورى

$$\text{على الصورة، } T = \frac{2\pi\hbar}{Fa} = \frac{2\pi\hbar}{eEa}$$

⊠ تعطى الكتلة الفعالة للإلكترون بلوخ على الصورة،  $m^* = \hbar / (d^2 E / dk^2)$ . تكون الكتلة

كمية موجبة بالقرب من قاع الحزمة، بينما تكون سالبة بالقرب من القمة. تختلف الكتلة

الفعالة للإلكترون عن الكتلة الحرة نتيجة تأثير قوة الشبكة على الإلكترون.

⊠ توجد الفجوة فى الحزمة الممتلئة تماماً وبها حالة فارغة واحدة. تعمل الفجوة كإلكترون

موجب الشحنة.

⊠ تكتب التوصيلية الكهربائية على الصورة،  $\sigma = \frac{1}{3} e^2 v_F^2 \tau_F g(E_F)$ . تعتمد التوصيلية الكهربائية

على سرعة فيرمى وزمن التصادم وعلى كثافة حالات سطح فيرمى. فى المعادن أحادية

التكافؤ تكون التوصيلية الكهربائية كبيرة وذلك لأن كثافة الحالات تكون كبيرة، بينما يكون

العكس فى المعادن عديدة التكافؤ. فى المواد العازلة تتلاشى التوصيلية الكهربائية بسبب أن

قيمة كثافة الحالات تكون صفراً.

⊠ تكون حركة الإلكترون بلوخ فى المجال المغناطيسى طبقاً للعلاقة،  $\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e[\mathbf{v}(\mathbf{k}) \times \mathbf{B}]$

يتحرك الإلكترون على طول محيط طاقة فى مسار عمودى على المجال المغناطيسى

وتسمى هذه الحركة بحركة السيكلوترون. يعطى تردد السيكلوترون بالعلاقة،

$\omega_c = (2\pi e B / \hbar) \int \frac{\partial k}{v(\mathbf{k})}$ ، حيث يكون التكامل على مدار مغلق ويأخذ التفاضل  $\partial k$

على إمتداد محيط المدار، بينما تكون  $v(k)$  هي مقدار سرعة العمودية على المدار.

☒ عندما يوجد كل من الالكترونات والفجوات فى المعدن فإن كلاهما يشارك فى ثابت

هول، ويمكن التعبير عن هذا الثابت بالصورة،  $R = \frac{R_e \sigma_e^2 + R_h \sigma_h^2}{(R_e + R_h)^2}$ ، حيث  $\sigma_e$  و  $\sigma_h$  هى

التوصيلية الكهربائية للالكترونات والفجوات على الترتيب. يكون ثابت هول موجب أو سالب

طبقا لسيادة الالكترونات أو الفجوات.

## أسئلة وتمارين

- 1- قارن بإختصار بين الطرق المختلفة لحساب حزم الطاقة فى المواد الصلبة.
- 2- قارن بين المعادن، المواد العازلة والمواد شبه الموصلة طبقاً لمفهوم حزم الطاقة.
- 3- استنتج التعبير الرياضى لكثافة الحالات طبقاً لنظرية حزم الطاقة.
- 4- بين كيف أن استخدام جهد البلورة فى المعالجة الرياضية لا يغير فى اهمية سطح فيرمى بل يؤثر فى شكله وبالتالى على خصائص الصلب.
- 5- إستنتج التعبير الرياضى لسرعة الكترون بلوخ فى المواد الصلبة.
- 6- وضح المقصود بمنطقة بريليون ومحيطات الطاقة (منحنيات تساوى الطاقة).
- 7- أوصف حركة الالكترون فى مجال كهربي واستنتج التعبير الرياضى للكتلة الفعالة للالكترون.
- 8- إستنتج التعبير الرياضى لزخم البلورة مع شرح المنشأ الفيزيائى للكتلة الفعالة.
- 9- أشرح منشأ فجوة الشحنة (الثغرة) واستنتج التعبير الرياضى للتوصيلية الكهربية.
- 10- إشرح كيف يمكن الحصول على معلومات مفيدة عن الجسم الصلب من رنين السيكلوترون وتأثير هول.
- 11- بإستخدام نموذج الالكترون الحر بين أن نصف قطر سطح فيرمى فى فضاء  $k$  يعطى بالعلاقة،  $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$ ، حيث  $n$  ترمز إلى تركيزه الالكترونات.

12- يتمدد سطح فيرمى مع زيادة تركيز الالكترونات. بين أن هذه الكرة تبدأ ملامسة أوجه

المنطقة الاولى فى شبكة مكعبة متمركزة الالوجه عندما تكون نسبة الإلكترون إلى الذرة

$$n/n_a = 1.36, \text{ حيث } n_a \text{ هو تركيز الذرات.}$$

13- أحسب سرعة الالكترون فى بللورة أحادية البعد طبقا لنموذج الترابط المحكم وبرهن

على أن السرعة تتلاشى عند حافة المنطقة.

14- طبقا لنموذج الترابط المحكم، عين الكتلة الفعالة لالالكترون فى شبكة أحادية البعد،

أرسم العلاقة بين الكتلة الفعالة ومنتجة الموجة،  $k$ ، وبين الكتلة لاتعتمد على  $k$  فقط

بالقرب من نقطة الاصل وقرب حافة المنطقة.

15- أحسب تردد السيكلوترون  $\omega_c$  لمحيط الطاقة الذي يمثل بالعلاقة

$$E(k) = \frac{\hbar}{2m_1} k_x^2 + \frac{\hbar}{2m_2} k_y^2, \text{ حيث يكون المجال المغناطيسى عمودى على مستوى}$$

المحيط.

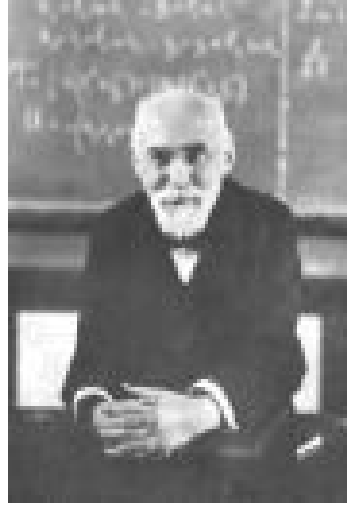
# الباب الثالث

## خصائص العزل الكهربى

### للمواد الصلبة

## Dielectric Properties of Solids





صورة العالم لورنتز



## الباب الثالث

### خصائص العزل الكهربى للمواد الصلبة

### Dielectric Properties of Solids

#### المحتوى

- |                               |                                      |
|-------------------------------|--------------------------------------|
| 1-3 مقدمة.                    | 2-3 علاقات عامة في الكهربية الساكنة. |
| 3-3 الاستقطاب والاستقطابية.   | 4-3 المجال الموضعى.                  |
| 5-3 مصادر وأنواع الإستقطابية. | 6-3 تصنيف المواد طبقاً لثابت العزل.  |
| 7-3 خصائص المواد العازلة.     | 8-3 المواد الكهروحيديدية.            |
| 9-3 الظاهرة الكهروضغطية       |                                      |

#### الأهداف

بعد إستكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:

- ✗ تعريف الإستقطاب والإستقطابية.
- ✗ حساب المجال الموضعى عند ثنائى القطب الكهربى في المادة نتيجة تطبيق مجال كهربى خارجى.
- ✗ الوقوف على المصادر المختلفة للإستقطاب وحساب الإستقطابية الكلية في المادة.
- ✗ تصنيف المواد العازلة طبقاً لثابت العزل الكهربى.
- ✗ تعيين ثابت العزل الكهربى المتردد.
- ✗ التعرف على خصائص المواد العازلة مثل معامل الفقد والإستقطابية المترددة.
- ✗ شرح منشأ خاصية الكهروحيديدية في المواد الصلبة وإعتمادها على درجة الحرارة.
- ✗ التعرف على فهم منشأ الظاهرة الكهروضغطية في المواد الصلبة وإستنتاج العلاقة التى تربط بين المعاملات الكهربية والمعاملات الميكانيكية في هذه الظاهرة.

## 3-1 مقدمة

يرجع الفضل في الكشف عن معظم الخصائص الفيزيائية للمواد الصلبة الى دراسة التركيب الإلكتروني وحركة للإلكترونات داخل المادة، فمثلاً، ينشأ التوصيل الكهربى في المعادن نتيجة الحركة شبه الحرة للإلكترونات، بينما ينشأ العزل الكهربى في بعض المواد نتيجة تقيد الإلكترونات وعدم حركتها. وقد لعبت نظرية حزم الطاقة الدور الكبير في التمييز بين المواد الصلبة من حيث التوصيل والعزل الكهربى حيث كشفت النقاب عن وجود فجوات الطاقة بين حزم التكافؤ وحزم التوصيل. في الباب السابق تبين أن فجوة الطاقة في المواد الموصلة تكاد أن تكون منعدمة ولذا تتحرك الإلكترونات في البلورة بحرية حاملة التيار الكهربى عند وجود مجال خارجى. وتكون فجوة الطاقة كبيرة جداً (بضع الكيلو فولت) في المواد العازلة، مما يمنع ويقيّد حركة الإلكترونات ولذا لا يتولد التيار الكهربى في مثل هذه المواد وتظهر خصائص العزل الكهربى. تعتبر دراسة خصائص العزل الكهربى للمواد الصلبة ذات أهمية كبيرة نظراً للعديد من التطبيقات التكنولوجية لمثل هذه المواد.

عند تطبيق مجال كهربى على المادة العازلة تتولد فيها ما يسمى بثنائيات القطب. ونظراً لأن ذرات المواد العازلة تتكون من نويات موجبة يحيط بها شحنات سالبة فإنه تنطبق مراكز الشحنات الموجبة والسالبة في كل جزء منها في غياب المجال الخارجى. وعند

تطبيق مجال كهربى ينزاح مركز الشحنة الموجبة عن مركز الشحنة السالبة وينشا ثنائى القطب نتيجة هذا الإستقطاب الكهربى فى الذرة أو فى المجاميع الذرية. فى الحقيقة تظهر بعض المواد العازلة وجود ثنائيات قطب حتى فى حالة عدم التأثير بمجال كهربى. فى هذه المواد يعاد ترتيب إتجاهات ثنائيات القطب عند التأثير بمجال كهربى أو عند رفع درجة الحرارة. تستخدم المواد العازلة بشكل شائع فى صناعة المكثفات الكهربائية والبطاريات الجافة فى هذا الباب سوف ندرس خصائص العزل الكهربى فى المواد الصلبة وذلك من خلال إستعراض بعض العلاقات العامة فى الكهربائية الساكنة ودراسة مصادر الانواع المختلفة للإستقطاب والعوامل المختلفة التى تؤثر فيه. ثم سنتطرق إلى دراسة الخصائص الكهربائية للمواد العازلة عند تطبيق مجالات مترددة وظاهرة الإسترخاء فى العوازل.

### 2-3 علاقات عامة فى الكهربائية الساكنة GENERAL CONCEPTS IN ELECTROSTATIC

فى هذا الفصل نستعرض بعض المفاهيم والعلاقات الأساسية فى الكهربائية الساكنة التى ترتبط بشكل أو بآخر بثابت العزل الكهربى، حيث أن هذا يفيد كثيراً عند دراسة خصائص العزل الكهربى للمواد الصلبة.

### 3-2-1 سعة المكثف CONDENSER CAPACITANCE

يتكون المكثف من صفيحتين متوازيتين يوجد بينهما مادة عازلة. تتناسب سعة

المكثف مع قيمة ثابت العزل الكهربى للمادة العازلة طبقاً للعلاقة،

$$C = \epsilon \frac{A}{d}, \quad 1-3$$

حيث  $\epsilon$  تمثل ثابت العزل الكهربى للمادة العازلة وتسمى أيضا بنفاذية الوسط العازل،  $A$  مساحة كل من الصفيحتين و  $d$  المسافة الفاصلة بينهما. يمكن كتابة ثابت العزل الكهربى على الصورة،  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ، حيث  $\epsilon_r$  ثابت العزل النسبى وتساوى واحد للفراغ و 12 للسيليكون و 80 للماء و  $\epsilon_0$  هو سماحية الفراغ وتساوى  $8.85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ . وهكذا يتضح من المعادلة السابقة أنه عند ثبات أبعاد المكثف فإن السعة تتناسب طردياً مع قيمة ثابت العزل الكهربى للوسط العازل. والهدف من زيادة سعة المكثفات هو تعظيم قدرتها على تخزين طاقة كهربية أكبر وقوة تحملها لفرق الجهد المطبق عليها مما يجعلها ذات قيمة في العديد من تطبيقات الضغط العالى والاتصالات. لذا تأتى أهمية البحث عن مواد جديدة ذات ثابت عزل معين.

### 3-2-2 عزم ثنائى القطب الكهربى ELECTRIC DIPOLE MOMENT

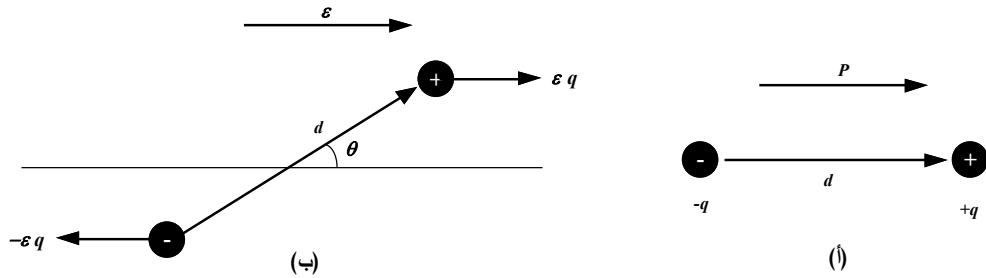
يتكون ثنائى القطب الكهربى من شحنتان متساويتان في المقدار ومختلفتان في

الإشارة،  $q$  و  $-q$ ، كما هو مبين في الشكل 1-3 (أ). يعرف عزم ثنائى القطب بالعلاقة،

$$\mathbf{P} = q \mathbf{d},$$

2-3

حيث  $d$  هو متجه المسافة بين الشحنتين.



الشكل 1-3 (أ) ثنائي قطب كهربى و (ب) الازدواج الناتج عن المجال الكهربى.

يولد ثنائى القطب مجالاً كهربياً يعطى على الصورة،

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

حيث  $\mathbf{p}$  هو متجه العزم و  $\mathbf{r}$  هو المتجه الذى يصل ثنائى القطب مع نقطة المجال عند افتراض أن نقطة المجال تكون بعيدة عن ثنائى القطب نفسه،  $r \gg d$ . في الذرات والجزيئات تتحقق هذه الحالة بشكل جيد حيث تكون  $d$  صغيرة جداً وفي حدود نصف القطر الذرى.

عند تطبيق مجال كهربى على ثنائى القطب فإنه يتفاعل مع المجال حيث يولد

المجال إزدواجاً، كما هو مبين بالشكل 1-3 (ب) ويعطى بالعلاقة،

$$\tau = \mathbf{p} \times \mathbf{E}, \quad 4-3$$

حيث  $E$  هو المجال المطبق. يكون مقدار الازدواج هو  $\tau = pE \sin(\theta)$ ، حيث  $\theta$  هى الزاوية بين اتجاه المجال واتجاه العزم. مما سبق نلاحظ أن الازدواج يميل إلى وضع ثنائى القطب في اتجاه المجال وهذا الميل يعتبر من الخصائص المهمة جداً.

توجد طريقة أخرى مكافئة للطريقة الأولى للتعبير عن تفاعل ثنائى القطب مع المجال وهى باستخدام طاقة الوضع الكهربى، والتي تعطى بالعلاقة،

$$V = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E} = -pE \cos(\theta). \quad 5-3$$

يتضح من المعادلة السابقة أن طاقة الوضع تعتمد على الزاوية  $\theta$ ، والتي تتغير قيمتها بين  $-pE$  (عندما يصطف ثنائى القطب في إتجاه المجال) و  $pE$  (عندما يكون ثنائى القطب عكس إتجاه المجال). وحيث أن الطاقة تكون أقل ما يمكن عندما يصطف ثنائى القطب في إتجاه المجال فإن هذا يكون محبباً وهذا يعنى أن ثنائى القطب يميل إلى الاصطفاف في إتجاه المجال. وتزداد درجة إصطفاف عزوم ثنائيات القطب في المادة العازلة بزيادة شدة المجال الكهربى الخارجى المسلط على المادة.

### 3-2-3 الإستقطاب POLARIZATION

يعرف الإستقطاب في المادة بأنه مقدار عزم ثنائى القطب لوحدة الحجم من المادة.

بفرض أن عدد الجزيئات في وحدة الحجم هو  $N$  وأن عزم كل جزئ هو  $p$  فإن إستقطاب

المادة يكتب على الصورة،

$$\mathbf{P} = N \mathbf{p}, \quad 6-3$$

حيث افترضنا أن كل العزوم الجزيئية تقع في نفس الإتجاه. عندما يستقطب الوسط فإن

الخصائص الكهرومغناطيسية للمادة تتغير ويمكن التعبير عن ذلك بالعلاقة،

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad 7-3$$

حيث  $\mathbf{E}$  هو المجال الكهربى في الوسط ويعرف المتجه  $\mathbf{D}$  بالإزاحة الكهربائية. يعتمد متجه

الإزاحة  $\mathbf{D}$  فقط على المصادر الخارجية التى تولد المجال الخارجى ولايتأثر كلية بإستقطاب

الوسط، وبالتالي فإن المجال الخارجى  $\mathbf{E}$ ، أى أن المجال الخارجى المطبق على المادة

العازلة يحقق العلاقة،

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}. \quad 8-3$$

من المعادلتين 7-3 و 8-3 نجد أن،

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{P}. \quad 9-3$$

تعرف هذه المعادلة بمجال ماكسويل وتبين تأثير الإستقطاب في تعديل المجال الناشئ داخل

الوسط، والذي يكون في صورة إختزال للمجال. تكتب المعادلة 7-3 عادة على الصورة

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}, \quad 10-3$$

حيث  $\epsilon_r$  هو ثابت العزل النسبى ويساوى  $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$  وهو يعبر عن خصائص الوسط.

يعتبر ثابت العزل من الخصائص الكهربائية والضوئية المهمة للمواد العازلة، حيث يتضمن ثابت العزل النسبى والذي يمكن بواسطته الحصول على معلومات عن الوسط العازل عند قياسه. ونظرة لندرة الحاجة إلى استعمال ثابت العزل الفعلى،  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ، فمن الآن وصاعداً سوف نشير إلى ثابت العزل النسبى  $\epsilon_r$  بثابت العزل.

يبين الشكل 2-3 طريقة بسيطة لقياس ثابت العزل الكهربى. يتم توصيل لوحى المكثف بمصدر جهد حيث يتم شحن لوحى المكثف. عندما لا يوجد عازل داخل المكثف فإن المجال الناشئ عن الشحنات يكون  $E_0$  ويتم تعينه بقياس فرق الجهد عبر المكثف،  $V_0$ ، باستخدام العلاقة،

$$E_0 = V_0 / L, \quad 11-3$$

حيث  $L$  المسافة بين اللوحين. عند وضع شريحة من مادة عازلة بين اللوحين فإن المجال  $E$  يولد إستقطاب للوسط، بمعنى أن ثنائيات القطب تصطف في إتجاه المجال، الذى بدوره يعدل قيمة المجال داخل المادة إلى قيمة جديدة  $E$ . يمكن حساب قيمة المجال الجديد عن طريق قياس فرق الجهد،  $V$ ، بواسطة فولتميتر واستخدام العلاقة،

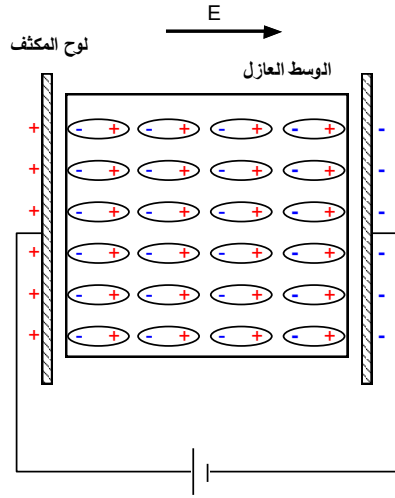
$$E = V / L. \quad 12-3$$

يعطى ثابت العزل الكهربى لمادة الشريحة بالعلاقة،

$$\epsilon_r = E_0 / E = V_0 / V. \quad 13-3$$



وهكذا، يمكننا أيضا تعيين ثابت العزل عن طريق قياس فرق الجهد عبر المكثف في غياب وفي وجود الوسط العازل وأخذ النسبة بينهما.



الشكل 3-2 طريقة قياس ثابت العزل، لاحظ كيف أن حزيئات الصلب مستقطبة.

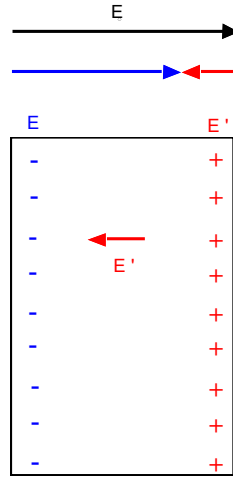
يبين الشكل 3-3 لماذا تقل شدة المجال داخل الوسط عند إستقطابه، وفيما يلي شرح لذلك. يولد تأثير الإستقطاب محصلة شحنات مستقطبة على سطحى الوسط العازل حيث تكون الشحنات الموجبة على السطح الأيمن والسالبة على الأيسر (حيث تلاشى ثنائيات القطب بعضها البعض). تولد هذه الشحنات مجال خاص بها يتجه إلى اليسار وبالتالي تعاكس المجال الخارجى  $E_0$ . عند إضافة هذا المجال إلى المجال الخارجى نحصل على محصلة مجال  $E$ . يمكن استنتاج أن ثابت العزل للوسط يكون في معظم الأحيان أكبر من الوحدة.

يمكن أيضا قياس ثابت العزل بطريقة أخرى عن طريق مقارنة سعة المكثف  $C_0$  وهو

خالى من الوسط العازل وسعته  $C_m$  وبداخله الوسط العازل حيث نحصل على،

$$\varepsilon = C_m / C_0.$$

14-3



الشكل 3-3 يشحن المجال  $E'$  الناتج عن إستقطاب الشحنات الموجودة على الاسطح تعاكس المجال الخارجى  $E$  ويكون المجال المحصل  $E$ .

يستخدم في قياس ثابت العزل دائرة رنين ( $LC$ ) كالمبينة بالشكل 3-4، حيث  $C_s$

مكثف متغير عيارى و  $C$  هي سعة المكثف الذي يمكن أن توضع العينة بين لوحيه. في

حالة عدم وجود الوسط العازل بين لوحى المكثف  $C_0$  يتم تغيير سعة المكثف  $C_s$  حتى

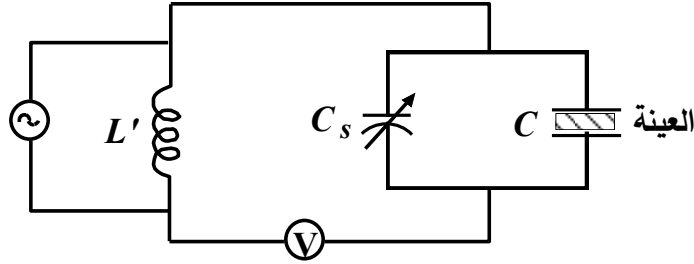
الحصول على رنين (وهو الحالة التى تتساوى فيها المفاعلة الحثية مع الممانعة السعوية

وعندها يكون تردد الرنين هو  $\omega_0 = \sqrt{(C_s + C)L'}$  يتم التعويض بقيم التردد والسعة العيارية

والحث الذاتى للملف في العلاقة السابقة يمكن حساب  $C_0$ . تكرر الخطوات السابقة في حالة

وجود الوسط العازل بين لوحى المكثف وبالتالي يمكن بالمثل تعيين  $C_m$ . يمكن حساب ثابت

العزل باستخدام العلاقة السابقة.



$$\omega_0 = \sqrt{(C_s + C)L'}$$

الشكل 3-4 تعيين ثابت العزل الكهربى بواسطة دائرة رنين.

### 3-2-4 قانون كولوم والمجال الكهربى

تعرف شدة المجال الكهروستاتيكى،  $E$  الناتج عن شحنة  $q$  عند نقطة ما بالقوة التى تؤثر على وحدة الشحنات الموجبة الموضوعة عند هذه النقطة، حيث

$$F = q \mathbf{E}$$

$$\mathbf{E} = \frac{F}{q}.$$

15-3

وينص قانون كولوم بأن القوة المتبادلة بين شحنتين نقطيتين،  $q_1$  و  $q_2$  تفصلهما مسافة  $d$

هى،

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{d^2},$$

16-3

حيث  $\epsilon_0$  تعبر عن نفاذية الفراغ.

من العلاقتين 15-3 و 16-3 تكون شدة المجال في الفراغ على مسافة  $d$  من

الشحنة  $q$  على الصورة،

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{d^2} . \quad 17-3$$

### 3-3 الاستقطاب والاستقطابية POLARIZATION AND POLARIZABILITY

كما ذكرنا من قبل، فإن درجة إصطفاف عزوم ثنائيات القطب في المادة العازلة تزداد بزيادة شدة المجال الكهربى الخارجى المسلط على المادة. لذلك، فمن المناسب إفتراض أن عزم الجزئ يتناسب مع شدة المجال الكهربى، أى أن

$$\mu = \alpha E , \quad 18-3$$

حيث يعرف ثابت التناسب  $\alpha$  بالإستقطابية الجزيئية. فإذا كان عدد الجزيئات في وحدة الحجوم (التركيز) هو  $N$ ، وكان  $\mu$  هو عزم كل جزئ فإن الإستقطاب (محصلة عزوم ثنائيات القطب) لوحدة الحجوم يكون على الصورة،

$$\mathbf{p} = N \mu .$$

أى أن

$$\mathbf{p} = N \alpha E . \quad 19-3$$

وحيث أن  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{p}$  وبالتعويض عن  $p$

من المعادلة 19-3 نحصل على،

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + N \alpha \epsilon_0 \mathbf{E} . \quad 20-3$$

بالتعويض بهذه المعادلة في المعادلة 3-1 نحصل على،

$$\varepsilon_r = \left(1 + \frac{N\alpha}{\varepsilon_0}\right). \quad 21-3$$

تشير المعادلة 3-19 إلى نتيجة مهمة وهي إمكانية الربط بين كمية قابلة للقياس،

$\varepsilon_r$ ، وكمية جزيئية غير قابلة للقياس أو الحساب المباشر وهي الاستقطابية الجزيئية،  $\alpha$ .

كما تبين المعادلة أيضا في حالة كون  $\alpha=0$  فإن  $\varepsilon_r=1$  وهي قيمة النفاذية النسبية للفراغ

وبالتالى لا يمكن أن يحدث إستقطاب بدون وجود وسط عازل.

تعرف القابلية الكهربائية  $\chi$  للوسط بالعلاقة الآتية،

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}. \quad 3-22$$

وهذه العلاقة تربط بين الإستقطاب والمجال. بمقارنة هذه المعادلة مع 3-19 نجد أن القابلية

الكهربية ترتبط مع الإستقطابية على الصورة الآتية،

$$\chi = \frac{N\alpha}{\varepsilon_0}, \quad 23-3$$

وبالتالى يمكن إعادة كتابة ثابت العزل النسبى (3-21) على الصورة،

$$\varepsilon_r = 1 + \chi. \quad 24-3$$

وهذه المعادلة تبين أن قيمة إختلاف ثابت العزل النسبى عن الواحد الصحيح (القيمة في

حالة الفراغ) ما هو إلا القابلية الكهربائية، بمعنى أن قيمة ثابت العزل النسبى تساوى المجموع

الجبرى لقيمة ثابت العزل للفراغ وقيمة القابلية الكهربائية.

عند التعويض عن  $N = \frac{\rho N_A}{M}$  (حيث  $\rho$  كثافة المادة و  $N_A$  عدد افوجادرو و  $M$

الكتلة الجزيئية) في المعادلة 21-3 نحصل على التعبير الرياضى الذي يصف ثابت العزل النسبى ويكون على الصورة،

$$\varepsilon_r = 1 + \left( \frac{\rho N_A}{M \varepsilon_0} \right) \alpha . \quad 25-3$$

بالرغم من أن هذه المعادلة تبين أن  $\varepsilon_r$  تتناسب خطياً مع كثافة المادة إلا أن هذا السلوك لا يصح إلا في حالة الغازات فقط، كما تبين النتائج العملية. وحيث أن كثافة الغازات تتغير على مدى واسع فإن المعادلة السابقة لاتصلح لحساب  $\varepsilon_r$  في حالة المواد الصلبة أو السائلة ذات الكثافات العالية.

يعود الاختلاف بين النتائج العملية المقاسة لثابت العزل وتلك المحسوبة من المعادلة السابقة أساساً إلى المجال الكهربى المؤثر على الجزيئات (في المعادلة 3-19) للمواد الصلبة لا يكون بالضرورة  $E$  دائماً. وبالتالي يجب أن نبحث عن شكل آخر للمجال المستقطب يختلف عن المعادلة 3-19 وسوف نستبدل هذا المجال بمجال آخر يسمى المجال الموضعي  $E_{loc}$  ويسمى أيضاً المجال المستقطب ويكون،

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_{loc} . \quad 26-3$$

### 3-4 المجال الموضعى LOCAL FIELD

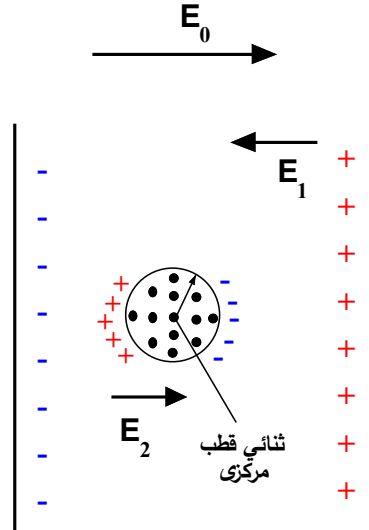
المجال الموضعى  $E_{loc}$  هو صورة أكثر دقة للمجال المؤثر على جزيئات المواد الصلبة ويختلف عن المجال  $E$ . لتقدير المجال الموضعى يجب أولاً حساب المجال الكلى الذى يؤثر على ثنائى قطب معين وهذا المجال لا يكون عبارة عن المجال الناتج عن المجال الخارجى المسلط فقط ولكن عن المجالات الناتجة عن كل ثنائيات القطب الأخرى المجاورة الموجودة في النظام. تم تقدير المجال الموضعى بواسطة العالم لورنتز (Lorentz) على النحو التالى.

أقترح لورنتز أن حجم صغر على شكل كرة قد ازيل من المادة العازلة ( ذات تركيب بلورى مكعبى) وترك خلفه فجوة كروية لها نصف قطر  $R$  يكون كبير بالنسبة لقطر ثنائى القطر (الذرة)، بحيث هيكل ثنائيات القطب الموجودة خارج هذه الفجوة يمكن أن تعتبر وسط متصل، كما هو مبين بالشكل 3-5. يكون المجال الموضعى الذى يؤثر على ثنائى القطب الموجود عند مركز الفجوة عبارة عن المجموع الجبرى لأربعة مجالات على النحو التالى،

$$E_{loc} = E_0 + E_1 + E_2 + E_3, \quad 27-3$$

حيث  $E_0$  يمثل المجال الخارجى و  $E_1$  يمثل المجال العائد إلى الشحنات الواقعة على السطح الخارجى للمعينة ويسمى مجال إزالة الإستقطاب. المجال  $E_2$  يمثل المجال الناتج عن

شحنات الإستقطاب الواقعة على سطح فجوة لورنتز ويسمى هذا المجال مجال لورنتز. المجال  $E_3$  يمثل المجال الناتج عن ثنائيات القطب الأخرى ويسمى مجال ثنائيات القطب.



الشكل 3-5 مخطط يبين طريقة حساب المجال الموضعى عن طريق إزالة كرة من داخل المادة.

لاحظ أنه لم يؤخذ في الاعتبار جزء من الوسط بين الكرة والسطح الخارجى لان هذا الجزء ليس له تأثير حيث أن شحنات الإستقطاب في هذا الحجم تلاشى تأثير بعضها البعض، وبالتالي فإن محصلة الشحنة في هذا الحجم تكون صفراً. الآن سوف نقدر كل من المجالات المختلفة السابق ذكرها بشئ من التفصيل.

#### أولاً: مجال إزالة الإستقطاب DEPOLARIZATION FIELD

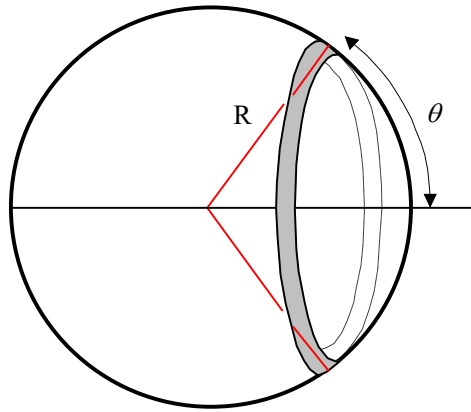
ينتج مجال إزالة الاستقطاب،  $E_1$  عن الشحنات الواقعة على السطح الخارجى للمعينة وهذا المجال يعاكس المجال الخارجى و تعتمد قيمته على الشكل الهندسى للسطح



الخارجى. يمكن كتابة هذا المجال في حالة شريحة لانهائية (من أجل التبسيط) على الصورة،

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{P}. \quad 28-3$$

وحالة الشريحة اللانهائية هي حالة خاصة وذلك من أجل التبسيط ويمكن حساب المجال في حالة الاشكال الهندسية الأخرى باستخدام قانون جاوس.



الشكل 3-6 طريقة حساب المجال  $\mathbf{E}_2$  والذي ينتج عن شحنات الاستقطاب على سطح كرة لورنتز.

### ثانياً: مجال لورنتز LORENTZ FIELD

ينتج مجال لورنتز،  $\mathbf{E}_2$ ، عن شحنات الإستقطاب الواقعة على سطح فجوة لورنتز. وحيث أن نصف قطر فجوة لورنتز كبير إنه يمكن اعتبار أن شحنات الإستقطاب الواقعة على سطح الفجوة تتوزع بشكل منتظم وتكون كثافة الشحنة هي  $P \cos \theta$ . طبقاً لقانون كولوم،

يكون المجال الناتج عن الشحنة الموضوعة عند مركز الكرة على الصورة،

$$E_2 = \int_0^\pi \left( -\frac{P \cos \theta}{4\pi \epsilon_0 R^2} \right) \cos \theta (2\pi R^2 \sin \theta d\theta). \quad 29-3$$

العامل  $\cos \theta$  ظهر في المعادلة السابقة وذلك لإننا نحسب فقط مركبة المجال على

امتداد إتجاه  $P$  حيث أن المركبات الأخرى تتلاشى نتيجة التماثل، والعامل  $2\pi R^2 \sin \theta d\theta$

هو عنصر المساحة على سطح الكرة، كما يبين الشكل 3-6. بإجراء التكامل السابق نحصل

على مجال لورنتز على الصورة،

$$E_2 = \frac{1}{3\epsilon_0} P. \quad 30-3$$

ويكون مجال لورنتز في نفس إتجاه المجال الخارجى.

### ثالثاً: مجال ثنائيات القطب DIPOLAR FIELD

ينتج مجال ثنائيات القطب،  $E_3$ ، عن تأثير كل ثنائيات القطب الأخرى في الفجوة.

يمكن تقدير هذا المجال عن طريق مجموع مجالات ثنائيات القطب الأخرى بإستخدام

المعادلة 3-3. تعتمد النتيجة على شكل التركيب البلورة للعينة، ولكن في حالة البناء

التركيبى المكعبى نجد أن المجموع يتلاشى، وبالتالي،

$$E_3 = 0. \quad 31-3$$

في حالات البناء التركيبى الأخرى ربما لا يتلاشى المجموع ويكون لهذا المجال قيمة

لا تساوى الصفر.

الآن، بالتعويض بكل المجالات المختلفة السابقة في المعادلة 3-27 نحصل على صيغة للمجال الموضعى على الصورة،

$$\mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E}_0 - \frac{2}{3\epsilon_0} \mathbf{P}. \quad 32-3$$

وهذه المعادلة تعطى المجال المُستقطب بدلالة كل من المجال الخارجى و الإستقطاب، كما يعرف المجال  $\mathbf{E}_{loc}$  بمجال لورنتز الموضعي.

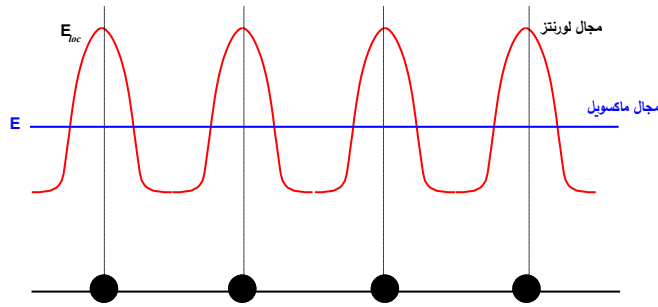
بمقارنة قيمة المجال الموضعى في المعادلة السابقة مع المجال الذى حصلنا عليه من قبل (المعادلة 3-9) نكتشف أن،

$$\mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \mathbf{P}, \quad 3-33$$

وتبين المعادلة السابقة أن مجال لورنتز الموضعي،  $\mathbf{E}_{loc}$ ، يختلف عن مجال ماكسويل،  $\mathbf{E}$ ، كما توقعنا من قبل، نجد أن المجال الموضعى أكبر من مجال ماكسويل المحسوب سابقاً، مما يبين أن إستقطاب الجزيئات يكون بشكل أكثر فعالية في معالجة لورنتز.

يرج السبب في الفرق بين قيمة مجال ماكسويل وقيمة مجال لورنتز إلى أن مجال ماكسويل،  $\mathbf{E}$ ، هو كمية منظورة (ماكروسكوبية macroscopic)، أي يمكن اعتبار أنه قيمة

متوسطة للمجال مأخوذة لعدد كبير من الجزيئات، كما هو مبين في الشكل 3-7، وبالتالي يكون المجال مقدار ثابت على إمتداد كل الوسط العازل. على الجانب الآخر، يكون مجال لورنتز،  $E_{loc}$ ، كمية غير منظورة (مايكروسكوبية microscopic) غير ثابتة وتتموج بسرعة خلال الوسط العازل، حيث يبين الشكل 3-7 أن المجال الموضعى يكون كبير نسبياً عند مكان الجزيء نفسه ويقل كلما ابتعدنا عن الجزيء.



الشكل 3-7 الفرق بين مجال ماكسويل ومجال لورنتز. الدوائر تمثل الجزيئات.

الآن نحسب ثابت العزل الكهربى. طبقاً للمعادلتين 3-19 و 3-26 يمكن الحصول

على الإستقطاب على الصورة،

$$P = N\alpha E_{loc} \quad (3-34)$$

بالتعويض عن المجال الموضعى في المعادلة السابقة من المعادلة 3-33 ينتج أن،

$$\mathbf{P} = \left( \frac{N\alpha}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}} \right) \mathbf{E} \quad (3-35)$$

وهكذا، نلاحظ أن هذه المعادلة تبطل العلاقة السابقة (3-19)، كما نلاحظ أنه عندما يكون

المقام أقل من الواحد الصحيح يشارك في تحسين الإستقطاب. ينتج التحسين عن التصحيح الذى أدخل على المجال الموضعى. عند التعويض بالمعادلة الأخيرة في 3-19 و 3-20 نحصل على التعبير الذى نبحث عنه لثابت العزل النسبى على الصورة،

$$\epsilon_r = \frac{1 + \frac{2}{3\epsilon_0} N\alpha}{1 - \frac{1}{3\epsilon_0} N\alpha}. \quad 36-3$$

وهذه المعادلة عبارة عن تعميم للمعادلة 3-21 عندما يؤخذ تصحيح المجال الموضعى في الاعتبار.

كثيراً ما تكتب المعادلة 3-33 على الصورة،

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}. \quad 37-3$$

وتعرف هذه المعادلة بعلاقة كلازيوس-موزوتى (Clausius-Mosotti)، والتي يمكن أيضاً أن تكتب على الصورة،

$$\frac{M}{\rho} \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right) = \frac{N_A \alpha}{3\epsilon_0}. \quad 38-3$$

من هذه المعادلة يتبين أنه يمكن تعيين الإستقطابية،  $\alpha$ ، بواسطة كميات قابلة للقياس مثل،  $M$ ،  $\rho$  و  $\epsilon_r$ .

### 3-5 مصادر وأنواع الإستقطابية SOURCES AND TYPES OF POLARIZABILITY

عند تطبيق مجال كهربى على المادة تتولد فيها إستقطابية ويعتمد نوع هذه الإستقطابية المتولدة على حالة المادة ونوعها وتركيبها البنائى. توجد ثلاثة أنواع أساسية من الإستقطابية هى:- الإستقطابية الإلكترونية (electronic polarizability)، الإستقطابية الأيونية (dipolar polarizability)، الإتجاهية (directional polarizability) وبالتالى تكون الإستقطابية الكلية هى المجموع الجبرى للأنواع الثلاثة، كما يلى،

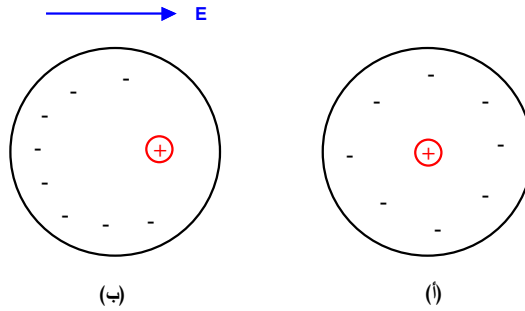
$$\alpha = \alpha_e + \alpha_i + \alpha_d, \quad 39-3$$

حيث  $\alpha_e$ ،  $\alpha_i$ ،  $\alpha_d$  هى الإستقطابية الإلكترونية والاستقطابية الأيونية والاستقطابية الاتجاهية على الترتيب. بالإضافة إلى الأنواع السابقة يوجد نوع آخر من الإستقطابية يسمى الإستقطابية المصطنعة وهذا النوع يصاحب المواد البلورية التى يوجد بها عيوب تركيبية مثل الذرات الشائبة أو الفراغات أو الفقاعات الهوائية فى السوائل أو عدم التجانس فى المادة.

يرجع منشأ جميع أنواع الإستقطابية إلى تولد إزاحة بين مراكز الشحنات الموجبة والشحنات السالبة فى المادة عند تطبيق مجال كهربى وتكون ثنائيات القطب. سندرس فيما يلى مصادر وخصائص هذه الأنواع المختلفة من الإستقطابية.

### 1-5-3 الإستقطابية الإلكترونية ELECTRONIC POLARIZABILTY

كما نعلم، يحدث الإستقطاب الكهربى في الذرة المنفردة كما يحدث في الجزيء. في الذرة يتولد الإستقطاب عند تطبيق مجال كهربى خارجى على الذرة ويؤدى هذا إلى إزاحة مركز الشحنة الموجبة (نواة الذرة) عن مركز الشحنة السالبة (الإلكترونات) وبالتالي يحدث إستقطاب ذاتى للذرة أو للجزيء ويتحول إلى ثنائى قطب. ويكون لثنائى القطب عزماً كهربياً يساوى حاصل ضرب الشحنة في الازاحة ويكون إتجاهه من الشحنة السالبة إلى الشحنة الموجبة يسمى هذا النوع من الإستقطاب بالإستقطابية الإلكترونية ( electronic polarization) أو الإستقطابية الذاتية. يوضح الشكل 3-8 هذا المفهوم.



الشكل 3-8 توزيع الشحنات في الذرة. (أ) ذرة غير مستقطبة، و (ب) ذرة مستقطبة بفعل المجال الكهربى.

يمكن فهم الإستقطابية الإلكترونية على أنها تكون إجهاد داخل الذرة عند تطبيق مجال كهربى. ولتبسيط المعالجة الرياضية التي تصف هذه الإستقطابية، سوف تعتبر نموذج

بوهر للذرة ونفترض أن الذرات متباعدة بالشكل الذي معه ينعلم التفاعل بين ثنائيات القطب الموجود في الجوار، كما في حالة الغازات. في ذرة بوهر، تتكون النواة المتعادلة من نواة تحتوي على  $Z$  من البروتونات الموجبة ويدور حول النواة نفس العدد من الإلكترونات السالبة الشحنة. ونظراً لكبر نصف قطر الذرة مقارنة مع نصف قطر النواة يمكن تخيل الذرة كما لو كانت كرة كبيرة ذات نصف قطر  $R$  وعند مركزها توجد شحنة موجبة  $+Ze$  (النواة) وتدور حولها شحنة سالبة  $-Ze$  موزعة بانتظام خارج النواة وداخل حجم الكرة، كما هو مبين بالشكل 3-9. يمكن التعبير عن الكثافة الحجمية للشحنة الإلكترونية  $\rho$  بالعلاقة،

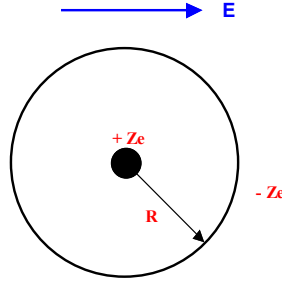
$$\rho = -\frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} . \quad 40-3$$

بفرض أن الذرة لا تملك الكترونات حرة قادرة على الانفلات عند تطبيق مجال كهربى على الذرة، فإن المجال يؤثر على كل من النواة والإلكترونات بقوتين متعاكستين. ينتج عن هاتين القوتين إزاحة النواة في اتجاه المجال والإلكترونات في الاتجاه المعاكس وينتج عن ذلك إستقطاب الذرة ويتولد ثنائي قطب مستحث له عزم يعطى بالعلاقة،

$$\mu_e = \alpha_e E \quad 41-3$$

حيث  $\alpha_e$  تمثل الإستقطابية الإلكترونية.





الشكل 3-9 مخطط لذرة بوهر

ولإلقاء مزيد من الضوء على الإستقطابية الإلكترونية،  $\alpha_e$ ، نفترض أن للنواة  $(+Ze)$  والشحنة السالبة هي  $-\rho\left(\frac{4}{3}\pi\right)R^3$  وأن الإزاحة النسبية بين الشحنتين نتيجة فعل الإستقطاب هي  $d$ ، كما هو موضح بالشكل 3-10. تكون الشحنة السالبة واقعة داخل كرة نصف قطرها  $d$ . يؤثر المجال الكهربى على الشحنة السالبة بقوة مقدارها  $F_E = Ze \cdot E$ ، كما تؤثر النواة على الشحنة السالبة بقوة كولومية مقدارها،

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2 d}{R^2}.$$

عند الاتزان تتساوى القوى وتكون  $F_e = F_E$ ، وبالتالي نحصل على،

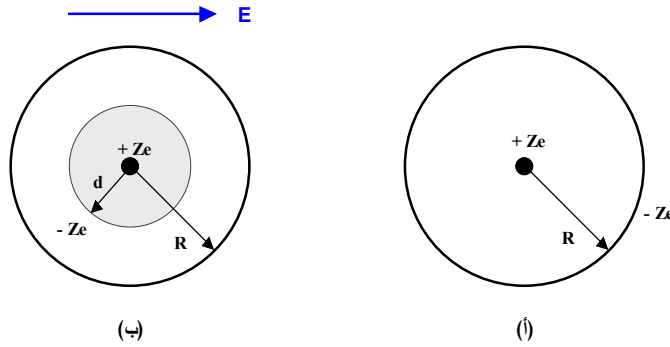
$$d = \frac{4\pi\epsilon_0 E R^3}{Ze}. \quad 42-3$$

وحيث أن عزم ثنائي القطب الأول هو  $\mu_e = \alpha_e E = Zed$  فإنه يمكن كتابة الإستقطابية

الإلكترونية على الصورة،

$$\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 R^3. \quad 43-3$$

من هذه العلاقة نلاحظ أن الإستقطابية الإلكترونية تعتمد فقط على حجم الذرة وتكون في حدود  $10^{-24} \text{ cm}^3$  عندما يكون نصف قطر الذرة  $10^{-8} \text{ cm}$ .

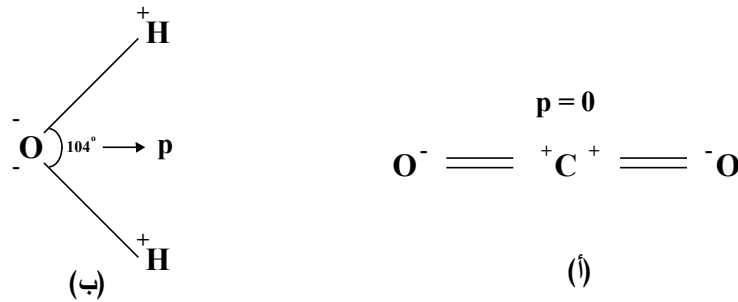


الشكل 3-9 مخطط يوضح الإستقطاب الإلكتروني. (أ) الذرة في غياب المجال الكهربى، (ب) الذرة في وجود المجال الكهربى.

### 2-5-3 الإستقطابية الأيونية IONIC POLARIZABILITY

تنشأ الإستقطابية الأيونية من إزاحة الأيونات ذات الشحنات المختلفة وتكون ثنائيات القطب تحت تأثير مجال كهربى خارجى، هذا بالإضافة إلى التشوه الناشئ للأغلفة الإلكترونية للأيونات كنتيجة للحركة النسبية للأيونات. ففي المواد التي تتكون من جزيئات، يحدث داخل الجزيء إزاحة للشحنات مكوناً ثنائى قطب. يتوقف عزم ثنائى القطب على هندسة التركيب الجزيئ للمادة. في هذا المقام، توجد جزيئات ذات تماثل في التركيب مثل جزيئ ثانى اكسيد الكربون،  $\text{CO}_2$ ، 3-10 (أ). في هذه الحالة ونظراً للتماثل فإن عزم ثنائى القطب يتلاشى في الجزيئ. كما توجد جزيئات تملك عزم كهربى دائم حتى في غياب المجال

الكهربى مثل جزئ الماء،  $H_2O$ ، ويكون عزم الجزئ يساوى  $1.9 \times 10^{-18}$  كولوم.سم وذلك نتيجة لتركيبه الهندسي وعدم تطابق مركز الشحنات الموجبة مع مركز الشحنة السالبة في الجزئ، كما يبين الشكل 10-3 (ب). تسمى مثل هذه الجزئيات بجزئيات ثنائية القطب (dipolar molecules). في المواد التى تتكون من مثل هذه الجزئيات نجد أن محصلة العزوم ربما تساوى الصفر نظراً للتوجيه العشوائى لثنائيات القطب المختلفة والذي ينتج عنه أن تلاشى الثنائيات عزوم بعضها البعض عند غياب المجال الكهربى الخارجى. يسمى هذا النوع بالإستقطابية ثنائية القطب (dipolar polarizability).



الشكل 10-3 تركيب بعض الجزئيات (أ) جزئ  $CO_2$ ، (ب) جزئ  $H_2O$ .

عند التأثير على جزئ الماء بمجال كهربى تنتج إزاحة نسبية،  $d$ ، لمراكز الايونات عن بعضها البعض. وبفرض أن الشحنة هى  $q$  فإن عزم ثنائى القطب يكون  $p = qd$ .

ولمزيد من الفهم للاستقطابية في جزئيات المادة، نعتبر حالة المركب الأيونى النموذجي كلوريد الصوديوم،  $NaCl$ . في هذا المركب، يمتلك الصوديوم 11 الكتروناً حول

النواة في حين يمتلك الكلور 17 الكترونا حول النواة. وبالتالي فإن المدار الأكثر بعداً في ذرة الصوديوم يحتوي على الكترون واحد يقضى معظم وقته بالقرب من نواة الكلور مسبباً بذلك أن يصبح الصوديوم موجباً والكلور سالباً. وبما أن الرابطة بين أيون الصوديوم وأيون الكلور هى رابطة أيونية في طبيعتها، فإنه حتى في غياب المجال الكهربى يوجد في جزئ كلوريد الصوديوم ثنائى قطب دائم ذو عزم يساوى حاصل ضرب الشحنة في المسافة الفاصلة بين الأيونين ( $p = qx$ )، كما هو مبين بالشكل 11-3(أ).

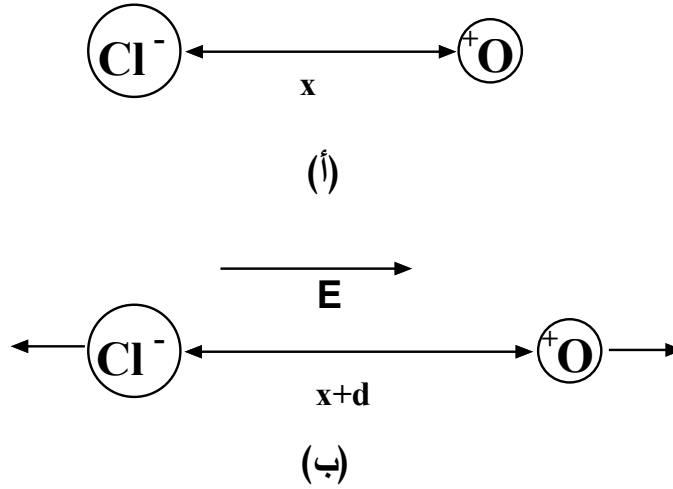
عند تطبيق مجال كهربى على جزئ كلوريد الصوديوم فإن الأيون الموجب يزاح في اتجاه المجال والأيون السالب يزاح عكس ذلك وينتج عن ذلك زيادة (تمدد) في طول الرابطة الايونية مقدارة  $d$ ، الشكل 11-3(ب). يسمى هذا النوع من الإستقطابية بالإستقطابية الأيونية (ionic polarizability).

يسبب هذا التمدد ظهور أستقطابية إضافية في الجزئ. يمكن التعبير عن العزم

الثنائى المستقطب ( $\mu_i$ ) الناتج عن الازاحة المرنة للأيونات داخل الجزئ كالتالى،

$$\mu_i = \alpha_i E,$$

44-3



الشكل 3-11 جزئ كلوريد الصوديوم (أ) في غياب المجال و (ب) في وجود المجال.

حيث  $\alpha_i$  تمثل الإستقطابية الأيونية، ويمكن التعبير عنها بالعلاقة،

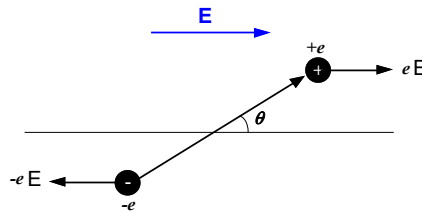
$$\alpha_i = \frac{\mu_i}{E} = \frac{e^2}{\omega^2} \left( \frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) = \frac{e^2}{m^* \omega^2}, \quad 45-3$$

حيث  $m^*$  هى الكتلة الفعالة لزوج الايونات المكون لثنائى القطب و  $\omega$  هو تردد المجال المستخدم و وجد أن  $\alpha_i$  وتكون ثابتة عند الترددات المنخفضة.

### 3-5-3 إستقطابية ثنائيات القطب (القطبية) DIPOLAR POLARIZABILITY

يحدث هذا النوع من الإستقطابية في المواد التى تكون فيها جزيئات المادة حرة الحركة ولكل منها عزم ثنائى دائم كما في حالة الغازات والسوائل. في حالة غياب المجال الخارجة فإن محصلة عزوم الجزيئات تلاشى بعضها البعض بشبب تجانس التوزيع

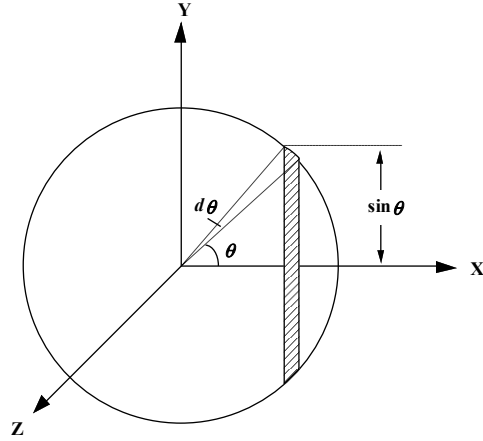
والعشوائية. بفرض انعدام التأثير المتبادل بين الجزيئات وأن عدد الجزيئات قيد الفحص كبير فإن تطبيق مجال كهربى مستمر على المادة يؤدي إلى تغيير إتجاه عزوم الجزيئات المختلفة وظهور إستقطابية. ونظراً لميل ثنائيات القطب للإصطفاف في إتجاه المجال المطبق تسمى هذه الإستقطابية إستقطاب ثنائيات القطب أو الإستقطابية الإتجاهية ( Directional polarizability أو Dipolar polarization). يوضح الشكل 3-12 المفهوم السابق.



الشكل 3-12 العزم الزاوى لثنائى القطب الناتج عند تطبيق مجال كهربى.

للحصول على تعبير رياضى يصف الإستقطابية الإتجاهية لافتراض ديباى حالة غاز يحتوى على عدد كبير من الجزيئات وكل جزئ له عزم ثنائى دائم  $\mu_d$ . عند حالة غياب المجال الخارجة فإن محصلة عزوم الجزيئات ثنائية القطب تساوى صفر. عند تطبيق مجال كهربى مستمر فإن المجال يمارس قوس تجعل ثنائيات القطب تصطف في إتجاه المجال. ونظراً لحرية جزيئات المادة فإن ثنائيات القطب تهتز وخاصة عند درجة الحرارة العالية ويتغير معدل حركتها في إتجاه المجال المطبق. لتعيين ذلك نفترض أن ثنائى القطب يمتلك حرية دوران. وطبقا لميكانيكا الكم، فإن احتمالية أن يصنع ثنائى القطب زاوية مع المجال

تقع بين  $\theta$  و  $\theta + d\theta$  تتناسب مع المقدار  $2\pi \sin \theta d\theta \{(\mu \epsilon \cos \theta) / k_B T\}$ ، حيث  $2\pi \sin \theta d\theta$  الزاوية المجسمة بين  $\theta$  و  $\theta + d\theta$ ، كما هو مبين بالشكل 3-13.



الشكل 3-13 هندسة الزاوية بين ثنائى القطب والمجال المؤثر.

وبما أن الطاقة الكامنة لثنائى القطب يصنع زاوية  $\theta$  مع المجال فإن،

$$-\mu_d \cdot E = -\mu_d E \cos \theta. \quad 46-3$$

لذلك، فإن معدل القيمة لمركبة عزم ثنائى القطب في إتجاه المجال تعطى بالعلاقة،

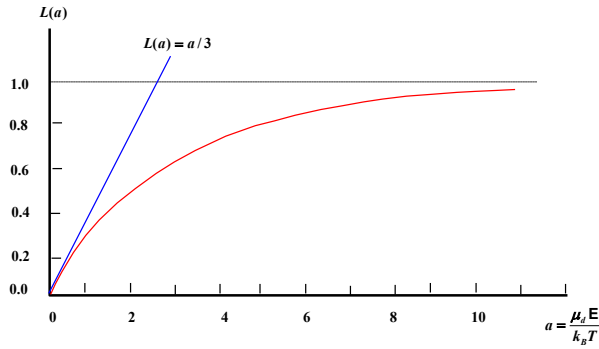
$$\mu_d \langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^\pi \mu_d \cos \theta \sin \theta d\theta e^{\mu_d E \cos \theta / K_B T}}{\int_0^\pi \sin \theta d\theta e^{\mu_d E \cos \theta / K_B T}}. \quad 47-3$$

يمكن حساب التكامل السابق بفرض أن:  $x = \frac{\mu_d E}{k_B T} \cos \theta$  و  $a = \frac{\mu_d E}{k_B T}$  وبعد التبسيط نحصل

على،

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_{-a}^{+a} x e^x dx}{\int_{-a}^{+a} e^x dx} = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} = L(a), \quad 48-3$$

حيث تسمى الدالة  $L(a)$  بدالة لنجيفين (Langevin function).



الشكل 14-3 إعتماـد الدالة  $L(a)$  على المقدار  $a$ .

يبين الشكل 14-3 إعتماـد الدالة  $L(a)$  على المقدار  $a$ . يتضح من الشكل أن الدالة

تصل إلى حالة الثبات ( $L(a)=1$ ) عندما تكون  $a$  كبيرة جداً وهذا يقابل شدة مجال كبيرة جداً وعندها يحدث الاصطفاف الكامل لثنائيات القطب في إتجاه المجال. عند قيم  $a$  صغيرة

ودرجة حرارة غير مرتفعة ( $\mu_d E \ll k_B T$ ) تكون  $L(a) = a/3$ ، وبذلك فإن،

$$\mu_d \langle \cos \theta \rangle = \frac{\mu_d^2}{3k_B T} E. \quad 49-3$$

وحيث أن  $p_d = \mu_d N$ ، نحصل على،

$$p_d = \frac{N \mu_d^2}{3k_B T} E. \quad 50-3$$

يتضح من هذه المعادلة أن الإستقطاب الإتجاهى يتناسب طردياً مع شدة المجال المطبق



وعكسياً مع مربع عزم ثنائى القطب الدائم. وحيث أن  $p = N\alpha E$  فإنه يمكن التعبير عن الإستقطابية الإتجاهية على الصورة،

$$\alpha_d = \frac{\mu_d^2}{3k_B T}, \quad 51-3$$

حيث يقاس عزم ثنائى القطب بوحدات الديباى ( $1 \text{ D} = 3.33 \times 10^{-30} \text{ coulomb}$ ). وأخيراً، يمكن التعبير عن الإستقطابية الكلية بالمجموع الجبرى للأنواع الثلاثة للاستقطابية وذلك بالتعويض عن القيم الثلاثة في المعادلة 3-39.

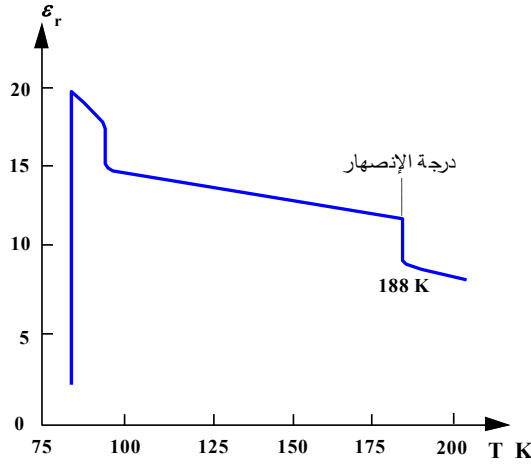
### 3-6 تصنيف المواد الصلبة والسائلة طبقاً لثابت العزل

#### 3-6-1 مواد قطبية POLAR MATERIALS

تتكون هذه المواد من جزيئات لها عزم ثنائى قطب دائم وتكون محصلة العزوم صفراً في غياب المجال الكهربى المطبق. عند تطبيق المجال الكهربى فإن درجة إستجابة ثنائيات القطب للاصطفاف في إتجاه المجال تعتمد على نوع المادة، حيث تبدى المواد السائلة والغازية إستجابة أكبر منها في حالة المواد الصلبة.

يتغير ثابت العزل الكهربى مع تغير درجة الحرارة. يبين الشكل 3-15 إعتماد ثابت العزل لكبريتيد الهيدروجين على درجة الحرارة. من الشكل يتبين أنه عند تبريد مصهور كبريتيد

الهيدروجين يستمر ثابت العزل في الزيادة حتى درجة 103 K يقل ثابت العزل بشكل فجائي نظراً مما يدل على أن الجزيئات تجمدت في أماكنها. على الجانب الآخر عند رفع الحرارة إلى الحد الذي يتحول عنده كبريتيد الهيدروجين من الصلب إلى السائل فإن ثابت العزل يتناقص نظراً لحرية التحرك التي تكتسبها الجزيئات مع إرتفاع درجة الحرارة.



الشكل 3-15 إعتماـد ثابت العزل لكبريتيد الهيدروجين على درجة الحرارة.

### 3-6-2 مواد أيونية غير قطبية IONIC- NONPOLAR MATERIALS

في المواد الأيونية التي تتضمن أكثر من نوع من الذرات مثل كلوريد الصوديوم والتي لا تحتوي على ثنائيات قطب دائمة تتولد الإستقطابية نتيجة تطبيق المجال الكهربى على شكل خليط من الإستقطابية الأيونية والإلكترونية. في هذه المواد نجد أن،

$$p = N(\alpha_e + \alpha_i)\epsilon_r, \quad 52-3$$

حيث  $\epsilon_r$  ثابت العزل النسبى للمادة،  $\alpha_i$  الإستقطابية الايونية،  $\alpha_e$  الإستقطابية الإلكترونية و

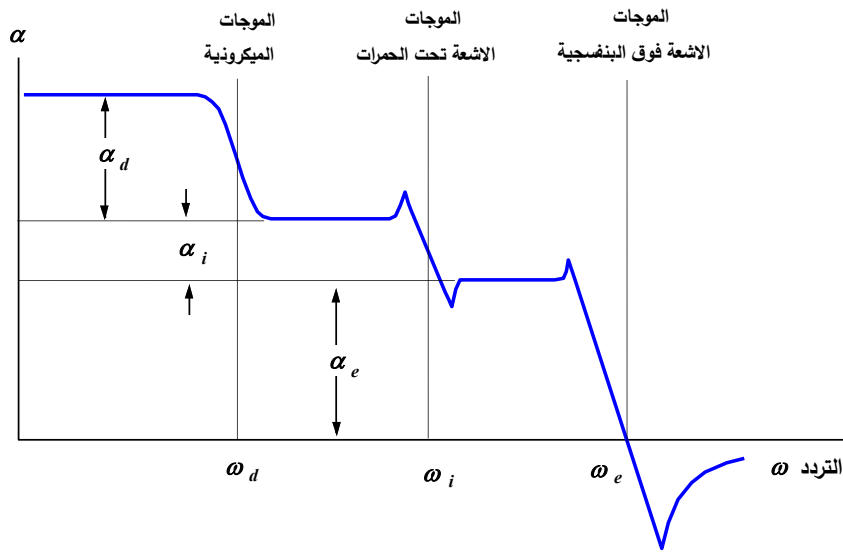
$p$  هو الإستقطاب. من المعالجات السابقة يمكن كتابة العلاقة بين الإستقطابية الكلية  $\alpha_i + \alpha_e$  وثابت العزل النسبى  $\epsilon_r$  على الصورة،

$$\alpha = \alpha_i + \alpha_e = \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{3\epsilon_0}{N} . \quad 53-3$$

يمكن الحصول على صورة واضحة لنوع الإستقطابية الفاعلة في المادة العازلة عن طريق قياس الإستقطابية الناتجة عن مجال كهربى متردد عند ترددات مختلفة. يبين الشكل 16-3 إعتداد الإستقطابية الكلية ( $\alpha$ ) لمادة أيونية غير قطبية على تردد المجال المطبق ابتداء من المجال المستمر وحتى مدى الأشعة فوق البنفسجية. تظهر في الشكل مناطق مختلفة من التردد تتميز بظهور نوع معين من الإستقطابية. عند الترددات المنخفضة تكون الإستقطابية الكلية كبيرة وذلك لأنها تتضمن كل من الإستقطابية القطبية والأيونية والإلكترونية (جميع الأنواع  $\alpha = \alpha_d + \alpha_i + \alpha_e$ ). وعند زيادة التردد (حتى منطقة الموجات الميكرونية) تختفي الإستقطابية ثنائية القطب وتبقى كل من الإستقطابية الأيونية والإلكترونية ( $\alpha = \alpha_i + \alpha_e$ ).

عند زيادة تردد المجال (منطقة الأشعة تحت الحمراء) تختفي الإستقطابية الأيونية أيضا وتبقى الإلكترونية ( $\alpha = \alpha_e$ ) فقط وذلك لعدم تمكن الأيونات من متابعة التغير السريع في المجال. أما عند ترددات الأشعة فوق البنفسجية تنعدم الإستقطابية الإلكترونية، كما يبين

الشكل. تعتمد الترددات المقابلة للأنواع المختلفة من الإستقطابية على نوع المادة. وهكذا يمكن تعيين مشاركة كل نوع من الأنواع المختلفة في الإستقطابية الكلية للمادة وذلك عن طريق قياس أستقطابية المادة عند ترددات مناسبة مختلفة.



الشكل 3-17 إعتداد الإستقطابية الكلية على التردد.  $\omega$

### 3-6-3 مواد غير أيونية غير قطبية (إلكترونية)

#### NON POLAR NON IONIC MATERIALS

تتكون هذه المواد من نوع واحد من الذرات مثل الجرمانيوم والكبريت والماس ولا تحتوى على أيونات ولا على ثنائيات قطب دائمة. في هذه المواد تظهر فقط الإستقطابية الإلكترونية  $\alpha_e$ . تنشأ الإستقطابية الإلكترونية في هذه الحالة، تتعين العلاقة بين الإستقطابية وثابت العزل النسبي بواسطة علاقة كلازيوس-موزوتى (3-37).

### 7-3 خصائص المواد العازلة مع المجال المتردد

#### PROPERTIES OF DIELECTRIC MATERIAL WITH AC FIELD

#### 1-7-3 فقد العزل DIELECTRIC LOSS

كما أشرنا من قبل، يمكن الحصول على صورة واضحة لنوع الإستقطابية الفاعلة في المادة العازلة بواسطة قياس الإستقطابية الناتجة عن مجال كهربى متردد عند ترددات مختلفة. في هذه الحالة يستخدم مجال متردد على الصورة  $v = v_0 e^{j\omega t}$ ، حيث  $j = \sqrt{-1}$  و  $\omega = 2\pi f$  هو التردد الزاوى. في هذه الحالة، يكون ثابت العزل مقداراً مركباً (كما في حالة تطبيق جهد متردد على مقاومة ومكثف متصلين على التوازي). يمكن كتابة ثابت العزل النسبى على الصورة،

$$\epsilon_r^* = \epsilon' - j\epsilon'', \quad 54-3$$

حيث  $\epsilon'$  هى المركبة الحقيقية لثابت العزل وتنتج عن تأثير المكثف و  $\epsilon''$  هى المركبة التخيلية لثابت العزل وتنتج عن فقد أو تسرب التيار خلال العازل. وبالتالي يمكن تخيل التيار المار بالمادة العازلة كما لو كان يتكون من تياران بينهما زاوية فرق طور. التيار الأول هو تيار شحن المادة العازلة (الإستقطاب) والتيار الثانى هو تيار التسرب ويفقد في المادة على شكل طاقة حرارية. ويمكن كتابة عامل الفقد على الصورة،

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}. \quad 55-3$$

وتترواح قيمة عامل الفقد بين  $10^{-5}$  في العوازل الجيدة و 0.1 في العوازل الرديئة. ويمكن كتابة توصيلية المادة (بفرض أنها تكافئ مقاومة ومكثف متصلين على التوازي ) على الصورة،

$$\sigma = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''. \quad 56-3$$

لا تصف التوصيلية السابقة (المعادلة 56-3) قدرة المادة على توصيل التيار الكهربى ولكنها تعتبر مقياساً للقدرة المفقودة نتيجة تطبيق المجال المتردد والذي يسبب تصادمات ثنائيات القطب مع الجزيئات الأخرى داخل المادة. يتم تعويض الطاقة المفقودة من المجال المتردد وبالتالي تعتمد توصيلية المادة على تردد المجال.

بشكل عام يمكن اعتبار أن توصيلية المادة تتكون من جزء مستمر،  $\sigma_{dc}$  ويمثل توصيلية العازل للتيار المستمر وآخر مترددة،  $\sigma_{ac}$  ويشير إلى الفقد في العازل عند تطبيق مجال متردد وينتص العازل هذه الطاقة من المجال وبالتالي يمكن كتابة،

$$\sigma = \sigma_{dc} + \sigma_{ac}. \quad 57-3$$

ولإلقاء مزيد من الضوء على عملية فقد الطاقة في العازل عند تطبيق مجال متردد نعتبر مكثف يتركب من لوحين متوازيين تفصلهما مادة عازلة لها ثابت عزل  $\varepsilon_r^*$  يوصف بالمعادلة 54-3. عند تطبيق مجال متردد،  $E_0 \cos \omega t$ ، وبفرض إن الشحنة المتولدة لوحدة

السطوح عند زمن  $t$  هى  $Q(t)$  يكون التيار على الصورة،

$$J(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{dD(t)}{dt}, \quad 58-3$$

حيث  $D(t)$  تمثل الجزء الحقيقي (Real part) من الإزاحة والتى بدورها تمثل الفيض الكهربى لوحدة المساحات، أى أن،

$$D(t) = \text{Re}(\epsilon_0 \epsilon_r^* E_0 e^{j\omega t}).$$

بالتعويض بالمعادلة السابقة في المعادلة 58-3 نحصل على،

$$J(t) = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' E_0 \cos \omega t - \omega \epsilon_0 \epsilon_r' E_0 \sin \omega t. \quad 59-3$$

ويمكن حساب القدرة اللحظية الممتصة لكل متر مكعب بواسطة العازل من المعادلة،

$$W(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} J(t) E(t) d(t), \quad 60-3$$

ويمكن بسهولة إستنتاج،

$$W(t) = \frac{\omega}{2} \epsilon_0 \epsilon_r'' E_0^2. \quad 61-3$$

وهذه المعادلة تبين أن الطاقة الممتصة بواسطة العازل من المجال الكهربى تتناسب مع

الجزء الحقيقى من ثابت العزل النسبى،  $\epsilon_r''$ . تسمى الطاقة الممتصة بفقد العزل ( dielectric

loss) ويقاس بالمعادلة 55-3.

### 3-7-2 الإستقطابية المترددة AC POLARIZABILITY

عند تطبيق مجال خارجى متردد على المادة العازلة تتولد فيها إستقطابية مترددة. وكما في حالة المجال المستمر، يختلف إعتداد الإستقطابية الناتجة على تردد المجال تبعاً لمصدر الإستقطابية والتي بدورها تعتمد على نوع المادة العازلة. فيما يلى، سوف ندرس إعتداد الأنواع المختلفة للإستقطابية على تردد المجال المطبق:

#### أولاً: الإستقطابية الأيونية المترددة

بفرض إهمال تصحيحات المجال الموضعى، فإن ثابت العزل النسبى يعتمد على تردد المجال ويكون كمية مركبة يكون الجزء الحقيقى منها على الصورة،

$$\varepsilon_r'(\omega) = \varepsilon_r(\infty) + \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 - (\omega^2 / \omega_t^2)}, \quad 62-3$$

ويكون الجزء التخيلى على الصورة،

$$\varepsilon_r''(\omega) = \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 - (\omega^2 / \omega_t^2)} \frac{\omega}{\omega_t}, \quad 63-3$$

حيث  $\omega_t$  تردد الفونون الضوئى و  $\varepsilon_r(0)$  و  $\varepsilon_r(\infty)$  هما ثابت العزل النسبى المستمر (الساكن) وهما ثابت العزل النسبى عند تردد عالى جداً ( $\omega \gg \omega_t$ ). يتضمن الحد الأول على اليمين من المعادلة السابقة ( $\varepsilon_r(\infty)$ ) الإستقطابية الإلكترونية فقط والتي تكون مقدار ثابت في مدى ترددات الأشعة تحت الحمراء. يكون الحد الثانى على اليمين من المعادلة عبارة

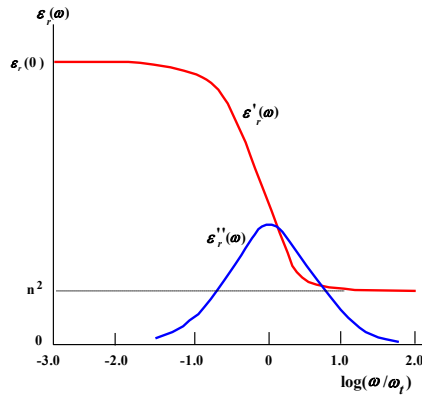


عن إستقطابية مترددة ويسمى المقدار  $\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)$  القابلية الايونية الساكنة. بوضع  $\varepsilon_r(\infty) = n^2$ ، حيث  $n$  معامل إنكسار الضوء، يمكن إعادة كتابة المعادلة 3-62 على الصورة،

$$\varepsilon_r(\omega) = n^2 + \frac{\varepsilon_r(0) - n^2}{1 - (\omega^2 / \omega_t^2)}. \quad 64-3$$

يبين الشكل 3-18 رسم المركبة الحقيقية والمركبة التخيلية لثابت العزل مع

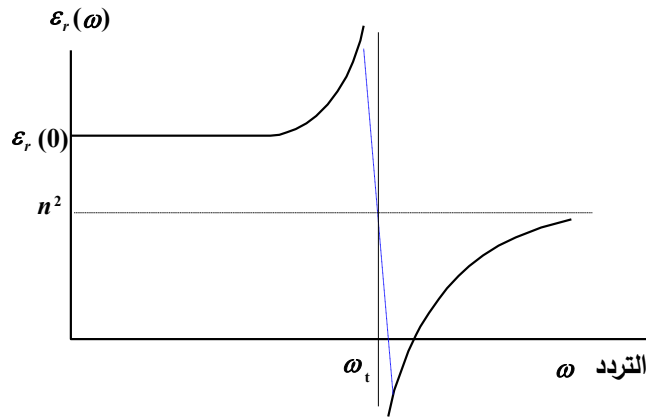
$$\log(\omega / \omega_t)$$



الشكل 3-18 رسم المركبة الحقيقية والمركبة التخيلية لثابت العزل.

يبين الشكل 3-19 إعتماذ  $\varepsilon_r(\omega)$  على التردد،  $\omega$ . يتضح من الشكل أنه عند الترددات المنخفضة،  $\omega \ll \omega_t$ ، نجد أن  $\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_r(0)$ ، حيث تكون الأيونات قادرة على الاستجابة للتغيرات اللحظية للمجال المتردد. بينما عند الترددات المرتفعة،  $\omega \gg \omega_t$ ، يكون  $\varepsilon_r(\omega) \approx n^2$  وهنا تتلاشى الإستقطابية الأيونية لأن الأيونات تصبح غير قادرة على

الاستجابة للتغيرات اللحظية السريعة للمجال. من الممكن أن يكون ثابت العزل الضوئى،  $n^2$ ، أصغر من ثابت العزل الساكن،  $\epsilon_r(0)$ ، وذلك بسبب غياب المشاركة الأيونية. على سبيل المثال، في حالة كلوريد الصوديوم يكون  $n^2 = 2.25$  بينما يكون  $\epsilon_r(0) = 5.62$ .



الشكل 3-19 إعتماذ ثابت العزل على التردد.

من الشكل السابق نلاحظ أن المادة العازلة تظهر إنفراجاً كبيراً بالقرب من تردد الفونون الضوئى  $\omega_i$  وهذا يؤدى إلى إمتصاص ضوئى وانعكاس قوى في مدى الأشعة تحت الحمراء. كما نلاحظ من الشكل 3-19 أيضاً، أن ثابت العزل الكهربى ينفرج (يختلف عن بعضة البعض) عند التردد  $\omega = \omega_i$  ويعزى هذا الاختلاف إلى القابلية الأيونية، حيث يتوفر شرط الرنين ويحدث عند تساوى تردد الإشارة مع التردد الطبيعى للنظام،  $\omega_i$ ، ويترتب على ذلك استجابة كبيرة جداً من النظام. عملياً، لا يشاهد الاختلاف السابق ذكره بسبب التصادمات التي تعاني منها الأيونات حيث تؤدى هذه التصادمات إلى تدوير ثابت العزل

الكهربى وجعله سالباً (الخط المتقطع في الشكل السابق).

ثانياً: الإستقطابية الإلكترونية

في النموذج التقليدي تم الحصول على الإستقطابية الإلكترونية الساكنة على الصورة،  
حيث  $R$  نصف قطر السحابة الإلكترونية (المعادلة 3-43). بالتعويض عن  
نصف القطر بالقيمة الفعلية  $R = 10^{-10}$  meter نجد أن  $\alpha_e \approx 10^{-41}$  farad .m<sup>2</sup>.

للحصول على تعبير رياضي يصف الإستقطابية الإلكترونية ( $\alpha_e$ ) المترددة نفترض  
أن الإلكترون في الذرة يرتبط مع النواة توافقياً بقوة إسترجاعية مرنة. في غياب المجال يكون  
مركز الشحنة السالبة منطبقاً على مركز الشحنة الموجبة ولا توجد إستقطابية، كما هو مبين  
بالشكل 3-9(أ). أما في وجود مجال خارجى فإن حركة السحابة الإلكترونية تتزاح عن  
مكانها الأصلي مسافة  $x$ . عند إزالة المجال فجأة فإن الشحنة الإلكترونية تبدأ بالحركة نحو  
المركز بعجلة مقدارها  $d^2x/dt^2$  تعطى بالعلاقة،

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e^2x}{4\pi\epsilon_0 R^3} = -ax, \quad 65-3$$

حيث  $R$  نصف قطر السحابة الإلكترونية و  $m$  كتلة السحابة الإلكترونية و  $a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}$ .

المعادلة السابقة تمثل متذبذب توافقى بسيط على الصورة،  $x = A \sin(\omega_e t + k)$ ، حيث  $A$  و  $k$

ثابت و  $\omega$  تردد الرنين والذي يقع في مدى طيف الأشعة فوق البنفسجية. ونظراً لأن الإلكترون جسم مشحون ومعجل ويجب أن يشع طاقة، فإن ذلك يتوجب إدخال حد آخر إلى المعادلة السابقة يكافئ الفقدان في الطاقة ويمثل قوة التوهين (damping force)، وعلى ذلك تصبح المعادلة 3-65 على الصورة،

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -ax - 2b \frac{dx}{dt}, \quad 66-3$$

حيث يمثل الحد الثانى من الطرف الأيمن قوة التوهين والمعامل  $2b$  يسمى ثابت التوهين والذي يكون على الصورة،

$$2b = \frac{\mu_0 \omega^2}{6\pi mc}, \quad 67-3$$

حيث  $\mu_0$  ثابت نفاذية الهواء و  $c$  سرعة الضوء.

عند تطبيق مجال كهربى متردد،  $E = E_0 \cos \omega t$ ، فإن هذا المجال يضيف قوة أخرى على الإلكترون مقدارها  $-eE \cos \omega t$  وتصبح المعادلة 3-66 على الصورة،

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -ax - 2b \frac{dx}{dt} - eE_0 \cos \omega t. \quad 68-3$$

يمكن كتابة حل هذه المعادلة على صورة الجزء الحقيقي من دالة توافقية على الصورة،

$$x(t) = \text{Re}(A^* e^{j\omega t}), \quad 69-3$$

حيث  $A^*$  هى سعة التذبذب المركبة. بالتعويض بالمعادلة 69-3 في المعادلة 68-3 ومساواة معامل الجزء الحقيقى بالصفر نحصل على،

$$\text{Re}\left(-\omega^2 A^* + \frac{q}{m} A^* + j \frac{2b\omega}{m} A^* + \frac{e}{m} E_0\right) e^{j\omega t} = 0$$

وبالتالى،

$$A^* = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega^2 - \frac{q}{m} - j \frac{2b\omega}{m}}. \quad 70-3$$

وحيث أن المجال المطبق متردد فإن عزم ثنائي القطب يكون دالة في الزمن، أي أن

$$p(t) = -ex(t). \quad 71-3$$

بالتعويض بهذه المعادلة في المعادلة 69-3 نحصل على،

$$p(t) = \text{Re}\left(\frac{\frac{e}{m} E_0 e^{j\omega t}}{\omega^2 - \frac{q}{m} - j \frac{2b\omega}{m}}\right). \quad 72-3$$

وحيث أن،

$$p(t) = \text{Re}\left(N\alpha_e^* E_0 e^{j\omega t}\right) = \text{Re}\left\{\epsilon_0 (\epsilon_r^* - 1) E_0 e^{j\omega t}\right\}. \quad 74-3$$

من المعادلتين 72-3 و 73-3 نحصل على

$$\varepsilon_r^* (\varepsilon_r^* - 1) = \frac{\frac{e^2}{m} N}{\omega^2 - \frac{q}{m} - j \frac{2b\omega}{m}}.$$

وبالتالى تكون الإستقطابية المركبة على الصورة،

$$\alpha_e^* = \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \frac{2b\omega}{m}}. \quad 75-3$$

$$\therefore \alpha_e' = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)(e^2 / m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2b\omega / m)^2}$$

حيث  $\alpha_e'$  الجزء الحقيقية من الإستقطابية الإلكترونية (أى الإستقطابية الساكنة). يمكن كتابة

الجزء التخيلى على الصورة،

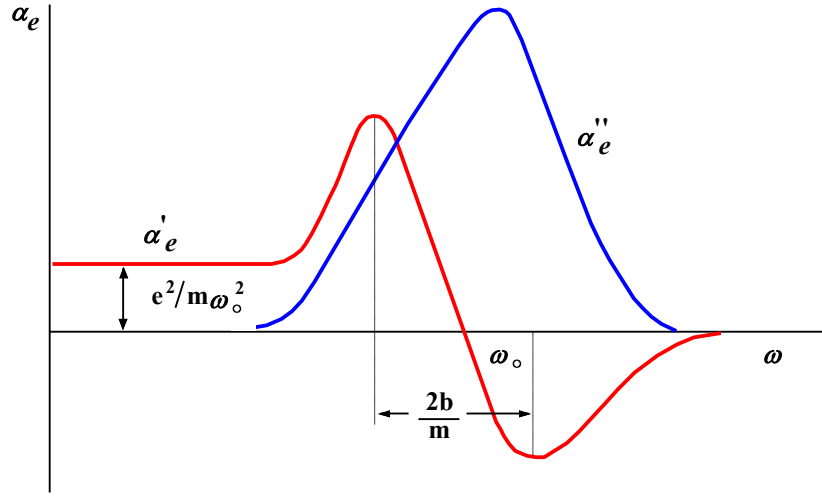
$$\alpha_e'' = \frac{e^2}{m} \frac{(2b\omega / m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2b\omega / m)^2}. \quad 76-3$$

ومن المعادلات 75-3 و 76-3 يتضح أن الإستقطابية الإلكترونية تكون دالة في التردد،

كما هو مبين بالشكل 20-3.

للحصول على تعبير دقيق يصف الاستقطابية الإلكترونية المترددة يجب استخدام

النظرية الكمية التي تصف حركة الإلكترون في الذرة، هذا ما سنفعله فيما يلى.



الشكل 20-3 إعتماذ الإستقطابية الإلكترونية على تردد المجال.

نفترض أن طيف الطاقة في الذرة يتكون من مستويين فقط: المستوى الأرضي  $E_0$  والمستوى المثار  $E_1$ . يمكن كتابة الاستقطابية الإلكترونية على الصورة،

$$\alpha_e(\omega) = \frac{e^2}{m} \frac{f_{10}}{\omega_{10}^2 - \omega^2}, \quad 3-77$$

حيث  $\omega_{10} = (E_1 - E_0)/\hbar$  يسمى تردد أينشتاين للمستويين و  $f_{10}$  هى كمية تعبر عن الربط بين الدوال الموجية  $\psi_0$  و  $\psi_1$  بواسطة المجال الكهربى الساقط، ويشار لهذه الكمية بشدة المتذبذب وتكون عادة في حدود الواحد. لاحظ أن المعادلة السابقة شبيهة إلى حد ما بالصورة التقليدية  $\alpha_e(\omega) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ . تكون الاستقطابية الساكنة على الصورة

$$\alpha_e(0) = e^2 f_{10} / m \omega_{10}^2$$

يمكن تعميم المعادلة 3-77 لتصف الذرة التي تحتوى على مستويات إثارة عديدة

على النحو،

$$\alpha_e(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_{i \neq 0} \frac{f_{i0}}{\omega_{i0}^2 - \omega^2}, \quad 78-3$$

حيث  $\omega_{i0} = (E_i - E_0)/\hbar$  ويشير الدليل  $i$  إلى رقم المستوى المثار. في هذه الحالة يكون النظام أكثر تعقيداً، حيث يوجد عدد من ترددات الرنين وبالقرب من كل منها يظهر انفراجا قوى.

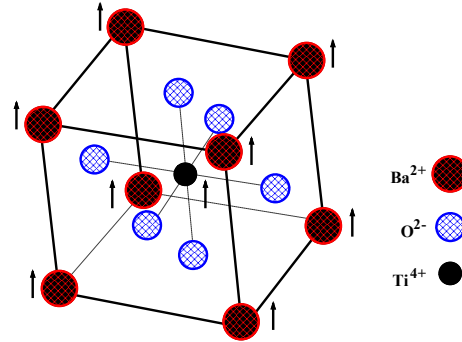
### 3-8 الكهروحيديية FERRO-ELECTRICITY

عندما تملك جزيئات المادة عزم ثنائى قطب كهربى دائم (أي لها إستقطاب ذاتى دائم) فإن المادة تسمى كهروحيديية. لذلك فإن الشرط الأساسى لوجود هذه الظاهرة هو عدم التماثل في تركيب البلورات الأيونية حتى لا تتطبق مراكز الشحنات الموجبة والسالبة في الجزيئات بعضها على بعض. يوجد العديد من المواد التى تتميز بخاصية الكهروحيديية حيث تتمتع بعدم تماثل في التركيب البلوري (الشكل 3-21) مثل مجموعة أملاح روثيل ( $\text{LiNH}_4(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \cdot \text{H}_2\text{O}$  و  $\text{NaK}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ) ومجموع فوسفات البوتاسيوم ثنائى الهيدروجين ومجموعة البيروفسكيت وعلى رأسها تيتانات الباريوم.

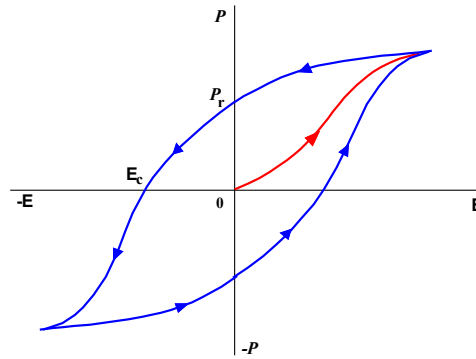
يبين الشكل 3-22 دورة تغير الإستقطابية الكهربائية لمادة كهروحيديية مع المجال



الكهربى. يتضح من الشكل أنه عند تطبيق مجال كهربى على المادة وعمل دورة كاملة للمجال يتولد في المادة إستقطاب متخلف.



الشكل 3-21 مثال لتركيب بيروفسكيت (تيتانات الباريوم).



الشكل 3-22 دورة تأثير المجال الكهربى على مادة كهروحرديدية.

في البداية، تؤدي زيادة شدة المجال إلى زيادة كمية الإستقطاب المتولدة في المادة ويستمر ذلك حتى درجة التشبع. عند تقليل المجال إلى قيمة الصفر ( $E=0$ ) تبقى (تتخلف) كمية من الإستقطاب في المادة تسمى الاستقطاب المتبقى ( remenant polarization,  $P_r$ ). عند عكس المجال يتناقص مقدار الاستقطاب وتصل قيمته إلى الصفر

عند مجال عكسي يسمى بالمجال المزيل للاستقطاب  $E_c$  (coercive field).

بالرغم من أن القابلية الأيونية غير حساسة لتغيرات درجة الحرارة إلا أنه توجد بعض

المواد تظهر شذوذاً عن ذلك مثل المواد الكهروحريرية. يتغير ثابت العزل الساكن في هذه

المواد مع درجة الحرارة طبقاً لقانون كورى-فايس (Curie-Weiss) على النحو التالى،

$$\epsilon_r = B_f + \frac{C}{(T - T_c)}, \quad T > T_c, \quad 79-3$$

حيث  $C$  مقدار ثابت يسمى ثابت كورى و  $B_f$  هو ثابت العزل للمادة عند الترددات المرتفعة

ويمثل الإضافة الناشئة عن الاستقطابية الالكترونية وتكون قيمته صغيرة بالقرب من  $T_c$

ويمكن إهماله).

تكون العلاقة 79-3 صحيحة فقط في مدى درجة الحرارة  $T > T_c$ . أما في المدى

$T < T_c$  فإن المادة تصبح مستقطبة بشكل تلقائى (أى أن الاستقطاب الكهربى يتولد في

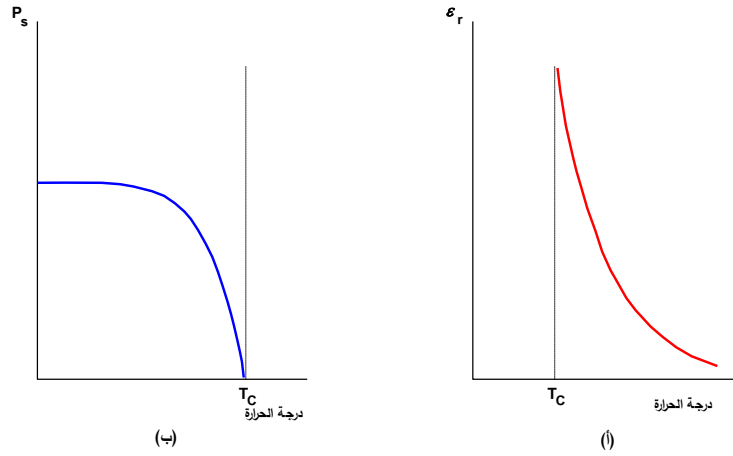
المادة بدون مساعدة المجال الخارجى)، وهذه الظاهرة تماثل التماثل التلقائى الذى يحدث في

المواد الحديدومغناطيسية. يحدث التحول عند درجة الحرارة  $T_c$ .

عند درجة حرارة أعلى من  $T_c$  تكون المادة باراكهربية وفيها تكون ثنائيات القطب

الأولية في مختلف خلايا وحدة البلورة موجهة عشوائياً، وفي هذه الحالة يعطى ثابت العزل

بالمعادلة 89 وكما هو مبين بالشكل 3-23 (أ).



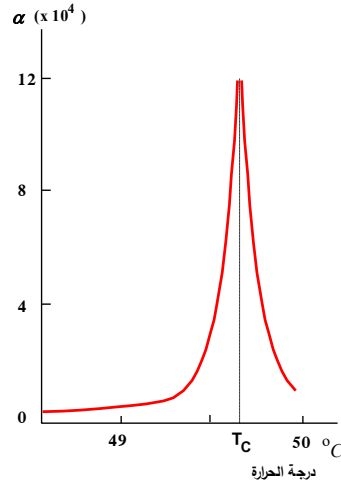
الشكل 23-3 إعتماـد كل من (أ) ثابت العزل الكهربى و (ب) الاستقطابية التلقائية لمادة كهروحيـدية على درجة الحرارة.

عند درجة حرارة أقل من  $T_c$  تتفاعل ثنائيات القطب الأولية مع بعضها البعض وهذا يؤدى إلى توليد مجال داخلى يوجهه الثنائيات في صفوف. يكون إتجاه هذا المجال والاستقطاب المصاحب في الاتجاه البلورى المناسب. يزداد الاستقطاب بالتدرج في المدى  $T < T_c$  مع إنخفاض درجة الحرارة، كما هو مبين بالشكل 23-3(ب).

ونظراً لأن  $B_f$  أصغر بكثير من الحد الثانى في المعادلة 79-3 لأنه يمكن إهماله ويمكن كتابة معادلة كورى-فايس على الصورة،

$$\epsilon_r = \frac{C}{(T - T_c)}. \quad 80-3$$

يبين الشكل 23-3 إعتماـد ثابت العزل على درجة الحرارة، ويظهر فيه أن قيمة ثابت العزل لمادة كبريتات ثلاثى الجليسين من مالا نهاية بالقرب من درجة حرارة كورى.

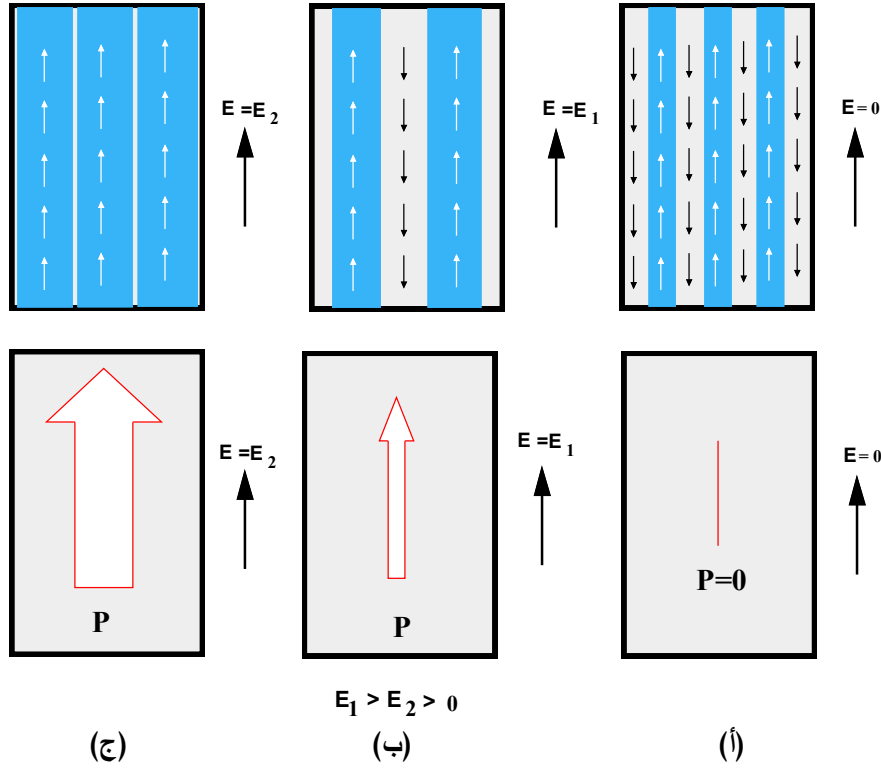


الشكل 3-23 إعتماذ ثابت العزل الكهربى لكبريتات ثلاثى الجليسن على درجة الحرارة.

أثناء حدوث الاستقطاب التلقائى فى المادة فإن الاستقطاب لا يكون فى إتجاه واحد خلال كل المادة. تظهر المادة على أنها تنقسم إلى عدد من المناطق الصغيرة (أو الحقول) تسمى مناطق كهروحديدية (ferroelectric domains) يكون الاستقطاب داخل كل منها مقدار ثابت (فى إتجاه معين) ويختلف من منطقة إلى أخرى، الأمر الذى معه، يلاشى الاستقطاب فى المناطق المختلفة بعضه البعض وتكون محصلة الاستقطاب فى المادة عند الاتزان يساوى الصفر، كما هو مبين بالشكل 3-24(أ).

عند تطبيق المجال الخارجى فأن المناطق التى يكون فيها إتجاه الاستقطاب موازياً للمجال تنمو وتنكمش المناطق التى يعاكس فيها إتجاه الاستقطاب إتجاه المجال، كما هو مبين بالشكل 3-24(ب). تستمر هذه العملية بزيادة المجال حتى تصبح المادة مستقطبة

بالكامل في إتجاه المجال عندما يكون المجال كبير بشكل كافى ، كما يبين الشكل 3-24 (ج).

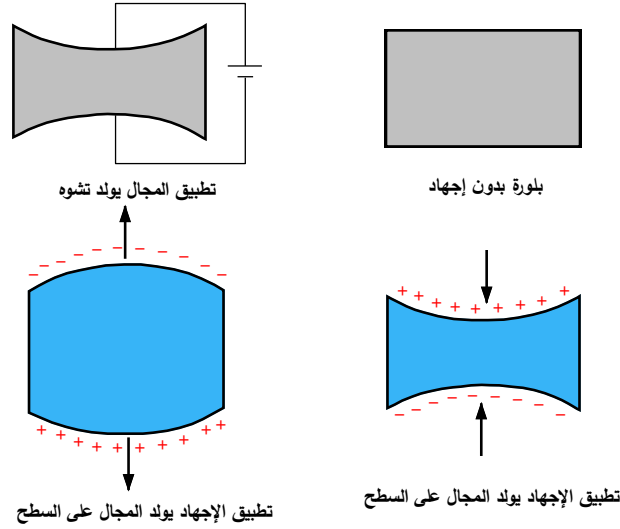


الشكل 3-24 رسم تخطيطى يوضح مفهوم تغير كمية الاستقطاب في مناطق الكهرووحديدية مع زيادة المجال، حيث  $E_2 > E_1 > 0$ .

### 9-3 الظاهرة الكهروضغطية PIEZO-ELECTRIC EFFECT

في المواد ذات الإستقطاب الأيونى، عند عمل إنفعال على البلورة (عن طريق الاجهاد الميكانيكى بواسطة الضغط مثلاً) يتولد داخل المادة مجال كهربى، كذلك عند تطبيق مجال كهربى على البلورة يتولد فيها إنفعال (تشوه للأسطح) وتسمى هذه الظاهرة

بالكهروضغطية. يبين الشكل 3-25 هذا المفهوم.



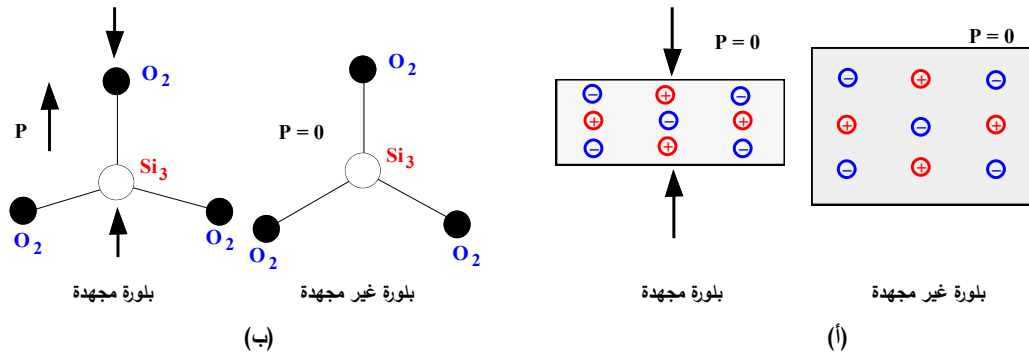
الشكل 3-25 مفهوم التأثير الكهروضغطى.

يكون التأثير الكهروضغطى صغير جداً، حيث ينتج المجال 1000 فولت/سم إنفعالاً قدره  $10^{-7}$  وهذا أن القضيب الذي طوله 1 سم يتشوه بمقدار 1 أنجستروم عند تطبيق فرق جهد مقداره 1000 فولت على طرفيه. وبالتالي يمكن تولد مجال كهربى هائل بواسطة إنفعال صغير. يستخدم التأثير الكهروضغطى لتحويل الطاقة الكهربائية إلى ميكانيكية والعكس وبالتالي يمكن استخدام المادة كمحول طاقة (transducer) وتعتبر مادة الكوارتز ( $\text{SiO}_2$ ) من أكثر المواد الكهروضغطية شيوعاً.

ينتج التأثير الكهروضغطى عن إزاحة الأيونات عند حدوث الإنفعال للبلورة. في غياب الإجهاد تكون الشحنات موزعة بشكل متجانس ومتماثل في البلورة وبالتالي يكون

الاستقطاب الكلى مساوياً للصفر. أما عند عمل إنفعال للبلورة فإن تماثل توزيع الشحنات يقل أو يختفي وبالتالي يكون للاستقطاب قيمة محصلة ويظهر مجال داخلى مصاحب للشحنات وهذا هو المجال الذى يؤثر فى الظاهرة الكهروضغطية. يترتب على ذلك، أن المادة تكون كهروضغطية فقط إذا افتقرت وحدة الخلية إلى مركز الانقلاب.

يبين الشكل 3-25 (أ) ويوضح أنه إذا وجد مركز تماثل إنقلابى فى البلورة فإن هذا المركز يبقى حتى بعد حدوث التشوه وبالتالي فإن الاستقطاب الكلى يبقى صفراً. على النقيض، عندما لا يوجد مركز تماثل إنقلابى فى البلورة فإن التشوه يولد إستقطاباً، كما يبين الشكل 3-25 (ب) وبالتالي تكون المادة مناسبة ليتولد فيها التأثير الكهروضغطية.



الشكل 3-25 (أ) البلورة التى يوجد فيها مركز تماثل إنقلابى لاتظهر تأثير كهروضغطى.  
(ب) منشأ التأثير الكهروضغطى فى الكوارتز هو غياب مركز التماثل الإنقلابى فى البلورة.

عند التأثير بمجال متردد على مادة كهروضغطية تحدث إزاحة مترددة للشحنات

وعادة تتخلف الازاحة عن المجال المؤثر نتيجة للاختلاف في الطور وتتوقف زاوية الطور على تردد المجال. تحدث حالة الرنين عندما يكون المجال والازاحة في طور واحد.

للحصول على تعبير يربط المعاملات الميكانيكية بالمعاملات الكهربائية نعتبر مادة كهروضغطية موضوعة بين لوحى مكثف بحيث يمكن إحداث ضغوط طولية على المادة بإجهاد  $\sigma$  يتولد عنه إنفعال  $\gamma$  وبالتالي يمكن كتابة،

$$\gamma = \frac{\sigma}{Y}, \quad 81-3$$

حيث  $Y$  هو معامل يانج للمرونة. يولد الاجهاد أستقطاب كهربى شدته  $P$  يتناسب مع مقدار الاجهاد طبقا للعلاقة،

$$P = \eta \sigma ,$$

حيث  $\eta$  مقدار ثابت يسمى الثابت الكهروضغطى.

عند التأثير بمجال كهربى  $E$  على سطحى المادة دون إحداث ضغوط ميكانيكية فإن الإنفعال الناتج يتناسب مع المجال أى أن،

$$\gamma = \eta E$$

و تكون الازاحة الكهربائية  $D$  على الصورة،

$$D = \varepsilon E$$



وفي حالة التأثير بالمجال الكهربى والإجهاد الميكانيكى معاً يكن كتابة الازاحة الكهربائية  $D$  في هذه الحالة على الصورة،

$$D = \epsilon E + \eta \sigma$$

وبذلك يكون الانفعال الداخلى للمادة هو،

$$\gamma = \eta E + \frac{\sigma}{Y} \quad 82-3$$

وهذه العلاقة تربط بين المعاملات الميكانيكية والمعاملات الكهربائية في المواد الكهروضغطية.

### ملخص الباب

✕ يعرف الإستقطاب في المادة بأنه مقدار عزم ثنائى القطب لوحدة الحجم من المادة.  
 ✕ يعرف ثابت العزل الكهربى  $\epsilon$  بالعلاقة،  $D = \epsilon E$ ، حيث  $E$  هو متوسط المجال الكهربى داخل الوسط ويعرف المتجه  $D$  بالازاحة الكهربائية. ويمكن كتابة الاستقطاب  $P$  بدلالة متجه الازاحة على النحو،  $D = \epsilon_0 E + P$ . ينشأ الاستقطاب في المادة نتيجة عملية الاستقطاب التى تحدث للجزيئات عند تطبيق مجال كهربى ويوصف الاستقطاب بالعلاقة،  $P = N \mu$ ، حيث  $\mu$  هو عزم ثنائى القطب و  $N$  هو تركيز الجزيئات. يتناسب عزم ثنائى القطب مع شدة المجال ويعطى بالعلاقة،  $\mu = \alpha E$ ، حيث  $\alpha$  هى الاستقطابية الجزيئية.

✕ يمكن تعيين ثابت العزل النسبى للمادة العازلة عن طريق قياس فرق الجهد عبر المكثف في غياب وفي وجود الوسط العازل وأخذ النسبة طبقاً للعلاقة،  $\epsilon_r = E_0 / E = V_0 / V$ .  
 ✕ تعرف القابلية الكهربائية  $\chi$  للوسط بالعلاقة،  $P = \epsilon_0 \chi E$ .

✕ يمكن كتابة ثابت العزل النسبى على صورة المجموع الجبرى لثابت عزل الفراغ و القابلية الكهربائية طبقا للمعادلة،  $\epsilon_r = 1 + \chi$ .

✕ يمكن التعبير عن ثابت العزل الكهربى النسبى بالصورة،  $\epsilon_r = \left(1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0}\right)$  وبالرغم من أن

هذا التعبير يكون صحيح في حالة الغازات إلا أنه يجب عمل بعض التصحيحات اللازمة لتعين المجال الموضعى في السوائل والمواد الصلبة. بعد عمل هذه التصحيحات نجد أن المجال الموضعى يكون على الصورة،  $E_{loc} = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P$  ومنها نحصل على

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \text{، علاقة كلازيوس-موزتى الشهيرة،}$$

✕ تنشأ إستقطابية المادة عن عدة مصادر وتكون الاستقطابية الكلية في المادة عبارة عن مجموع الانواع المختلفة للاستقطابية مثل القطبية والايونية والالكترونية، أى أنه،  $\alpha = \alpha_d + \alpha_i + \alpha_e$ . يرجع منشأ جميع أنواع الإستقطابية إلى تولد إزاحة بين مراكز الشحنات الموجبة والشحنات السالبة في المادة عند تطبيق مجال كهربى بالإضافة إلى تكون ثنائيات القطب.

✕ توصف الاستقطابية القطبية بالعلاقة  $\alpha_d = \frac{\mu_d^2}{3k_B T}$  وفي حالة المجال المتردد، فإن ثابت العزل النسبى يعتمد على تردد المجال وتكون مركبته الحقيقية على الصورة،  $\epsilon_r'(\omega) = n^2 + \frac{\epsilon_r(0) - n^2}{1 - j\omega/\omega_t}$  حيث  $n$  معامل الانكسار الضوئى و  $\epsilon_r(0)$  ثابت العزل الساكن.

✕ توصف الإستقطابية الأيونية بالعلاقة،  $\alpha_i = \frac{\mu_i}{E} = \frac{e^2}{m^* \omega^2}$  حيث  $m^*$  هى الكتلة الفعالة لزوج الايونات المكون لثنائى القطب و  $\omega$  هو تردد المجال المستخدم و وجد أن  $\alpha_i$  تكون ثابتة عند الترددات المنخفضة. يمكن التعبير عن ثابت العزل المتردد للمواد الأيونية على الصورة،  $\epsilon_r'(\omega) = \epsilon_r(\infty) + \frac{\epsilon_r(0) - \epsilon_r(\infty)}{1 - (\omega^2 / \omega_t^2)}$  حيث  $\omega_t$  هو تردد الفونون الضوئى.

☒ توصف الإستقطابية الإلكترونية الساكنة طبقاً للنموذج التقليدى بالصورة،  $\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 R^3$ ، حيث  $R$  نصف قطر السحابة الإلكترونية. وطبقاً للنموذج التقليدى والذى فيه يتم معالجة الإلكترون كجسيم تقليدى مربوط ببقية الذرة بواسطة قوة توافقية، فإن الاستقطابية الإلكترونية المترددة تعطى على الصورة،  $\alpha_e(\omega) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ، حيث  $\omega_0$  هو التردد الطبيعى لتذبذب الإلكترون المربوط. من هذه العلاقة يمكن الحصول على تعبير ثابت العزل الضوئى على الصورة،  $n^2(\omega) = 1 - \frac{NZe^2/\epsilon_0 m}{\omega_0^2 - \omega^2}$ .

☒ في المواد الصلبة ترتبط خصائص ثابت العزل بالخصائص الضوئية للمادة ارتباط مباشر بتركيب حزم الطاقة للمادة.

☒ تعرف المواد الكهروحريرية بأنها المواد التى تظهر إستقطاب تلقائى تحت درجة حرارة معينة تسمى درجة حرارة كورى. عند درجة حرار أعلى من درجة حرارة كورى يوضع ثابت العزل بعلاقة كورى-فايس،  $\epsilon_r = B_f + \frac{C}{(T - T_c)}$ ، حيث  $C$  مقدار ثابت يسمى ثابت كورى و  $B_f$  هو ثابت العزل للمادة عند الترددات المرتفعة.

☒ يحدث التأثير الكهروضغطى في البلورات الأيونية التى فيها يغيب مركز التماثل الانقلابى، حيث يؤدى الاجهاد الميكانيكى للبلورة إلى تشوه للأسطح، الامر الذى معه يتولد فرق جهد على هذه الاسطح. تستخدم مثل هذه المواد كمحولات للطاقة الميكانيكية إلى طاقة كهربية والعكس. تعتبر مادة الكوارتز ( $\text{SiO}_2$ ) من أكثر المواد الكهروضغطية شيوعاً.

## أسئلة وتمارين

- 1- توجد مصادر عدة للإستقطاب داخل المادة. اكتب نبذة مختصرة عن الأنواع المختلفة من الاستقطاب.
- 2- عرف كل مما يأتى: (أ) الإستقطابية الالكترونية. (ب) الإستقطابية الايونية. (ج) الإستقطابية القطبية. (د) فقد العزل الكهربى. (هـ) الكهروضغطية. (و) الكهروحددية.
- 3- إشرح إحدى الطرق العملية لقياس ثابت العزل الكهربى في المادة.
- 4- إستنتج التعبير الرياضى الذى يصف:
  - (أ) المجال الموضعى. (ب) مجال لورانتز. (ج) مجال إزالة الإستقطاب.
- 5- إستنتج علاقة كلازيوس - موزتى.
- 6- إستنتج المعادلة التى تصف الاستقطابية الكلية للمادة.
- 7- إشرح النظرية التقليدية للاستقطابية الالكترونية في المادة.
- 8- ما أهمية المجال الموضعى بالنسبة للمواد الصلبة؟
- 9- أشرح إعتمااد الاستقطابية الناتجة عن المجال المتردد على تردد المجال.
- 10- ما المقصود بزاوية الفقد في المادة العازلة وما أهميتها بالنسبة للمواد الصلبة؟
- 11- إشرح لماذا لا تظهر الخاصية الكهروضغطية في البلورات الايونية التى تفتقر إلى مركز التماثل الانقلابى،

- 12- ما هو عزم ثنائى القطب لجزئ NaCl في الحالة البخارية، بفرض أن الجزئ يتكون من أيون  $\text{Na}^+$  و أيون  $\text{Cl}^-$  مفصولين عن بعضهما بمسافة مقدارها 30 أنجستروم.
- 13- إذا كان ثابت العزل للماء هو 81 ومعامل إنكساره 1.33 فما نسبة مشاركة الاستقطابية الايونية بالنسبة إلى الاستقطابية الكلية.
- 14- إذا كان ثابت العزل النسبى للكبريت هو 3.75 عند درجة حرارة  $27^\circ\text{C}$  وبافتراض أن ثابت العزل الموضعى يساوى  $\frac{1}{3}\alpha$  احسب الاستقطابية الالكترونية للكبريت علماً بأن كثافة الكبريت هي  $2.05 \text{ g/cm}^3$  والوزن الذرى له 32.
- 15- إذا كانت إستقطابية ذرة ما مقدارها  $10^{-40} \text{ F/m}^2$ . أحسب (ا) عزم ثنائى القطب الناتج عن الذرة عند وضعها على بعد 10 أنجستروم من الكترون. (ب) هل هناك من قوة بين الذرة والالكترون وما قيمتها وفي أى إتجاه.
- 16- أحسب المجال اللازم لإنتاج إستقطاب في الماء مقداره 10% من قيمة التشبع عند درجة حرارة الغرفة.
- 17- نعبر عن الامتصاص في فمواد القطبية بدلالة الجزء التخيلى من ثابت العزل،  $\epsilon_r''(\omega)$ ، كما جرى العرف على التعبير عنه أيضا بدلالة زاوية الفقد. (أ) أحسب زاوية الفقد كدالة في التردد وارسمها مع  $\omega/\omega_i$ .

(ب) أحسب زاوية الفقد للماء عند درجة حرارة الغرفة وعند تردد 10 جيجا هيرتز، كذلك

أحسب الطاقة المفقودة لوحدة الحجم بفرض أن شدة المجال تساوى 5 فولت/سم.

18- لبلورة NaCl ثابت عزل ساكن  $\epsilon_r = 5.6$  ومعامل إنكسار ضوئى مقداره  $n = 1.5$ .

(أ) ما هو سبب الاختلاف بين  $\epsilon_r(0)$  و  $n^2$ .

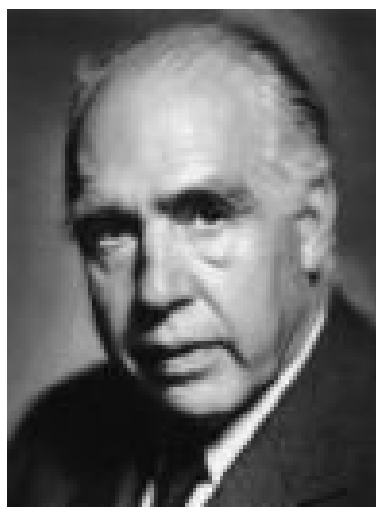
(ب) إحسب النسبة المئوية لمشاركة الاستقطابية الأيونية.

# الباب الرابع

## الخصائص المغناطيسية للمواد الصلبة

## Magnetic Properties of Solids





صورة العالم بوهر



صورة العالم لاندو



## الباب الرابع

### الخصائص المغناطيسية للمواد الصلبة

### Magnetic Properties of Solids

#### المحتوى

- 1-4 بعض المفاهيم أساسية.
- 2-4 منشأ المغناطيسية فى المواد الصلبة.
- 3-4 القابلية المغناطيسية.
- 4-4 تصنيف المواد مغناطيسياً.
- 5-4 المواد الدايمغناطيسية ونظرية لانجفين.
- 6-4 المواد البارامغناطيسية.
- 7-4 القابلية المغناطيسية لباولى.
- 8-4 المواد الحديدومغناطيسية.
- 9-4 المناطق المغناطيسية.
- 10-4 المناطق المغناطيسية.
- 11-4 بعض التطبيقات المغناطيسية.

#### الأهداف

- بعد إستكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:
- ☒ تعريف الفيض المغناطيسى والعزم المغناطيسى لثنائى القطب المغناطيسى والقابلية المغناطيسية.
- ☒ تصنيف المواد على أساس القابلية المغناطيسية.
- ☒ فهم منشأ المغناطيسية فى المواد الدايمغناطيسية والبارامغناطيسية وبعض طرق تعيين القابلية المغناطيسية.
- ☒ معرفة سلوك القابلية المغناطيسية مع تغير درجة الحرارة والوقوف على النظريات المختلفة التى تفسر ذلك.
- ☒ معالجة القابلية المغناطيسية طبقاً للنظرية التقليدية والنظرية الكمية.
- ☒ تعريف المناطق المغناطيسية وكيفية تأثرها بالمجال المغناطيسى الخارجى.
- ☒ دراسة وتفسير دورة المجال المغناطيسى وبيان كيف يمكن الكشف عن نوع المادة المغناطيسية من شكل منحنى التخلف المغناطيسى
- ☒ الإلمام ببعض تطبيقات المواد المغناطيسية.

#### 1-4 بعض المفاهيم الأساسية SOME BASIC CONCEPTS

قبل أن نبدء مناقشة المواد المغناطيسية من المفيد مراجعة بعض المفاهيم الأساسية للمغناطيسية مثل ماذا يسبب المجالات المغناطيسية وماهو تأثير هذه المجالات فى الوسط المحيط. توجد طريقتان لفهم التعريفات والنظريات المغناطيسية. الطريقة الأولى هى طريقة الفيزيائى وفيها يتم التفسير بدلالة حساب التيارات الكهربائية أما الطريقة الثانية فهى طريقة المهندس وفيها تتم المعالجة بدلالة الأقطاب المغناطيسية والتي يطلق عليها الشحنات المغناطيسية على غرار الشحنات الكهربائية. تؤدى هذه الطرق إلى صور مختلفة للمفاهيم وربما تبدو المعادلات كما لو كانت مختلفة لأنها تؤدى إلى نفس النتيجة. فيما يلى سنقدم بعض التعريفات والمفاهيم الأساسية التى لاغنى عنها فى هذا المجال.

#### 1-1-4 المجال المغناطيسى MAGNETIC FIELD

فى البداية سوف نعرف المجال المغناطيسى بدلالة الأقطاب المغناطيسية التى أكتشفت بواسطة السيد ميشيل عام 1750 فى انجلترا ثم على يد العالم كولوم 1785 فى فرنسا. وجد كولوم أن القوة التى تؤثر بين قضبين مغناطيسيين تتناسب طرديا مع حاصل ضرب شدة الأقطاب (الشحنات المغناطيسية)  $p$  وعكسيا مع مربع المسافة التى تفصل بينهما  $r$ ، أى أن،  $F \propto \frac{P_1 P_2}{r^2}$ ، وفى نظام الوحدات سم.جم.ث فإن ثابت التناسب يساوى واحد

وبالتالى تكتب المعادلة السابقة على الصورة،

$$F = \frac{p_1 p_2}{r^2} . \quad 1-4$$

حيث تكون القوة بالداين. وفى النظام الدولى للوحدات (SI) فإن ثابت التناسب لا يساوى الواحد ويكون القانون على الصورة،

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{p_1 p_2}{r^2} , \quad 2-4$$

حيث  $\mu_0$  تسمى نفاذية الفراغ وتساوى  $4\pi \times 10^{-7}$  weber/ampere.meter وتكون القوة بالنيوتن) 1 نيوتن= $10^5$  داين).

ولفهم ماذا يسبب القوة نتخيل أن القطب الأول يولد مجال مغناطيسى  $H$  والذي بدوره يؤثر على القطب الثانى بقوة ومقدارها،

$$F = \left( \frac{p_1}{r^2} \right) p_2 = H p_2 , \quad 3-4$$

حيث

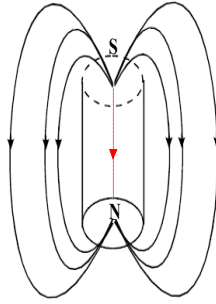
$$H = \frac{p_1}{r^2} .$$

أما فى النظام SI تكون المعادلة السابقة على الصورة،

$$H = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{p_1}{r^2} , \quad 4-4$$

ويكون القطب الشمال للمغناطيس فى هذه الحالة هو مصدر المجال والقطب الجنوبى هو

البلاعة (او المصب)، كما هو مبين بالشكل 1-4. وبناء على ذلك يمكن القول بأن المجال الذى شدة الوحدة هو المجال الذى يؤثر على وحدة الأقطاب بقوة مقدارها 1 دايين. تقاس شدة المجال بوحدات الأورستد (orested).



الشكل 1-4 خطوط القوى وإتجاه مجال مغناطيس على شكل قضيب.

#### 2-1-4 الفيض المغناطيسى MAGNETIC FLUX

تكمّن الفكرة من استخدام هذا المصطلح هو أن المجال المغناطيسى لقطب مغناطيسى ينتقل إلى مسافة ما بواسطة ما يسمى بالفيض  $\Phi$  (خطوط القوى المغناطيسية). أما بشكل دقيق فإن الفيض يعرف على أنه التكامل السطحى للمركبة العمودية للمجال المغناطيسى وهذا يعنى أن كمية الفيض التى تعبر وحدة المساحات العمودية على المجال تساوى شدة المجال، وبالتالى،

$$\Phi = H A,$$

حيث  $A$  هى المساحة العمودية على إتجاه المجال. فى نظام الوحدات سم جم ث تكون وحدة الفيض هى أورستد. متر مربع ( $\text{orested m}^2$ ) وتسمى هذه الوحدة ماكسويل ( $\text{Mx}$ ). اما

النظام الدولى (SI) تكتب المعادلة السابقة على الصورة،

$$\Phi = \mu_0 H A. \quad 5-4$$

وفى هذه الحال تكون وحدة الفيض هى الوبر. ويعتبر الفيض المغناطيسى من الكميات المهمة حيث أن تغير الفيض يولد تياراً كهربياً فى أى دائرة مغلقة يقطعها خطوط الفيض. تعرف القوة الدافعة الكهربائية المتولدة فى الدائرة المغلقة بأنها معدل تغير الفيض المغناطيسى المرتبط بالدائرة، طبقاً للعلاقة،

$$E = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad 6-4$$

وتعرف هذه العلاقة بقانون فارادى (Faraday). وبناء على ماسبق يمكن القول بأنه عند تغير فيض مقداره واحد وبر من قيمة إلى قيمة الصفر فى زمن قدره واحد ثانية فإن قوة دافعة كهربية مقدارها واحد فولت تتولد فى الدائرة المغلقة التى تتكون من لفة واحدة.

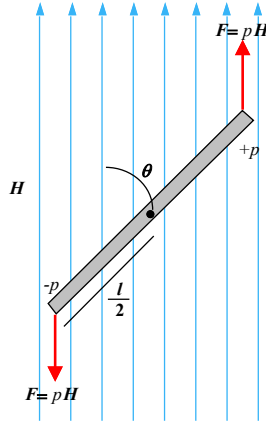
### 3-1-4 العزم المغناطيسى MAGNETIC MOMENT

للحصول على تعريف للعزم المغناطيسى،  $m_m$  تخيل أن مغناطيس على شكل قضيب طولته  $l$  وشدة قطبه  $p$  وضع فى مجال مغناطيسى شدة  $H$  بحيث يميل على المجال بزاوية  $\theta$ ، كما هو مبين بالشكل 2-4، تكون القوة التى يؤثر بها المجال على كل قطب مغناطيسى هى  $pH$  وبالتالي يتكون إزدواج. يمكن كتابة عزم الإزدواج المغناطيسى (وهو عبارة عن

حاصل ضرب القوة فى المسافة العمودية من مركز الكتلة) على الصورة،

$$pH \frac{l}{2} \sin \theta + pH \frac{l}{2} \sin \theta = pl H \sin \theta = m_m H \sin \theta, \quad 7-4$$

حيث يعرف المقدار  $m_m = pl$  والعزم المغناطيسى وهو عبارة عن حاصل ضرب شدة القطب فى طول المغناطيس. ويمكن تعريف العزم المغناطيسى أيضا بأنه عزم الازدواج الذى يؤثر على مغناطيس موضوع عمودى على مجال مغناطيسى منتظم شدة واحد أورستد.



الشكل 2-4 مفهوم العزم المغناطيسى.

كما يمكن تعريف العزم المغناطيسى الناتج عن مرور تيار  $I$  فى دائرة مغلقة مساحتها  $A$  بالعلاقة،

$$m_m = I A. \quad 8-4$$

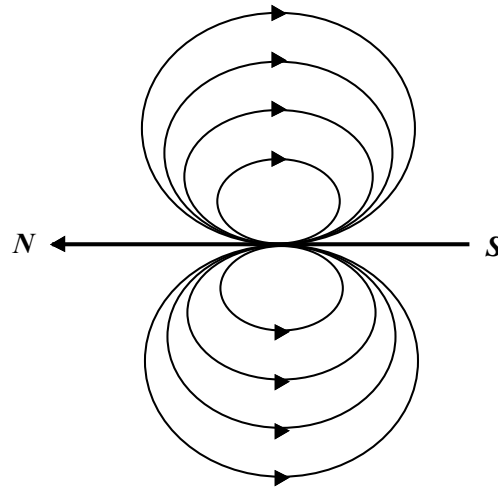
ويقاس العزم المغناطيسى فى هذه الحالة بوحدات أمبير.متر<sup>2</sup>.

#### 4-1-4 ثنائى القطب المغناطيسى MAGNETIC DIPOLE

يمكن تعريف ثنائى القطب المغناطيسى بأنه العزم المغناطيسى،  $m_m$ ، لقضيب

مغناطيسى له طول صغير وعزم محدد أو أنه العزم المغناطيسى،  $m_m$ ، لتيار يمر فى مسار مغلق له مساحة صغيرة وعزم محدد. يبين الشكل 3-4 خطوط المجال حول ثنائى القطب المغناطيسى. تعرف طاقة ثنائى القطب بأنها تساوى الصفر عندما يكون الثنائى عمودى على المجال المغناطيسى. ولهذا يمكن كتابة الشغل المبذول (بالإرج) لعمل دوران بزاوية  $d\theta$  عكس المجال على الصورة،

$$dE = 2(pH \sin \theta) \frac{l}{2} d\theta = m_m H \sin \theta d\theta, \quad 9-4$$



الشكل 3-4 خطوط المجال حول ثنائى القطب.

وتكون الطاقة الكامنة لثنائى القطب فى هذه الحالة عندما بصنع زاوية  $\theta$  مع المجال هى

$$E = \int_{\pi/2}^{\theta} m_m H \sin \theta d\theta = -m_m H \cos \theta = -m_m \cdot H. \quad 9-4$$

تكون الوحدات فى التعبير السابق هى سم جم ث، أما فى نظام SI فإن الطاقة السابقة تكون

$$E = -\mu_0 n_m \cdot H. \text{ على الصورة،}$$

## 4-2 منشأ المغناطيسية فى المواد الصلبة THE ORIGIN OF MAGNETISM IN SOLIDS

كما ذكرنا من قبل، عند وضع ثنائى قطب مغناطيسى فى مجال مغناطيسى تكون قيمة العزم المغناطيسى نتيجة المجال المطبق قيمة عظمى عندما يكون الثنائى عموديا على المجال، بينما يساوى صفرًا عندما يكون الثنائى موازياً أو معاكساً للمجال. وتعتمد الطاقة الكامنة للثنائى على الزاوية التى يصنعها مع المجال، حيث تكون الطاقة أصغر ما يمكن ( $-m_m H$ ) عندما يكون العزم والمجال فى إتجاه واحد ( $\theta=0$ )، وتكون الطاقة أكبر ما يمكن ( $+m_m H$ ) عندما يكون العزم فى عكس إتجاه المجال ( $\theta=\pi$ ).

فى المناقشة السابقة، تم تعريف الثنائى بدلالة الشحنات المغناطيسية (الأقطاب) وفى الحقيقة هذا لاينطبق مع الواقع العملى حيث لم تقلح التجارب فى إثبات أو البرهان على وجود الشحنات المغناطيسية. ولكن تمكن العلماء من إرجاع أصل الخصائص المغناطيسية إلى حركة الشحنات الكهربائية (الالكترونات) حيث يمكن إثبات أن العزم المغناطيسى لحلقة يمر بها تيار هو  $m_m = I A$ ، وكما جاء فى المعادلة 4-8.

ولإثبات المعادلة السابقة والتى تعبر عن العزم المغناطيسى بدلالة شحنة الالكترون نفترض أن الالكترون ( $-e$ ) يدور فى مدار دائرى نصف قطره  $r$  بتردد  $\nu$  من الدورات فى الثانية، وبالرجوع إلى الشكل 4-4، يكون العزم المغناطيسى المتولد هو،

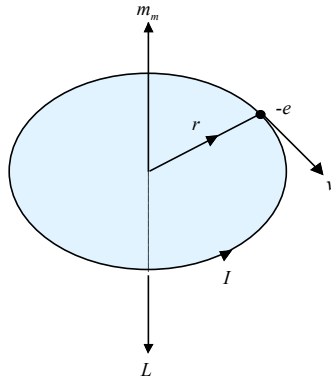


$$m_m = I A = -e v \pi r^2, \quad 10-4$$

حيث  $A$  مساحة المدار الدائرى. وحيث أن السرعة الخطية للإلكترون هي  $2\pi r v$  فإن كمية التحرك الزاوى (الزخم) للإلكترون تكون،

$$L = m v r = 2\pi m v r^2, \quad 11-4$$

حيث  $m$  هي كتلة الإلكترون.



الشكل 4-4 العزم المغناطيسى للإلكترون

من المعادلتين 10-4 و 11-4 نجد أن العزم المغناطيسى للإلكترون يساوى،

$$m_m = -\frac{e}{2m} L. \quad 12-4$$

يسمى المقدار  $(-\frac{e}{2m})$  بالنسبة الجيومترية (gyromagnetic ratio) وتدل الإشارة السالبة

على أن اتجاه العزم يكون عكس اتجاه كمية التحرك.

وطبقا للنموذج الذرى لبوهر، تكون كمية التحرك الزاوى كمية مقننة (مكممة

quantized) بوحدات  $h/2\pi$ ، فإن لذلك أقل قيمة للعزم المغناطيسى تكون  $\mu_B = eh/4\pi m$ ،

وتسمى هذه القيمة بمغنيط بوهر (Bohr magneton) وتساوى  $9.27 \times 10^{-24}$  Joul/Tesla ، حيث  $1 \text{ Tesla} = 10^4 \text{ Gauss}$  . يجب التنبيه أنه بالإضافة للعزم المغناطيسى الناتج عن دوران الالكترون حول النواة يمتلك الالكترون عزماً آخرأ يسمى العزم المغناطيسى المغزلى ( spin magnetic moment ) وينتج عن دوران الالكترون حول نفسه. يمكن كتابة العزم المغناطيسى المغزلى،  $m_s$  ، على الصورة،

$$m_s = -\frac{e}{m} S, \quad 13-4$$

حيث  $S$  هي كمية التحرك الزاوى للالكترون.

#### 3-4 القابلية المغناطيسية MAGNETIC SUSCEPTIBILITY

عند وضع المادة فى مجال مغناطيسى فإنها تتمغنط وتتناسب كمية التمنط المتولدة،  $B$  ، مع كل من شدة المجال المغناطيسى،  $H$  ، و متجة التمنط،  $M$  ، (العزم المغناطيسى لوحدة الحجم). يمكن كتابة كمية التمنط المتولدة داخل المادة على النحو النالى،

$$B = \mu_0 (H + M), \quad 14-4$$

حيث  $\mu_0$  هى نفاذية الفراغ. نلاحظ من المعادلة السابقة أن كمية التمنط المتولدة فى المادة تتكون من جزئين: الجزء الأول  $\mu_0 H$  ينتج عن تأثير المجال الخارجى، والجزء الثانى  $\mu_0 M$  يكون مصدرة داخلى وينتج عن تمنط المادة. وحيث أن تمنط المادة ينتج عن المجال، يمكننا القول بأن كمية التمنط تتناسب طرديا مع شدة المجال، وبالتالي فإن،

$$M = \chi H . \quad 15-4$$

يسمى ثابت التناسب  $\chi$  بالقابلية المغناطيسية للمادة. بالتعويض عن  $M$  فى المعادلة 4-14 نحصل على،

$$B = \mu_0 (1 + \chi) H . \quad 16-4$$

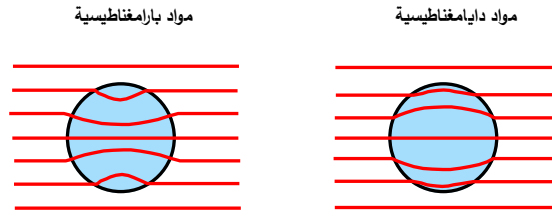
يتضح من هذه المعادلة أن  $B$  تتناسب مع  $H$  ويمكن كتابتها على الصورة  $B = \mu H$ ، حيث  $\mu$  ثابت التناسب ويسمى بنفاذية المادة وهكذا يمكن كتابة نفاذية المادة على الصورة،  $\mu = \mu_0 (1 + \chi)$ ، كما يمكن كتابة النفاذية النسبية للمادة على الصورة،

$$\mu_r = 1 + \chi . \quad 17-4$$

تأتى أهمية هذه المعادلة من كونها تربط بين نفاذية المادة والقابلية المغناطيسية.

#### 4-4 تصنيف المواد المغناطيسية CLASSIFICATION OF MAGNETIC MATERIALS

يمكن تصنيف المواد الصلبة إلى ثلاثة أقسام رئيسية هى: المواد الدايمغناطيسية (diamagnetic)، البارمغناطيسية (paramagnetic)، والحديدومغناطيسية (ferromagnetic). يتم هذا التصنيف طبقاً لإشارة وقيمة القابلية المغناطيسية للمادة،  $\chi$ . فى المواد الدايمغناطيسية تكون القابلية سالبة وذا قيمة صغيرة ويمكن القول أن المواد الدايمغناطيسية تضعف المجال المطبق (وذلك بتفريق خطوط المجال)، فى حين تعمل المواد البارمغناطيسية على تقوية المجال (وذلك بتركيز خطوط القوى داخل المادة)، ويبين الشكل 4-5 هذا المفهوم.



الشكل 4-5 سلوك المواد الدايمغناطيسية والبارامغناطيسية فى وجود المجال المغناطيسى.

على النقيض من المواد الدايمغناطيسية تكون القابلية موجبة فى كل من المواد البارامغناطيسية والحديدومغناطيسية. الفرق بين النوعين الأخيرين هو أن قيمة القابلية المغناطيسية فى المواد البارامغناطيسية تكون صغيرة، بينما تكون كبيرة جداً فى المواد الحديدومغناطيسية. يسجل الجدول 1-4 قيم القابلية المغناطيسية لبعض المواد من الأصناف الثلاثة.

الجدول 1-4 قيم القابلية المغناطيسية لبعض المواد المغناطيسية

| الدايمغناطيسية $\times 10^{-5}$ |        | البارامغناطيسية $\times 10^{-5}$ |        | الحديدومغناطيسية |      |
|---------------------------------|--------|----------------------------------|--------|------------------|------|
| الألمونيا                       | 26 -   | أكسيد الحديد                     | 720 +  | الحديد النقي     | 5000 |
| البزموت                         | 16.6 - | اليورانسيوم                      | 40 +   | الكوبلت          | 240  |
| الزئبق                          | 2.9 -  | البلاتينيوم                      | 26 +   | النكل            | 150  |
| الفضة                           | 2.6 -  | التنجستين                        | 6.8 +  | الفولاذ          | 100  |
| الماس                           | 2.1 -  | السيزيوم                         | 5.1 +  |                  |      |
| الرصاص                          | 1.8 -  | الألمونيوم                       | 2.2 +  |                  |      |
| ملح الطعام                      | 1.4 -  | الماغنسيوم                       | 1.2 +  |                  |      |
| النحاس                          | 1.0 -  | الصوديوم                         | 0.72 + |                  |      |
| الماء                           | 0.9 -  | غاز الأكسجين                     | 0.19 + |                  |      |

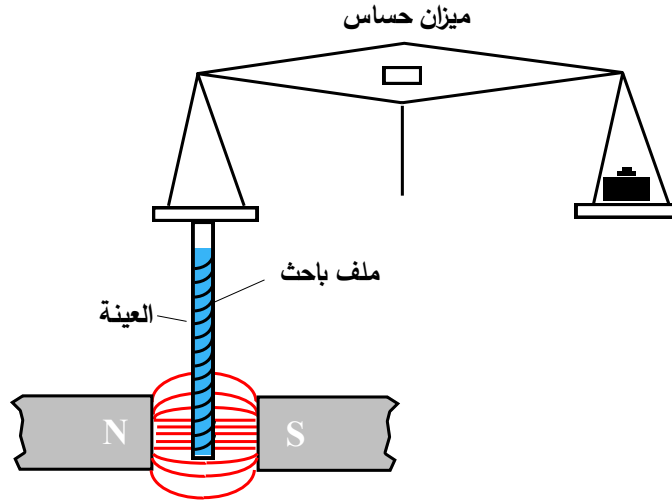
يوجد العديد من طرق قياس القابلية المغناطيسية أبسطها تسمى طريقة جوى

(Gouy). فى هذه الطريقة توضع المادة على شكل قضيب رفيع وطويل معلقاً بقب ميزان حساس بين طرفى مغناطيس قوى يولد مجال غير منتظم، كما هو مبين بالشكل 4-6. يؤثر المجال المغناطيسى على المادة بقوة جذب (كما فى حالة المواد البارامغناطيسية) أو بقوة تنافر (كما فى حالة الدايمغناطيسية).

تكون القوة الرأسية ( $dF_z$ ) التى يؤثر بها المجال المغناطيسى على وحدة الحجم من

المادة،  $dv$  هى،

$$dF_z = \chi H \frac{dH}{dz} dv = \chi H \frac{dH}{dz} dxdydz. \quad 18-4$$



الشكل 4-6 طريقة جوى لقياس القابلية المغناطيسية.

ومن حساب التفاضل نجد أن  $H dH = \frac{1}{2} dH^2$  وبالتالى نحصل على،

$$\therefore dF_z = \frac{1}{2} \chi \frac{dH^2}{dz} dxdydz. \quad 19-4$$

وتكون القوة الكلية التى تؤثر على المادة هى التكامل على كل مناطق المجال و تكون على الصورة،

$$F_z = \frac{1}{2} \chi \int_1^2 \frac{d}{dz} H^2 dx dy dz = \frac{1}{2} \chi \int_1^2 dH^2 dx dy, \quad 20-4$$

$$= \frac{1}{2} \chi A (H_1^2 - H_2^2)$$

حيث  $A$  مساحة مقطع العينة  $(dx dy)$  و  $H_1$  و  $H_2$  هما شدتى المجال عند طرفى القضيب. ولما كانت  $H_1$  اكبر بكثير من  $H_2$  (حيث أن المادة على شكل قضيب رفيع ويكون طرفه العلوى بعيد عن المجال) حيث يتلاشى المجال فإنه يمكن إهمال  $H_2^2$  بالنسبة إلى  $H_1^2$  وبالتالي يمكن كتابة القوة المؤثرة على الصورة،

$$F_z = \frac{1}{2} \chi A H_1^2 = \frac{1}{2} \chi A H^2, \quad 21-4$$

حيث  $H$  شدة المجال عند المركز بين القطبين. تقاس هذه القوة بواسطة الميزان، بينما تقاس شدة المجال بواسطة مقياس فيض وملف باحث وعندها يمكن حساب قيمة القابلية المغناطيسية،  $\chi$ .

#### 4-5 المواد الدايمغناطيسية ونظرية لانجفين

##### DIAMAGNETIC MATERIALS AND LANGVIN THEORY

تعتبر جميع المواد ديامغناطيسية دون إستثناء يكون لها قابلية مغناطيسية سالبة

الإشارة وأصغر بكثير من الواحد. وبسبب تأثير البارامغناطيسية ذات القابلية الموجبة والتى

يمكن أن تحجب الظاهرة الدايمغناطيسية فإن الخاصية الدايمغناطيسية لا تظهر فى بعض المواد.

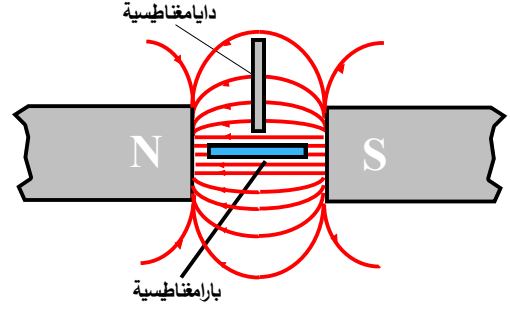
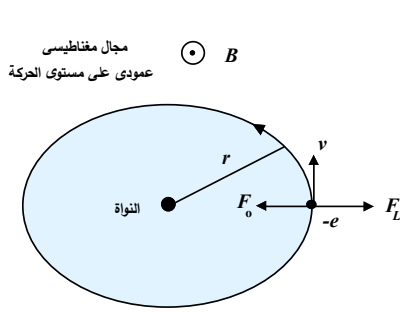
لا تعتمد الظاهرة الدايمغناطيسية على درجة الحرارة، حيث أنها تنتج عن تأثير المجال المغناطيسى الخارجى الذي يؤثر على حركة الالكترونات الداخلية فى الذرة والتي تعتبر بمثابة تيارات كهربية. فعند تطبيق المجال الخارجى تتغير العزوم المغناطيسية الناتجة عن هذه التيارات ويتولد فى المادة مجال مغناطيسى معاكس للمجال الخارجى والذي يعمل على إضعاف المجال الخارجى (الشكل 4-5) الأمر الذى يعنى تنافر المواد الدايمغناطيسية مع الأجزاء القوية من المجال المطبق، كما هو مبين بالشكل 4-7.

ولفهم منشأ الظاهرة الدايمغناطيسية جرت محاولات عديدة ومنها نظرية العالم لانجفين (Langvin) لدراسة كيفية تأثير مجال مغناطيسى عمودى على مستوى حركة الالكترون حول النواة، كما هو مبين بالشكل 4-8.

فى غياب المجال المغناطيسى يدور الالكترون فى مداره الدائرى حول النواة حيث تكون قوة الطرد المركزية مساوية لقوة جذب النواة للالكترون، وطبقاً لقانون نيوتن الثانى يكون،

$$F_c = m\omega_c^2 r,$$

22-4



الشكل 4-8 منشأ الظاهرة الدايامغناطيسية.

الشكل 4-7 تفاعل المادة مع المجال المغناطيسى.

حيث  $\omega$  هي السرعة الزاوية للالكترون و  $m$  هي كتلة الالكترون. ونتيجة دوران الالكترون يكون له عزم مغناطيسى،  $m_m$ ، طبقاً للمعادلة 4-10، على النحو،

$$m_m = I A = \frac{e}{2} \omega r^2. \quad 23-4$$

حيث  $r$  هو نصف قطر مدار الالكترون ويكون هذا العزم موازياً للمجال. وعند تسليط المجال الخارجى على الالكترون يتأثر الالكترون بقوة إضافية تسمى قوة لورنتز،  $F_L$ ، حيث،

$$\mathbf{F}_L = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -eB r \omega, \quad 24-4$$

وبالتالى تكون محصلة القوة  $(F_o + F_L)$  التى تؤثر على الالكترون هي،

$$F_o - eB r \omega = m \omega^2 r. \quad 25-4$$

وعليه فإن السرعة الزاوية للالكترون  $\omega$  نتيجة وجود المجال تكون مختلفة عن  $\omega_o$  ويكون حل هذه المعادلة 4-25 على النحوالتالى،

$$\omega = \omega_o - \frac{eB}{2m}. \quad 26-4$$

يتبين من هذه المعادلة أن سرعة دوران الالكترون تتناقص عند تطبيق المجال بمقدار السرعة



الزاوية للحركة الرحوية التى يولدها المجال،

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}. \quad 27-4$$

وهذه الحركة الرحوية تعادل تياراً دايماغناطيسيا يعطى بالعلاقة،

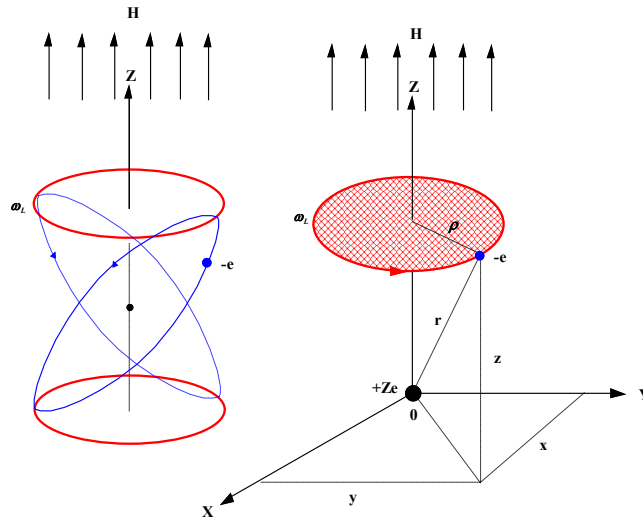
$$I = -\frac{e\omega_L}{2\pi c} = -\frac{e}{2\pi c} \frac{eH}{2mc}$$

وحيث أن العزم المغناطيسى،  $m_m$ ، عبارة عن حاصل ضرب التيار فى المساحة (المعادلة

23-4) وكما هو مبين بالشكل 8-4 فإنه يمكن كتابة العزم المغناطيسى بدلالة متوسطة

نصف قطر الحركة الرحوية للالكترون حول النواة،  $\rho$ ، على الصورة،

$$m_m I = -\frac{e^2 H}{4\pi m c^2} \times \pi \rho^2$$



الشكل 8-4 الحركة الدورانية والحركة الرحوية للالكترون.

وبفرض أن  $\bar{r}$  هو متوسط نصف قطر مسار الالكترونات وباعتبار أن الشحنة موزعة حول

النواة بشكل كروي فإن،

$$\begin{aligned} x^2 &= y^2 = z^2 \\ \therefore x^2 + y^2 + z^2 &= r^2 = \frac{3}{2} \rho^2. \end{aligned} \quad 28-4$$

وعليه يكون العزم المغناطيسى للذرة الواحدة هو

$$M = -\frac{Ze^2}{6mc^2} H \bar{r}^2, \quad 29-4$$

حيث  $Z$  هو العدد الذرى. فإذا كان هناك عدد  $N$  من الذرات فى وحدة الحجم فإن القابلية

المغناطيسية لوحدة الحجم تكون على الصورة،

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 N \Delta\mu}{B} = -\frac{Ze^2}{6mc^2} N \bar{r}^2 = -\frac{\mu_0 Z^2}{6mc^2} (NZ \bar{r}^2). \quad 30-4$$

وبمعرفة توزيع الشحنات حول النواة يمكن تعيين قيمة  $\bar{r}^2$  بواسطة ميكانيكا الكم وبالتالى يمكن حساب قيمة القابلية الدايمغناطيسية.

#### 4-6 المواد البارامغناطيسية PARAMAGNETIC MATERIALS

تظهر الخاصية البارامغناطيسية فقط بعض المواد عند تطبيق مجال مغناطيسى

خارجى عليها وتسمى هذه المواد مواد بارامغناطيسية. تكون المواد البارامغناطيسية مواد

جاذبة للمجال المغناطيسى وتقوى المجال داخل المادة (الشكل 4-5)، لذلك تظهر المادة

قابلية مغناطيسية موجبة الإشارة وفى حدود  $10^{-3} - 10^{-5}$ . يكون لجزيئات هذه المادة عزوم

مغناطيسية دائمة موزعة بشكل عشوائى ولذلك وعلى عكس المواد الحديدومغناطيسية فإن

المواد البارامغناطيسية لا تظهر أى مغناطيسية داخلها عند غياب المجال المغناطيسى الخارجى. عند تطبيق مجال خارجى فإن العزوم تحاول الإصطفاف فى إتجاه المجال ولكن ليس بشكل تام بسبب الحركة العشوائية للجزيئات والتي تنتج عن التهييج الحرارى.

عندما تستطيع (فى المتوسط) نسبة صغيرة فقط من العزوم (30% مثلاً) من الاصطفاف فى إتجاه المجال فإن مغناطيسية المادة سوف تطيع قانون كورى (Curie)،

$$M = C \frac{B_{ext}}{T}, \quad 30-4$$

حيث  $C$  ثابت يختلف من مادة إلى مادة، و  $T$  هى درجة الحرارة المطلقة و  $B_{ext}$  هى شدة المجال الخارجى المطبق. ينص قانون كورى على أن " تمغنط المادة يزداد بزيادة شدة المجال المطبق، كما أنها تقل بزيادة درجة الحرارة. يحدث ذلك لأن المجال القوى يؤدي إلى مزيد من إصطفاف الجزيئات فى إتجاه المجال وبالتالي يزداد تمغنط المادة. كما أن إرتفاع درجة الحرارة تؤدي إلى مزيد من التهييج الحرارى الذى بدوره يزيد التوجيه العشوائى للجزيئات وبالتالي يعمل إرتفاع درجة الحرارة على عدم إصطفاف الجزيئات فى إتجاه المجال ويقل التمعنط الناتج.

يعمل قانون كورى فقط فى المواد التى يصطف فيها جزء صغير نسبياً من الجزيئات فى إتجاه المجال. عندما تزداد نسبة الاصطفاف، فإن قانون كورى يتوقف، لأنه يتوقع أن

يزداد التمغنط مع زيادة شدة المجال وهذا غير حقيقى لانه من المستحيل أن يزداد تمغنط المادة عندما تكون نسبة إصطفاف الجزيئات 100% عندما زيادة شدة المجال الخارجى. عند حدوث ذلك (إصطفاف الجزيئات بنسبة 100%) يقال أن المادة فى حالة تشبع وأن أى زيادة إضافية فى شدة المجال أو إنخفاض فى درجة الحرارة لا يؤدى إلى تغير كبير فى كمية التمغنط الذرات قد إصطفت بالقدر الذى تستطيع أن تفعله.

عند وضع المادة البارامغناطيسية فى مجال مغناطيسى قوى فإنها تتحول إلى مغناطيس يستطيع التجاذب أو التنافر مع المغناطيسات الأخرى طالما وجد المجال القوى. ولكن عند إزالة المجال القوى تفقد المادة حالة إصطفاف الحزىئات وذلك بسبب عملية الاسترخاء التى تحدث لثنائيات القطب والتى تعيدها إلى الحركة العشوائية وبالتالى تعود المادة إلى حالتها الطبيعية. للحصول على الصغية الرياضية التى تصف القابلية المغناطيسية فى المواد البارامغناطيسية توجد طريقتان للمعالجة وهما النظرية التقليدية والنظرية الكمية وسنقدمهما بشكل مختصر فيما يلى.

فى النظرية التقليدية يفترض أن طاقة الوضع لثنائى القطب،  $V$ ، الموضوع فى مجال

مغناطيسى تكون على الصورة،

$$V = -\mu \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta .$$

31-4

حيث  $\mu$  العزم المغناطيسى لثنائى القطب و  $\theta$  الزاوية المحصورة بين إتجاه المجال وإتجاه

العزم المغناطيسى للثنائى. وكما ذكرنا من قبل، تكون طاقة الوضع أصغر ما يمكن عندما يكون العزم موازياً للمجال وهكذا يتضح أن العزم يميل إلى الاصطفاف فى إتجاه المجال. وكنتيجة لتأثير المجال ودرجة الحرارة تظهر المادة بعض المغناطيسية المتولدة. يمكن كتابة القيمة المتوسطة للعزم فى إتجاه  $z$  (على إمتداد المجال) على الصورة،

$$\overline{\mu_z} = \mu L(v), \quad 32-4$$

حيث  $v$  هى سرعة الإلكترون و  $L(v)$  هى دالة لانجفين والتي تكون على الصورة،

$$L(v) = \text{Coth } v - \frac{1}{v} \quad \& \quad v = \frac{\mu B}{kT}. \quad 33-4$$

يبين الشكل 4-9 التغير بين  $\overline{\mu_z}$  و  $v = \frac{\mu B}{kT}$  ويتضح من هذا الشكل أن متوسط العزم

يتناسب مع شدة المجال الخارجى،  $B$ ، ويصل العزم إلى حالة تشبع عند قيمة عظمى  $\mu$

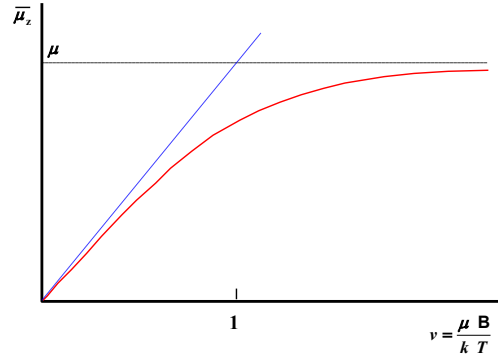
(عندما يكون عزم الثنائى موزياً تماماً للمجال).

فى معظم الحالات العملية تكون قيمة النسبة  $v = \frac{\mu B}{kT}$  صغيرة جداً بالنسبة للواحد.

هكذا، عند  $\mu = \mu_B$  و  $B = 0.1 \text{ W/m}^2$  و  $T = 100^\circ \text{K}$ ، تكون قيمة هذه النسبة فى حدود

0.001. ولهذا يمكن تقريب دالة لانجفين إلى الصورة  $L(v) \approx \frac{1}{3}v$  وهذا يؤدى الى،

$$\overline{\mu_z} = \frac{\mu^2 B}{3kT}. \quad 34-4$$

الشكل 4-9 إعتداد متوسط العزم المغناطيسى على  $v$ .

تكتب كمية التمثيل على الصورة،

$$M = N \bar{\mu}_z = \frac{N \mu^2 B}{3 k T},$$

حيث  $N$  هو تركيز الذرات. ويمكن كتابة القابلية المغناطيسية على الصورة،

$$\chi = \frac{M}{B} = \frac{N \mu_0 u^2}{3 k T} = \frac{C}{T}. \quad 35-4$$

حيث  $C$  ثابت كورى وتسمى هذه المعادلة بقانون كورى أيضا. عند التعويض عن

$N = 10^{26} \text{ m}^{-3}$  و  $T = 100^\circ \text{ K}$  تكون  $\chi \approx 10^{-5}$  وهى يتفق مع القيم المسجلة فى الجدول 4-1.

يشار للمعادلة السابقة أيضا بقابلية لانجفين البارامغناطيسية.

فى النظرية الكمية يمكن التعبير عن العزم المغناطيسى  $\mu$  بدلالة العزم الزاوى الكلى

$J$  على الصورة،

$$\mu = g \left( -\frac{e}{2m} \right) J, \quad 36-4$$

حيث  $g$  هو معامل لاندى (Lande' factor). عند تطبيق مجال مغناطيسى على الذرة

يحدث ما يسمى بإنفلاق أو إنشقاق زيمان (Zeeman splitting) لمستوى الطاقة، وتكون طاقة زيمان على الصورة،

$$E = -\mu \cdot B = g\mu_B B m_j. \quad 37-4$$

حيث  $j$  هو الرقم الكمى المغناطيسى للمستوى و  $\mu_B \cong e\hbar/2m = 9.3 \times 10^{-24} \text{ J m}^2/\text{W}$  هو مغنيط بوهر، و  $m_j$  العزم الكمى المغناطيسى المقابل. إذا كان  $j = \frac{1}{2}$  فإن  $m_j$  تأخذ القيمة  $-\frac{1}{2}$  أو  $\frac{1}{2}$  وهذا يولد إنفلاق فى مستوى الطاقة إلى مستويين، كما هو مبين بالشكل 4-10. ويكون الفرق بين طاقة المستويين هو،

$$\Delta E = g\mu_B B. \quad 38-4$$

لاحظ أن للمستوى السفلى،  $m_j = -\frac{1}{2}$ ، يكون العزم موازياً للمجال، ويكون العزم فى المستوى العلوي عكس المجال.

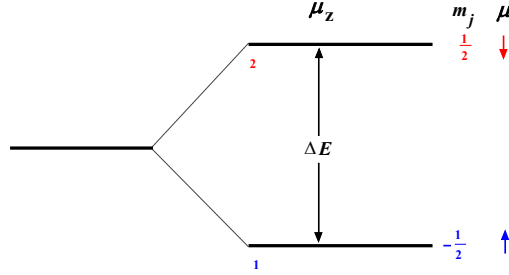
تعطى كمية التمغنط  $M$  بالمعادلة،

$$M = g\mu_B (N_1 - N_2), \quad 39-4$$

حيث  $g\mu_B$  تكون عبارة عن مركبة العزم فى اتجاه  $z$  عندما يصطف بالكامل مع المجال و  $N_1$  و  $N_2$  هما تركيزات الذرات فى المستويين السفلى والعلوي على الترتيب. ترتبط هذه التركيزات معاً بالعلاقة،

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta E / kT}.$$

40-4



الشكل 10-4 الوصف الكمي للقابلية البارامغناطيسية، حيث تشير الأسهم إلى اتجاه العزم فى المستويات المختلفة.

وحيث أن  $N_1 + N_2 = N$  عبارة عن التركيز الكلى، فإنه بحل المعادلتين 39-4 و 40-4

يمكن تعيين هذه التركيزات، ومن ثم عند التعويض بهم فى المعادلة 39-4 نحصل على،

$$M = Ng\mu_B \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} = Ng\mu_B \tanh(x), \quad 41-4$$

حيث  $x = g\mu_B B / kT$ . يبين الشكل 11-4 اعتماد  $M$  على  $x$  لنظام عند  $j=1/2$ . من

الشكل يتضح أن  $M$  تتناسب مع  $B$  عند قيم المجال الصغيرة وتصل  $M$  إلى حالة التشبع

عند قيمة تمغنط تساوى  $Ng\mu_B$ .

ولإلقاء مزيد من الضوء على المواد البارامغناطيسية يجب استخدام المعالجة الكمية

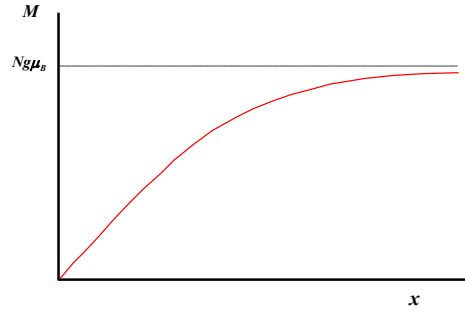
لفهم فيزياء عملية التمغنط. عندما يكون  $j=1/2$  فإن ثنائى القطب يأخذ فقط أحد اتجاهين،

أحدهما يكون موازياً للمجال طبقاً لمستوى الطاقة السفلى فى الشكل 10-4، والآخر يكون

عكس اتجاه المجال طبقاً لمستوى الطاقة العلوي. ومع زيادة شدة المجال فإن الاتساع بين



المستويين يزداد وتهبط ثنائيات القطب من المستوى الطاقة العلوى إلى مستوى الطاقة السفلى، ويؤدى هذا إلى زيادة التمعنط.



الشكل 11-4 إعتداد  $M$  على  $x$  لنظام عندما  $j = 1/2$ .

عندما تكون شدة المجال صغيرة تكون النسبة  $x \ll 1$  وبالتالي تكون  $\tanh x \approx x$  و

عند التعويض بهذه القيمة فى المعادلة 4-41 نحصل على القابلية فى الصورة،

$$\chi = \frac{\mu_0 N (g\mu_B)^2}{kT}. \quad 42-4$$

وهذه الصورة هى نفس نتيجة التى حصلنا عليها سابقاً فى المعالجة التقليدية، كما تزودنا هذه

الصيغة بأن العزم الفعال للذرة يكون على الصورة،  $\mu_{eff} = \sqrt{3} g \mu_B$  . وعندما تحتوى الذرة على

عدد من المستويات أكبر من 2 (أي أن  $j > \frac{1}{2}$ ) فإن الصيغة الرياضية التى تصف القابلية

المغناطيسية تكون على الصورة،

$$\chi = \frac{\mu_0 N \mu_{eff}^2}{3kT}, \quad 43-4$$

حيث  $\mu_{eff} = p \mu_B$  و  $p$  يسمى العدد الفعال لمغنيط بوهر للذرة، حيث  $p = g[j(j+1)]^{1/2}$ .

يتضح من المعادلة السابقة أن القابلية المغناطيسية للمواد البارامغناطيسية تتناسب عكسياً مع درجة الحرارة المطلقة.

#### 7-4 القابلية المغناطيسية لباولى PAULI'S MAGNETIC SUSCEPTIBILITY

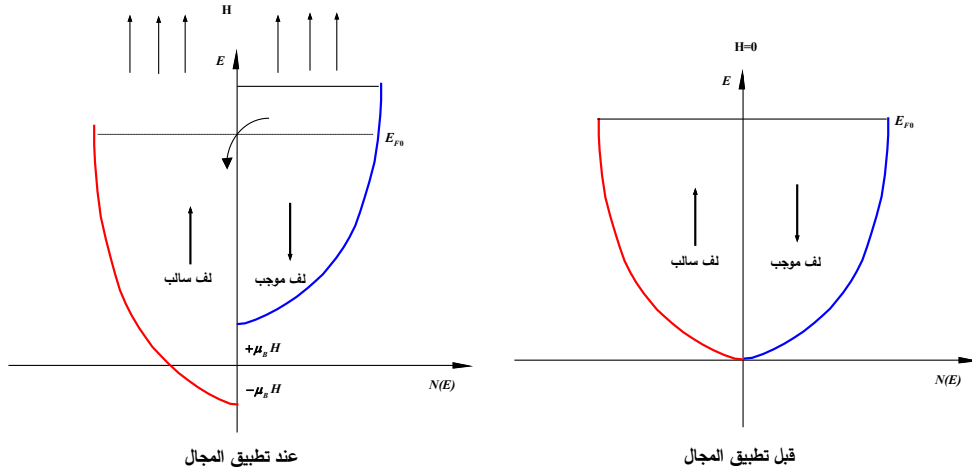
طبقاً لقانون كورى فإن القابلية المغناطيسية تتناسب عكسياً مع درجة الحرارة. وبالرغم من صلاحية هذا القانون لكثير من المواد إلا أنه فشل فى تفسير عدم اعتماد القابلية المغناطيسية على درجة الحرارة فى بعض المعادن. استطاع العالم باولى تفسير هذا التناقض وذلك باستخدام إحصاء فيرمى-ديراك لوصف الغاز الإلكتروني بدلاً من إحصاء ماكسويل-بولتزمان.

نفترض أن التوزيع الإلكتروني فى الفلز عند الصفر المطلق يكون على شكل قطع مكافئ، كما هو مبين بالشكل 4-12. عند تطبيق المجال المغناطيسى،  $H$ ، على المادة فإن طاقة الإلكترون تزداد أو تقل طبقاً لإتجاه لفة بالنسبة للمجال الخارجى، أى أن نصف عدد الإلكترونات (الموجبة اللف) تزداد طاقة وضعها بينما تقل طاقة وضع النصف الآخر (السالبة اللف) بنفس مقدار الطاقة، كما هو مبين بالشكل 4-13.

$$\Delta E = g m_s \mu_B H, \quad 44-4$$

حيث  $g = 2$  هو ثابت انشطار لاندى (معامل لاندى)،  $m_s$  هو عدد اللف الكمى

ويساوى  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  و  $\mu_B$  هو مغنيط بوهر .



الشكل 4-12 دالة التوزيع الإلكتروني قبل وبعد تطبيق المجال

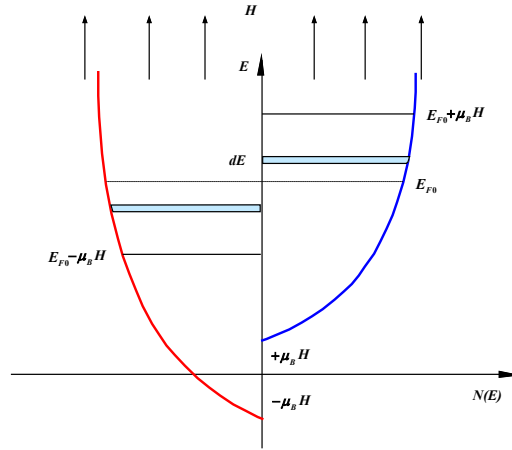
يكون التغير فى طاقة الالكترون نتيجة تطبيق المجال هو،

$$\therefore \Delta E = \pm \mu_B H . \quad 45-4$$

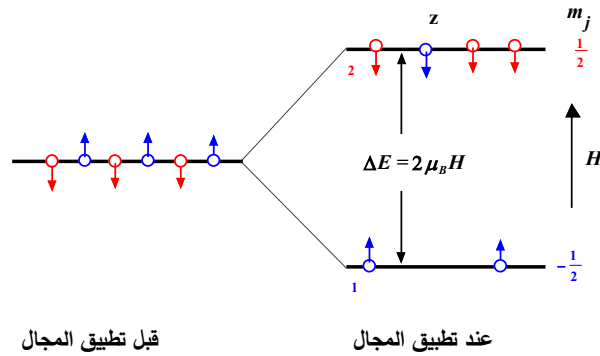
بفرض أن  $E_{F0}$  هى طاقة مستوى فيرمى عند درجة الصفر المطلق فإن تطبيق المجال الخارجى يؤدى إلى تغير مستويات الطاقة بالنسبة للالكترونات المختلفة (الموجبة والسالبة اللف)، ويتبع ذلك حدوث تغير فى عدد الالكترونات فى كل مستوى، كما هو مبين بالشكل 4-14. تؤدى هذه الزيادة إلى زيادة فى العزم المغناطيسى داخل المادة فى إتجاه المجال.

بفرض أن عدد الالكترونات التى غيرت إتجاهها عند تطبيق المجال هو  $\Delta n$ ، حيث

$$\Delta n = \int_{E_{F0}}^{E_{F0} + \mu_B H} \frac{1}{2} N(E) dE = \frac{1}{2} N(E) \mu_B H$$



الشكل 4-13 حساب التغير فى الطاقة.



قبل تطبيق المجال

عند تطبيق المجال

الشكل 4-14 تأثير زيمان وتغير عدد الالكترونات فى المستويات عند تطبيق المجال

الخارجى. عدد الالكترونات هنا إختيارى ولتوضيح المفهوم فقط.

حيث  $N(E)$  دالة التوزيع الالكترونى. ويكون التغير فى العزم المغناطيسى نتيجة إعادة ترتيب لف الالكترونات هو،

$$\Delta M = 2 \Delta n \mu_B .$$

46-4

تم وضع المعامل 2 فى المعادلة السابقة وذلك بسبب أن دوران اللف يكون بزواوية  $180^\circ$  أى يكون التحول من  $-\mu_B$  إلى  $+\mu_B$ ، أى أن التغير يكون  $2\mu_B$ . وبالتعويض من 4-45 فى

المعادلة السابقة نحصل على،

$$\Delta M = \frac{1}{2} N(E) \mu_B H. 2\mu_B = \mu_B^2 H N(E). \quad 47-4$$

وتكون الزيادة فى العزم المغناطيسى لوحدة الحجم من المادة فى إتجاه المجال هى،

$$\frac{\Delta M}{V} = \frac{\mu_B^2 H}{V} N(E).$$

وهذه الزيادة فى العزم تولد فى المادة قابلية بارمغناطيسية مقدارها،

$$\chi(pauli) = \frac{M}{H} = \frac{\mu_B^2}{V} N(E). \quad 48-4$$

وحيث أن دالة التوزيع  $N(E)$  طبقا لإحصاء فيرمى-ديراك تكون على الصورة،

$$N(E) = 4\pi \left( \frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2} = \frac{3}{2} \left( \frac{N}{E_F} \right),$$

وبمعرفة  $N$  بدلالة طاقة فيرمى  $E_F$  على الصورة،

$$N = \frac{2}{3} 4\pi \left( \frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} E_F^{3/2},$$

فإن القابلية المغناطيسية لبأولى لوحدة الحجم تكون،

$$\chi(pauli) = \frac{3}{2} \frac{N}{E_{F0}} \mu_B^2. \quad 49-4$$

يتضح من هذه المعادلة أن القابلية المغناطيسية لا تعتمد على درجة الحرارة اللهم من خلال

تغير طاقة فيرمى  $E_{F0}$  مع درجة الحرارة، وهكذا فإن هذا التفسير يزيل التناقض السابق ذكره

فى قانون كورى.

#### 4-8 المواد الحديدومغناطيسية FERROMAGNETIC MATERIALS

ظاهرة الحديدومغناطيسية عبارة عن خاصية وجود التمعنط التلقائى، بمعنى أن المادة تظهر خصائص مغناطيسية حتى فى غياب المجال المغناطيسى. تعتبر المعادن الإنتقالية مثل Fe ، Co ، و Ni من أشهر أمثلة المواد الحديدومغناطيسية، هذا بالإضافة إلى بعض العناصر والسبائك الأخرى التى تحتوى على عناصر أرضية نادرة. كما تصبح بعض العناصر النادرة مثل Gd ، و Dy وثاني أكسيد الكريبتون العازل ( $\text{CrO}_2$ ) تصبح مواد حديدومغناطيسية عند الظروف المناسبة.

تتضمن الظاهرة الحديدومغناطيسية إصطفاف نسبة كبيرة من العزوم المغناطيسية للجزيئات فى اتجاه ما فى البلورة. وحيث أن هذه الخاصية تحدث فى العناصر الإنتقالية والعناصر الأرضية النادرة فإن ذلك يكون مرتبطاً بالمدارات 3d و 4f. ولمزيد من إلقاء الضوء على منشأ الظاهرة الحديدومغناطيسية يجب دراسة سلوك الالكترونات فى هذه المواد وإعتماده على كل من شدة المجال الخارجى ودرجة الحرارة.

إن التأثير المتبادل بين اللف المغزلى للالكترونات المتجاورة يميل إلى توجيه عزومها المغناطيسية باتجاه يوازى بعضها البعض وبذلك تصبح المادة فيرومغناطيسية ويولد هذا التأثير ما يسمى بالمجال المتبادل (exchange field). إن زيادة درجة إصطفاف العزوم

المغناطيسية يعنى زيادة المجال الداخلى الذى بدوره يؤدى إلى زيادة ترتيب العزوم. إفترض العالمان كورى وفايس (Weiss & Curie) أن المجال الداخلى،  $B_i$ ، يتناسب مع كمية التمغنط،  $M$ ، على الصورة،

$$B_i = \lambda M, \quad 50-4$$

حيث  $\lambda$  هو ثابت المجال الداخلى والذي يحدد قوة التأثير المتبادل بين العزوم فى المادة. عند تطبيق مجال مغناطيسى خارجى  $B_{ext}$  فإن المجال الكلى داخل المادة يصبح،

$$B_{tot} = B_{ext} + \lambda M. \quad 45-4$$

وحيث أنه طبقا لقانون كورى  $\chi = M / B = C / T$  (المعادلة 4-34) فإن،

$$M = \frac{C}{T} (B_i + \lambda M). \\ \therefore M = \frac{C}{T - \lambda C} B_i. \quad 46-4$$

وطبقا لهذه المعادلة نحصل على القابلية المغناطيسية على الصورة،

$$\chi = \frac{M}{B_i} = \frac{C}{T - \lambda C} = \frac{C}{T - T_C}. \quad 47-4$$

حيث  $C$  و  $T_C = \lambda C$  هما ثابت كورى ودرجة حرارة كورى على الترتيب. تعرف العلاقة السابقة بقانون كورى-فايس (Curie-Weiss) وهى نفس علاقة لانجفين ماعدا أن نقطة أصل محور درجة الحرارة قد أزيحت من الصفر إلى  $T_C$ . وهكذا فإنه عند درجة حرارة  $T = T_C$  تكون الإهتزازات الحرارية عالية وبذلك يكون المجال الداخلى يكون غير كاف لترتيب

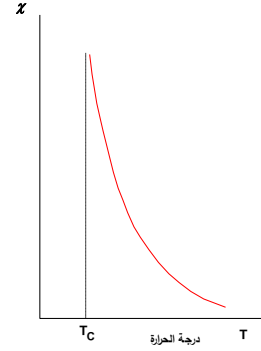
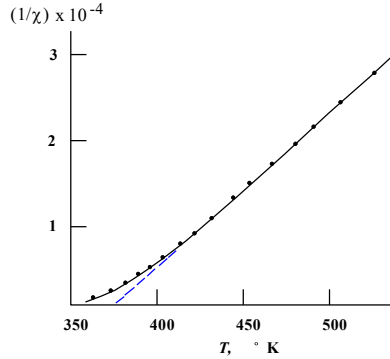
العزوم المغناطيسية وعلية تسلك المادة سلوك المواد البارامغناطيسية. يجب الإشارة هنا بأن المجال الداخلى هو ليس مجالا بالمعنى المفهوم ولكنه قوة تحاول ترتيب العزوم المغناطيسية ومقدارها يعتمد على درجة الإصطفاف.

يبين الشكل 4-14 مدى صلاحية قانون كورى-فايس فى حالة النيكل (والذى له درجة حرارة كورى تساوى  $350^\circ\text{C}$ ). نلاحظ وجود إنحراف عن القانون فقط بالقرب من أو أسفل من درجة حرارة كورى. يجب ملاحظة أن المعادلة 4-47 تتوقع تباين (إختلاف) فى قيمة  $\chi$  مع إنخفاض درجة الحرارة نحو  $T_c$  وهذا يعتبر مؤشراً لإقتراب التحول من طور البارامغناطيسية إلى الحديدومغناطيسية.

فى مدى درجة الحرارة  $T \leq T_c$  فإن القابلية المغناطيسية  $\chi$  تكون سالبة وهذا يعنى عدم إمكانية تطبيق قانون كورى-فايس. عند هذه الدرجة ( $T = T_c$ ) تصبح قيمة القابلية المغناطيسية مالا نهائية (الشكل 4-15) وهذا يشير إلى وجود التمعنط التلقائى (تمغنط التشبع)، حتى فى غياب المجال الخارجى.

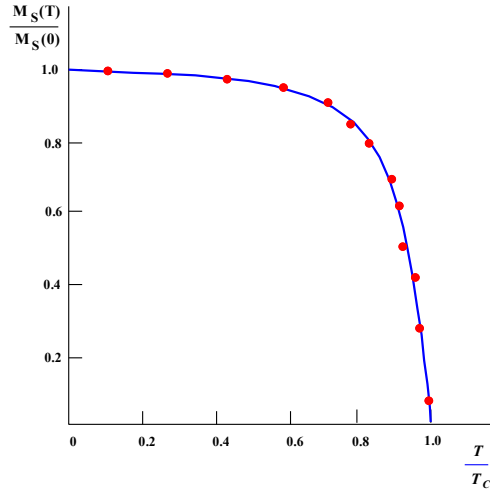
يبين الشكل 4-16 رسم لمقلوب القابلية المغناطيسية لمادة النيكل مع درجة الحرارة، ومنه يتبين وجود إنحراف عن قانون كورى-فايس عند درجة كورى (حوالى  $385^\circ\text{C}$  للنیکل).





الشكل 4-15 تغير القابلية المغناطيسية مع درجة الحرارة. الشكل 4-16 مدى صلاحية قانون كورى-فايس فى حالة النيكل.

يزداد هذا التمعنط مع إنخفاض درجة الحرارة ويصل إلى أقصى قيمة (حد التشبع) عند  $T = 0^\circ \text{K}$ ، كما هو مبين بالشكل 4-17. عند هذا الحد، تكون جميع العزوم المغناطيسية قد رتبت نفسها (عن طريق الدوران) بشكل يوازى بعضها البعض عند درجة حرارة  $T = 0^\circ \text{K}$ . يبين الشكل رسم بين نسبة التمعنط عند درجة حرارة معينة إلى التمعنط عند الصفر المطلق،  $M_s(T)/M_s(0)$  والنسبة بين درجة الحرارة ودرجة حرارة كورى،  $T/T_c$ . ويتضح من الشكل أن تحول المادة من البارامغناطيسية إلى الحديدومغناطيسية يحدث عند  $T/T_c = 1$ ، بينما يحدث التشبع عند  $T/T_c = 0$  (أى عند  $T = 0^\circ \text{K}$ ).



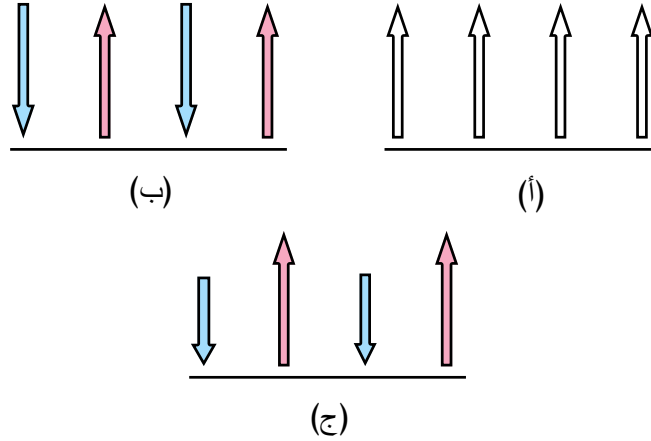
الشكل 4-17 إعتدال التمغنط على درجة الحرارة فى حالة الحديد.

#### 4-9 المواد الحديدومغناطيسية FERROMAGNETIC MATERIALS

تنقسم المواد التى تظهر مغناطيسية دائمة إلى ثلاثة أنواع. النوع الأول يسمى المواد الحديدومغناطيسية (ferromagnetic) والتى تكون فى حالة تمغنط كامل حيث تصطف جميع ثنائيات القطب فى نفس الإتجاه، كما يبين الشكل 4-18(أ).

النوع الثانى يختلف عن المواد الحديدومغناطيسية وفيه تكون عزوم ثنائيات القطب متساوية وتترتب بحيث تكون العزوم المتجاورة متعاكسة فى تجاه، كما يبين الشكل 4-18(ب). تسمى هذه المواد ضد-الحديدومغناطيسية (antiferromagnetic). فى هذه الحالة، يمكن إعتبار أن العزوم موعة على شبكتين فرعيتين (sub-lattices) متشابهتين بحيث تكون العزوم فى الشبكة الأولى موازية ومساوية للعزوم فى الشبكة الثانية ولكنها فى عكس الإتجاه وبالتالي تكون المحصلة النهائية للعزم مساوية للصفر حتى فى حالة عدم وجود

مجال خارجى، كما يبين الشكل 4-19.



الشكل 4-18 الترتيبات المغناطيسية، (أ) الحديدومغناطيسية، (ب) ضد الحديدومغناطيسية و (ج) الحديدومغناطيسية.

فى النوع الثالث لاتكون العزوم متساوية وتكون متعاكسة الاتجاه، كما يبين الشكل

4-18(ج). تسمى هذه المواد الحديدومغناطيسية (ferrimagnetic). فى هذه الحالة، توجد

محصلة العزوم لا تساوي الصفر وتظهر المادة بعض التمغنط فى حالة عدم وجود المجال.

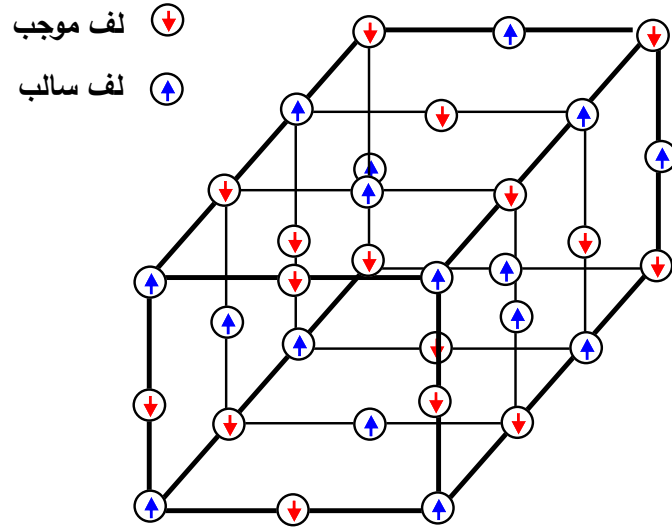
يتلاشى تمغنط المادة فى كل من المواد الحديدومغناطيسية والمواد ضد

الحديدومغناطيسية عند رفع درجة الحرارة إلى درجة معينة تسمى درجة حرارة نايل (Nee'l

temperature)،  $T_N$ . فوق هذه الدرجة تكون المادة بارامغناطيسية وتوصف القابلية بالعلاقة،

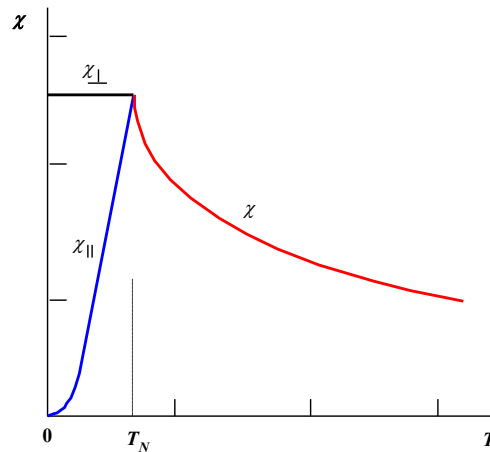
$$\chi = \frac{C}{T + T'_N}, \quad 48-4$$

حيث  $C$  و  $T'_N$  ثوابت تعتمد على نوع المادة.



الشكل 4-19 التركيب المغناطيسى للمواد ضد الحديدومغناطيسية.

وحيث أن محصلة التمثيل في غياب المجال تكون صفراً في كل من المواد ضد الحديدومغناطيسية والمواد البارامغناطيسية فإنه يمكن التمييز بين النوعين عن طريق دراسة شكل تغير القابلية المغناطيسية مع درجة الحرارة. في المواد البارامغناطيسية يتحقق قانون كورى ( $\chi \approx 1/T$ ) عند كل درجات الحرارة، بينما في المواد ضد الحديدومغناطيسية فإن التغير يتبع العلاقة 4-48 والتي تختلف عن قانون كورى، كما هو مبين بالشكل 4-20.



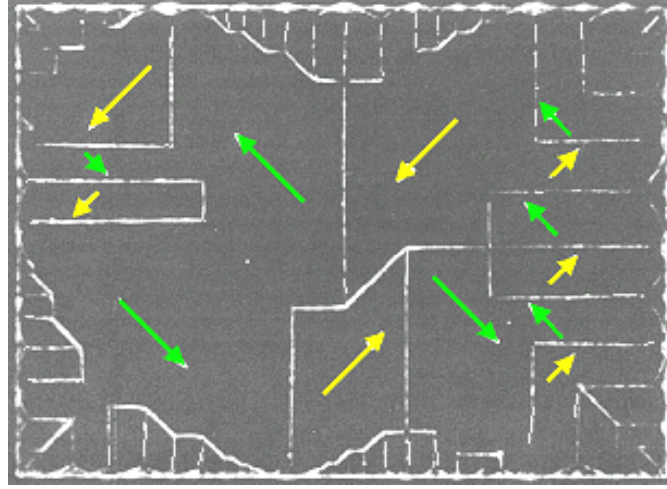
4-20 تغير القابلية المغناطيسية لمادة ضد الحديدومغناطيسية مع درجة الحرارة، تشير الكميات  $\chi_{\perp}$  و  $\chi_{\parallel}$  إلى القابلية عندما يكون المجال عمودى أو موازى لإتجاه اللف التلقائى.

تسمى المواد الحديدومغناطيسية بالفيراييت وهى عبارة عن بللورات أيونية لها التركيب البنائى  $XFe_2O_4$  حيث X يكون معدن ثنائى التكافؤ. تتبلور مثل هذه المواد غالبا على شكل تركيب سبائيل (إبرى spinel) ومن أشهر هذه المواد الماجنيتيت ( $Fe_3O_4$ ).

#### 10-4 المناطق المغناطيسية MAGNETIC DOMAINS

##### 10-4-1 تعريف المناطق المغناطيسية

لتفسير لماذا تتحول المواد الحديدومغناطيسية إلى ديامغناطيسية حتى أسفل درجة حرارة كورى، أفترض العالم فايس أن المادة الحديدومغناطيسية تنقسم إلى عدد كبير من المناطق الصغيرة تسمى المناطق المغناطيسية. تكون هذه المناطق ممغنطة ويختلف إتجاه العزوم من منطقة إلى أخرى بالشكل الذى يلاشى بعضه البعض الآخر، وهذا يؤدى إلى تلاشى المغناطيسية فى المادة ككل. يبين الشكل 4-21 صورة تخطيطية للمناطق المغناطيسية. يعتمد تكون كل منطقة وكذلك شكلها على التنافس بين عدد من أشكال الطاقة الموجودة فى البلورة.

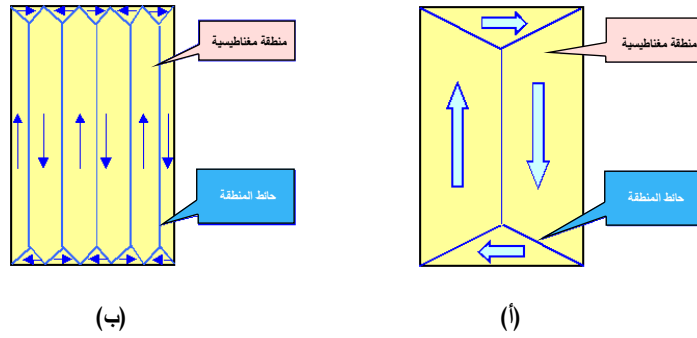


الشكل 4-21 تكون المناطق الحديدومغناطيسية فى المادة.

لإلقاء مزيد من الضوء، يمكن تعريف المناطق المغناطيسية على أنها مناطق داخل البلورة تختلف فيها إتجاهات العزوم المغناطيسية من منطقة لأخرى وتتفصل هذه المناطق بعضها عن بعض بحوائط تسمى حوائط بلوخ (Bloch walls)، ويكون سمك هذه الحوائط فى الحديد (على سبيل المثال) فى حدود  $1000 \text{ \AA}$ . يبين الشكل 4-22 بعض الاشكال الممكنة للمناطق المغناطيسية والحوائط التى تفصل بينها.

تكون العزوم المتجاورة موازية لبعضها البعض، وتكون طاقة التبادل بين المناطق المختلفة، فى هذه الحالة، أقل ما يمكن. يمكن كتابة الطاقة الكلية الداخلية للنظام على الصورة،

$$U_{align} = U_{random} - W_{align} + W_{field} \quad 49-4$$



الشكل 22-4 بعض الاشكال الممكنة للمناطق المغناطيسية.

تحتوى المعادلة السابقة على ثلاثة حدود للطاقة تنتج عن شكل وتركيب المناطق المغناطيسية المختلفة وطبيعتها. الحد الأول هو  $U_{random}$  ويمثل الطاقة الناتجة عن كل العزوم الموجودة فى المناطق المختلفة والتي تكون إتجاهاتها عشوائية. تزداد هذه الطاقة بزيادة عشوائية المناطق والعكس صحيح. الحد الثانى  $W_{align}$  ويمثل الطاقة الناتجة عن إصطفاف العزوم فى إتجاه واحد والإشارة السالبة تعنى أن زيادة الاصطفاف تقلل الطاقة الكلية للنظام. الحد الثالث  $W_{field}$  يمثل الطاقة المغناطيسية التى يحيط بها المجال الخارجى المادة، حيث تزداد الطاقة الداخلية بزيادة شدة المجال الخارجى والعكس صحيح.

بالرجوع للشكل 22-4 نجد أن تركيب المناطق فى كلا النموذجين (أ) و (ب) يعمل على تقليل المجال الخارجى وبالتالي تقليل  $W_{field}$  وذلك لأن خطوط الفيض تتقارب داخل المادة، هذا بالإضافة إلى أننا حافظنا على إصطفاف العزوم المغناطيسية خلال معظم المادة بإستثناء عند حوائط المناطق. دعنا الآن نتساءل، أى التركيبين أفضل؟ إن الإجابة على هذا

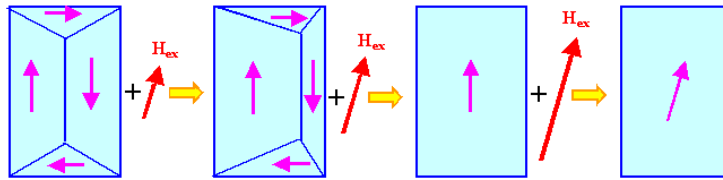
التسائل ليست بالسهلة ولكن يمكن القول إنه فى حالة المناطق الكثيرة يمكن إحتواء خطوط الفيض المغناطيسى داخل المادة بشكل أفضل، ولكن فى هذه الحالة تزداد مساحة حوائط المناطق ونفقد الكثير من طاقة الإصطفاف  $W_{align}$ .

تسمى الطاقة المفقودة نتيجة عدم الاصطفاف التام للعزوم عند حوائط المناطق طاقة الحائط (domain wall energy) وتعتبر هذه الطاقة خاصية لطبيعة الحائط نفسه. يمكن تعريف حائط المنطقة المغناطيسية على أنه عيب ثنائى الابعاد فى ترتيب مثالى وبالتالى يحمل طاقة كأى عيب ثنائى الابعاد فى البلورة آخر. فى هذه الحالة، يجب أن يكون هناك إتران بين الطاقة المكتسبة نتيجة تقليل المجال الخارجى والطاقة المفقودة بواسطة حائط المنطقة ولا ننسى، أن العزوم المغناطيسية داخل المنطقة (فى عدم وجود مجال خارجى قوى) تفضل الإتجاه الأسهل دائماً.

والأن، ماذا يحدث للمناطق المغناطيسية عند تطبيق مجال مغناطيسى خارجى على مادة حديدومغناطيسة لها تركيب المناطق المغناطيسية فى حالة إتران؟ عند تطبيق المجال تحدث عدة أشياء نبينها فيما يلى. نجد أن المناطق التى يكون إتجاهها قريب من إتجاه المجال تمتص طاقة (أى تزداد طاقتها) فى حين تطرد المناطق الاخرى طاقة (أى تقل طاقتها). يتطلب تقليل الطاقة الكلية للنظام زيادة حجم المناطق الموجهة إيجابياً (فى إتجاه



المجال) وتقلص حجم المناطق الموجهة على نحو غير مناسب. يجب أن نتوقع بأن المنطقة الأكثر توجيهاً مع المجال ستتمو مع زيادة شدة المجال الخارجى ( $H_{ex}$ ) حتى تعم البلورة كلها بينما ستختفي المناطق الأخرى المخالفة. وعند زيادة المجال الخارجى أكثر من ذلك نجد أن كل العزوم المغناطيسية تصطف فى إتجاه المجال عن طريق الدوران وتصل كمية المغناطيسية إلى درجة التشبع. يبين الشكل 4-23 هذا المفهوم. يتضح من هذا الشكل أن حوائط المناطق تتحرك مع زيادة شدة المجال الخارجى لتسمح بتكون المنطقة المغناطيسية ذات التركيب الجديد.



الشكل 4-23 تحرك المناطق المغناطيسية.

#### 2-10-4 منحنى التخلف المغناطيسى HYSTERESIS CURVE

من الجدير بالذكر، أن المادة تتمغنط فى المجالات الضعيفة بواسطة تحرك حدود (حوائط) المناطق المغناطيسية، بينما تتمغنط فى المجالات القوية عن طريق دوران إتجاهات العزوم المغناطيسية للجزيئات.

عندما تكون قيم شدة المجال المطبق صغيرة تبرز حوائط المناطق المغناطيسية

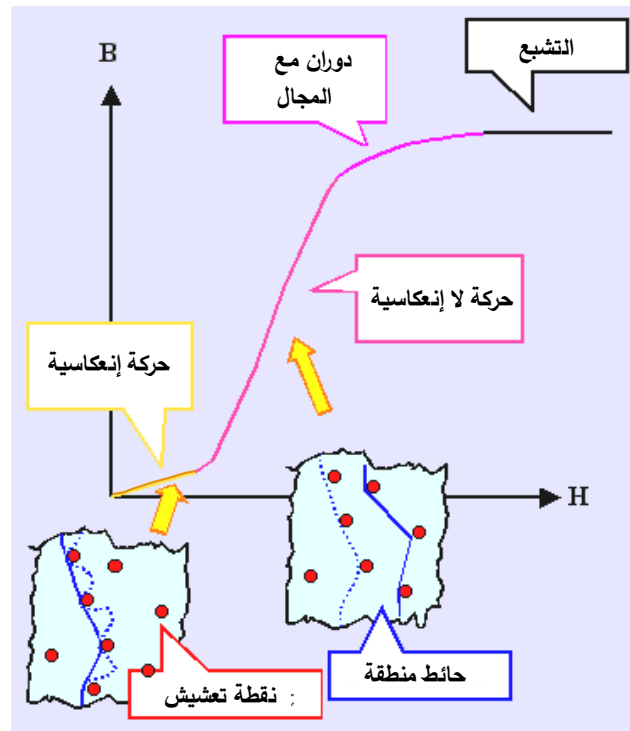
الصغيرة والتي تعيش عند العيوب النقطية فى البلورة وتأخذ هذه الحوائط فى النمو مع زيادة شدة المجال الخارجى. عندم تتكون المناطق المغناطيسية ويتضح مظهرها فإن زيادة شدة المجال تؤدي إلى نمو المناطق التى تتجه مع المجال، كما تؤدي إلى تقلص المناطق الأخرى وبالتالي يزداد تمغنط المادة بشكل خطي مع شدة المجال  $H$ . يستمر تحرك الحوائط مع زيادة المجال المطبق حتى تعم المناطق الموازية للمجال المادة كلها.

عندما تكون شدة المجال الكبيرة فإن كمية تمغنط المادة تزداد وذلك عن طريق دوران العزوم المغناطيسية لتصطف فى اتجاه المجال ويصل التمكنط إلى درجة التشبع عندما تكون جميع العزوم موازية للمجال، كما هو مبين فى الشكل 4-24. عند عكس العملية (تقليل المجال) نجد أن المرحلة السابقة غير انعكاسية، بمعنى أن المغناطيسية المتولدة فى المادة لا تتلاشى عند وضع شدة المجال مساوية للصفر وبذلك تظهر المادة كمية تمغنط متخلفة (متبقية)  $M_r$  (remnant magnetization) عند  $H=0$ . يبين الشكل 4-25 هذه المراحل المختلفة.

عند عكس المجال الخارجى فإن كمية التمكنط تقل مع زيادة شدة المجال حتى تصل إلى الصفر عند مجال  $H_c$ . يسمى هذا المجال مجال إزالة التمكنط ويعرف بالقوة المغناطيسية القهرية (coercive). عند الاستمرار فى زيادة المجال ينعكس اتجاه التمكنط

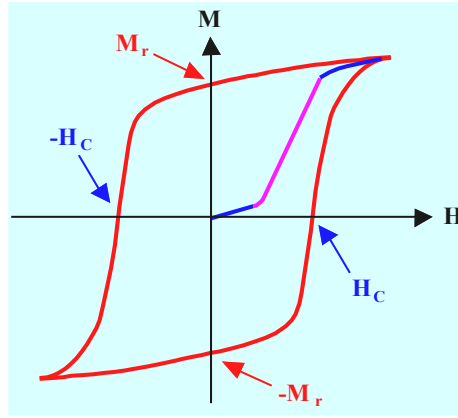
المتولد وتصبح  $M$  سالبة الإشارة ونصل إلى درجة التشبع فى الاتجاه العكسى. عند زيادة المجال فى الاتجاه الموجب فإننا نعيد الكرة مرة أخرى ونحصل على منحنى مغلق يمثل دورة كاملة للتمغنط ويعرف هذا المنحنى بمنحنى التخلف المغناطيسى، كما يتضح من الشكل 4-4-

25.



الشكل 4-24 منحنى التمغنط للمادة الحديدومغناطيسية.

تتناسب مساحة منحنى التخلف طردياً مع الشغل المبذول لإزالة التمغنط ويتحول هذا الشغل بالكامل إلى حرارة، لذلك ترتفع درجة حرارة المادة الحديدومغناطيسية عند إزالة تمغنطها عدة مرات على التوالى.

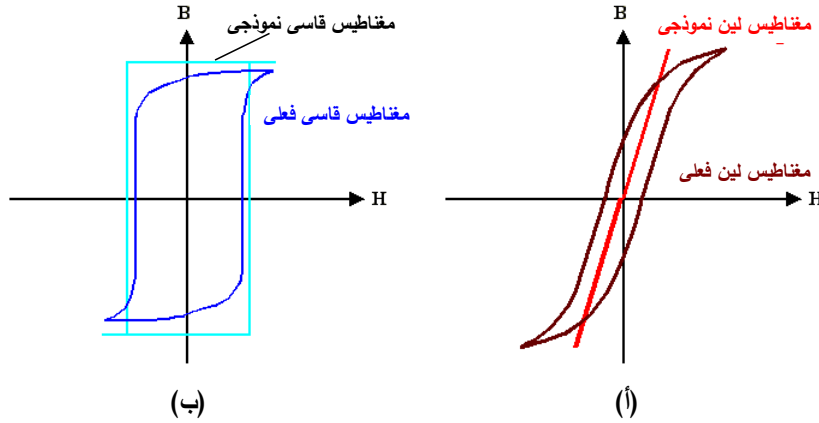


الشكل 4-25 منحنى التخلف المغناطيسى.

يدل شكل منحنى التخلف المغناطيسى للمادة على نوع تمغنط المادة وبالتالي على صلاحية المادة فى تطبيق تكنولوجيا معين. فعلى سبيل المثال تستخدم المواد الحديدومغناطيسية فى تصنيع قلب المحول الكهربى كما تستخدم فى تصنيع رقائق الذاكرة المغناطيسية. ولمعرفة أى المواد الحديدومغناطيسية تكون مناسبة فى كل تطبيق يجب معرفة أنواع المواد الحديدومغناطيسية أولاً.

عندما تكون قيم كل من المغناطيسية المتخلفة  $M_r$  وشدة مجال إزالة التمغنط  $H_C$  كبيرة فإن المادة تسمى مادة مغناطيسية غير قاسية (لينة soft) وتكون مساحة منحنى التخلف المغناطيسى صغيرة، كما هو مبين بالشكل 4-26(أ). مثل هذه المادة تصلح فى تصنيع قلب المحول الكهربى وذلك للسماح لأكبر كمية من الفيض المغناطيسى المتولدة بالملف الابتدائى للانتقال إلى الملف الثانوى فى المحول وعند عكس المجال تكون كمية المغناطيسية المتخلفة تكون صغيرة. هذا بالإضافة إلى أن الفقد فى الطاقة نتيجة التخلف

المغناطيسى يكون قليلاً.



الشكل 4-26 منحنى التخلف المغناطيسى (أ) لمواد حديدومغناطيسية لينة،  
(ب) لمواد حديدومغناطيسية قاسية.

أما فى رقائق الذاكرة المغناطيسية فإننا نحتاج إلى مادة تنتج كمية كبيرة من المغناطيسية الدائمة بواسطة مجال خارجى كبير (رأس الكتابة فى أجهزة التسجيل). هذا بالإضافة إلى أننا نحتاج إلى مادة تحتفظ بالمعلومات مدة كبيرة قد تصل إلى سنوات. لذلك يجب أن تتمتع هذه المادة بتخلف مغناطيسى كبير ومجال كبير لإزالة التمغنط. مثل هذه المواد تسمى مواد قاسية (hard) وتكون مساحة منحنى التخلف المغناطيسى كبيرة فى هذه الحالة، كما هو مبين بالشكل 4-26(ب).

#### 11-4 بعض التطبيقات المغناطيسية SOME OF MAGNETIC APPLICATIONS

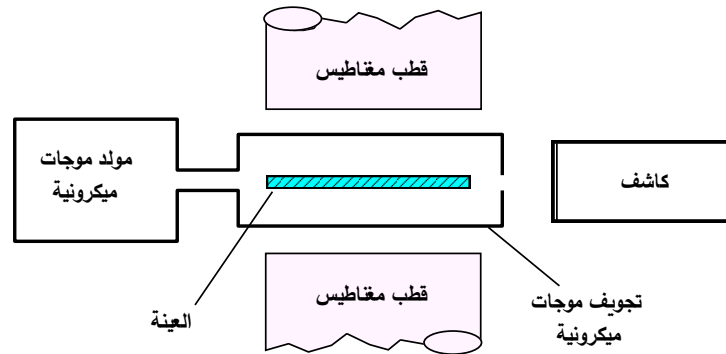
تعتبر المواد المغناطيسية من المواد الشائعة الاستخدام فى الكثير من نواحي الحياة.

بالإضافة إلى التطبيقات الكهربائية السابق ذكرها، تم الاستفادة من ظاهرة الرنين المغناطيسى فى الحصول على معلومات مهمة حول التركيب المغناطيسى لذرات للمادة والتي تم إستخدامها فى أدوات البحث العلمى وفى مجالات أخرى مثل الطب. فيما يلى سنتعرض لبعض من أنواع الرنين المغناطيسى.

#### 4-11-1 الرنين البارامغناطيسى الإلكتروني

##### THE ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE

عند تطبيق مجال مغناطيسي متردد  $B_0$  على المادة فإن عزوم ثنائيات القطب تترنح حول المجال بتردد  $\omega_0$ ، حيث  $\omega_0 = \gamma B_0$  و  $\gamma$  هى النسبة الجيرومغناطيسية. يوضح الشكل 4-27 مخطط توضيحي للدائرة التى تستخدم فى تعيين تردد الرنين البارامغناطيسى الالكترونى، EPR. تتكون الدائرة من مغناطيسى ومولد موجات ميكرونية وكاشف لهذه الموجات. توضع العينة فى تجويف موجات ميكرونية داخل المجال المغناطيسى.



الشكل 4-27 مخطط يوضح دائرة قياس الرنين البارامغناطيسى الإلكتروني.

يتم تغيير تردد الموجات الميكرونية وقياس الجزء الحقيقى للقابلية المغناطيسية للمادة  $\chi'$  بواسطة التغير فى الحث الناتج فى الملف الحثى (الموضوع حول العينة) نتيجة وجود العينة. يتم تعيين الجزء التخيلى للقابلية  $\chi''$  من إمتصاص العينة للطاقة من المجال، والتي تعطى قيمتها لوحدة الحجم بالعلاقة،

$$p = \frac{1}{\mu_0} \omega \chi''(\omega) b_0^2, \quad 4-50$$

حيث  $\mu_0$  نفاذية الفراغ و  $b_0$  المركبة المستعرضة للمجال المتردد. يتم قياس الرنين بإحدى طريقتين: إما بتغير التردد وجعل المجال الساكن ثابت أو بتغير المجال الساكن وجعل التردد ثابت، وعلى العموم تعتبر الطريقة الأخيرة هى الأسهل. عندما يحدث أقصى إمتصاص نصل إلى وضع الرنين ويتم حساب  $\omega_0$ .

تستخدم هذه التقنية بشكل شائع فى مجال الفيزياء والكيمياء والبيولوجى ومجالات أخرى وتعتبر من الأدوات الأساسية التى تستخدم فى تحليل المواد.

## 2-11-4 الرنين النووى المغناطيسى THE NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE

الرنين النووى المغناطيسى (NMR) يشبه الرنين البارامغناطيسى الالكترونى حيث يكون للنواة عزم متذبذب بدلا من عزم الالكترونات فى الرنين البارامغناطيسى الالكترونى الناتج عن اللف.

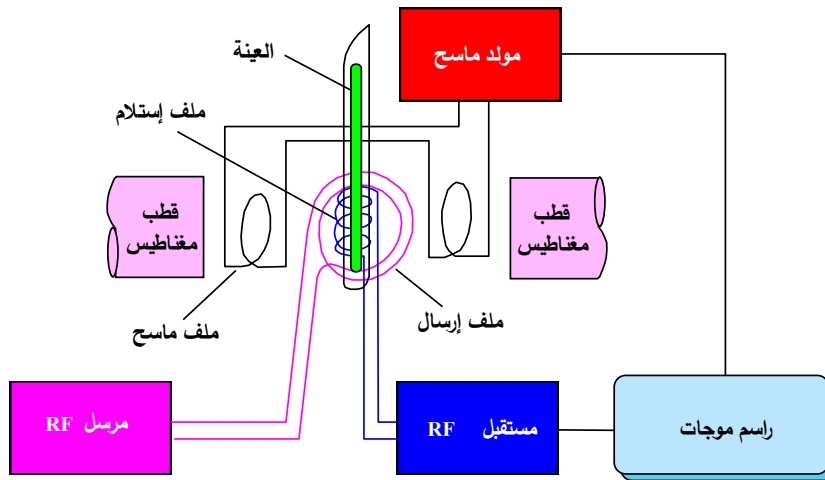
كما نعرف، تتكون النواة من بروتونات ونيوترونات معبأة فى حيز متناهى فى الصغر (نصف قطر النواة يكون فى حدود  $10^{-13}$  cm). ويكون للنواة أيضا كمية تحرك زاوي مصاحب لها عزم مغناطيسى يتأثر هو الآخر بالمجال الخارجى. وبالمثل كما فى حالة مستويات الطاقة الالكترونية يحدث إنفلاق فى مستويات الطاقة داخل النواة ويحدث رنين نووى مغناطيسى عندما تتذبذب النواة بين مستويات الطاقة. يستخدم الرنين النووى المغناطيسى فى مجال الفيزياء والكيمياء والبيولوجى وفى مجالات أخرى للحصول على معلومات عن التركيب غير المنظور للمادة. يجب التنويه إلى الاستخدام الطبى الرائع لهذه التقنية فى التصوير المقطعى (CAT scan) لأورام المخ والأجزاء الأخرى.

أن من أهم تطبيقات الرنين النووى المغناطيسى هو إستخدامة كمجس حساس لإيجاد المجال المغناطيسى الداخلى والكشف عن نوعية تمغنط المادة. يوضح الشكل 4-28 مخطط لإحدى الطرق المستخدمة فى قياس هذا المجال.

توجد ثلاث ملفات متعامدة منها ملفين لتعديل المجال و ملف إرسال، هذا بالإضافة إلى ملف إستلام. يتم تغذية ملف الإرسال عن طريق مولد ترددات راديوية ويقوم هذا الملف بتكوين مجال عمودى على المجال الداخلى للنواة المراد قياسه. توضع المادة قيد الفحص فى أنبوبة داخل مجموعة الملفات الثلاثة، كما هو مبين بالشكل. يتم تغير تردد الإشارة الراديوية



حتى نحصل على الرنين والذي يلتقط بواسطة ملف الاستلام ويظهر على شاشة راسم موجات. بمعرفة التردد الذي حدث عنده الرنين يمكن حساب قيمة المجال المغناطيسي الداخلي.



الشكل 4-28 مخطط توضيحي لدائرة الرنين النووي المغناطيسية.

تعتبر هذه الطريقة من أكثر الطرق دقة وحساسية حيث تصل الدقة إلى

$$2 \times 10^{-7} \text{ Tesla في مجال قدره } 0.8 \text{ Tesla}.$$

#### 3-11-4 الرنين الحديومغناطيسي FERROMAGNETIC RESONANCE

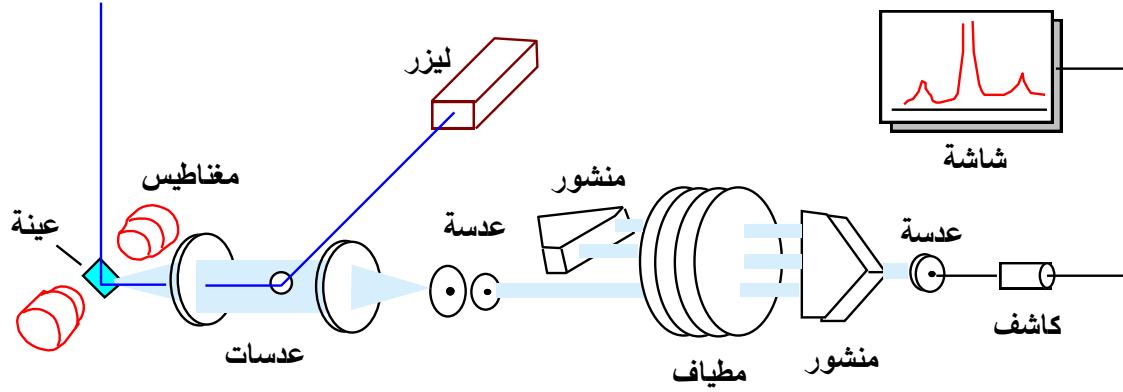
عند تطبيق مجال مغناطيسي خارجي على مادة حديدومغناطيسية فإن المتجه المغناطيسي  $M$  يبدأ في التأرجح حول المجال. وبذلك يمكن الحصول على وضع رنين يسمى الرنين الحديومغناطيسي FMR.

يعتبر الرنين الحديدمغناطيسى بالغ الأهمية فى مجال الفيزياء لعدة أسباب منها أنه يعتبر أداة فعالة لدراسة المواد الحديدمغناطيسية، هذا بالإضافة إلى أنه يعتبر أساس للكثير من تطبيقات الموجات الميكرونية، حيث تعتبر موجات اللف المغزلى (spin waves) من الملامح الشيقة للحركة المغزلية فى المواد الحديدمغناطيسية. ينتج هذا النمط من الموجات عن التفاعل بين عزوم النظام وتحمل هذه الموجات كل من الطاقة وكمية التحرك. عند رفع درجة حرارة المادة الحديدمغناطيسية الموضوعة فى مجال مغناطيسى فإن المادة تمتص طاقة من المجال عن طريق إثارة موجات اللف المغزلى، كما أن كمية التمعنط تقل أيضا.

يتم دراسة هذه الموجات بإستخدام تقنية تأثير رامان (Raman effect). أثناء تشتت الأشعة يحدث إقران بين الموجة الضوئية وموجات اللف المغزلى ويسمى هذا بتأثير الضوء-مغناطيسى (magneto optic effect). يبين الشكل 4-29 مخطط توضيحي لمطياف رامان المستخدم فى تجربة دراسة هذه الموجات.

فى هذه التجربة، يتم تسليط ضوء ليزر على العينة ويتم تسجيل وتحليل الاشعة المنبعثة (backscattering). يقع تردد موجات اللف المغزلى فى مدى الجيجاهيرتز وهذا يتطلب مطياف عالى الدقة مثل مطياف فابرى بيرو (Fabry Perot). يتم الحصول على طيف التردد وذلك بتحريك مرآيا فابرى بيرو بالنسبة إلى بعضها البعض. من تحليل الطيف

يمكن تعيين ترددات الرنين والتي تقابل ترددات هذه الموجات.



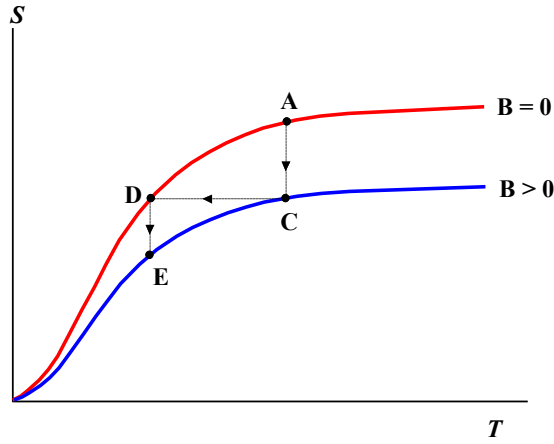
الشكل 4-29 مخطط لمطياف رامان.

#### 4-11-4 التبريد باستخدام الأملاح البارامغناطيسية

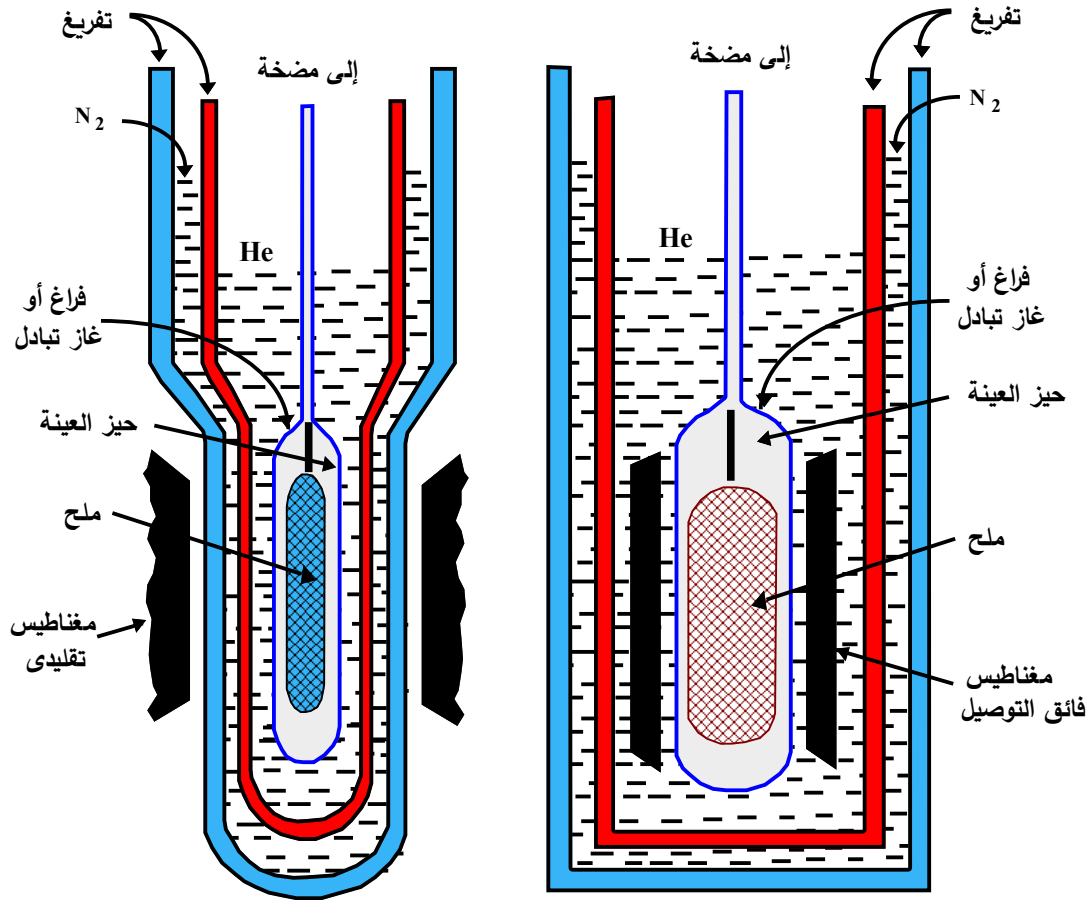
يمكن الحصول على درجات حرارة منخفضة (أقل من  $1^\circ K$ ) باستخدام الأملاح البارامغناطيسية، حيث لا يمكن الوصول إلى درجات الحرارة هذه بواسطة التبريد المباشر لسائل الهيليوم. يمكن عمل ذلك بواسطة تقنية قياسية لإزالة تمغنط للأملاح البارامغناطيسية بطريقة أدياباتيكية (adiabatic) والتي تجرنا إلى ظاهرة البارامغناطيسية أو العزم النووي.

نفترض ملح مادة بارامغناطيسية تم تبريده إلى حوالي  $1^\circ K$ . عند وضع المادة في مجال مغناطيسي شدته  $1 W/m^2$  فإن العزم تصطف في اتجاه المجال وأثناء ذلك تفقد العزم طاقة تتبدد خلال البلورة والتي بدورها ترتفع حرارتها بعض الشيء. وحيث أن المادة موضوعة عند درجة حرارة ثابتة فإن الزيادة في درجة حرارة البلورة تتسرب بفصل الاتصال

الحرارى الجيد مع الوسط المحيط (سائل الهيليوم). عندما يتم إزالة الحرارة الناتجة عن تطبيق مجال إزالة التمثغط بالكامل يتم عزل العينة حراريا من ثم نبءء بخفض المجال المغناطيسى إلى الصفر (الشكل 4-30).



الشكل 4-30 تغير الأنتروپى مع درجة الحرارة فى حالة تطبيق وعدم تطبيق المجال. عند إزالة المجال فإن العزوم تحاول العودة إلى عشوائية التوجه وهذا يحتاج إلى طاقة. تمتص هذه الطاقة من البلورة وهكذا تتخفض درجة حرارتها أكثر فنحصل على درجة حرارة أكثر إنخفاضاً. تكرر هذه العملية عدة مرات حتى يتم الوصول إلى درجة الحرارة المطلوبة. يمكن الوصول بهذه الطريقة إلى درجة حرارة تصل إلى  $0.1^\circ \text{K}$ . يبين الشكل 4-31 جهاز تبريد الأملاح البارامغناطيسية.



الشكل 4-31 جهاز تبريد بواسطة الأملاح البارامغناطيسية.

(أ) باستخدام مغناطيس فائق التوصيل، (ب) باستخدام مغناطيس تقليدي.

### ملخص الباب

✘ يمكن كتابة كمية التماغنط  $B$  المتولدة داخل المادة نتيجة تطبيق مجال خارجي  $H$

على النحو التالي،  $B = \mu_0(H + M)$ ، حيث  $\mu_0$  هي نفاذية الفراغ و  $M$  هي متجه

التماغنط للوسط. يتناسب هذا المتجه طردياً مع شدة المجال على الصورة،  $M = \chi H$ ،

حيث  $\chi$  تسمى القابلية المغناطيسية للوسط. يمكن كتابة العلاقة بين شدة المجال وكمية

التمغنط الناتجة على الصورة  $B = \mu_0(1 + \chi)H$  وبالتالى يمكن تعريف نفاذية الوسط بالمعادلة،  $\mu = \mu_0(1 + \chi)$  وتكون العلاقة بين نفاذية الوسط والقابلية المغناطيسية للوسط هى  $\mu_r = 1 + \chi$ .

✕ يوجد مصدرين أساسيين للقابلية المغناطيسية هما مشاركة الدايامغناطيسية والتي تنتج عن تشوه المدارات الالكترونية بواسطة المجال الممغنط والمشاركة البارامغناطيسية والتي تنتج عن إصطفاف العزوم المغناطيسية للالكترونات فى إتجاه المجال الخارجى.

✕ طبقاً للانجفين، يمكن معالجة المدارات الالكترونية كمسارات دائرية مغلقة يمر بها تيار وهذا التيار يولد قابلية دايامغناطيسية تعطى على الصورة،  $\chi = -\frac{\mu_0 \gamma^2}{6mc^2} (NZr^2)$ .

✕ طبقاً للانجفين أيضاً، يمكن التعبير عن القابلية البارامغناطيسية الناتجة عن إصطفاف العزم المغناطيسى للذرة  $\mu$  فى إتجاه المجال الخارجى على الصورة،  $\chi = \frac{M}{B} = \frac{N\mu_0 \mu^2}{3kT}$ .  
تؤدى المعالجة الكمية إلى نفس الصيغة السابقة حيث  $\chi = \frac{\mu_0 N \mu_{eff}^2}{3kT}$ .

✕ إستطاع العالم باولى تفسير عدم اعتماد القابلية المغناطيسية لبعض المواد على درجة الحرارة وذلك بإستخدام إحصاء فيرمى-ديراك لوصف الغاز الالكترونى بدلاً من إحصاء ماكسويل-بولتزمان، كما فعل كورى. يمكن كتابة القابلية البارامغناطيسية طبقاً لمفهوم

باولى على الصورة،  $\chi(pauli) = \frac{3}{2} \frac{N}{E_{F0}} \mu_B^2$ . يتضح من هذا أن القابلية المغناطيسية لا تعتمد على درجة الحرارة اللهم إلا من خلال تغير طاقة فيرمى  $E_{F0}$  مع درجة الحرارة، وهذا التفسير قد أزال التناقض السابق ذكرة فى قانون كورى.

⊗ تظهر المواد الحديدومغناطيسية تمغنط تلقائى اسفل درجة حرارة كورى حتى فى غياب المجال المغناطيسى. فوق درجة حرارة كورى تكون المادة بارمغناطيسية وتتبع قانون كورى-فايس،  $\chi = \frac{C}{T - T_c}$ ، حيث  $T_c$  هى درجة حرارة كورى. يظهر طور الحديدومغناطيسية بسبب المجال المغناطيسى الداخلى والذى بدوره يكون تفاعل متبادل بين ثنائيات القطب المغناطيسية فى المادة.

⊗ أفترض العالم فايس أن المادة الحديدومغناطيسية تنقسم إلى عدد كبير من المناطق الصغيرة تسمى المناطق المغناطيسية. تكون هذه المناطق ممغنطة ويختلف إتجاه العزوم من منطقة إلى أخرى بالشكل الذى يلاشى بعضها البعض الآخر، وهذا يؤدى إلى تلاشى المغناطيسية فى المادة ككل.

⊗ يدل شكل منحنى التخلف المغناطيسى للمادة على إذا كان تمغنط المادة من النوع القاسى أو الغير قاسى.

☒ يوجد العديد من التطبيقات التكنولوجية للمواد المغناطيسية مثل التطبيقات الكهربائية وتخزين المعلومات والحصول على درجات حرارة منخفضة. كما تم الإستفادة من ظاهرة الرنين المغناطيسى فى الحصول على معلومات مهمة حول التركيب المغناطيسى للمادة.



## أسئلة وتمارين

1- عرف كل من:-

(أ) العزم المغناطيسى لثنائى القطب. (ب) القابلية المغناطيسية للمادة.

(ج) المواد الدايمغناطيسية. (د) المواد البارامغناطيسية.

(هـ) المناطق المغناطيسية.

2- اشرح اعتماد القابلية المغناطيسية للمادة على درجة الحرارة طبقاً لمفهوم كورى.

3- بين كيف استطاع باولى تفسير عدم اعتماد القابلية المغناطيسية لبعض المواد على درجة الحرارة.

4- قارن بين المواد المغناطيسية المختلفة من حيث قابلية التمغنط وتأثير درجة الحرارة عند تطبيق مجال مغناطيسى على المادة.

5- استنتج قانون كورى-فايس للقابلية المغناطيسية للمواد البارامغناطيسية.

6- استنتج الصيغة الرياضية التى تصف القابلية المغناطيسية للمواد الدايمغناطيسية.

7- ما المقصود بالعزم المغناطيسى المدارى للذرة وما علاقته بالنسبة الجيرومغناطيسية.

8- تكلم بإختصار عن المصادر المختلفة للقابلية المغناطيسية للمادة.

9- قارن بين المواد الحديدومغناطيسية والمواد ضد الحديدومغناطيسية والمواد الحديدومغناطيسية من حيث التركيب المغناطيسى للمناطق المغناطيسية.

- 10- إشرح مبدء عمل الرنين النووى المغناطيسى.
- 11- بين كيف أمكن الاستفادة من بعض المركبات المغناطيسية الحصول عمليا على درجات حرارة منخفضة.
- 12- إشرح تجربة جوى لقياس القابلية المغناطيسية للمواد وبين كيف يمكن معرفة نوع المادة.
- 13- إذا كانت القابلية المغناطيسية للنحاس هي  $-0.5 \times 10^{-5}$ ، أوجد العزم المغناطيسى لوحدة الحجم من النحاس عند تطبيق مجال مغناطيسى تكون شدته  $10^4$  Amp/m داخل المادة.
- 14- استخدم معادلة لانجفين للديامغناطيسية لتعين القابلية المغناطيسية للنحاس إذا علمت أن نصف قطر ذرة النحاس هو  $1 \text{ \AA}$  وأن الكتروناً واحداً فى كل ذرة هو المسئول عن هذه القابلية.
- 15- إذا كانت درجة حرارة كورى للحديد هي  $1043 \text{ K}$  وإذا اعتبرنا أن لذرة الحديد عزم مغناطيسى يساوى عدد اثنين مغنيط بوهر أوجد العزم المغناطيسى عند التشبع و ثابت كورى ومن ثم عين مقدار المجال الداخلى.
- 16- إذا كانت طاقة فيرمى للسيزيوم  $E_F = 1.55 \text{ eV}$ ، أوجد القابلية المغناطيسية للسيزيوم عند درجة حرارة  $300 \text{ K}$ .

# الباب الخامس

## خصائص التوصيل الفائق

### للمواد الصلبة

## Superconducting Properties of Solids





## الباب الخامس

### خصائص التوصيل الفائق للمواد الصلبة

## Superconducting Properties of Solids

### المحتوى

#### 1-5 مقدمة

#### 2-5 خصائص الموصل الفائق.

#### 3-5 تكتم الفيض المغناطيسى فى الموصل الفائق.

#### 4-5 الخصائص الديناميكية الحرارية للموصل الفائق.

#### 5-5 نظرية التوصيل الفائق.

#### 6-5 تأثير جوزيفسن.

#### 7-5 بعض التطبيقات.

### الأهداف

بعد إستكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:

✗ تعريف الموصل الفائق ودرجة الحرارة الحرجة.

✗ الإلمام بعض خصائص المادة الصلبة فائقة التوصيل مثل التوصيلية التامة وظاهرة الرفع.

✗ شرح ظاهرة ميزنر وتعريف المجال الحرج للتوصيلية الفائقة وتصنيف المواد الفائقة التوصيل طبقاً

للمجال الحرج.

✗ شرح تكتم الفيض المغناطيسى فى الموصل الفائق.

✗ بيان كيف أن الخصائص الديناميكية الحرارية تتنبأ بالتحول من التوصيل المعتاد إلى التوصيل

الفائق.

✗ فهم النظريات المختلفة لتفسير التوصيل الفائق فى المواد الصلبة وكيفية تكون وخصائص زوج

كوبر.

✗ فهم منشأ تأثير جوزيفسن وبعض التطبيقات التكنولوجية للمواد فائقة التوصيل.

## 1-5 مقدمة INTRODUCTION

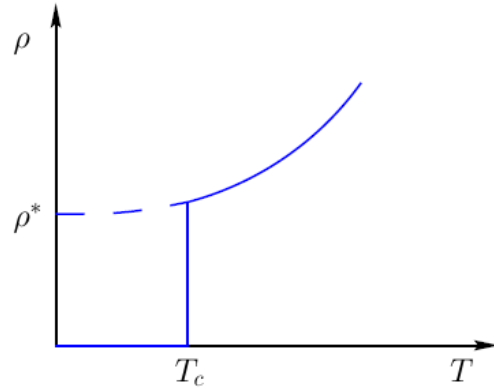
كما نعلم من دراستنا السابقة حول النظرية الحركية أنه لا يوجد موصل تام ( $\rho = 0$ ) فى الظروف الطبيعية وذلك نظراً للعديد من الاسباب مثل وجود الفونونات والعيوب التركيبية وتفاعل الالكترن-الالكترن. تؤدي هذه الأسباب بعضها أو كلها إلى تتناقص مقاومة المعدن تدريجياً مع إنخفاض درجة الحرارة وتصبح لها قيمة محددة ( $\rho^*$ ) عند درجة الصفر المطلق ( $T = 0 \text{ K}$ )، كما هو مبين فى الشكل 1-5. تتعين هذه القيمة المحددة بواسطة تشتت الالكترونات فى المعدن بواسطة الشوائب والعيوب النقطية الموجودة فى الشبكة ويمكن كتابة اعتماد المقاومة النوعية للمادة على الصورة،

$$\rho = \rho^* + AT^5, \quad 1-5$$

حيث  $A$  مقدار ثابت.

لا يوجد، حتى الآن، معدن أو مادة تظهر توصيل تام عند الصفر المطلق. فى عام 1911 أكتشف العالم كاميرلينغ أونيس (Kamerlingh Onnes) تحول معدن الزئبق من حالة التوصيل المعتادة إلى حالة توصيل فائق عند درجة حرارة  $T_c = 4.15^\circ \text{K}$ . عند هذه الدرجة وجد العالم ميزنر أن مقاومة الزئبق تتلاشى بالكامل وسميت هذه الدرجة بدرجة التحول أو بدرجة الحرارة الحرجة،  $T_c$ . وبالتالي أمكن تعريف حالة التوصيل الفائق فى المادة بأنها حالة تختلف تماماً عن حالة التوصيل المعتاد ويمكن الوصول إليها عن طريق تحول طورى من

الحالة المعتادة عند درجة حرارة حرجة،  $T_c$  إلى حالة التوصيل الفائق، كما هو مبين بالشكل.



الشكل 1-5 تغير المقاومة النوعية للمعدن مع درجة الحرارة.

وبالرغم من أنه قد وجد بالتجربة العملية أن كثير من المعادن وبعض المواد الأخرى تتحول إلى مواد فائقة التوصيل عند درجات حرارة حرجة تختلف باختلاف المادة، كما يبين الجدول 1-5، إلا أن العلماء لم يستطيعوا حتى الآن الحصول على الطور الفائق التوصيل فى بعض المعادن النبيلة مثل النحاس (Cu) والذهب (Au) والفضة (Ag).

الجدول 1-5 درجة الحرارة الحرجة لبعض الموصلات الفائقة.

| المادة | $T_c$ (°K) | المادة | $T_c$ (°K) |
|--------|------------|--------|------------|
| Al     | 1.1        | In     | 3.4        |
| Sn     | 3.7        | La     | 4.9        |
| Pb     | 7.2        | Ta     | 4.48       |
| Nb     | 9.25       | Tc     | 7.77       |
| Hg     | 4.15       | Pa     | 1.4        |

تتمتع المواد فائقة التوصيل بالكثير من الخصائص التى تميزها عن المواد المعتادة

[illegible]

## 2-5 خصائص الموصل الفائق PROPERTIES OF SUPERCONDUCTOR

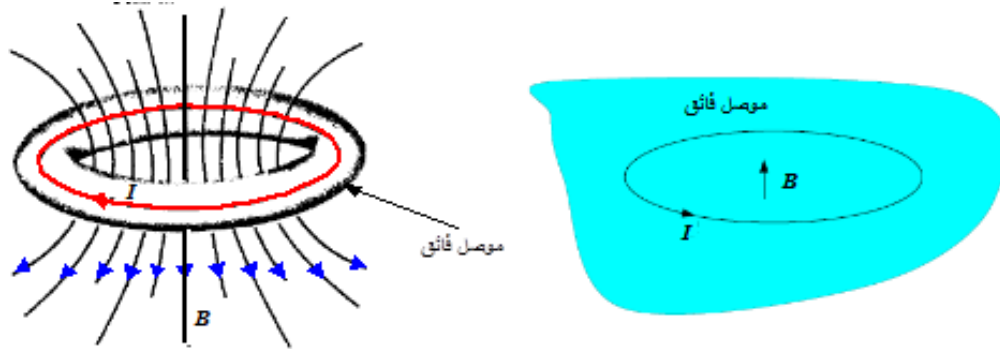
### 1-2-5 التوصيلية التامة PERFECT CONDUCTIVITY $R=0$

244



للدائرة، لذلك يسمى التيار فى هذه الحالة بالتيار المداوم، كما هو مبين بالشكل 3-5. من الأشياء الجديرة بالذكر، أنه كنتيجة للتوصيلية التامة إذا مر تيار فى حلقة فائقة التوصيل فإن التيار سوف يداوم بالمرور بشكل غير محدد وبدون إضمحلال، كما أن كثافة التيار الذي يَحْمُلُه الموصل الفائق تكون محدودة ولا تَسْتَطِيعُ تجاوز قيمة كثافة تيار حرجية ( $J_c$ ) التى فوقها يرجع الموصل مرة أخرى إلى الحالة الطبيعية (موصل معتاد).

نجح العلماء فى أحد المعامل فى بقاء مرور التيار المداوم بدون إنقطاع لعدة سنوات دون مصدر جهد خارجى. توقف التيار عن السريان فقط عند توقف عملية تبريد الدائرة المغلقة وتحولها من موصل فائق إلى موصل معتاد له مقاومة تسببت فى وقف التيار.



الشكل 3-5 تيار مداوم يمر فى موصل فائق. تشير الأسهم إلى إتجاه التيار وخطوط المجال المغناطيسى المتولد.

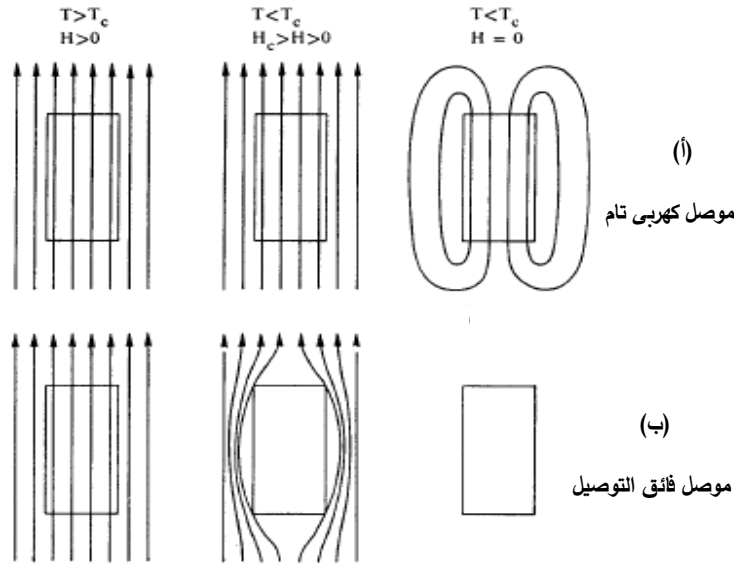
## 2-2-5 تأثير ميزنر MEISSNER EFFECT

بالإضافة إلى خاصية التوصيلية التامة التى تتميز بها المواد الفائقة التوصيل فإنها

تتمتع أيضاً بصفة الدايمغناطيسية التامة، وهذا يعنى أنه عند تطبيق مجال مغناطيسى منتظم على المادة فائقة التوصيل تكون شدة المجال داخل المادة صفراً ( $B = 0$ ) ويتم طرد الفيض المغناطيسى خارج المادة الفائقة التوصيل. تم إكتشاف هذه الظاهرة لأول مرة عام 1933 على يد العالم الألمانى ميزنر، لذلك سميت بتأثير ميزنر. ولإلقاء مزيداً من الضوء على تأثير ميزنر نعتبر المقارنة المبينة فى الشكل 4-5 بين موصل كهربي تام وموصل فائق التوصيل عند ظروف مختلفة من درجة الحرارة وشدة المجال الخارجى المطبق. هنا، يمكن تعريف الموصل الكهربي التام على أنه معدن مثالى له مقاومة صفر أسفل درجة الحرارة الحرجة  $T_c$  (الشكل 4-5(أ))، بينما يكون المعدن عبارة عن موصل فائق أسفل  $T_c$  (فى الشكل 4-5(ب)).

كما سوف نرى لاحقاً، يوجد إعتداد أسى لإضمحلال الفيض المغناطيسى عند سطح الموصل الفائق ( $e^{-z/\lambda}$ )، ويوصف هذا الإضمحلال بعمق إختراق الفيض المغناطيسى للموصل الفائق  $\lambda$ . على الجانب الآخر وكما يتضح من الشكل السابق، لا يخترق الفيض الموصل الفائق عند درجة حرارة أقل من الدرجة الحرجة ( $T < T_c$ ) أو عند شدة مجال خارجى أكبر من المجال الحرج ( $H > H_c$ )، بغض النظر عن كون التبريد تم فى وجود المجال أم لا، وهذا يعتبر مؤشراً على أن المادة تعتبر فائقة التوصيل أكثر من إعتبارها

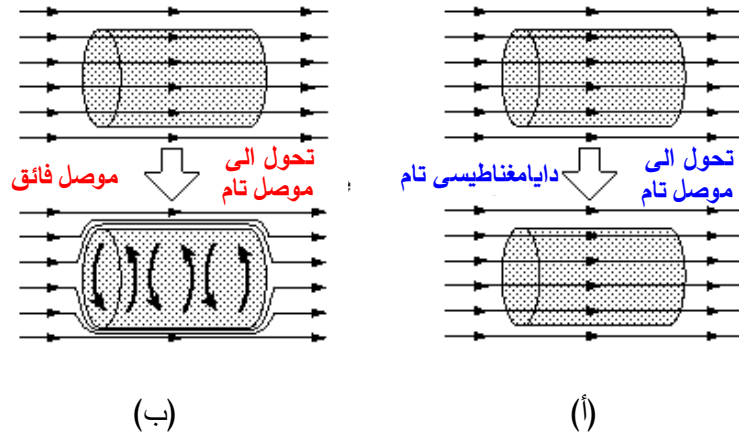
## موصل تام.



الشكل 4-5 مقارنة بين الموصل الكهربي التام والموصل الفائق. (أ) لا يطرد الموصل التام خطوط الفيض، بينما (ب) يطرد الموصل الفائق خطوط الفيض عندما يتوفر شرط التوصيلية الفائقة والدايماغناطيسية التامة.

كما هو مبين فى الشكل 4-5(أ)، نجد أن خطوط المجال المغناطيسى تخترق الموصل الكهربي التام عند الظروف المختلفة من درجة الحرارة وشدة المجال الخارجى المطبق، بينما تخترق خطوط المجال الموصل الفائق فقط عند درجة حرارة أكبر من الدرجة الحرجة (أى عندما لا يكون فائق) وبينما يطرد الموصل الفائق خطوط المجال ولايسمح لها بالمرور داخله عندما تكون درجة حرارته أقل من الدرجة الحرجة حتى لو كان المجال الحرج أكبر من المجال المطبق، كما هو مبين فى الشكل 4-5(ب). مما سبق نخلص بأنه عند

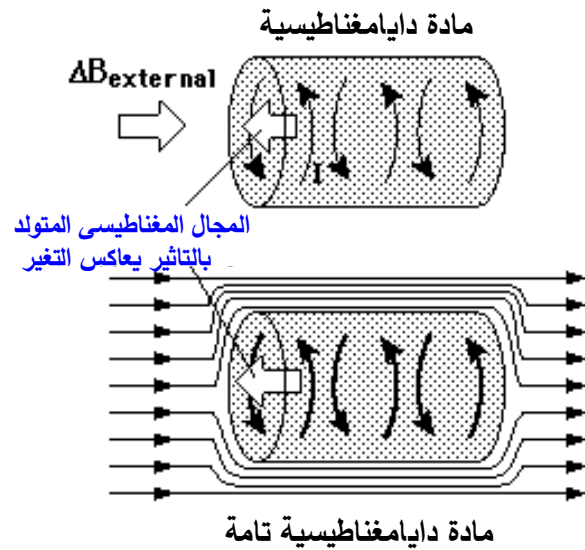
تطبيق مجال مغناطيسى على موصل فائق فإن المجال الكهربى داخله ينعدم عندما يتوفر شرطان هما الدايمغناطيسية التامة والتوصيلية التامة معا وبالتالى فإن خطوط القوى المغناطيسية تطرد خارج الموصل ولا تستطيع إختراقه. يلخص الشكل 5-5 هذه النتيجة من خلال المقارنة بين سلوك المجال فى كل من الدايمغناطيسية التامة (أ) و الموصل الفائق (ب).



الشكل 5-5 سلوك المجال فى كل من (أ) الدايمغناطيسية التامة و (ب) الموصل الفائق.

مما سبق يتبين أنه، بالإضافة إلى خاصية التوصيل التام لا يكفي تحول المادة إلى دايمغناطيسية تامة لكي تصبح موصل فائق ولكن يجب طرد خطوط الفيض المغناطيسى خارج المادة. لبيان ذلك وطبقاً لقانون لينز، نعلم أن الموصل يعمل على معاكسة التغير فى المجال المغناطيسى الخارجى، وذلك نتيجة تولد تيارات تأثيرية تعاكس بناء المجال المغناطيسى فى الموصل وتكون هذه التيارات كافية لإلغاء المجال داخل الموصل، وعندئذ

يكون الموصل الفائق بمثابة مادة ديامغناطيسية تامة ( $\chi = -1$ ). وهذا يعنى أن التيارات المتولدة بالتأثير لاتعانى من أى مقاومة وبالتالي فإنها تداوم فى السريان بالقيمة الضرورية لكى تلاشى بالكامل التغير فى المجال. لذلك يقال أن الموصل الفائق هو مادة ديامغناطيسية مثالية ولكن بشرط أن تطرد خطوط المجال خارج المادة كما يوضح الشكل 5-6. وفى هذا المقال من المفيد تذكر مقولة العالم ليندنفلد (Lindenfeld) بأن "المغناطيسية والتوصيل الفائق أعداء طبيعيين".



الشكل 5-6 تحول المادة الديامغناطيسية إلى موصل فائق وذلك عند طرد خطوط المجال.

يمكن الحصول على التفسير النظري لتأثير ميزنر من معادلة لندن وإحدى معادلات

ماكسويل، معادلة لندن تكون على الصورة،

$$\nabla \times J_d = \frac{-\vec{B}}{\mu_0 \lambda^2}$$

حيث  $J_d$  كثافة التيار،  $B$  شدة المجال المغناطيسى، و  $\lambda$  عمق إختراق المجال للمادة. وطبقاً لماكسويل يمكن كتابة،

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 J_d$$

وبما أن المجال المغناطيس يكون على الشكل اللولبى فإنه يمكن كتابة المعادلة،

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = -\nabla^2 \vec{B}$$

بإستخدام العلاقات السابقة، يمكن بيان أن،

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda^2}.$$

بما أن لابلاس للمجال  $B$  يساوى صفر، يترتب على ذلك أن المجال داخل الموصل

الفائق، خلف عمق الإختراق يضمحل إلى الصفر.

### 5-2-3 ظاهرة الرفع LEVITATION EFFECT

تحدث فى المواد فائقة التوصيل ظاهر مثيرة تسمى ظاهرة الرفع (نسبة إلى رفع

الأشياء). تنتج هذه الظاهرة عن التيارات الدوامية المتولدة فى دوائر الموصلات الفائقة والتي

بدورها تولد مجالات مغناطيسية تتنافر مع الأجسام الأخرى والتي تظهر كما لو كانت معلقة

فى الهواء فوق الموصل الفائق. فإذا أسقطنا مثلاً مغناطيساً صغيراً فوق موصل فائق ينشأ

مجال مغناطيسى تأثيرى نتيجة تكون تيارات الدوامية على سطح الموصل وتكون التيارات

التأثيرية صورة مرآة للأقطاب على سطح الموصل وبالتالي تتنافر مع أقطاب المغناطيس وتقاوم هذا المجال حركة السقوط. عند إقتراب المغناطيس من الموصل تزداد قوة التنافر حتى تتساوى مع وزن المغناطيس فيعلق فى الهواء فوق الموصل الفائق وكأنه مرفوع. يبين الشكل 5-7 صورة لظاهرة الرفع (أ) وتكون التيارات التأثيرية على سطح الموصل (ب).



الشكل 5-7 (أ) ظاهرة الرفع فى الموصلات الفائقة، (ب) التيارات التأثيرية.

تم الاستفادة من ظاهرة الرفع فى تقليل حركة الإحتكاك فى القطارات فتم تصميم القطار بدون إحتكاك حيث يتحرك مرفوعاً فوق القضبان بواسطة الوسائد المغناطيسية والموصلات الفائقة وبالتالي تكون سرعته عالية نظراً لإنعدام الإحتكاك.

#### 4-2-5 المجالات الحرجة CRITICAL FIELDS

عند تطبيق مجال مغناطيسى على موصل فائق فإن الموصل يحتفظ بخاصية التوصيل الفائق حتى قيمة معينة لشده هذا المجال والتي تسمى المجال الحرج  $H_c$ . عندما يزيد المجال عن القيمة الحرجة فإن الموصل الفائق سوف يفقد خاصية التوصيل الفائق

ويعود إلى حالته الطبيعية ويكون له مقاومة نوعية محددة (لاتساوى الصفر). يعرف المجال الحرج بأنه أقل مجال مغناطيسى يفقد عنده الموصل خاصية التوصيل الفائق أو هو المجال اللازم للتخلص من حالة التوصيل الفائق. يسجل الجدول 2-5 المجال الحرج لبعض المواد فائقة التوصيل. تتوقف قيمة المجال الحرج على درجة الحرارة، فعند  $T = T_C$  تكون شدة المجال الحرج هى الصفر.

الجدول 2-5 قيم المجال الحرج لبعض المواد فائقة التوصيل.

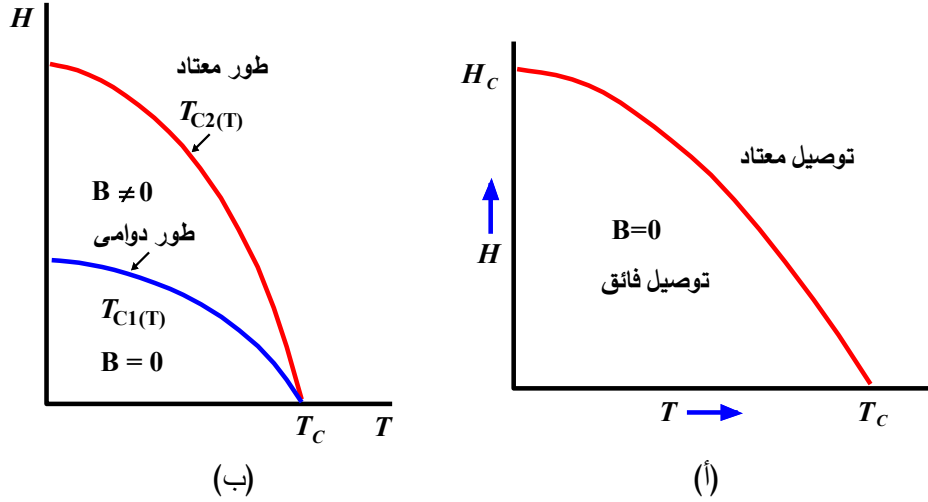
| المادة | $H_C$ (gauss) | المادة | $T_C$ (gauss) |
|--------|---------------|--------|---------------|
| Al     | 99            | In     | 293           |
| Sn     | 305           | La     | 798           |
| Pb     | 803           | Ta     | 830           |
| Nb     | 1980          | Tc     | 1410          |

يوجد نوعان من المواد فائقة التوصيل يسمى النوع الاول النوع I ويتميز بوجود مجال حرج واحد  $H_C$ ، بينما يتصف النوع الثانى بوجود قيمتين للمجال الحرج (مجالين حرجين) يسمى هذا النوع بالنوع II.

فى هذا النوع I يظل المجال المغناطيسى داخل المادة صفرا ( $B=0$ ) بزيادة شدة المجال المطبق حتى قيمة المجال الحرج. يقابل المجال الحرج  $H_C$  درجة حرارة حرجة  $T_C$  وعندهما تكون المادة موصل فائق. ومع خفض درجة الحرارة تزداد شدة المجال الحرج لتصل إلى أقصى قيمة لها عند الصفر المطلق. على كل حال، تتغير قيمة المجال الحرج مع درجة



الحرارة الحرجة وفقاً لمنحنى التماثل المبين الشكل 8-5 (أ).



الشكل 8-5 منحنى التماثل للمواد فائقة التوصيل (أ) النوع I، (ب) النوع II.

من الشكل السابق يتضح أن شدة المجال الحرج تقل مع زيادة درجة الحرارة الحرجة

طبقاً للعلاقة،

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad 2-5$$

حيث  $H_c(T)$  هو المجال الحرج عند درجة الحرارة  $T$  و  $H_c(0)$  هو المجال الحرج عند

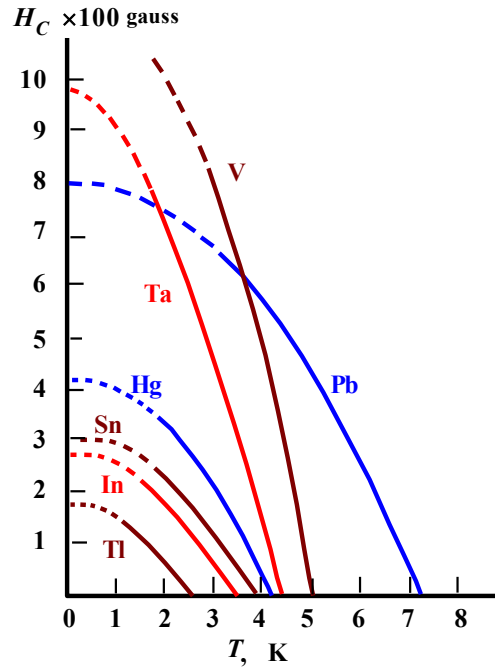
الصفر المطلق.

تنطبق المعادلة السابقة تقريباً على العديد من المواد الصلبة، كما هو مبين بالشكل 9-5.

فى النوع II من المواد فائقة التوصيل يظل المجال الداخلى صفراً فقط عند القيم

الصغيرة نسبياً لشدة المجال الخارجى، أى عندما  $H < H_{c1}$ ، كما هو مبين بالشكل 8-5 (ب).

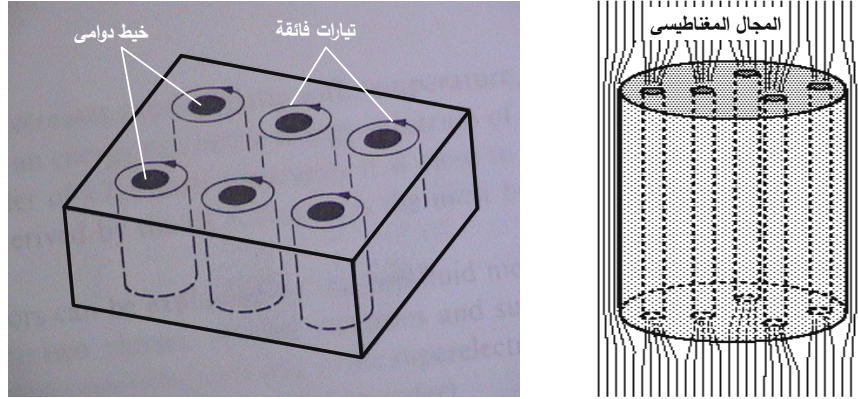
يسمى  $H_{C1}$  بالمجال الحرج الأول. وعندما تكون شدة المجال الخارجى أكبر من المجال الحرج  $H_{C1}$  فإن الفيض المغناطيسى يدخل الموصل الفائق على هيئة دوامات (vortices). يكون لهذه الدوامات قلب من المادة فى الحالة الطبيعية يسمى خط دوامى أو الفتيله (يكون من مادة طبيعية ليسمح بمرور خطوط القوى المغناطيسية داخله) وحول الفتيله تدور التيارات الفائقة والتي تسمى حالة دوامية، كما هو مبين فى الشكل 5-10.



الشكل 5-9 إعتدال المجال الحرج على درجة الحرارة لبعض المواد فائقة التوصيل.

عند زيادة شدة المجال الخارجى تزداد كثافة الخطوط الدوامية حتى تصل شدة المجال إلى القيمة الحرجة العليا ( $H_{C2}$  أو الثانية) والتي عندها تتداخل قلوب الخطوط الدوامية وتعم كل المادة وبالتالي تصبح المادة بالكامل فى حالة التوصيلية المعتادة (إنعدام الخاصية

الفائقة)، كما يبين المنحنى بالشكل 5-8(ب).



الشكل 5-9 تكون الخطوط الدوامية فى الموصل الفائق.

تكون معظم المواد فائق التوصيل ذات التطبيقات المهمة من النوع II، حيث تكون قيم المجالات الحرجة  $H_{c2}$  كبيرة وفى مدى التسلا. المتغيرات الحرجة التى تصف النوع II من المواد فائقة التوصيل هى  $T_c$ ،  $H_{c2}$ ، و  $j_c$ ، حيث أن  $j_c$  هى الكثافة الحرجة للتيار. عندما تزيد كثافة التيار فى الموصل الفائق عن القيمة  $j_c$  فإن الموصل يتلف ويعود إلى حالة التوصيلية المعتادة. فى التطبيقات العملية يفضل أن تكون قيم هذه المعاملات الحرجة الثلاثة كبيرة.

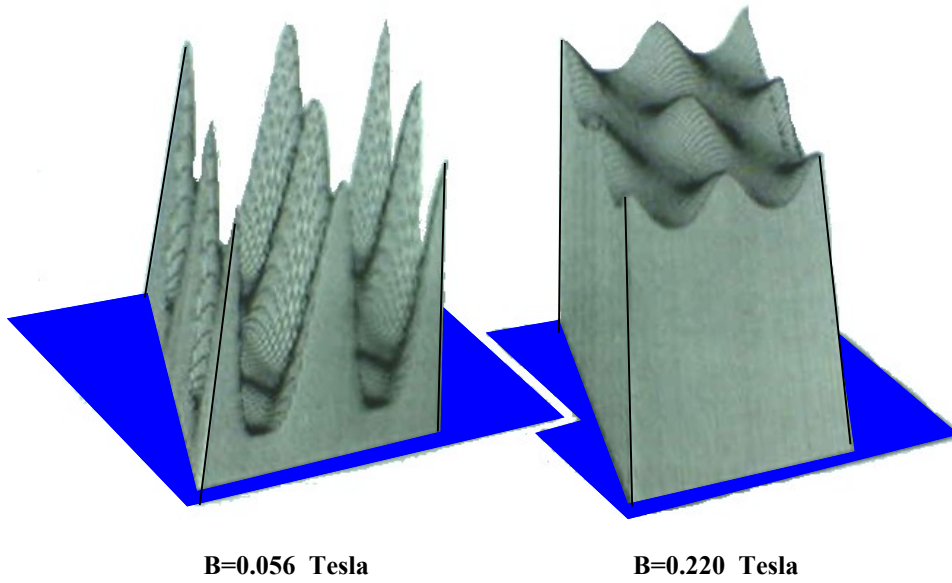
### 3-5 تكتم الفيض المغناطيسى فى الموصل الفائق

#### MAGNETIC FLUX IN SUPERCONDUCTOR

عندما يتولد تيار مداوم (غير مضمحل) فى حلقة موصل فائق (كما بالشكل 5-3)

قد لوحظ أن كثافة الفيض فى الحلقة تكون كمأة بوحدات  $\phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e}$  والتي تساوى  $2.0678 \times 10^{-7} \text{ gauss.cm}^2$  أو  $2.0678 \times 10^{-15} \text{ tesla.m}^2$  وقد تم تأكيد ذلك معملياً لأول مرة عام 1961. كنتيجة لذلك تكون هناك خطوط دوامية فى النوع II من الموصلات الفائقة وكل خط دوامى يحتوى على كمية واحدة من الفيض المغناطيسى مقدارها  $\phi_0$ ، كما سوف تستنتج لاحقاً. وبناء على هذه الملاحظة، يعتقد بشدة أن التوصيلية فى هذه الحالة ظاهرة ترتبط بميكانيكا الكم. أوضحت التجارب العملية بإستخدام تشتت النيوترونات إمكانية قياس المجال المغناطيسى غير المنظور للطور الدوامى فى موصل فائق من النوع II وتبين أن توزيع الطيف يؤكد فكرة التكمم، كما هو مبين بالشكل 5-10 من قياسات تشتت النيوترونات فى الموصل الفائق.

يمكن التأكد من أن كل خط دوامى يحتوى على كمية واحدة من الفيض المغناطيسى مقدارها  $\phi_0$  بواسطة تجربة بسيطة تعتمد على الخطوط المغناطيسية للخطوط الدوامية (الفتائل). فى هذه التجربة، يتم وضع محلول غروى يحتوى على مسحوق مادة مغناطيسية على سطح أملس من مادة فائقة التوصيل من النوع II.

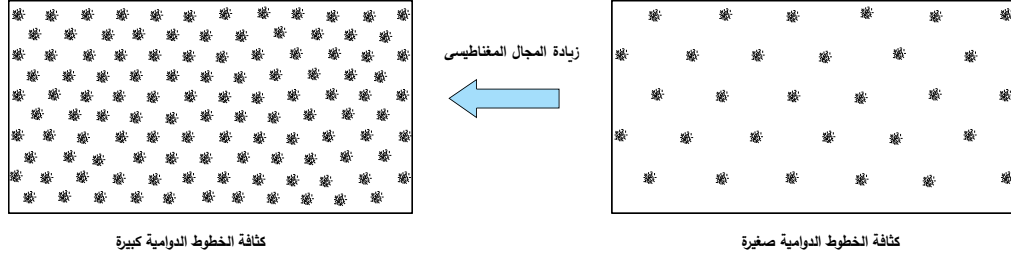


الشكل 5-10 نتائج التششت النيوترونى تبين تكتم الفيض المغناطيسى فى الموصلات الفائقة

يتم التأثير على الموصل بمجال مغناطيسى تقغ شدته بين المجال الحرج الأول  $H_{C1}$  والمجال الحرج الثانى  $H_{C2}$  (أى فى المنطقة التى تتكون فيها الخطوط الدوامية). ينتج عن تأثير المجال تتجذب ذرات مسحوق المادة المغناطيسية لنهايات الخطوط الدوامية (حيث يمر المجال المغناطيسى) فيظهر المسحوق على هيئة ترتيب منتظم من تجمعات المسحوق الأسود اللون. عند زيادة شدة المجال الخارجى فإن الكثافة العددية للتجمعات تزداد مع المحافظة على حجم كل تجمع، كما يبين الشكل 5-11.

لا تندمج ابدأ التجمعات مع زيادة شدة المجال ولكن يزداد عددها (كثافتها) حتى تتحول المادة إلى موصل معتاد إذا تجاوزت شدة المجال القيمة الحرجة الثانية  $H_{C2}$ . بمعرفة عدد التجمعات عند شدة مجال مغناطيسى معين (بين  $H_{C1}$  و  $H_{C2}$ ) يمكن حساب كثافة

الفيض المغناطيسى لكل خط دوامى وإثبات أنها تساوى  $\phi_0$ .



الشكل 5-11 زيادة كثافة الخطوط الدوامية مع زيادة المجال المغناطيسى.

#### 4-5 الخصائص الديناميكية الحرارية للموصل الفائق

لإلقاء الضوء على التحول من التوصيل المعتاد إلى التوصيل الفائق يكون من المفيد

دراسة الخصائص الديناميكية الحرارية للمادة.

يبين الشكل 5-12 تغير الحرارة النوعية مع درجة الحرارة لمادة فائقة التوصيل. يدل

وجود قمة للحرارة النوعية أسفل درجة التحول  $T_c$  على أنه توجد زيادة فى الفوضى

(entropy) مع زيادة درجة الحرارة نحو درجة الحرارة  $T_c$  ويصبح التحول إلى الحالة

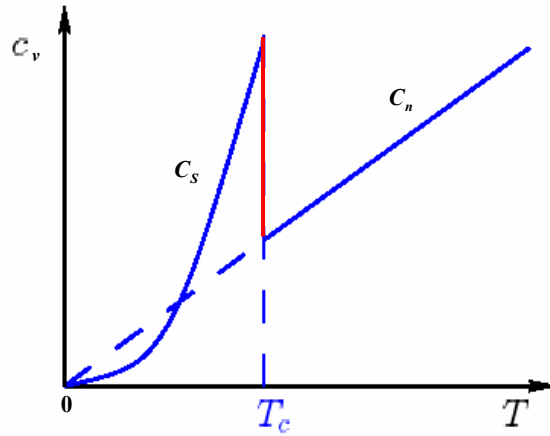
المعتادة وشيكاً.

وقد بينت التجارب عند درجات الحرارة المنخفضة جداً أن الحرارة النوعية للإلكترونات

فى هذا المدى تتناقص أسياً مع درجة الحرارة، أى أن،

$$C_v = ae^{-b(T/T_c)}.$$

3-5



الشكل 5-12 إعتماذ الحرارة النوعية لموصل فائق،  $C_v$ ، على درجة الحرارة. يبين الخط المنقطع يمثل إستنباط للحرارة النوعية فى الحالة،  $C_n$ ، المعتادة عند  $T < T_c$ .

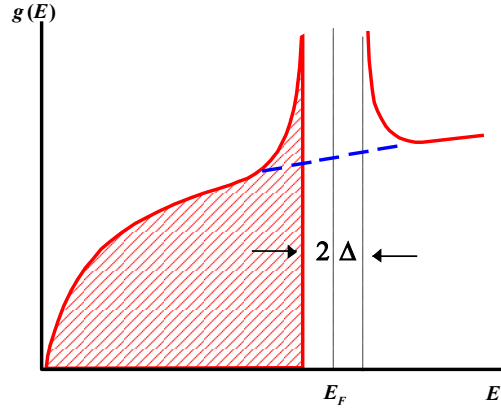
يدل الإعتماد الأسى على وجود قوة طاقة فى طيف الطاقة للإلكترونات وتقع هذه الفجوة عند مستوى فيرمى، كما هو مبين بالشكل 5-13. هذه الفجوة تمنع الإلكترونات من الإثارة بسهولة. كما أن وجود هذه الفجوة تؤدى إلى حرارة نوعية صغيرة جداً. يجب أن يكون سمك هذه الفجوة  $\Delta$  فى حدود المقدار  $kT_c$  لأنه عندما ترفع درجة حرارة المادة إلى  $T_c$  تصبح المادة فى الحالة العادية ويمكن إثارة إلكتروناتها بسهولة.

وهكذا،

$$\Delta \cong kT_c.$$

4-5

بالتعويض عن  $T_c = 5^\circ K$  نجد القيمة الفعلية للفجوة  $\Delta \cong 10^{-4} \text{ eV}$ . وهنا يظهر أن هذه القيمة تكون صغيرة جداً بالمقارنة لقيمة فجوة الطاقة فى أشباه الموصلات، ولهذا السبب فإن التوصيلية الفائقة تظهر فقط عند درجات الحرارة المنخفضة جداً.



الشكل 5-13 منحنى كثافة حالات الطاقة للإلكترونات. (تم تكبير فجوة الطاقة لمجرد التوضيح). تمثل المنطقة المظلمة المنطقة المشغولة بالإلكترونات عند الصفر المطلق.

لقد لاحظنا أن حالة التوصيل الفائق تملك درجة ترتيب (لافوضى) أعلى منها في الحالة المعتادة. ومن الممكن أن نرى أن الموصل الفائق يشبه عملية تكثيف البخار ليتحول إلى حالة أكثر ترتيباً وهى الحالة السائلة. وبالمثل يمكن أن نتوقع بأن طاقة النظام تقل كنتيجة للتحويل. يمكننا بيان ذلك من حساب طاقة التكثيف (أو الطاقة الكامنة) المصاحبة بتحول الموصل الفائق.

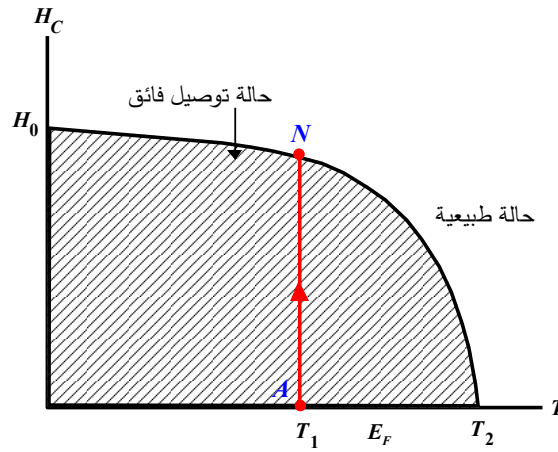
يمثل الشكل 5-14 رسم للمجال الحرج  $H_c$  مع درجة الحرارة. ينقسم الرسم إلى جزئين: الأول يعبر عن الحالة المعتادة والثانى يمثل حالة التوصيل الفائق. بفرض أن العينة توجد عند درجة حرارة  $T_1 < T_c$ . عندما تبدأ العينة من النقطة  $A$  وتسلق السمار الرأسى  $AN$ ، ذلك بزيادة المجال تدريجياً، فإن العينة تصبح فى الحالة المعتادة عند النقطة  $N$ . بالتالى فإن طاقة التكثيف تكون،



$$\Delta E = E_N - E_A. \quad 5-5$$

وحيث أن العينة تسلك سلوك المادة الدايمغناطيسية التامة على مدى المسار  $AN$  هذه الطاقة (المعادلة 5-5) تكون عبارة عن طاقة إزالة التمغنط لوحدة الحجم وتحسب كالآتى،

$$\Delta E = -0 \int_0^H B dM = -\mu_0 \int_0^H H(-dH) = \frac{1}{2} \mu_0 H_C^2. \quad 6-5$$



الشكل 5-14 تغير المجال الحرج مع درجة الحرارة وحساب طاقة (تكثيف) التوصيل الفائق.

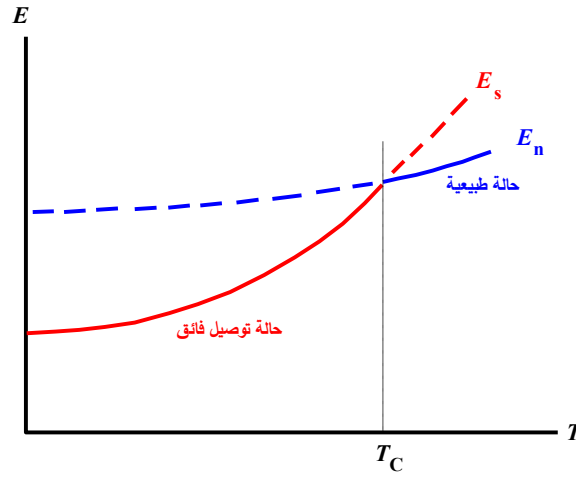
تمثل المعادلة السابقة مقدار الطاقة اللازمة ليتحول من الحالة الفائقة إلى الحالة المعتادة وفى المقابل تمثل كمية الطاقة التى يفقدها النظام ليتحول من الحالة المعتادة إلى الحالة الفائقة (حيث أن النظام يبحث دائماً عن أقل طاقة ممكنة)، ويترتب على ذلك أن الحالة الفائقة تكون أكثر إستقراراً عند  $T < T_C$ ، كما هو مبين بالشكل 5-15.

تكون أقصى قيمة لطاقة التكثيف هي،

$$\Delta E = \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2(0), \quad 6-5$$

وتحدث طبعاً عند  $T = 0^\circ \text{K}$ . عند التعويض عن قيمة  $H_c(0) = 500 \text{ G}$  نجد أن

$$\Delta E = 10^3 \text{ J/m}^3$$



الشكل 5-15 إعتماذ طاقة (تكثيف) الموصل الفائق على درجة الحرارة.

فى المعالجة السابقة تم حساب طاقة التكثيف بدلالة شدة المجال، ولأن سوف نوجد

علاقة مفيدة تربط المجال الحرج مع درجة الحرارة الحرجة وذلك بإعتبار أن جزء فقط (وليس

كل) من الالكترونات (تسمى الالكترونات الفعالة) تقع خلال قشرة الطاقة  $kT_C$  داخل مستوى

فيرمى هى التى تتأثر بالتحول. وهذا بسبب أن الالكترونات التى تقع فى عمق كرة فيرمى

تحتاج كمية طاقة أكبر بكثير لكى تثار. يمكن كتابة تركيز الالكترونات الفعالة على

الصورة،

$$n_{eff} \approx n \frac{kT_C}{E_F}, \quad 7-5$$

حيث  $n$  هو التركيز الكلى للإلكترونات التوصيل. يحتاج كل إلكترون فعال كمية إضافية من الطاقة في حدود  $kT_C$  لكي يثار ويعبر الفجوة. ولهذا نحصل على،

$$\Delta E \approx n_{eff} kT_C = n \frac{(kT_C)^2}{E_F}, \quad 8-5$$

وهي نفس الطاقة التى حصلنا عليها في المعادلة 5-6. من المعادلتين 5-6 و 5-8 نحصل على،

$$H_C(0) \approx \left( \frac{2nk^2}{\mu_0 E_F} \right)^{1/2} T_C. \quad 9-5$$

يتضح من هذه المعادلة أن المجال الحرج يتناسب مع درجة الحرارة الحرجة، أى أن، كلما زادت درجة حرارة التحول فإن ذلك يتطلب مجال أكبر لتدمير التوصيلية الفائقة.

من المعادلة 5-9 يمكن تعيين  $H_C(0)$  بمعلومية  $T_C$  أو  $T_C$  بمعلومية  $H_C(0)$  ، فعلى

سبيل المثال، بفرض أن  $T_C = 5^\circ K$  و  $E_F = 5 \text{ eV}$  و  $n = 10^{29} \text{ m}^{-3}$  نجد أن  $B_C = 0.01 \text{ W/m}^2$  والتى تساوى 100 G وهذه القيمة تتفق جيداً مع النتائج المعملية.

من أجل تفسير الخصائص الديناميكية الحرارية للموصلات الفائقة بشكل كامل وضع

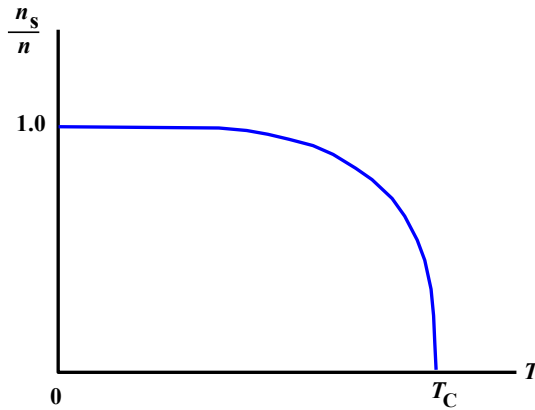
العالمان جورتر وجازيمير (Gorter & Casimir) عام 1934 نموذج السائلين للتوصيلية الفائقة (two-fluids model). طبقاً لهذا النموذج يتم تصنيف الإلكترونات التوصيل فى الموصل الفائق إلى صنفين هما: الإلكترونات فائقة والإلكترونات عادية. تسلك الإلكترونات

العادية سلوك الكثرونات التوصيل المعتادة، بينما تتصف الالكثرونات الفائقة بعدة صفات جديدة والتي تعطى الموصل الفائق صفاته المتميزة. هذه الالكثرونات لا تنتشت ولها فوضى تساوى الصفر (zero entropy، أى تامة الترتيب)، كما أن لها وطول مسار متوائم طويل (فى حدود  $10^4 \text{ \AA}$ ).

يعتمد تركيز الالكثرونات الفائقة على درجة الحرارة ويمكن كتابته على الصورة،

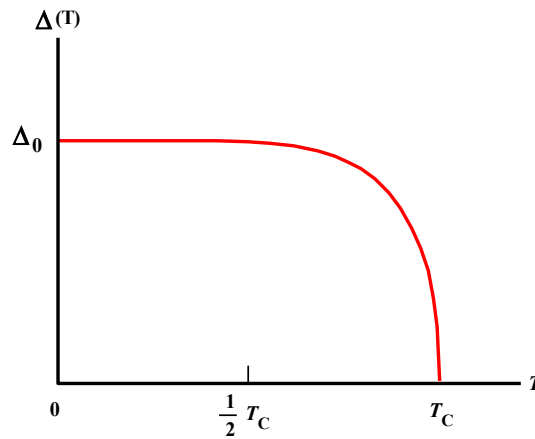
$$n_s = n \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^4 \right]. \quad 10-5$$

يبين الشكل 5-16 إعتماذ التركيز على درجة الحرارة ومن الشكل يتضح أنه عند درجة حرارة  $T = 0 \text{ } ^\circ\text{K}$  تكون كل الالكثرونات فى المادة من النوع الفائق ومع زيادة درجة الحرارة يتناقص عدد الالكثرونات الفائقة ويتلاشى تماما عند درجة الحرارة الحرجة  $T_C$ ، وبالتالي تتحول كل الالكثرونات إلى الحالة المعتادة عند  $T = T_C$ .



الشكل 5-16 إعتماذ تركيز الالكثرونات الفائقة على درجة الحرارة.

يمكن ربط هذا النموذج بسهولة بفجوة الطاقة التى ناقشناها. تكون كل الالكترونات الموجودة أسفل الفجوة فى حالة تجمد فى مستويات طاقتها استناداً إلى الفجوة وبالتالى تكون الالكترونات فائقة، كما هو مبين بالشكل 5-13، بينما تكون الالكترونات الموجودة أعلى الفجوة الالكترونات عادية. يبين الشكل 5-17 أن فجوة الطاقة تتناقص مع زيادة درجة الحرارة وتتلاشى تماماً عند  $T = T_c$  ومن ثم تصبح كل الالكترونات عادية.



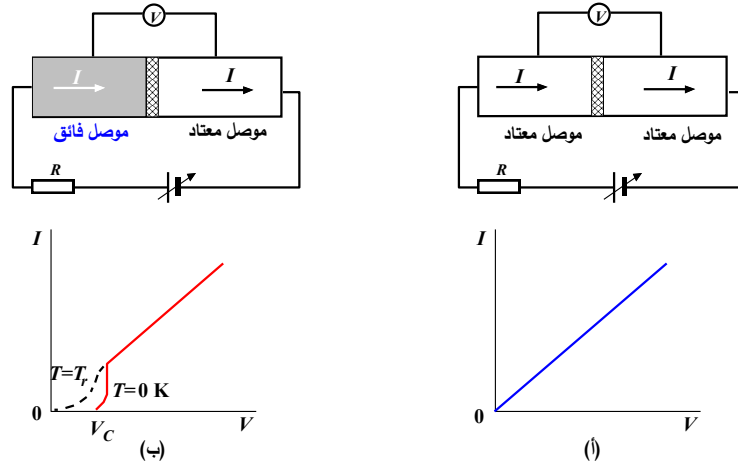
الشكل 5-17 إعتداد فجوة الطاقة الفائقة على درجة الحرارة.

يمكن قياس فجوة الطاقة فى الموصل الفائق بطريقة عملية وذلك من التجربة الآتية. عند عملة وصلة كهربية من موصلين عاديين بينهما طبقة رقيقة من مادة عازلة، كما هو مبين بالشكل 5-18(أ)، وطبقنا على هذه الوصلة فرق جهد وتم قياس التيار فإننا نحصل على علاقة خطية بين الجهد والتيار تمثل قانون أوم. أما إذا كان احد طرفى الوصلة عبارة عن موصل فائق فإن التيار لا يمر فى الدائر عند زيادة فرق الجهد إلا عند قيمة حرجة  $V_c$ ،

كما هو مبين بالشكل 5-18(ب). فى هذه الحالة يكون،

$$V_C = \frac{\Delta}{2e}. \quad 11-5$$

تم استخدام المعامل 2 حيث إننا بصدد الكترون واحد من زوج كوبر يخترق الطبقة العازلة بواسطة نظرية الأنفاق، أى أنه عندما تكون الطاقة أكبر من أو تساوى المقدار  $eV_C$  فإن زوج كوبر ينكسر ويتحول الموصل الفائق إلى موصل معتاد.



الشكل 5-18 قياس فجوة الطاقة فى الموصل الفائق.

## 5-5 نظرية التوصيل الفائق SUPERCONDUCTION THEORY

تم الإعلان لأول مرة عن النظرية الحديثة للتوصيل الفائق عام 1957 بواسطة

العلماء: جون باردين (Bardeen)، ليون كوبر (Cooper) و روبرت شريفير (Schrieffer)،

لذلك يشار لهذه النظرية بالاختصار BCS نسبة إلى هؤلاء العلماء. استطاعت نظرية BCS

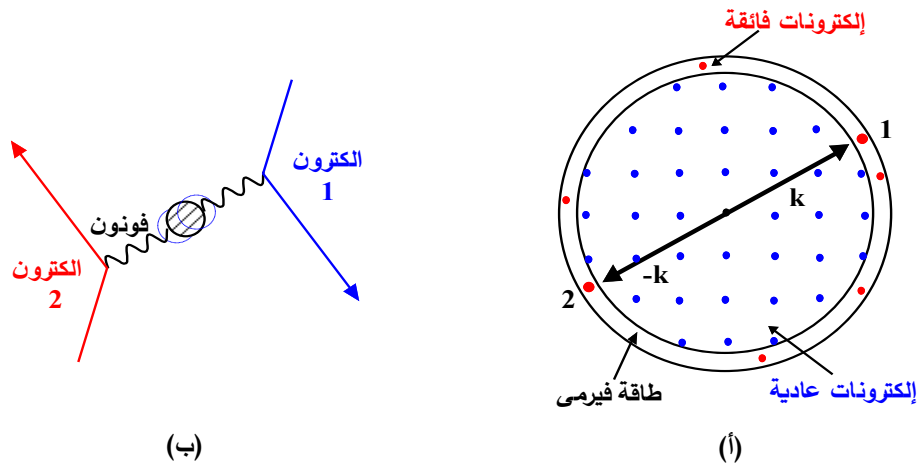
تفسير كل الظواهر المتعلقة بالتوصيلية الفائقة مثل التوصيل التام وظاهرة ميزنر وغيرها

وذلك بإستخدام المعالجة بواسطة ميكانيكا الكم المتقدمة. نفترض هذه النظرية أن التوصيل الفائق تتم على أساس الفعل البينى بين الإلكترونات الحرة وفونونات الشبكة وإمكان تكون أزواجاً من الإلكترونات تسمى أزواج كوبر (Cooper pairs). نظراً لتعقيد المعالجة الرياضية ومن أجل تبسيط المفهوم سوف نقدم فى هذا الفصل المفاهيم الأساسية لهذه النظرية بشكل كفى ومختصر.

من المعلوم أن المقاومة التى يظهرها المعدن عند درجات الحرارة المنخفضة تنتج عن تصادم الإلكترونات التوصيل مع ذرات الشوائب الموجودة فى المادة. ولا توجد وسيلة يمكن بواسطتها تعديل نظرية التوصيل لتقليل هذه التصادمات مع الشوائب والحصول على مقاومة تساوى الصفر وذلك لأن الشوائب والعيوب التركيبية موجودة فى كل الأحيان ودائماً تتصادم مع الإلكترونات وتكون مسئولة عن التوصيل الكهربى. وعليه لابد من إستخدام نظرية أخرى تفسر سبب إنعدام المقاومة وظهور التوصيلية الفائقة. تبنى هذه النظرية على أساس تجمع الإلكترونات فى شكل أزواج تسمى أزواج كوبر بواسطة قوة جذب من نوع خاص وبالتالي يمكن تفسير ظاهرة إنعدام المقاومة. ولفصل هذه الأزواج وتحويلها إلى الإلكترونات توصيل عادية يحتاج الأمر إلى الإمداد بالطاقة وهذا يتعذر عند درجات الحرارة المنخفضة. ويمكن القول إنه توجد فى زوج الإلكترونات كوبر قوة ترابط بين

الالكترونين وتختلف هذه القوة عن القوة التى تمليها النظرية الكلاسيكية (من قوة تنافر كولومى بين الشحنات المتشابهة). تعتبر أزواج كوبر بمثابة حاملات الشحنة فى الموصل الفائق وهى التى تسبب التيارات الدوامية وظاهرة التوصيل الفائق.

ولإلقاء الضوء على تركيب زوج كوبر، نفترض معدن تقع الالكترونات التوصيل فيه داخل كرة فيرمى ونفترض أن الالكترونين يقعان بالقرب من سطح فيرمى تماما (الشكل 5-19أ)). يحدث تنافر بين هذين الالكترونين بسبب تشابه الشحنة وبالتالي توجد قوة كولوم. وبسبب الحجب الذى تسببه الالكترونات الاخرى الموجودة بين هذين الالكترونين فإن قوة تنافر كولوم يمكن أن تتناقص وعند أخذ هذا الحجب فى الاعتبار فإن قوة التنافر بين الالكترونين تختفى تماما بالرغم من صغر حجم كرة فيرمى.



الشكل 5-19أ) التفاعل بين الالكترونين الموجودان بالقرب من سطح فيرمى، (ب) مخطط فاينمان لتبادل الفونون.

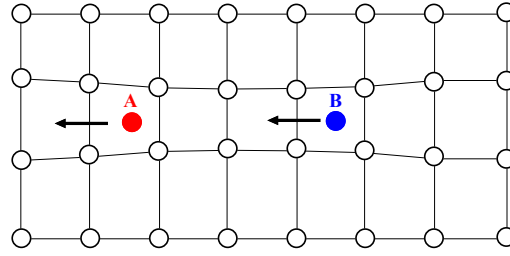


إفترض العالم كوبر أن الالكترونين فى زوج كوبر يكونان حالة إرتباط فيما بينهما وهذا الإرتباط يكون منهما نظاماً واحداً وبالتالي ترتبط حركة أحدهما بالآخر ويتفكك زوج كوبر فقط عندما يأخذ النظام كمية طاقة تساوى طاقة الربط بين الالكترونين.

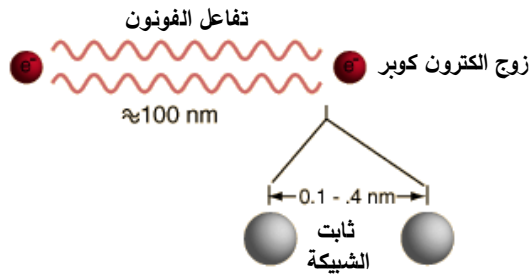
فسر كوبر منشأ قوة الترابط فى زوج الالكترونات على أساس وجود قوة جذب ولفترة وجيزة وتؤثر فى إهتزاز الأيون الموجب الذى يمر بالقرب منه الالكترون (الشكل 5-19ب) ويجذبه نحوه. وبالتالي ينتج تجمع (إستقطاب) للأيونات الموجبة بالقرب من الالكترون المار وهذا الاستقطاب يسبب ظهور جذب إضافى بين الالكترون والالكترون الآخر وبالتالي يتولد زوج كوبر، كما هو مبين فى الشكل 5-20.

تسمى قوة الارتباط بين الكترونى زوج كوبر بتفاعل الفونون وتكون طاقة الإرتباط فى الزوج أكثر قوة عندما تكون عزوم ولف الالكترونين متعاكسة، بمعنى  $k \uparrow$  و  $k \downarrow$  . بناء على ذلك يمكن القول أن كل الالكترونات الموجودة بالقرب من سطح فيرمى تتكثف فى الحالة الأرضية وتكون أنظمة من أزواج كوبر. يبين الشكل 5-21 هذا المفهوم، كما يوضح أيضا كيف أن أزواج كوبر ترتبط معا على مسافة مئات النانومتر أى على مسافة أكبر من ثابت الخلية بالف مرة ويكون سلوكها مثل سلوك البوزونات (boson) وتتكتف فى الحالة الأرضية. فى ضوء نظرية كوبر يمكن القول أن المعدن يتحول من الحالة العادية إلى الحالة

الفائقة على هيئة تكثيف للإلكترونات فى الحالة الأرضية، أى التى يكونوا فيها أسفل فجوة الطاقة.



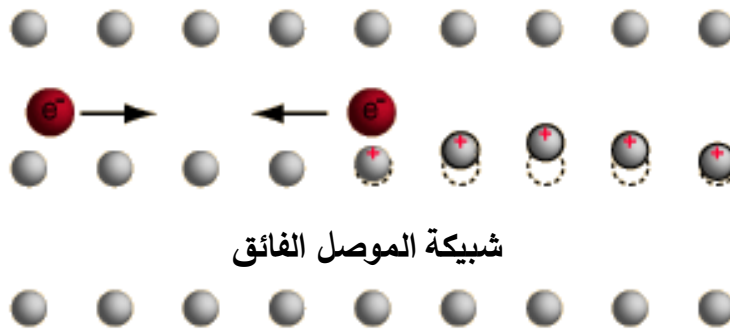
الشكل 5-20 حركة زوج كوبر.



الشكل 5-21 التفاعل البينى فى زوج كوبر ومقارنة مسافة الارتباط مع ثابت الشبكة.

نظراً لإختلاف إتجاه اللف للإلكترونى كوبر وحيث أن كمية تحرك كليهما متساوية فى المقدار ومضادة فى الإتجاه فإن كمية التحرك الكلية لزوج كوبر تساوى الصفر ويكون اللف الكلى للزوج يساوى صفر أيضاً وبذلك يعمل الزوج عمل البوزونات وليس كالألكترونات العادية التى يكون لها لف  $\pm 1/2$  والتى تعمل كفرميونات. وبالتالي يمكن تمثيل الإلكترونات فى جميع أزواج كوبر بدالة موجية واحدة لها تماثل كروى وأحادية الطور وتشمل كل اجزاء الموصل الفائق. كما يمكن اعتبار الكترونى زوج كوبر على انها موجتان متساويتان فى السعة ومختلفتان فى الطور بمقدار  $\pi$  ولذلك فهما يكونان موجة موقوفة. يجب ملاحظة أن

زوج كوبر لا حدث له تشتت كما يحدث للالكترونات العادية وذلك لأنه إذا أثرت الشبكة على أحد الالكترونات وتغيرت كمية تحركه بمقدار معين فإن الشبكة ذاتها تغير كمية تحرك الالكترون الآخر فى الاتجاه المعاكس بنفس المقدار، أى أن التغير الكلى لكمية تحرك الزوج تكون صفراً، كما يوضح الشكل 5-22.



الشكل 5-22 إرتباط وتحرك زوج كوبر فى الشبكة.

ومما سبق نستخلص، وكما ذكرنا من قبل، أنه ليس للشبكة أى تأثير على زوج كوبر وبذلك يكون حر الحركة تماماً ولا يعاني أى مقاومة عند تحركه فى الموصل الفائق.

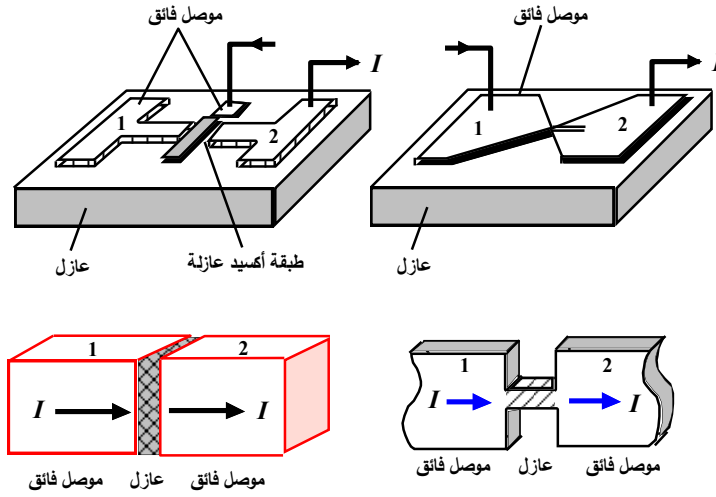
يمكن تخيل حركة الالكترونات الفائقة مثل حركة متسلقوا الجبال الذين يربطون بعضهم ببعض بحبل، فإذا ترك أحده الالكترونات موضعه بسبب فوضى المنطقة الناتجة عن الإهتزازات الحرارية لذرات الشبكة فإن جيرانه ستجذبه ليعود إلى مكانه. تجعل هذه الخاصية منظومة أزواج كوبر ذات قابلية صغيرة للتشتت (وربما تنعدم) وتبعاً لذلك، إذا تحرك الأزواج تحت تأثير قوة خارجية سوف يستمر سريان التيار فى الموصل الفائق إلى

مالا نهاية حتى يتوقف العامل المسبب له (التبريد حتى الدرجة الحرجة).

## 5-6 تأثير جوزيفسن JOSEPHSON EFFECT

تمكن العالم جوزيفسن من عمل وصلة تتركب من موصلان فائقان بينهما طبقة رقيقة

جداً (1-2 نانومتر) من مادة عازلة، كما هو مبين بالشكل 5-23.



الشكل 5-23 مخططات توضيحية لنماذج مختلفة لوصلات جوزيفسن.

وجد جوزيفسن أنه بدون التأثير على الوصلة بمصدر جهد خارجى يتولد تيار فائق

يمر عبر الوصلة بتأثير عملية الأنفاق وسميت هذه الظاهرة بأثر جوزيفسن، كما سميت هذه

الوصلة بوصلة جوزيفسن (Josephson junction). كما وجد جوزيفسن أن شدة التيار تزداد

بزيادة مساحة التلامس فى الوصلة وتقل بزيادة سمك الطبقة العازلة. وقد نجحت ميكانيكا

الكم فى تفسير تأثير جوزيفسن حيث تم إفتراض أن أزواج كوبر تتمكن من إختراق الطبقة

العازلة بتأثير ظاهرة الأنفاق والتي تعنى أن الدوال الموجية لأزواج كوبر فى منطقتى الموصل الفائق من الممكن أن تتداخل وتولد ارتباط بين المنطقتين أو بإعتبار أن المنطقتين تشكلان مناطق فائقة قوية تتصلنا معاً بواسطة منطقة فائقة ضعيفة.

وطبقاً لميكانيكا الكم، نفترض أن الدالة الموجية لزوج كوبر تكون على الصورة،

$$\psi = \psi_0 e^{i\phi}, \quad 12-5$$

حيث  $\phi$  هى زاوية الطور وهى أحادية القيمة لجميع أزواج كوبر فى الموصل الفائق الواحد. وبفرض أن طور الموصلين الفائقين على جانبي الوصلة هما  $\phi_1$  و  $\phi_2$ ، يكون التيار المار فى الوصلة على الصورة،

$$I_s = I_0 \sin(\phi_2 - \phi_1) = I_0 \sin(\delta), \quad 13-5$$

حيث  $I_0$  هو أكبر تيار يمر فى الوصلة عندما لا تؤثر عليها بأى جهد خارجى.

عند التأثير على الوصلة بفرق جهد مستمر يتكون فى الوصلة فى الحال تيار متردد

يعطى بالعلاقة،

$$I = I_0 \sin(\delta - 2\pi f(t)), \quad 14-5$$

حيث  $\delta$  هو الطور عند زمن صفر ( $t=0$ ) و  $f$  هو تردد جوزيفسن والذي يكون على الصورة،

$$f = \frac{2eV}{h}, \quad 15-5$$

حيث  $h$  ثابت بلانك و  $e$  شحنة الالكترون. ويتبين من المعادلة السابقة أنه عند تطبيق فرق جهد متناهى فى الصغر على وصلة جوزيفسن فإنه يتولد تيار كهربى ذات تردد عالى جداً، فعلى سبيل المثال، عند تطبيق واحد ميكروفولت يتولد تيار له تردد  $f = 483.6 \text{ MHz}$ . ونظراً لإمكانية قياس كل من الجهد والتردد بدقة عليه قد أمكن تعيين النسبة  $e/h$  بدقة لم يصل اليها العلماء من قبل.

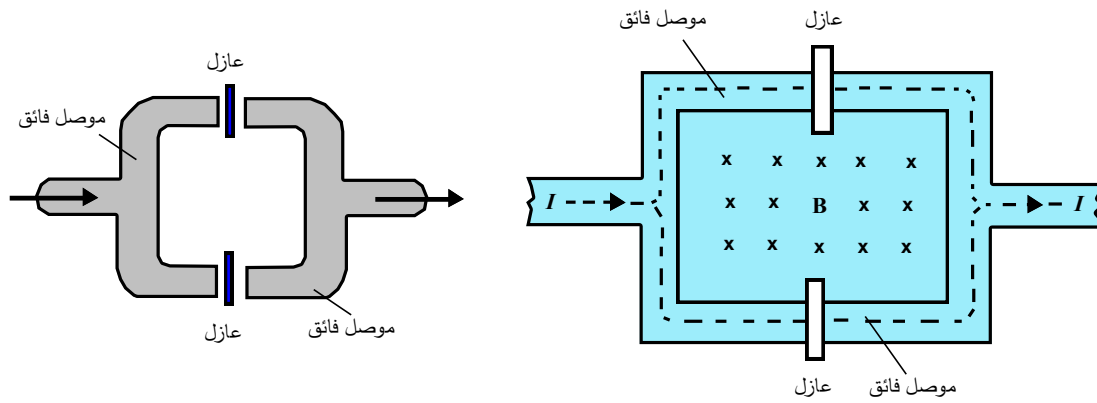
تمكن العلماء من الإستفادة من وصلة جوزيفسن فى تصميم مولد نبضات يسمى السكويد (Superconducting QUantum Interference Device, SQUID). يتركيب هذا المولد من وصلتي جوزيفسن تتصلان على التوازي، كما هو مبين بالشكل 5-24 وتشكلان حلقة لإشتتعار الفيض المغناطيسى.

تأتى الحساسية الفائقة لأجهزة السكويد من إمكانية قياس المجال المغناطيسى المصاحب لكمة فيض واحدة، والتي تم كشف اللثام عنها بإحدى الإكتشافات المصاحبة لوصلات جوزيفسن وهي تكمم الفيض المغناطيسى حيث تكون شدة الكمة الواحدة.

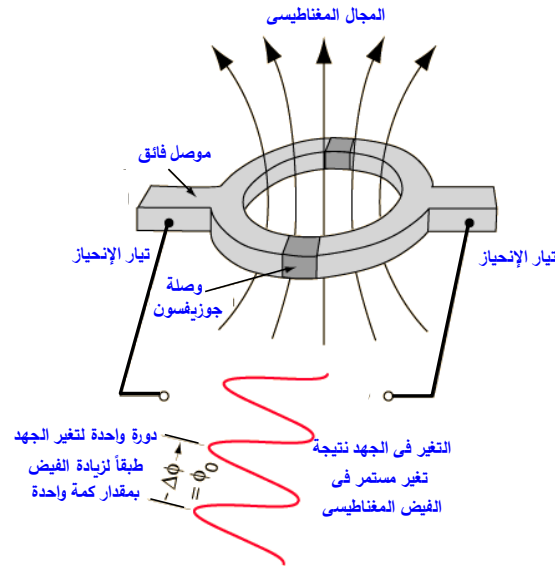
$$\phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{2e} \cong 2.0678 \times 10^{-15} \text{ Tesla.m}^2$$

عند تطبيق إنحياز مستمر على جهاز السكويد يتولد جهد متذبذب (متردد) فى نفس الطور فى وصلتي جوزيفسن ويعتمد هذا الجهد على التغير فى الفيض المغناطيسى. وبمعرفة عدد

الذبذبات يمكن حساب التغير الحادث فى الفيض. يبين الشكل 5-25 علاقة الفيض المغناطيسية بالجهد الناتج فى جهاز السكويد.



الشكل 5-24 مخططات مختلفة لتركيب جهاز السكويد (وصلتى جوزيفسن).



الشكل 5-25 شكل الجهد المتولد فى جهاز السكويد.

## 5-7 بعض تطبيقات المواد الفائقة

بالإضافة إلى تطبيقات ظاهرة الرفع فى تكنولوجيا القطارات السريعة يوجد العديد من

التطبيقات نلخص بعضها فيما يلي.

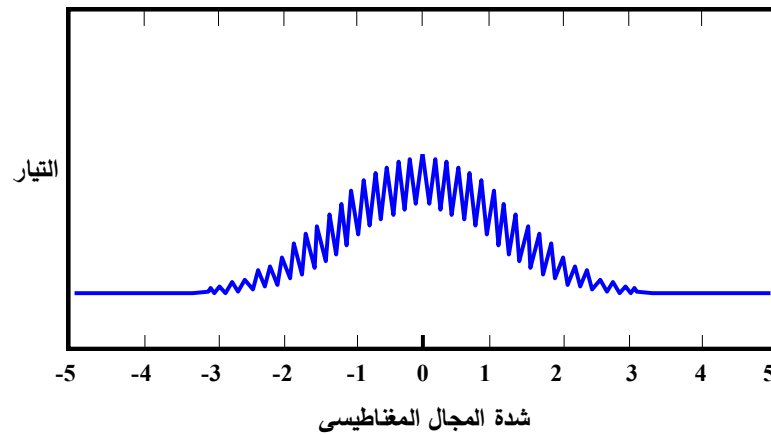
عند تطبيق مجال مغناطيسى على السكويد يتولد تيار فى جهاز السكويد وتتوقف

شدته التيار على الفيض المغناطيسى الذى يلف الحلقة ويكون التيار الناتج تياراً متردداً

وتتغير سعته بالشكل الذى يعكس تكم الفيض المتولد داخل الوصلة، كما هو مبين بالشكل

5-26. المثير فى هذا التطبيق هو أنه يمكن قياس التيار (الجهد) الناتج بسهولة (شدته

لموسة) عند تطبيق كميات متناهية فى الصغر من الفيض المغناطيسى.



الشكل 5-26 شكل نبضة تيار جوزيفسن تمر فى السكويد.

تمت الاستفادة من هذا الجهاز (السكويد) فى قياس المجالات المغناطيسية المتناهية

فى الصغر فى الأعضاء الحية والتى تكون فى حدود  $10^{-14}$  Tesla. قارن بين هذه القيمة مع



شدة مجال المغناطيسية الأرضية ( $10^{-5}$  Tesla). بالإضافة إلى التطبيق السابق تم استخدام السكويد فى قياس المجال المغناطيسى فى الفم والمخ ( $10^{-13}$  T) والقلب ( $10^{-10}$  T). بالإضافة إلى ماسبق تم استخدام أجهزة السكويد فى شرائح تخزين المعلومات الدقيقة وأجهزة الغلق السريعة (ذات زمن تحول فى حدود البيكوثانية). ونظراً للطاقة المتبددة الصغيرة التى تميز هذه الأجهزة فإنه يمكن استخدامها فى دوائر أجهزة الحاسبات السريعة ولكن ذلك يتطلب التبريد.

فى ختام هذا الباب نقدم نبذة عن جوائز نوبل التى حظي بها مجال التوصيل الفائق.

حصل على جائزة نوبل عام 1913 لقيامه بدراسة خصائص المادة فى درجات الحرارة المنخفضة والتى أدت مع أمور أخرى إنتاج الهيليوم السائل.



هيكى كاميرلنغ أونيس

حصل على جائزة نوبل عام 1962 لنظرياته الرائدة عن الحالة المكثفة للمادة وخاصة الهيليوم السائل.



ليف دافيدوفيتش لاندو

حصلوا معاً على جائزة نوبل عام 1972 لنظريتهم المتطورة BSC لتفسير التوصيل الفائق.



جون باردين

ليون كوبر

روبرت شريف

حصلوا على جائزة نوبل عام 1973: إيفار جيايفير لإكتشافه التجريبية بخصوص ظاهرة الأنفاق فى الموصلات الفائقة. وبراين جوزيفسن لتنبؤاته النظرية لخصائص التيار الفائق خلال مانع نفقى وعلى وجه الخصوص الظاهرة التى تعرف بتأثير جوزيفسن .



إيفار جيايفير

براين جوزيفسن

حصل على جائزة نوبل عام 1978 لإختراعاته الأساسية وإكتشافاته فى مجال فيزياء درجة الحرارة المنخفضة.



بيوتر ليويندوفيتش كايوزا

حصلوا على جائزة نوبل عام 1996 لإكتشافهم التوصيلية الفائقة فى الهيليوم-3.



ديفيد لى

دوغلاس أوشيروف

روبرت ريتشاردسون

ملخص الباب 

- ✖ أكتشف العالم كاميرلينغ أونيس إمكانية تحول معدن الزئبق من حالة التوصيل المعتادة إلى حالة توصيل فائق عند درجة حرارة منخفضة تسمى بدرجة الحرارة الحرجة. ويمكن تعريف حالة التوصيل الفائق فى المادة بأنها حالة تختلف تماما عن حالة التوصيل المعتاد ويمكن الوصول اليها عن طريق تحول طورى من الحالة المعتادة عند درجة الحرارة الحرجة،  $T_C$  إلى حالة التوصيل الفائق.
- ✖ تتمتع المواد فائقة التوصيل بالكثير من الخصائص التى تميزها عن المواد المعتادة مثل التوصيلية التامة وتأثير ميزنر والمجالات الحرجة وظاهرة الرفع.
- ✖ عند تطبيق مجال مغناطيسى على موصل فائق فإن المجال الكهربى داخله ينعدم عندما يتوفر شرط الدايامغناطيسية التامة والتوصيلية الفائقة معا وبالتالي فإن خطوط القوى المغناطيسية تطرد خارج الموصل ولا تستطيع إختراقه.
- ✖ تحدث فى المواد فائقة التوصيل ظاهر الرفع وتنتج هذه الظاهرة عن التيارات المدوامة المتولدة فى دوائر الموصلات الفائقة والتى بدورها تولد مجالات مغناطيسية تتنافر مع الأجسام الأخرى والتى تظهر كما لو كانت معلقة فى الهواء فوق الموصل الفائق.
- ✖ يعرف المجال الحرج بأنه أقل مجال مغناطيسى يفقد عنده الموصل الفائق خاصية التوصيل الفائق أو هو المجال اللازم للتخلص من حالة التوصيل الفائق. تتوقف قيمة المجال الحرج على درجة الحرارة.

- ✖ يوجد نوعان من المواد فائقة التوصيل: يسمى النوع الاول النوع I ويتميز بوجود مجال حرج واحد

$H_C$  ، بينما يتصف النوع الثانى بوجود قيمتين للمجال الحرج (مجالين حرجين) يسمى هذا النوع بالنوع II.

✖ فى هذا النوع I يظل المجال المغناطيسى داخل المادة صفراً ( $B=0$ ) بزيادة شدة المجال المطبق حتى قيمة المجال الحرج. ومع خفض درجة الحرارة تزداد شدة المجال الحرج وتصل إلى أقصى قيمة لها عند الصفر المطلق.

✖ فى النوع II من المواد فائقة التوصيل يظل المجال الداخلى صفراً فقط عند القيم الصغيرة نسبياً لشدة المجال الخارجى، أى عندما  $H < H_{C1}$  . يسمى  $H_{C1}$  بالمجال الحرج الأول. وعندما تكون شدة المجال الخارجى أكبر من المجال الحرج  $H_{C1}$  فإن الفيض المغناطيسى يدخل الموصل الفائق على هيئة دوامات. يكون لهذه الدوامات قلب من المادة فى الحالة الطبيعية يسمى خط دوامى أو الفتيلة وحول الفتيلة تدور التيارات الفائقة والتى تسمى حالة دوامية. عند زيادة شدة المجال الخارجى تزداد كثافة الخطوط الدوامية حتى تصل شدة المجال إلى القيمة الحرجة العليا ( $H_{C2}$  أو الثانية) والتى عندها تتداخل قلوب الخطوط الدوامية وتعم كل المادة وبالتالي تصبح المادة بالكامل فى حالة التوصيلية المعتادة.

✖ تكون معظم المواد فائق التوصيل ذات التطبيقات المهمة من النوع II، حيث تكون قيم المجالات الحرجة  $H_{C2}$  كبيرة وفى مدى التسلا.

✖ عندما يتولد تيار مداوم (غير مضمحل) فى حلقة الموصل الفائق قد لوحظ أن كثافة الفيض فى الحلقة تكون كمأة بوحدات  $\phi_0$ .

✖ تم استخدام نموذج السائلين للتوصيلية الفائقة لتفسير الخصائص الديناميكية الحرارية للموصلات

الفائقة. طبقاً لهذا النموذج يتم تصنيف الكترونات التوصيل فى الموصل الفائق إلى صنفين هما: الكترونات فائقة والكترونات عادية. تسلك الالكترونات العادية سلوك الكترونات التوصيل المعتادة، بينما تتصف الالكترونات الفائقة بعدة صفات جديدة حيث أنها لا تتشتت ولها فوضى تساوى الصفر (zero entropy، أى تامة الترتيب)، كما أن لها وطول مسار متوائم طويل (فى حدود  $10^4 \text{ \AA}$ ).

✖ تفترض نظرية BCS أن التوصيل الفائق تتم على أساس الفعل البينى بين الإلكترونات الحرة وفونونات الشبكة وإمكان تكون أزواجاً من الالكترونات تسمى أزواج كوبر والتي تعتبر بمثابة حاملات الشحنة فى الموصل الفائق وهي التى تسبب التيارات الدوامية وظاهرة التوصيل الفائق.

✖ إفترض العالم كوبر أن الالكترونين فى زوج كوبر يكونان حالة إرتباط فيما بينهما وهذا الإرتباط يكون منهما نظاماً واحداً وبالتالي ترتبط حركة أحدهما بالآخر ويتفكك زوج كوبر فقط عندما يأخذ النظام كمية طاقة تساوى طاقة الربط بين الالكترونين.

✖ نظراً لإختلاف إتجاه اللف لإلكترونى كوبر وحيث أن كمية تحرك كليهما متساوية فى المقدار ومضادة فى الإتجاه فإن كمية التحرك الكلية لزوج كوبر تساوى الصفر ويكون اللف الكلى للزوج يساوى صفر أيضاً وبذلك يعمل الزوج عمل البوزونات.

✖ تتركب وصلة جوزيفسن من موصلان فائقان بينهما طبقة رقيقة جداً (1-2 نانومتر) من مادة عازلة. وجد جوزيفسن أنه بدون التأثير على الوصلة بمصدر جهد خارجى يتولد تيار فائق يمر عبر الوصلة بتأثير عملية الأنفاق وسميت هذه الظاهرة بأثر جوزيفسن، كما سميت هذه الوصلة

بوصلة جوزيفسن . كما وجد جوزيفسن أن شدة التيار تزداد بزيادة مساحة التلامس فى الوصلة وتقل بزيادة سمك الطبقة العازلة.

✖ عند تطبيق فرق جهد متناهى فى الصغر على وصلة جوزيفسن فإنه يتولد تيار كهربى ذات تردد عالى جداً. ونظرا لإمكانية قياس كل من الجهد والتردد بدقة عليه قد أمكن بإستخدام هذه الوصلة تعيين النسبة  $e/h$  بدقة لم يصل اليها العلماء من قبل.

✖ يتركيب السكويد من وصلتي جوزيفسن تتصلان على التوازي، وتشكلان حلقة لإشتتشار الفيض المغناطيسى.

✖ تمت الأستفادة من السكويد فى قياس المجالات المغناطيسية المتناهىة فى الصغر فى الأعضاء الحية والتي تكون فى حدود  $10^{-14}$  Tesla. كما تم إستخدام السكويد فى شرائح تخزين المعلومات الدقيقة وأجهزة الغلق السريعة.

## أسئلة وتمارين

1- عرف كل مما يأتى:

(أ) التوصيلية التامة. (ب) الدايمغناطيسية التامة.

(ج) الموصل الفائق. (د) درجة الحرارة الحرجة.

(هـ) المجال المغناطيسى الحرج. (ز) زوج كوبر

2- اشرح كيف يمكن التخلص من التوصيل الفائق بواسطة المجالات المغناطيسية؟

3-إشرح كيف تمكنت نظرية باردن-كوبر-شرايفر من تفسير ظاهرة التوصيل الفائق؟

4- اشرح كيف أن النظريات الكلاسيكية لم تستطيع تفسير ظاهرة التوصيل الفائق؟

2-إشرح المقصود بأزواج كوبر؟

3-أشرح ما يحدث لأزواج كوبر عند التأثير عليها بمجال كهربي خارجي؟

4-اكتب نبذة مختصرة عن الاستخدامات العملية للموصلية الفائقة؟

5- اشرح ما هو تأثير جوزيفسن وكيف أمكن توظيفه في التطبيقات التكنولوجية؟

6- ما هو تأثير ميزنر؟ وكيف يطبق هذا التأثير فى حالة موصلين فائقين من النوع I و

والنوع II؟

7- اشرح ما هو التيار المداوم وكيف يمكن ايجاده فى موصل فائق؟

8- كيف تفسر ظاهرة الرفع فى الموصلات الفائقة؟

9- إشرح باختصار الخصائص التى تميز الموصلات الفائقة؟

10- وضعت فولتية ثابتة (d.c) قدرها  $V=0.5 \text{ mV}$  على وصلة جوزيفسن . اوجد التيار

الفائق الناتج فى الوصلة؟

- 
- 11- أذكر الخصائص الفيزيائية لزوج الكترولونات كوبر؟
- 12 اذكر كيف تم الاستفادة من الموصلية الفائقة فى التطبيقات التكنولوجية وأى أنواع الموصلات الفائقة أكثر شيوعاً ولماذا.
- 13- أشرح تجربة لإثبات أن الفيض المغناطيسى فى الموصل الفائق فيض مكمأ؟
- 14- وضح لماذا تنخفض درجة حرارة المواد عندما تتلاشى خاصية التوصيل الفائق عند درجة الصفر المطلق.
-



الباب السادس  
أشباه الموصلات:  
النظرية والتطبيق

**The Semiconductors:  
Theory and Application**





## الباب السادس

### أشباه الموصلات: النظرية والتطبيق

## The Semiconductors: Theory and Application

### المحتوى

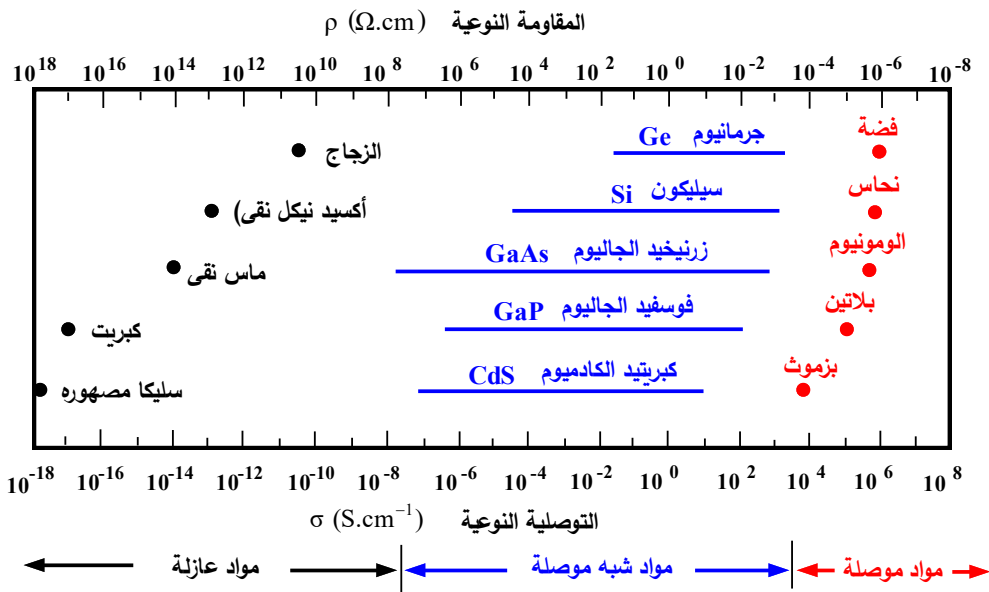
- 1-6 مقدمة.
- 2-6 التركيب البلورة لأشباه الموصلات.
- 3-6 حزم الطاقة.
- 4-6 تركيز حاملات الشحنة الذاتية.
- 5-6 أشباه الموصلات المانحة و المتقبلة.
- 6-6 حركية الكترولونات فى شبه الموصل.
- 7-6 المقاومة والتوصيلية النوعية.
- 8-6 التوصيلية الضوئية.
- 9-6 التآلق الضوئى.
- 10-6 الوصلة p-n.
- 11-6 ترانزيستور الوصلة ثنائى القطبية.
- 12-6 عمليات التوليد وإعادة الإتحاد فى الداىودات الضوئية.
- 13-6 ترانزيستور تأثير المجال الأكسى معدنى شبه الموصل.
- 14-6 طرق تصنيع الدوائر المتكاملة.

## الأهداف

- بعد إكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:
- ✗ تصنيف المواد طبقاً لخصائصها الكهربائية.
  - ✗ الإلمام بالتركيب البلورى لأشباه الموصلات.
  - ✗ المقارنة بين المواد المختلفة طبقاً لتركيب تركيب حزم الطاقة.
  - ✗ إستنتاج العلاقة التى تصف تركيز حاملات الشحنة فى المواد شبه الموصلة.
  - ✗ تعريف المواد المانحة والمواد المتقبلة وإستنتاج كثافة حاملات الشحنة لكل نوع.
  - ✗ وصف حركية الكترونات التوصيل فى المادة شبه الموصلة وإستنتاج تعبير رياضية يصفها.
  - ✗ إستنتاج الصغية التى تصف المقاومة والتوصيلية النوعية فى شبه الموصل والعوامل التى تتوقف عليها.
  - ✗ إستنتاج المعادلة التى تصف التوصيلية الضوئية وبيان العوامل التى تعتمد عليها.
  - ✗ تعريف مفهوم التألق الضوئى والأسباب المختلفة التى تنتج التألق.
  - ✗ الإلمام بتركيب الوصلة p-n وكيفية عملها ودراسة مخططات الطاقة فيها وإستنتاج معادلة التيار.
  - ✗ الإلمام بتركيب ترانزيستور الوصلة ثنائى القطبية وإمكان حساب معاملات كسب الجهد والقدرة.
  - ✗ شرح الأنواع المختلفة للإنتقال بين مستويات الطاقة فى المواد شبه الموصلة وفكرة بناء الدايودات المشعة للضوء.
  - ✗ دراسة تركيب ترانزيستور تأثير المجال الأكسى معدنى ذو الطبقة العازلة، وتكوين فكرة بسيطة عن تصنيع هذا الترانزيستور وأيضاً الدوائر المتكاملة.

## 1-6 مقدمة INTRODUCTION

كما تعلمنا من دراستنا السابقة حول الخصائص الكهربائية للحالة الصلبة، فإنه يمكن تصنيف المواد إلى ثلاثة أصناف أساسية هي المواد العازلة والمواد الموصلة والمواد شبه الموصلة. يبين الشكل 1-6 أن المقاومة النوعية للمواد شبه الموصلة (أشباه الموصلات) تتراوح بين  $10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$  و  $10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ . ويعرض الجدول 1-6 قسماً من الجدول الدورى للعناصر والذي يتعلق بأشباه الموصلات.



الشكل 1-6 حدود التوصيلية الكهربائية للمواد العازلة، المواد شبه الموصلة والمواد الموصلة.

من الممكن أن تتكون المادة شبه الموصلة من عنصر واحد مثل السيليكون والجرمانيوم أو من عدة عناصر شبه موصلة. يشكل العمودان الثالث والخامس (III و V)

ثنائى لتكوين مركب شبه موصلة يتكون من احد العناصر من العمود الثالث ( الجاليوم مثلاً) وعنصر آخر من العمود الخامس (الزرنيخ مثلاً). يبين الجدول 2-6 بعض العناصر والمركبات شبه الموصلة الشائعة.

الجدول 1-6 الجدول الدورى المتعلق بأشباه الموصلات.

| الدورة | العمود II    | III             | IV             | V             | VI             |
|--------|--------------|-----------------|----------------|---------------|----------------|
| 2      |              | B، البورون      | C، الكربون     | N، النتروجين  |                |
| 3      | Mg، ماغنسيوم | Al، الالومونيوم | Si، السيليكون  | P، الفسفور    | S، الكبريت     |
| 4      | Zn، الزنك    | Ga، الجاليوم    | Ge، الجرمانيوم | As، الزرنيخ   | Se، السيلينيوم |
| 5      | Cd، الكاديوم | In، الانديوم    | Sn، قصدير      | Sb، الأنثيمون | Te، التريلسيوم |
| 6      | Hg، الزئبق   |                 | Pb، الرصاص     |               |                |

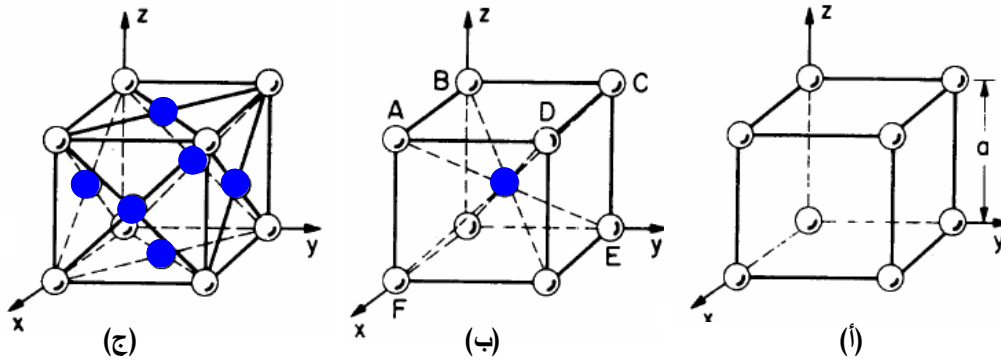
الجدول 2-6 بعض العناصر والمركبات شبه الموصلة الشائعة الاستخدام.

| عناصر  | IV-IV  | III-V  | II-VI  | IV-VI |
|--------|--------|--------|--------|-------|
| مركبات | مركبات | مركبات | مركبات |       |
| Si     | SiC    | AlAs   | CdS    | PbS   |
| Ge     |        | AlSb   | CdSe   | PbTe  |
|        |        | BN     | CdTe   |       |
|        |        | GaAs   | ZnS    |       |
|        |        | GaP    | ZnSe   |       |
|        |        | GaSb   |        |       |
|        |        | InAs   |        |       |
|        |        | InP    |        |       |
|        |        | InSb   |        |       |

## 2-6 التركيب البلورى لأشباه الموصلات CRYSTAL STRUCTURE OF SEMICONDUCTORS

تكون معظم المواد شبه الموصلة على هيئة بللورات أحادية. يبين الشكل 2-6 خلايا

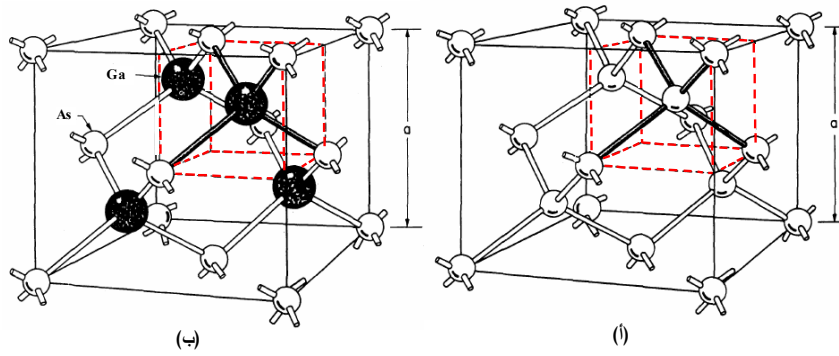
الوحدة للبلورة المكعبية: المكعب البسيط، المكعب المتمركز الجسم والمكعب المتمركز الأوجه. يكون للعناصر السيليكون والجرمانيوم شبه الموصلة تركيب مثل تركيب شبكة الماس المبينة بالشكل 2-6.



الشكل 2-6 وحدة الخلية المكعبية: (أ) المكعب البسيط، (ب) المكعب المتمركز الجسم، و (ج) المكعب المتمركز الأوجه.

كما ذكرنا من قبل (الباب الثالث، الجزء الأول)، فى بلورة الماس يمكن تخيل أن البناء يتكون من شبكتين فرعيتين متداخلتين وعلى شكل مكعب متمركز الأوجه، وتكون إحدى الشبكتان مزاحة عن الأخرى بمسافة تساوى ربع طول الخلية على إمتداد قطر المكعب. بالإضافة إلى هذا، تكون كل الذرات من النوع نفسه (كربون) وتحاط كل ذرة فى شبكة الماس بأربع ذرات على مسافات متساوية تقع عن رؤس رباعى السطوح، كما هو مبين بالشكل 3-6(أ). يكون تركيب معظم المركبات الشبه موصلة من النوع III-V (مثل GaAs) على شكل تركيب شبكة كبريتيد الزنك (zincblende) المبين فى الشكل 3-6(ب)

وهذا التركيب يماثل تركيب الماس ماعدا أن الشبكة الفرعية المتمركزة الأوجة تتكون من ذرات العمود III فى الجدول الدورى (Ga مثلاً) وتكون الذرات الأخرى من العمود V (As مثلاً).



الشكل 3-6 (أ) شبكة الماس، (ب) كبريتيد الزنك.

### 3-6 حزم الطاقة ENERGY BANDS

تأتى الفروق الأساسية فى الخصائص الكهربائية للأنواع المختلفة من المادة من التركيب الذرى لها، بمعنى، كيفية توزيع الإلكترونات حول الذرة. ولتوضيح هذا الأمر نسترجع نموذج بوهر لتركيب ذرة الهيدروجين.

طبقاً لنموذج بوهر للذرة، فإنه يمكن كتابة مستويات الطاقة فى ذرة الهيدروجين على

الصورة،

$$E_n = \frac{-m_e \hbar^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} = \frac{-13.6}{n^2} \text{ eV} \quad 6.1$$

حيث:  $m_e$  ترمز لكتلة الإلكترون الحر،  $q$  ترمز للشحنة الكهربائية،  $\epsilon_0$  ترمز لسماحية

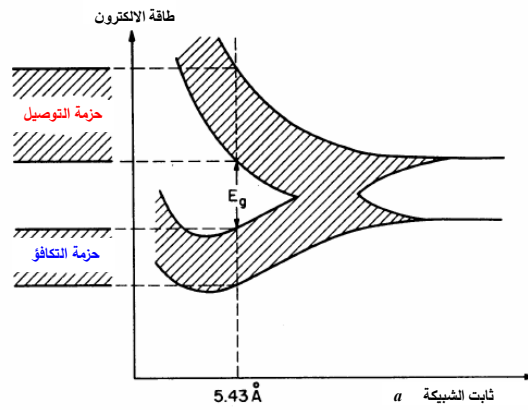


الفراغ الحر،  $h$  هو ثابت بلانك، و  $n$  يشير إلى العدد الكمى الأساسى. من هذه المعادلة نجد أنها عندما يكون  $n=1$ ، والذي يعنى الحالة الأرضية (المستوى الأول)، فإن  $E_1 = -13.6 \text{ eV}$  و أيضا عندما يكون  $n=2$ ، والذي يعنى مستوى الإثارة الأول، فإن  $E_2 = -3.4 \text{ eV}$ .

عند إقتراب ذرتان من بعضهما البعض فإن مستوى الطاقة الالكترونى ينفلق إلى مستويين بسبب التفاعل بين الذرات (نتيجة تداخل المستويات الخارجية). وعند وضع  $N$  من الذرات معاً ليكونوا بللورة فإن مستوى الطاقة سوف ينفلق إلى  $N$  من المستويات المنفصلة المتقاربة، الأمر الذى يُؤدى إلى ظهور حزمة (شريط) جوهريّة متصلة من الطاقة و يمكن حساب التركيب المفصل لهذه الحزمة فى المادة المتبللورة بواسطة ميكانيكا الكم.

يبين الشكل 4-6 مخطط توضيحي مخطط الطاقة فى بللورة تتكون من ذرات السيليكون المنفصلة والتي يكون لها تركيب مماثل لتركيب شبكة الماس. عند إنفلاق حزمة الطاقة إلى جزئين تتكون حزمة التوصيل وحزمة التكافؤ وذلك عندما تستقر الذرتين فى وضع الاتزان تفصلهما مسافة معينة. تسمى منطقة الطاقة التى تفصل بين حزمة التوصيل وحزمة التكافؤ بفجوة الطاقة،  $E_g$  أو بالفجوة الممنوعة (أى يمنع الالكترون من التواجد فى فى هذه المنطقة). تكون حزمة التكافؤ مشغولة بالإلكترونات والتي تكون مرتبطة بالذرة بقوة

تمنعها من الحركة الحرة فى البلورة، بينما تكون حزمة التوصيل خالية من الإلكترونات التى تكون حرة (إن وجدت) وتستطيع التحرك فى البلورة وتعمل كحاملات شحنة تسبب التيار الكهربى عند تطبيق مجال كهربى على المادة.

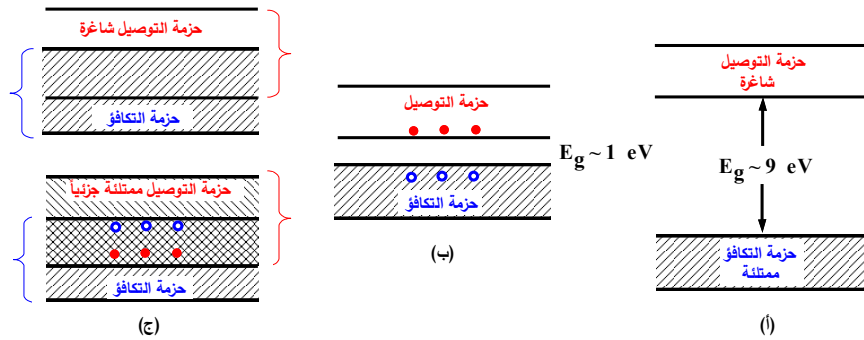


الشكل 4-6 تكون حزم الطاقة فى بلورة السيليكون والتى لها تركيب مثل شبكة الماس. يبين الشكل 5-6 مخططات حزم الطاقة فى الأنواع المختلفة للمادة: العازلة، شبه الموصلة، والموصلة. فى المواد العازلة تكون فجوة الطاقة كبيرة نسبياً، كما تكون حزمة التوصيل خالية تماماً من الإلكترونات الحرة، وبالتالي لا يمكن عن طريق التسخين أو تطبيق مجال كهربى رفع الإلكترون أعلى الكترون موجود فى حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل.

فى المعادن والموصلات تكون حزمة التوصيل إما ممتلئة جزئياً بالإلكترونات الحرة أو متداخلة مع حزمة التكافؤ بالشكل التى تختفي معة فجوة الطاقة وبالتالي تتحرك هذه الإلكترونات عند تطبيق مجال كهربى خارجى وبالتالي تظهر المادة خاصية التوصيل

## الكهرى.

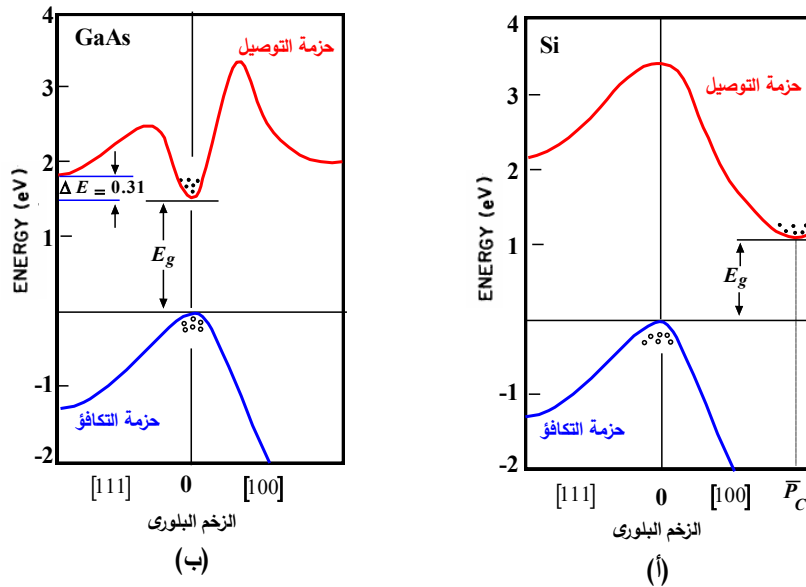
فى أشباه الموصلات، تكون فجوة الطاقة أصغر منها فى حالة المواد العازلة وبالتالي يمكن إثارة الإلكترونات بواسطة الطاقة الحرارية لتنتقل إلى حزمة التوصيل. من المثير أيضاً فى هذه المواد أن فجوة الطاقة تتناقص مع إرتفاع درجة الحرارة. فعلى سبيل المثال، تكون فجوة الطاقة للسيليكون  $1.12 \text{ eV}$  عند درجة حرارة الغرفة و  $1.17 \text{ eV}$  عند الصفر المطلق. السيليكون من أشهر المواد شبه الموصلة.



الشكل 5-6 مخطط حزم الطاقة فى (أ) المواد العازلة، (ب) المواد شبه الموصلة و (ج) المواد الموصلة. الدوائر المغلقة تشير إلى الإلكترونات بينما تشير الدوائر المفتوحة إلى الثقوب الموجبة.

يبين الشكل 6-6 مخططاً أكثر تفصيلاً لترتيب حزم الطاقة فى كل من السيليكون و زرنيخيد الجاليوم وفيه تم رسم الطاقة كدالة فى زخم البلورة فى كلا الإتجاهين  $[111]$  و  $[100]$  فى البلورة. بالنسبة للسيليكون يكون لكل من قاع حزمة التوصيل وقمة حزمة التكافؤ قيم مختلفة للزخم البلورى. ولذلك يكون السيليكون مادة شبه موصلة لها فجوة طاقة (غير

مباشرة) وذلك لأن انتقال الإلكترون بين حزمة التكافؤ و حزمة التوصيل يصاحبه تغير في الزخم البلوري. على النقيض من ذلك، يكون زرنيخيد الجاليوم مادة شبه موصلة لها فجوة طاقة (مباشرة) لأنه لا يوجد تغير في زخم البلورة عند انتقال الإلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل) وفي هذه الحالة يكون توليد الفوتونات أكثر كفاءة.



الشكل 6-6 تركيب حزم الطاقة في كل من السيليكون وزرنيخيد الجاليوم. تشير الدوائر المفتوحة إلى الثقوب في حزمة التكافؤ وتشير الدوائر المغلقة إلى الإلكترونات في حزمة التوصيل.

في أشباه الموصلات، عندما ينتقل إلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل يترك مكانه ثقباً موجباً يمكنه أن يتحرك تحت تأثير المجال الكهربى مسبباً تياراً. (يشار لمصطلح الثقب الموجب (positive hole) أيضاً بالحفرة أو بفجوة الشحنة وجميع هذه المصطلحات متكافئة حيث أنها تدل على مكان يخلو من الإلكترون وعلى كل حال، سوف

نستخدم مصطلح الثقب كى لايتعارض مع مفهوم فجوة الطاقة.) وبذلك يتم التوصيل بواسطة الالكترونات أو بواسطة الثقوب أو الإثنين معاً وتكون حركة الالكترونات فى حزمة التوصيل فى عكس إتجاه المجال الخارجى، بينما تكون حركة الثقوب فى إتجاه المجال.

#### 4-6 تركيز حاملات الشحنة الذاتية CONCENTRATION OF INTRINSIC CHARGE CARRIERS

نعلم من دراستنا السابقة، أن إحتتمالية أن يكون مستوى الطاقة،  $E$ ، مشغولاً بالكترون تعطى بدالة توزيع فيرمى-ديراك على النحو التالى،

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}, \quad 6.2$$

حيث  $E_F$  هى طاقة مستوى فيرمى وهى مستوى الطاقة الذى يكون أحتتمال إشغاله بالكترون يساوى 0.5. عند درجة حرارة الغرفة فإن مستوى فيرمى الذاتى (أى فى البلورة النقية) يقع قريباً جداً من منتصف فجوة الطاقة.

تكون الكثافة الفعالة للحالات فى حزمة التوصيل  $N_C$  وتساوى  $2 \left[ (2\pi m_n kT) / h^2 \right]^{3/2}$ ، بينما فى حزمة التكافؤ فإنها تساوى  $2 \left[ (2\pi m_p kT) / h^2 \right]^{3/2}$ . عند درجة حرارة الغرفة تكون  $N_C$  للسيليكون  $2.8 \times 10^{19}$  ذرة لكل سم<sup>3</sup>.

بالنسبة لشبه الموصل الذاتى (النقى) فإن عدد الالكترونات فى وحدة الحجم فى

حزمة التوصيل يساوى عدد الثقوب فى وحدة الحجوم فى حزمة التكافؤ، أى أن،

$$n = p = n_i , \quad 6.3$$

حيث  $n_i$  هى كثافة حاملات الشحنة الذاتية.

وحيث أن كثافة الإلكترونات،  $n$ ، تعطى بالعلاقة،

$$n = N_C e^{[-(E_C - E_F) / kT]} \quad 6.4$$

وبالمثل تعطى كثافة الثقوب،  $p$ ، بالعلاقة،

$$p = N_V e^{[-(E_V - E_F) / kT]}, \quad 6.6$$

فإن،

$$np = n_i^2 = N_C N_V e^{[(E_V - E_C) / kT]} = N_C N_V e^{-E_g / kT}. \quad 6-6$$

ولهذا يمكن كتابة تركيز حاملات الشحنة الذاتية على الصورة،

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_g / 2kT}. \quad 6.7$$

فى أشباه الموصلات الذاتية أو المطعمة (doped) فإن زيادة عدد نوع ما من

حاملات الشحنة يقلل عدد النوع الآخر بالشكل الذى يظل معه حاصل ضرب النوعين مقدارا

ثابتا عند درجة حرارة معينة. فى حالة السيليكون يكون  $n_i = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ، بينما فى

حالة زرنيخيد الجاليوم (GaAs) يكون  $n_i = 1.7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . مما سبق نلاحظ أن صغر

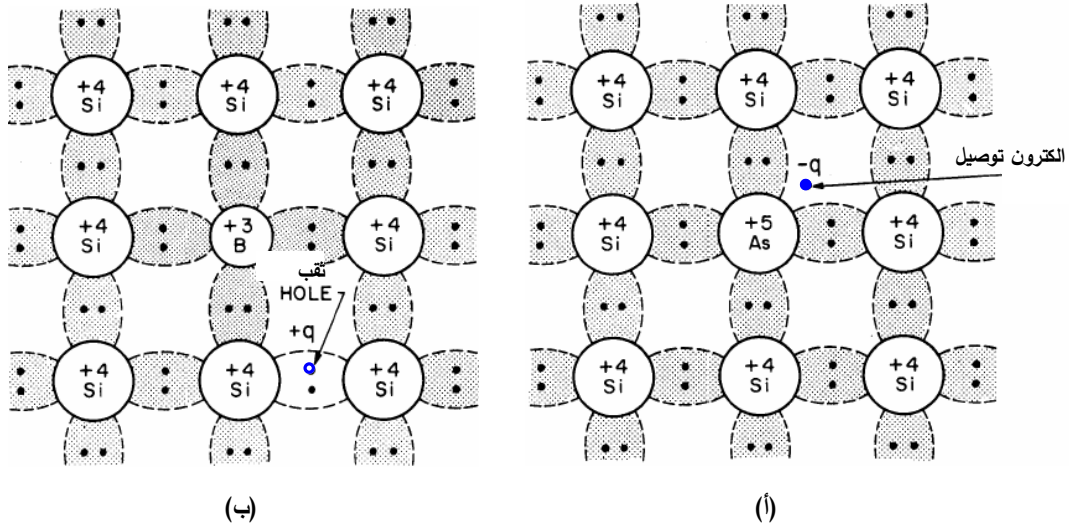
قيمة كثافة حاملات الشحنة الذاتية فى زرنيخيد الجاليوم هى المسؤلة عن كبير فجوة الطاقة

فيه.

## 5-6 أشباه الموصلات المانحة والمتقبلة DONORS AND ACCEPTORS

يمكن زيادة التوصيل الكهربى لبلورة السيليكون أو الجرمانيوم زيادة كبيرة وذلك بإضافة الشوائب إليها وتسمى هذه العملية بالتطعيم. وعملية التطعيم هذه تزيد من عدد حاملات التيار (الإلكترونات أو الثقوب) وبذلك يزداد التوصيل وتقل مقاومة المادة. ويوجد نوعين من البلورات المشوبة هما النوع السالب (n-type) والنوع الموجب (p-type) وسوف يرمز لهم من الآن فصاعداً بالنوع n والنوع p على الترتيب.

تضاف ذرات شائبة خماسية التكافؤ إلى بلورة السيليكون النقي لكي تزيد أعداد الإلكترونات الحرة في شريط التوصيل. وتحتوي هذه الذرات على خمسة إلكترونات للتكافؤ مثل الزرنيخ والفسفور والانتيمون. كما هو موضح بالشكل 6-7 (أ) فإن كل ذرة خماسية التكافؤ (الزرنيخ كمثال) تكون أربعة روابط تساهمية مع أربع ذرات سيليكون مجاورة ويتبقى إلكترون زائد دون رابطة. وهذا الإلكترون الزائد يصبح إلكترون توصيل لأنه غير منجذب إلى أية ذرة وبالتالي تمنح ذرة الزرنيخ لبلورة السيليكون إلكترون توصيل ولذلك الزرنيخ فى هذه الحالة مادة مانحة (donor). ويمكن التحكم في عدد هذه الإلكترونات بالتحكم في عدد الذرات الشائبة المضافة إلى بلورة السيليكون (كثافة التطعيم).



الشكل 6-7 مخطط للروابط التساهمية لبلورات مطعمة: (أ) نوع سالب مع ذرات مانحة (الزرنيخ)، و (ب) نوع موجب مع ذرات متقبلة (البورون).

لا تنس أن إلكترون التوصيل المتكون بطريقة التطعيم لا يترك ثقب في شريط التكافؤ.

وبما أن معظم حاملات التيار هي إلكترونات فان السيليكون (أو الجرمانيوم) المطعم بهذه

الطريقة يكون مادة شبه موصلة من النوع السالب (النوع n). والسالب هنا تشير إلى الشحنة

السالبة الموجودة على الإلكترون. وتسمى هذه الإلكترونات بحاملات الأغلبية في المواد النوع

n كما تسمى ذرات الزرنيخ بذرات مانحة. وبالرغم من أن أغلب حاملات التيار في المواد

النوع n هي الإلكترونات إلا انه يوجد بعض الثقوب الناشئة عند التكوين الحراري لزوج

(إلكترون- ثقب). تذكر أن هذه الثقوب لا تنشأ من إضافة الذرات الشائبة الخماسية وتسمى

الثقوب في المواد النوع n بحاملات الأقلية.

على عكس ما حدث في البلورة من النوع n، تضاف الذرات الشائبة ثلاثية التكافؤ



كي تزيد عدد الثقوب في السيليكون النقي وتكوين بلورة من النوع p. ومن أمثلة الشوائب ثلاثية التكافؤ يوجد الألومنيوم، البورون والجالسيوم. وكما هو موضح بالشكل 6-7 (ب) تكون الذرة الثلاثية (البورون) أربع روابط تساهمية مع أربع ذرات سيليكون في الجوار. تستخدم الإلكترونات الثلاثة لذرة البورون في عمل روابط وعدم وجود إلكترون رابع يؤدي إلى تكون ثقب مصاحب للذرة ثلاثية التكافؤ، وبالتالي يمكن القول أن ذرة البورون تتقبل من بلورة السيليكون إلكتروناتاً ينتج عنه تكون ثقباً موجباً يقوم بالتوصيل ولذلك يقال للبورون في هذه الحالة مادة متقبلة (acceptor). ويمكن التحكم في عدد الثقوب في البلورة عن طريق التحكم في عدد الذرات الشائبة ثلاثية التكافؤ المضافة إلى بلورة السيليكون. لاحظ أنه لا يعاد اتحاد الثقب المتكون بهذه الطريقة مع إلكترون التوصيل. وحيث أن معظم حاملات التيار في هذه الحالة هي الثقوب، فإن السيليكون (أو الجرمانيوم) المطعم بهذه الطريقة يسمى مادة شبه موصلة من النوع الموجب (النوع p) وذلك للاعتقاد في الشحنة الموجبة على الثقوب. وتعتبر الثقوب هي حاملات الشحنة الأغلبية في المواد النوع p بالرغم من وجود بعض الإلكترونات الحرة المتكونة في أزواج (إلكترون - ثقب) التي تنشأ حرارياً. تذكر أنه لا تنشأ مثل هذه الإلكترونات كنتيجة لعملية التطعيم ولذلك تكون حاملات تيار أقلية في مادة النوع p.

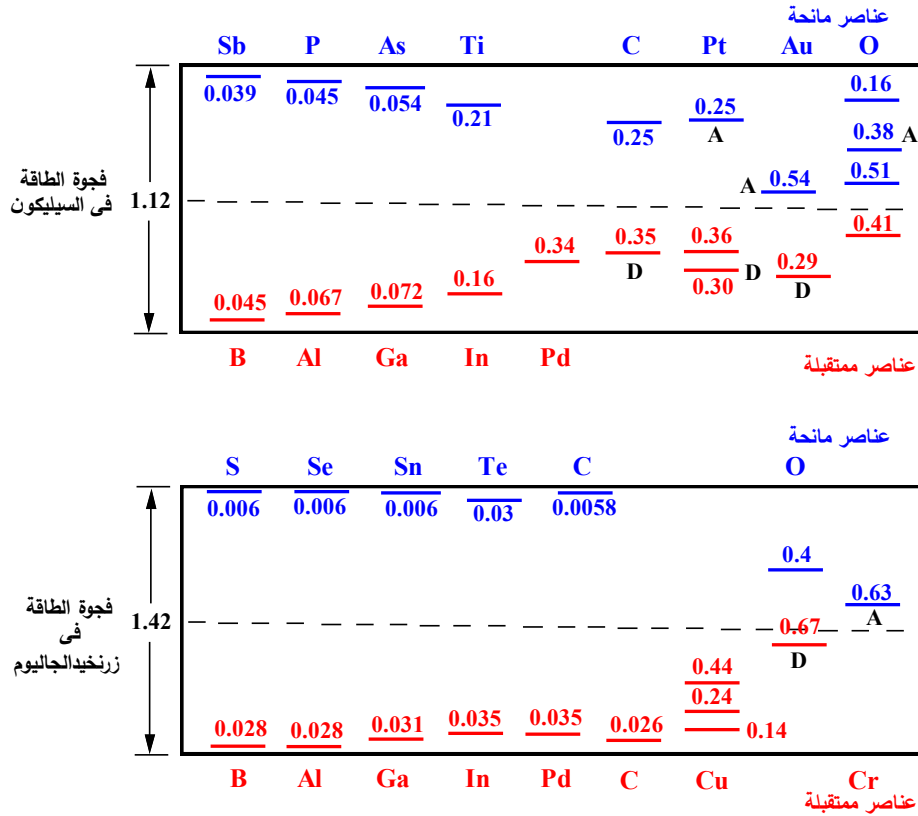
مما سبق يمكن تعريف المواد المانحة بأنها ذرات خماسية التكافؤ تطعم في بلورات

السيليكون أو الجرمانيوم لتمنح البلورة إلكترونات توصيل، كما يمكن تعريف المواد المتقبلة بأنها ذرات ثلاثية التكافؤ تطعم فى بلورات السيليكون أو الجرمانيوم لتتقبل من البلورة إلكترونات فى مستوى التكافؤ ينتج عنها تكون ثقب موجبة فى مستوى التوصيل.

عند تكون البلورة السالبة أو البلورة الموجبة فإن الذرات الشائبة مثل الزرنيخ والبورون يكون لها مستويات طاقة قريبة جداً من حزمة التوصيل و من حزمة التكافؤ فى السيليكون وهذا يتضح من بالشكل 6-8. يبين هذا الشكل طاقة التأين المقاسة لشوائب مختلفة فى كل من السيليكون وزرنيخ الجاليوم. يجب ملاحظة أن مستويات الطاقة للذرات المتقبلة تقع أسفل منتصف فجوة الطاقة بالقرب من حزمة التكافؤ، ماعد تلك التى يرمز لها بالحرف D والتى تكون مانحة. كذلك تقع مستويات الطاقة للذرات المانحة تقع أعلى منتصف فجوة الطاقة بالقرب من حزمة التوصيل، ماعد تلك التى يرمز لها بالحرف A والتى تكون متقبلة.

نلاحظ من قيم جهد التأين المسجلة فى الشكل 6-8 أنه توجد ذرات مانحة لها قيم جهود صغيرة جداً وهذه الذرات من الممكن أن تتأين فى درجة حرارة الغرفة وذلك لأن الطاقة الحرارية تكفي لعملية التأين. تسمى مثل هذه الحالة تأين تام. وبالتالي فى البلورة السالبة يكون تركيز حاملات الشحنة (الإلكترونات)،  $n = N_D$ ، حيث  $N_D$  تركيز الذرات المانحة، حيث،

$$n = N_D = N_A = N_C e^{[-(E_C - E_F)/kT]}, \quad 6.8$$



الشكل 6-8 طاقة التآين فى العديد من الشوائب

حيث  $N_C$  التركيز الكلى لحاملات الشحنة. من المعادلة السابقة نحصل على،

$$E_C - E_F = kT \ln(N_C / N_D). \quad 6.9$$

يتبين من المعادلة السابقة أن  $(E_C - E_F)$  أصغر مع زيادة تركيز الذرات المانحة  $N_D$ ، بمعنى أن مستوى فيرمى يتحرك ويصبح أكثر قرباً من قاع حزمة التوصيل. بالمثل، فى أشباه الموصلات من النوع الموجب يتحرك مستوى فيرمى ويصبح أكثر قرباً من قمة حزمة

التكافؤ مع زيادة تركيز الذرات المتقبلة. وعند وجود الذرات المانحة والذرات المتقبلة فى نفس الوقت (معاً) فإن الذرات الشائبة التى توجد بتركيز أكبر هى التى تحدد نوع التوصيل فى المادة شبه الموصلة. وكما ذكرنا من قبل تسمى الالكترونات فى البلورة من النوع السالب بحاملات الشحنة الأغلبية، بينما يشار إلى الثقوب بحاملات الشحنة الأقلية. وعلى الجانب الآخر، تسمى الثقوب فى البلورة من النوع الموجب بحاملات الشحنة الأغلبية، بينما يشار إلى الالكترونات بحاملات الشحنة الأقلية.

### مثال 6-1

تم تطعيم رقيقة من السيليكون بتركيز  $10^{16}$  ذرة زرنىخ لكل سم<sup>3</sup>. أوجد تركيز حاملات الشحنة وطاقة مستوى فيرمى عند درجة حرارة الغرفة (300 K). أعتبر أن  $n_i \approx 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  و  $N_C$  للسيليكون  $2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

### الحل

عند درجة حرارة 300 K يمكن إعتبار أن الذرات الشائبة قد تأينت بالكامل وبالتالي نحصل على،

$$n \approx N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

وهكذا نجد أن حاملات الشحنة الأغلبية هو،

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1.45 \times 10^{10})^2}{10^{16}} = 2.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}.$$

يبعد مستوى فيرمى للذرات الشائبة، فى هذه الحالة، عن قاع حزمة التوصيل بالقيمة

هى،

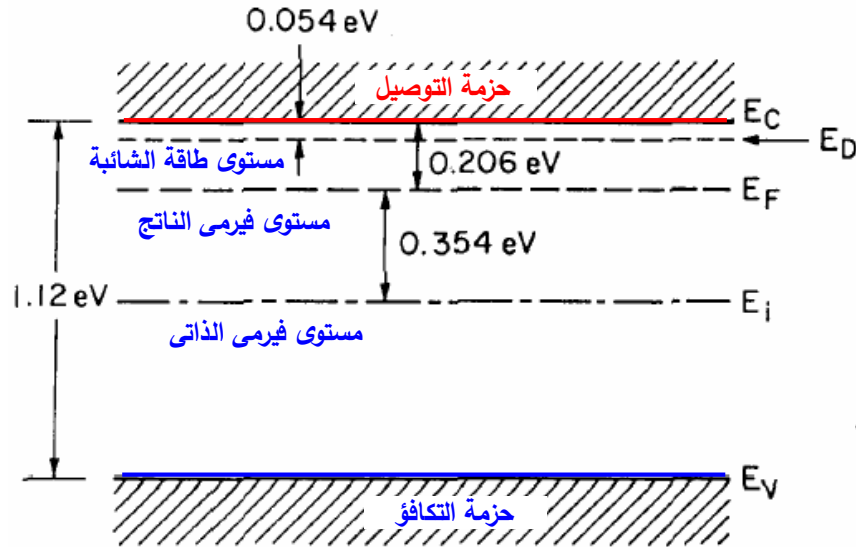
$$E_C - E_F = kT \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) = 0.0259 \ln\left(\frac{2.8 \times 10^{19}}{10^{16}}\right) = 0.206 \text{ eV}$$

كما يبعد مستوى فيرمى للذرات الشائبة عن مستوى فيرمى الذاتى (السيلىكون)

بالمقدار،

$$\begin{aligned} E_F - E_i &= kT \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) \approx kT \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \\ &= 0.0259 \ln\left(\frac{10^{16}}{1.45 \times 10^{10}}\right) = 0.354 \text{ eV} \end{aligned}$$

ويمكن رسم مخطط الطاقة في هذا المثال كما هو مبين بالشكل 6-9.



الشكل 6-9 مخطط الطاقة للمثال 6-1.

## 6-6 حركية الالكترونات فى شبه الموصل ELECTRON MOBILITY IN SEMICONDUCTORS

تعتبر دراسة حركية الالكترونات فى المادة من أهم الكميات الفيزيائية التى تحكم التوصيل الكهربى وبالتالي تفسير الخصائص الكهربائية للمادة. فى هذا الفصل سوف ندرس بالتفصيل إعتداد حركية الالكترونات فى المواد شبه الموصلة على العوامل المختلفة وإستنتاج الصيغة الرياضية التى تصف هذه الحركية.

لعمل ذلك نتصور أن حركة الالكترونات الحرة تماثل حركة جزيئات الغاز التام.

بإستخدام النظرية الحركية للغازات ومبدء التقسيم المتساوى للطاقة،  $\frac{1}{2} m_n v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT$ ، حيث

$m_n$  هى الكتلة الفعالة للإلكترون و  $v_{th}$  هى متوسط السرعة الحرارية، فإن الالكترونات

تتحرك بسرعة كبيرة فى المادة شبه الموصلة فى كل الإتجاهات. يمكن تصور حركة

الالكترونون على هيئة تصادمات عشوائية متتالية مع ذرات الشبكة، أو مع ذرات الشوائب وغيرها. تسمى المسافة المتوسطة بين تصادمين متتاليين بمتوسط المسار الحر ( mean free path)، كما يشار للزمن المقابل بمتوسط الزمن الحر،  $\tau_c$  (mean free time). عند تطبيق مجال كهربى صغير،  $\mathcal{E}$ ، على شبه الموصل، فإن كل إلكترون سوف يتأثر بقوة مقدارها  $-e\mathcal{E}$ ، حيث  $e$  شحنة الالكترون. وكنتيجه لذلك سوف يكتسب عجلة تحركه فى عكس إتجاه المجال بسرعة انجراف،  $v_n$ . ومن فيزياء نيوتن، فإن زخم (كمية تحرك) الالكترونون هى حاصل ضرب القوة فى الزمن، أى أن،  $-e\mathcal{E}\tau_c$ . ولهذا فإن،  $m_n v_n = -e\mathcal{E}\tau_c$  أو

$$v_n = -\left[ \frac{e\tau_c}{m_n} \right] \mathcal{E}. \quad 6.10$$

تنص هذه المعادلة على سرعة إنجراف الالكترونون تتناسب طرديا مع شدة المجال الكهربى المطبق. يسمى عامل التناسب فى هذه الحالة بحركية الالكترونون،  $\mu_n$ ، وتقاس بوحدات  $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ . وهكذا يمكن كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$v_n = -\mu_n \mathcal{E}, \quad 6.11$$

حيث

$$\mu_n = \frac{e \tau_c}{m_n} . \quad 6.12$$

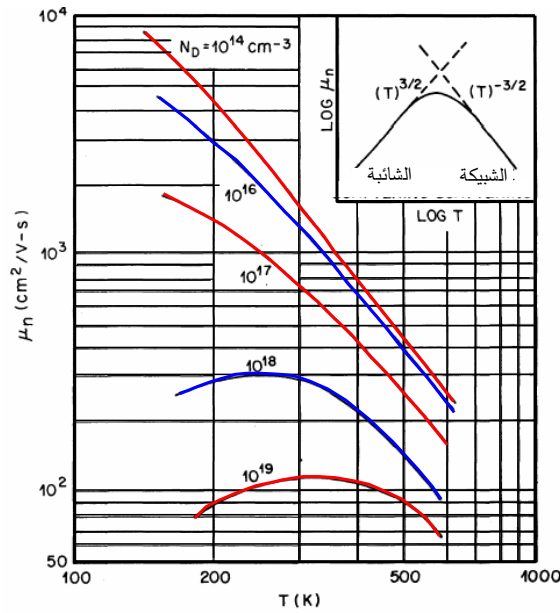
يمكن الحصول على تعبير مماثل للثقوب الموجبة فى شبه الموصل على الصورة،

$$v_p = \mu_p \mathcal{E} . \quad 6.13$$

نلاحظ غياب الإشارة السالبة من المعادلة السابقة وذلك لأن الثقوب الموجبة تتجرف فى نفس إتجاه المجال المطبق.

تعتمد حركية حاملات الشحنة (الالكترونات والثقوب) على التشتت الذى يحدث بواسطة كل من الشبكة والذرات الشائبة. ينتج التشتت بواسطة الشبكة عن الحركة الحرارية لها (الاهتزاز)، فعندما يزداد إهتزاز الشبكة مع إرتفاع درجة الحرارة، فإن الحركية تتناقص. فى الحقيقة، عند درجات الحرارة العالية يصبح هذا النوع من التشتت هو الغالب. على الجانب الآخر، ينتج التشتت بواسطة الشوائب عندما تمر حاملات الشحنة بالقرب من شائبة متأينة مانحة أو متقبلة. تعتمد احتمالية التشتت بواسطة ذرة شائبة على التركيز الكلى للذرات الشائبة. وعلى عكس التشتت بواسطة الشبكة، فإن التشتت بواسطة الشوائب يصبح أقل أهمية عند درجات الحرارة العالية، وذلك لأن حاملات الشحنة تتحرك بشكل أسرع وبالتالي يكون هذا التشتت أقل فعالية. يبين الشكل 6-10 إعتداد حركية الالكترون على كل من درجة الحرارة وتركيز الذرات الشائبة والشكل يبين المفهوم السابق.





الشكل 6-10 إعتداد حركية الالكترن فى مادة السيليكون على درجة الحرارة عند تركيزات مختلفة للذرات المانحة. يبين الشكل المرفق الإعتداد النظرى.

## 6-7 المقاومة والتوصيلية النوعية لشبه الموصل

### RESISTIVITY AND CONDUCTIVITY OF SEMICONDUCTORS

للحصول على علاقة رياضية تصف المقاومة والتوصيلية النوعية لمادة شبه موصلة

نعتبر عينة على الهيئة المبين بالشكل 6-11. نفترض أن مساحة مقطع العينة هو  $A$

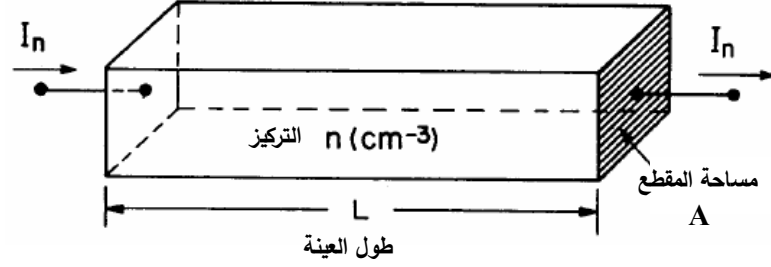
وطولها  $L$  وأن تركيز حاملات الشحنة فى المادة هو  $n$ . وبفرض أنه تم تطبيق مجال كهربى

شدته  $E$  على العينة فإنه يمكن حساب كثافة التيار المتدفق فى العينة،  $J_n$ ، بواسطة مجموع

حواصل ضرب الشحنة ( $e$ ) فى السرعة لكل الالكترونات الموجودة فى وحدة الحجوم ( $n$ ).

أى أن،

$$J_n = \frac{I_n}{A} = \sum_{i=1}^n (e v_i) = -e n v_n = e n \mu_n \varepsilon. \quad 14-6$$



الشكل 11-6 توصيل التيار فى شبه موصل مطعم بشكل متجانس.

كما نعلم، يتم التوصيل الكهربى فى شبه الموصل بواسطة كل من الالكترونات والثقوب، وبالتالي يمكن كتابة التيار الكلى على الصورة،

$$J = J_n(\text{electrons}) + J_p(\text{holes}) \\ = (e n \mu_n + e q p \mu_p) \varepsilon. \quad 15-6$$

يتضح من هذه المعادلة أن كثافة التيار تتناسب مع شدة المجال الكهربى. يعرف ثابت التناسب فى هذه المعادلة بالتوصيلية النوعية،  $\sigma$ ، ووحداتها  $(S.cm^{-1})$ . وهكذا يمكن كتابة توصيلية المادة على الصورة،

$$\sigma = (e n \mu_n + e p \mu_p). \quad 6.16$$

جرى العرف على وصف الخصائص الكهربائية للمادة بصطلح آخر أكثر شيوعاً وهو

المقاومة النوعية،  $\rho$  والذي يساوى مقلوب التوصيلية. وهكذا يمكن كتابة  $\rho$  على الصورة،

$$\rho = \sigma^{-1} = [e(n \mu_n + p \mu_p)]^{-1}. \quad 6.17$$

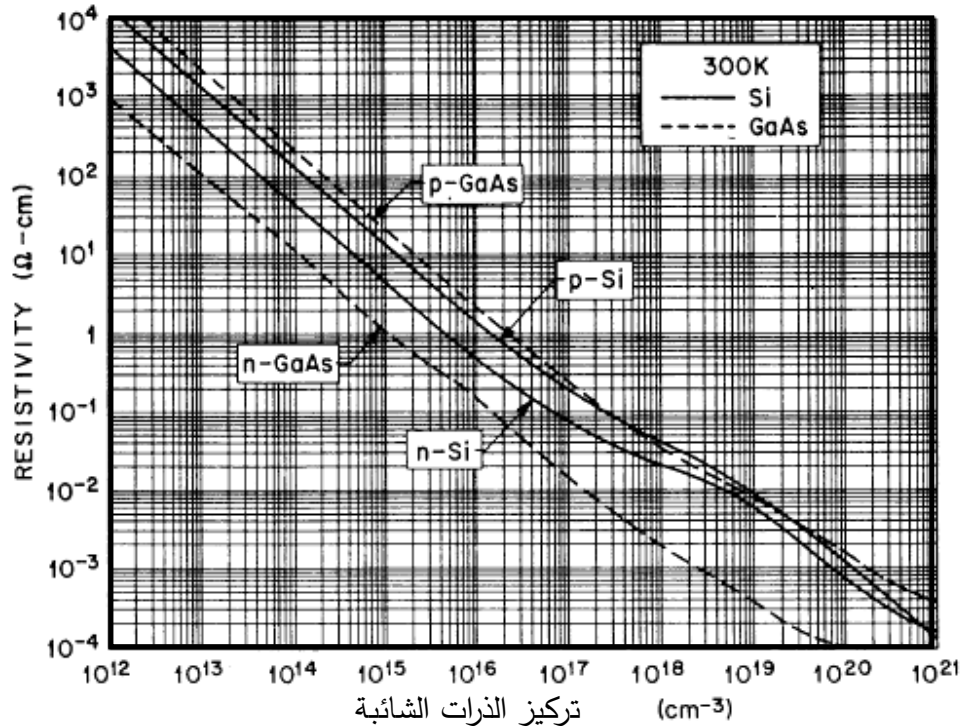
وحيث أنه فى شبه الموصل الذاتى يكون التوصيل بواسطة أحد أنواع حاملات (الالكترونات أو الثقوب) هو الغالب، فإنه فى حالة شبه الموصل من النوع السالب تكون حاملات الشحنة الأغلبية هى الالكترونات ولذلك يمكن كتابة المقاومة على الصورة،

$$\rho = (en\mu_n)^{-1}. \quad 6.18$$

وبالمثل، فى حالة شبه الموصل من النوع الموجب تكون حاملات الشحنة الأغلبية هى الثقوب الموجبة ويمكن كتابة المقاومة على الصورة،

$$\rho = (ep\mu_p)^{-1}. \quad 6.19$$

يبين الشكل 6-12 رسماً للمقاومة النوعية لمواد شبه موصلة مثل زرنيخيد الجاليوم والسيليكون عند تركيزات مختلفة للذرات الشائبة مقاسة عند درجة حرارة الغرفة (300 K)، ومن الشكل يتضح أن المقاومة النوعية لشبه الموصل تتناقص بالتدرج مع زيادة تركيز الذرات الشائبة، بالإضافة إلى إعتمادها على نوع الذرات الشائبة (مانحة أو متقبلة).



يبين الشكل 12-6 إعتداد المقاومة النوعية (resistivity) لزرنيخيد الجاليوم والسيليكون على تركيز الذرات الشائبة مقاسة عند درجة حرارة الغرفة (300 K)

## المثال 2-6

يبين الشكل 13-6 رسم بيانى لكل من حركية (mobility) ومعامل إنتشار

(diffusivity) الإلكترون فى مادة السيليكون عند 300 K كدالة فى تركيز الشوائب.

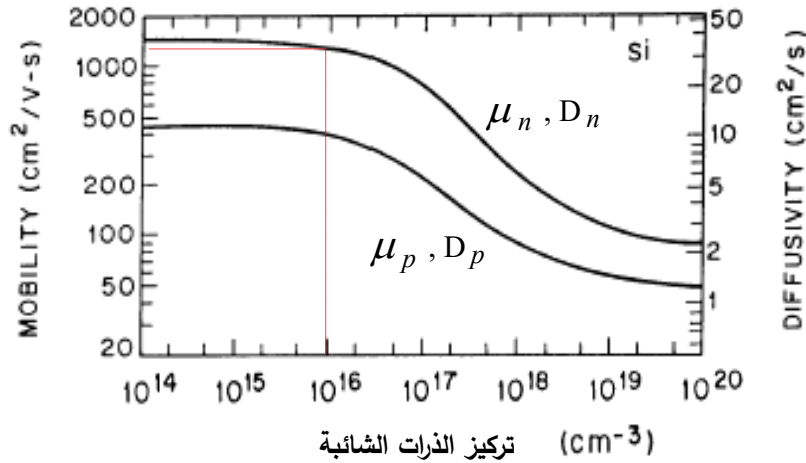
مستخدما الرسم البيانى، أوجد المقاومة النوعية لشريحة سيليكون من النوع السالب ومطعمة بتركيز  $10^{16}$  ذرة/سم<sup>3</sup> من الفوسفور.

## الحل

عند درجة حرارة الغرفة، نفترض أن كل الذرات المانحة تكون فى حالة تأين تام،

ولهذا،

$$n \approx N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$



الشكل 6-13 كل من حركية ومعامل إنتشار الإلكترون على التركيز.

ويمكننا حساب المقاومة النوعية بإستخدام المعادلة 6-18 على النحو،

$$\rho = \frac{1}{en\mu_n} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 10^{16} \times 1300} = 0.48 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$$

تم الحصول على قيمة  $\mu_n$  من الرسم البيانى للحركية.

يمكن أيضا الحصول على قيمة المقاومة النوعية فى هذا المثال بيانياً من الشكل 6-12

وتكون  $\rho = 0.48 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ .

## 8-6 التوصيلية الضوئية PHOTOCONDUCTIVITY

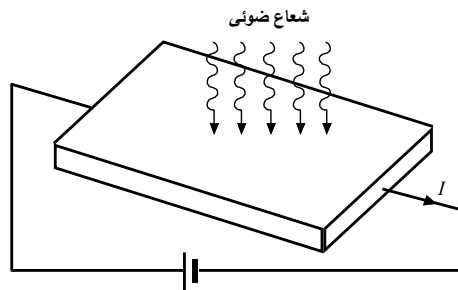
تحدث ظاهرة التوصيلية الضوئية عندما يسقط شعلع ضوئى على مادة شبه موصلة

فإن ذلك يؤدي إلى زيادة التوصيلية الكهربائية للمادة. يحدث ذلك نتيجة حدوث إثارة للإلكترونات عبر فجوة الطاقة، وهذا يؤدي إلى زيادة عدد حاملات الشحنة الحرة (كل من الإلكترونات والثقوب) وبالتالي تزداد التوصيلية. كما نعلم، تحدث الإثارة فقط عندما تكون  $E_g > \hbar \nu$ . تعتبر دراسة التوصيلية الضوئية مهمة من الناحية العملية وخاصة في مجال كواشف الأشعة تحت الحمراء ذات الحالة الصلبة.

يبين الشكل 6-14 مفهوم التوصيلية الضوئية. عند تطبيق فرق جهد على شريحة شبه موصلة يمر تيار كهربى فيها. فى غياب الضوء الساقط تكون التوصيلية الكهربائية فى الظلام وطبقاً للمعادلة 6-16 على الصورة،

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p). \quad 6.20$$

عند أسقاط الضوء عمودياً على سطح الشريحة فإن تركيز حاملات الشحنة الحرة تزداد بمقدار  $\Delta n$  و  $\Delta p$  ويزداد التيار بشكل فجائى.



الشكل 6-14 التوصيلية الضوئية فى شبه الموصل.

وحيث أن كل من الإلكترونات والثقوب تتولد فى شكل أزواج فإن  $\Delta p = \Delta n$ . وفى هذه

الحالة يمكن كتابة التوصيلية الكهربائية على الصورة،

$$\sigma = \sigma_0 + e \Delta n (\mu_n + \mu_p) = \sigma_0 + e \Delta n \mu_p (1 + b), \quad 6.21$$

حيث  $b = \mu_n / \mu_p$ ، وتسمى نسبة الحركية (mobility ratio). تكون الزيادة النسبية للتوصيلية على النحو،

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{e \Delta n \mu_p (1 + b)}{\sigma_0}. \quad 6.22$$

يمكن حساب مقدار  $\Delta n$  بواسطة الخواص الضوئية للمادة. عند سقوط الضوء يكون النظام فى حالة عدم إتران نظراً لتولد المزيد من الحاملات. يتغير التركيز  $n$  نتيجة عاملين: الأول هو الحاملات الحرة تتولد بإستمرار طالما يسقط الضوء، والعامل الثانى هو أن الحاملات الزائدة تتبدد بإستمرار نتيجة إعادة الإتحاد بعضها مع بعض. يمكن كتابة معدل تغير تركيز الحاملات على النحو،

$$\frac{dn}{dt} = g - \frac{n - n_0}{\tau'}, \quad 6.23$$

حيث  $g$  هو معدل توليد الالكترونات فى وحدة الحجم نتيجة إمتصاص الضوء، والحد الثانى فى المعادلة يعبر عن إعادة الإتحاد، و  $\tau'$  يسمة زمن إعادة الإتحاد (زمن عمر حامل الشحنة الحر). فى حالة الإستقرار يكون  $dn/dt = 0$ ، بمعنى أن المعدلين يكونان متساويان

وبالتالى نحصل على  $\Delta n = n - n_0$  على الصورة،

$$\Delta n = g \tau'. \quad 6.24$$

يمكن ربط معدل التوليد مع معامل الإمتصاص،  $\alpha$ ، وشدة الضوء الساقط،  $I(\omega)$ ،

كما يلى. بفرض أن سمك العينة هو  $d$  فإن جزء الطاقة الممتصة فى الشريحة يكون  $\alpha d$ .

وبفرض أن عدد الفوتونات الساقطة على الوسط فى وحدة الزمن هو  $N(\omega)$  فإن عدد

الفوتونات التى تمتص بواسطة المادة فى وحدة الزمن فى وحدة الحجم يكون  $\alpha d N(\omega)$

وبالتالى يكون،

$$g = \frac{\alpha d N(\omega)}{V}, \quad 6.25$$

حيث  $V$  هو حجم الشريحة. يرتبط عدد الفوتونات الساقطة مع شدة الضوء الساقط بالعلاقة،

$$N(\omega) = \frac{I(\omega) A}{\hbar \omega}, \quad 6.26$$

حيث  $A$  هى مساحة سطح الشريحة و  $I(\omega) A$  هى القدرة الساقطة و  $\hbar \omega$  هى طاقة

الفوتون. من المعادلتين 6-24 و 6-26 نجد،

$$\Delta n = \frac{\alpha I(\omega)}{\hbar \omega} \tau'. \quad 6.27$$

بالتعويض فى المعادلة 6-22 نحصل على،



$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\alpha I(\omega) e \tau' \mu_p (1+b)}{h \nu \sigma_0} \quad 6.28$$

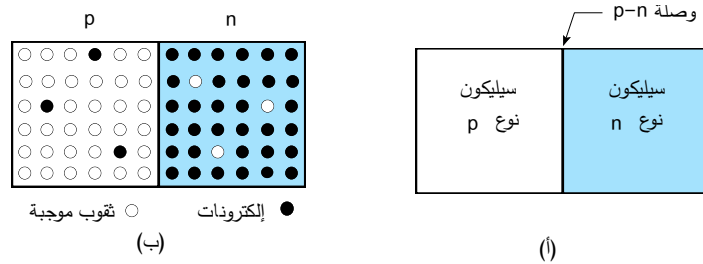
## 6-9 التآلق الضوئى PHOTOLUMINESCENCE

عند إختلال حالة إتزان المادة شبه الموصلة وذلك بإثارة الالكترتون فإن الالكترتون يعود إلى الحالة الأرضية عن طريق إنبعاث إشعاع (عكس الإمتصاص) ويشار إلى هذه العملية بالتآلق الضوئى. يوجد العديد من أنواع التآلق الكهربى وهذا يعتمد على أسلوب إثارة الالكترونات ونوع الانتقال الحادث. فمثلا عند الإثارة بواسطة تيار كهربى فى الوصلة p-n ينتج ما يسمى بالتآلق الكهروضوئى، بينما تنتج الإثارة بواسطة إمتصاص الضوء تآلق ضوئى. كما ينتج تآلق المهبط عندما تتم الإثارة بواسطة شعاع الكترونى ذات طاقة عالية ويحدث التآلق الحرارى عند درجات الحرارة المنخفضة عندما تثار الحاملات بطريقة ما وتجميدها فى حالتها الحصرية. فعند تسخين المادة فإن التهييج الحرارى يساعد الالكترونات على الإنتقال وإطلاق الإشعاع. سوف نناقش بعض الانتقالات الالكترونية نتيجة الإثارة والإسترخاء فى فصل لاحق فيما يتعلق بالدايود المشع للضوء.

## 6-10 الوصلة P-N P-N JUNCTION

إذا أخذنا قالب من السيليكون وتم تطعيم نصفه (بطريقة ما، مثل الترسيب، الزرع، أو

(التخلل) بشوائب ثلاثية التكافؤ وتطعيم النصف الآخر بشوائب خماسية التكافؤ فإنه سوف تتكون منطقه بين الجزأين تسمى بالوصلة p-n. والمدهش أن هذه المنطقة هي الشيء الذي يمكن الدايدود أو الترانزيستور من العمل كجهاز إلكترونى. يبين الشكل 6-15 (أ) تركيب وصلة p-n تكونت بين المنطقتين عندما طعمت بلورة السيليكون ليكون نصفها من النوع n والنصف الآخر من النوع p. يعتبر هذا البناء الأساسي هو البناء الذي يكون الدايدود شبه الموصل. نلاحظ أن الحيز السالب يحتوي على الكثير من الإلكترونات (حاملات أغلبية) والبعض من الثقوب المتكونة حراريا (حاملات أقلية) في حين يحتوى الحيز الموجب على الكثير من الثقوب (حاملات أغلبية) والبعض من الإلكترونات المتكونة حراريا (حاملات أقلية)، كما هو مبين بالشكل 6-15 (ب). تعتبر الوصلة p-n أساس عمل الدايدودات والترانزستورات والأجهزة الأخرى ذات الحالة الجامدة للمادة.

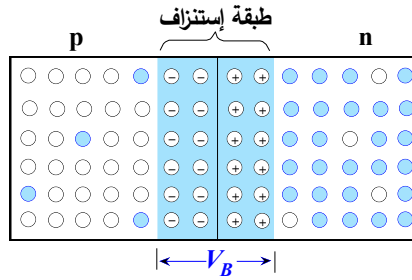


الشكل 15-1 (أ) التركيب الأساسي للوصلة P-N فى لحظة تكونها. فى الشكل (ب) ترى كل من حاملات الشحنة الأغلبية والأقلية

فى غياب الجهد الخارجى نجد أن إلكترونات التوصيل فى الحيز السالب تتحرك

بشكل عشوائي في كل الاتجاهات. أثناء تكون الوصلة فإن بعض الإلكترونات القريبة من الوصلة تنتشر خلالها إلى الحيز الموجب وتتحد مع الثقوب القريبة منها. يتحد كل إلكترون يعبر الوصلة مع ثقب ويترك خلفه شحنة موجبة على الذرة خماسية التكافؤ أي يتركها في حالة أيون موجب في الحيز السالب بالقرب من الوصلة. أيضا فإن اتحاد هذا الإلكترون مع ثقب في الحيز الموجب يحول الذرة ثلاثية التكافؤ إلى أيون سالب وكنتيجة لعملية إعادة الاتحاد هذه تتكون أعداد كبيرة من الأيونات الموجبة والأيونات السالبة بالقرب من (على جانبي) الوصلة p-n في الحيزين السالب والموجب على وجه الترتيب. وعندما يحدث هذا فإن أي إلكترون توصيل جديد في الحيز السالب يجب أن يتغلب على قوى الجذب مع الأيونات الموجبة وقوى التناثر مع الأيونات السالبة لكي يستطيع أن ينتقل إلى الحيز الموجب. وهكذا، عند تكون الطبقات الأيونية فإن المنطقة على جانبي الوصلة تستنزف (تفرغ) بشكل أساسي من الإلكترونات أو الثقوب التي تحاول الانتشار إلى المنطقة الأخرى ولذلك تسمى هذه المنطقة طبقة الاستنزاف. وتستمر هذه العملية حتى الوصول إلى حالة الإتزان التي عندها تتسع طبقة الاستنزاف إلى الحد الذي معه لا يستطيع المزيد من الإلكترونات عبور الوصلة p-n وعندها تكون طبقة الاستنزاف قد تكونت بالكامل وأصبحت الوصلة p-n مستقرة وهذا موضح بالشكل 6-17.

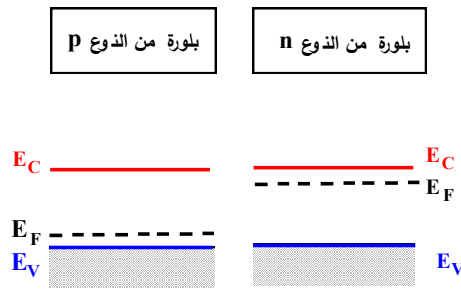
ينشأ عبر طبقة الاستنزاف ما يسمى بالحاجز الجهدى  $V_B$  على جانبي الوصلة بسبب وجود الأيونات الموجبة والسالبة على الجانبين، كما هو موضح بالشكل 6-17. يكون الحاجز الجهدى للسيليكون عند درجة حرارة  $25^\circ \text{C}$  هو  $0.7 \text{ V}$  بينما يكون  $0.3 \text{ V}$  في حالة الجرمانيوم. ويتناقص الحاجز الجهدى بارتفاع درجة الحرارة والعكس صحيح. ويعتبر الحاجز الجهدى ذو أهمية لأنه يعين مقدار الجهد الكهربى الخارجى أو فرق الجهد المطبق اللازم لإمرار تيار عبر الوصلة p-n.



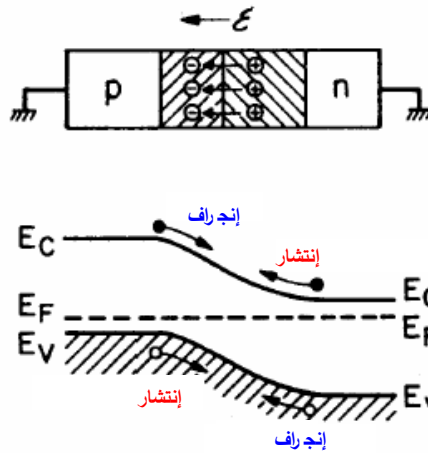
الشكل 6-17 حالة استقرار الوصلة p-n. تكون بعض الإلكترونات الموجودة فى المنطقة الموجبة وبعض الثقوب الموجودة فى المنطقة السالبة عبارة عن حاملات الأقلية المتولدة حرارياً بواسطة أزواج (الإلكترون - ثقب).

الآن، سوف نستعرض طريقة عمل الوصلة p-n بالأخذ فى الاعتبار مستويات الطاقة داخلها. نعتبر أولاً وصله p-n فى لحظة تكونها. من المعلوم أن شرائط الطاقة للذرة ثلاثية التكافؤ فى المادة من النوع p تكون فى مستوى طاقة أعلى بقليل منها فى الذرة الشائبة خماسية فى المادة من النوع n. يرجع ذلك إلى أن جذب لب الذرة ثلاثية التكافؤ لإلكترونات تكافؤها الثلاثة يكون أقل من جذب لب الذرة خماسية التكافؤ لإلكترونات تكافؤها الخمسة.

لذلك فإن إلكترونات التكافؤ الثلاثية تكون في مدارات أعلى بقليل وبالتالي في مستويات طاقة أعلى. يبين الشكل 6-18 مخطط الطاقة في حالة البورات المنفصلة، بينما يبين الشكل 6-19 مخطط الطاقة في الوصلة p-n عند الإتزان وحركة حاملات الشحنة عند عمل الوصلة.



الشكل 6-18 مخطط الطاقة في البلورات المنفصلة (قبل تكون الوصلة).



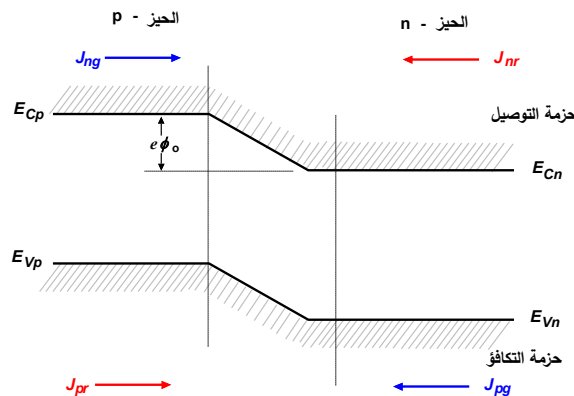
الشكل 6-19 مخطط الطاقة عند الإتزان. يحدث الإنتشار نتيجة تدرج حاملات الشحنة في كل من الحيزين السالب والموجب، بينما يكون الإنجراف نتيجة وجود فرق جهد صغير عند الوصلة،

نلاحظ في الشكل 6-19 وجود بعض التداخل في شريط التوصيل في كل من الحيز الموجب والحيز السالب كذلك يوجد تداخل في شريط التكافؤ في الحيزين الموجب والسالب

ونتيجة التدرج الشديد لكثافة حاملات الشحنات الحرة عند الوصلة يحدث انتشار للشحنات. تنتشر الإلكترونات ذات الطاقة العالية القريبة من قمة شريط التوصيل في الحيز السالب عبر الوصلة إلى مستويات أقل في شريط التوصيل في الحيز الموجب. فى نفس الوقت يحدث إنتشار للثقوب ذات الطاقة العالية القريبة من قمة شريط التكافؤ في الحيز الموجب عبر الوصلة إلى مستويات أقل في شريط التوصيل في الحيز السالب. وبمجرد انتشار الإلكترونات عبر الوصلة فانها تتحد مع ثقوب في شريط التكافؤ وباستمرار الانتشار يتكون فرق جهد عبر الوصلة وتبدأ طبقة الاستنزاف في التكون. وبفقد الإلكترونات ذات الطاقة الأعلى في عملية الانتشار فان شرائط الطاقة في الحيز السالب تزاح إلى أسفل. وعندما تصل قمة شريط التوصيل في الحيز السالب إلى نفس مستوى قاع الحيز الموجب ينقطع الانتشار ويتوقف ونصل إلى حالة الإتزان (الاستقرار). يبين الشكل 6-19 هذه العملية بدلالة مستويات الطاقة. ويظهر إنحدار (تغير تدريجي) للطاقة عبر طبقة الاستنزاف بدل من التغير المفاجئ في مستوى الطاقة.

الآن سوف نناقش عملية تكون الوصلة p-n بشئ من التفصيل للوقوف على ما يحدث. يبين الشكل 6-20 مواضع كل من حزمة التوصيل وحزمة التكافؤ بالقرب من منطقة الوصلة. نلاحظ فى هذا الشكل أنه بسبب إنتقال الشحنة فإن الطاقات فى الحيز p

ترتفع بالنسبة إلى الحيز  $n$ . بفرض أن حاجز الجهد عبر الوصلة هو  $V_B$  فإن الفرق فى الطاقة بين جانبي الوصلة يكون  $eV_B$ ، حيث  $e$  شحنة الالكترون. (أحياناً يسمى حاجز الجهد بجهد التلامس، نسبة إلى تكونه عند تلامس بلورتين من نوع مختلف.) يعاكس حاجز الجهد  $V_B$  تدفق تيارات الإنتشار وذلك بسبب المجال الكهربى الذى يتولد،  $-dV_B/dx$  والذى ينمو مع الانتشار. وهذ يعنى أن الالكترونات فى حزمة التوصيل فى الحيز  $n$  التى يكون لها طاقة حركة اكبر من الحاجز  $V_B$  هى التى تستطيع الانتشار إلى الحيز  $p$ . ومع إستمرار إنتقال الشحنات يستمر الحاجز فى النمو ومن ثم تستمر كثافة تيار الانتشار فى التناقص حتى نصل إلى الوضع الذى يتساوى فيه مع فيض الالكترونات المتدفقة من الحيز  $p$  إلى الحيز  $n$ . يسمى هذا بفيض التوليد. نفس الشئ يحدث مع الثقوب، وأثناء الانتشار تحدث عملية إعادة الاتحاد وعند الإتزان تتساوى العمليتان.



الشكل 20-6 مخطط الطاقة فى الوصلة p-n فى الحالة الأرضية مع بيان التيارات المصاحبة لتكون الوصلة.

بفرض  $J_{nr}$  و  $J_{ng}$  هما هو كثافة تيار إعادة الاتحاد الالكترونات فى حزمة التوصل

وتيار توليد الالكترونات المتدفقان من من  $n$  ال  $p$  على الترتيب، فإنه عند الإلتزان نجد،

$$J_{nr0} = J_{ng0} . \quad 29-6$$

وبالمثل بفرض  $J_{pr}$  و  $J_{pg}$  هما هو كثافة تيار إعادة الاتحاد الثقوب فى حزمة التكافؤ

وتيار توليد الثقوب المتدفقان من من  $p$  إلى  $n$  على الترتيب، فإنه عند الإلتزان نجد،

$$J_{pr0} = J_{pg0} . \quad 30-6$$

عند تطبيق إنحياز أمامي مقداره  $V_0$  على الوصلة، كما هو مبين بالشكل 6-21،

فإن مستوى الطاقة فى الحيز السالب ترتفع بمقدار  $eV_0$ . الآن سنرى تأثير ذلك على التيارات

المارة عبر الوصلة. بدء بتيار الالكترونات نرى أولاً أن تيار التوليد لا يتأثر بهذا الانحياز،

بمعنى أن،

$$J_{ng} = J_{ng0} , \quad 31-6$$

وذلك لأنه يوجد مجال فى الوصلة مازال قادراً على منع تيار الالكترونات الأتية من الحيز

$p$  عبر الوصلة، طالما كان  $V_0 < \phi$ . على الجانب الآخر، يتأثر تيار إعادة الإلتحاد،  $J_{nr}$ ،

بشكل كبير. وحيث أن الالكترونات فى الجانب السالب ترى حاجز الجهد وقد إنخفض

إرتفاعه بمقدار  $eV_0$ ، فإن تيار إعادة الاتحاد يزداد بالمعامل  $e^{eV_0/kT}$ ، بفرض أن

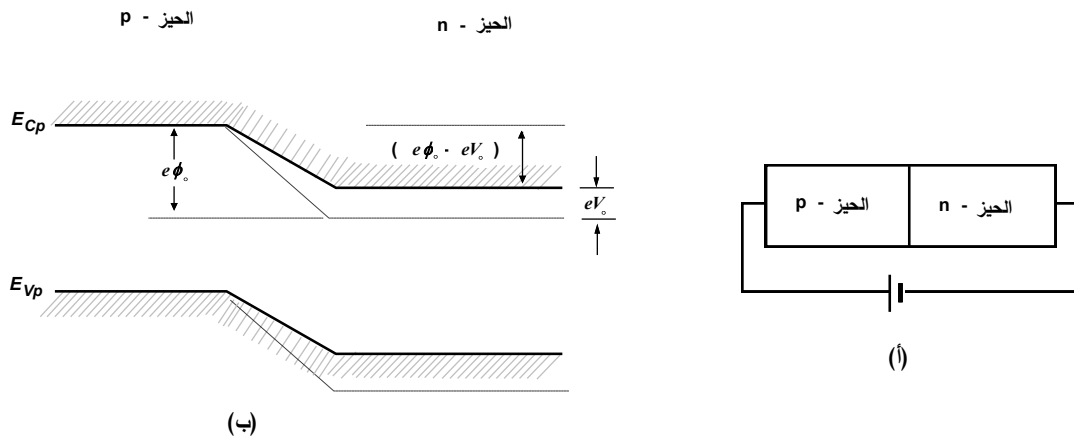


الالكترونات تطيع إحصاء ماكسويل-بولتزمان. وهكذا، فإن،

$$J_{nr} = J_{nr0} e^{eV_o / kT}. \quad 32-6$$

وهكذا توجد محصلة تيار من الالكترونات من الجانب  $n$  إلى الجانب  $p$ . لاحظ أن التيار الحقيقى يمر فى الوصلة من اليسار إلى اليمين، حيث أن شحنة الالكترون سالبة،  $-e$ ، وتكون قيمته هى،

$$I_n = e(J_{nr} - J_{ng}) = e J_{ng0} (e^{eV_o / kT} - 1). \quad 33-6$$



الشكل 21-6 (أ) دائرة الوصلة p-n عند الانحياز الأمامى و (ب) مخطط الطاقة فى الوصلة p-n فى هذه الحالة.

بالمثل ينتج الانحياز الأمامى تيار الثقوب الموجبة فى الاتجاه المضاد ويكون على

الصورة،

$$I_p = e(J_{pr} - J_{pg}) = e J_{pg0} (e^{eV_o / kT} - 1). \quad 34-6$$

ويكون التيار الكلى عبارة عن مجموع تيارات الالكترونات والثقوب ويمكن كتابته على الصورة،

$$I = I_n + I_p = e(J_{ng0} + J_{pg0})(e^{eV_0/kT} - 1),$$

ويمكن كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$I = I_0 (e^{eV_0/kT} - 1), \quad 35-6$$

حيث،

$$I_0 = e(J_{ng0} + J_{pg0}). \quad 36-6$$

وحيث أن  $eV_0 \gg kT$  فإنه يمكن تقريب المعادلة 35-3 إلى الصورة،

$$I = I_0 e^{eV_0/kT}. \quad 37-5$$

يمكن بنفس الاسلوب إستنتاج التيار المار فى الوصلة عند الإنحياز العكسى ويكون على الصورة،

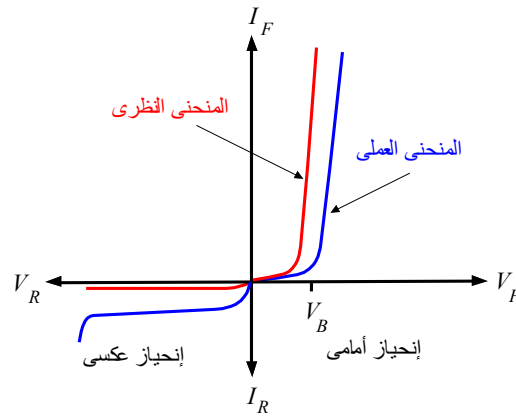
$$I = I_0 (1 - e^{-eV_0/kT}). \quad 38-6$$

نلاحظ من المعادلة السابقة أن التيار العكسى يكون صغيرا جداً بالمقارنة مع التيار

الأمامى. ويمكن دمج المعادلتين 35-6 و 38-3 فى معادلة واحدة على الصورة،

$$I = I_0 (e^{eV_0/kT} - 1), \quad 39-6$$

مع وضع  $V_0$  موجبة عند الانحياز الامامى وسالبة فى حالة الانحياز العكسى. يبين الشكل 22-6 إعتماد التيار المار فى الوصلة على الجهد المطبق عليها فى كل من وضع الإنحياز الأمامى والإنحياز العكسى ويسمى المنحنى المميز للدايود (يجب التنويه بأنه فى هذا الشكل لم يصل الجهد العكسى إلى جهد الإنهيار).



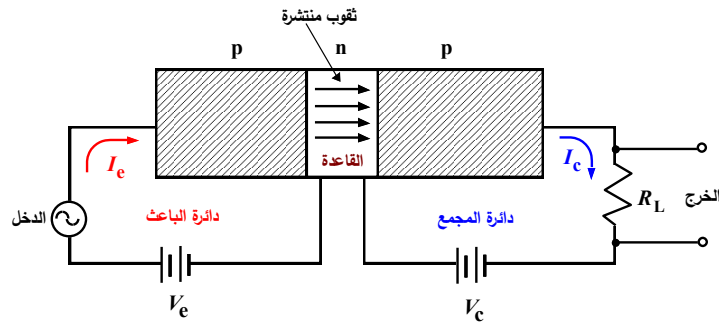
الشكل 22-6 المنحنى المميز للدايود فى حالة الإنحياز الأمامى والإنحياز العكسى.

## 11-6 ترانزستور الوصلة ثنائى القطبية BIPOLAR JUNCTION TRANSISTORS

بين جميع الاجهزة الالكترونية الاخرى يحتل ترانزستور الوصلة أهمية كبيرة نظراً للفائدة الكبيرة والشيوع السائد الذى حققه فى ثورة صناعة الإتصالات. يبين الشكل 23-6 المفاهيم الأساسية المتضمنة فى تشغيل الترانزستور من النوع p-n-p.

كما نعلم ترانزستور الوصلة ثنائى القطبية من وصلتين p-n متصلين معاً ليكونا ترانزستور من النوع p-n-p، كالمبين فى الشكل 23-6، أو n-p-n. سوف تقتصر مناقشتنا

على النوع الأول ونفس المناقشة تصلح للنوع الثانى مع عكس القطبيات وإتجاهات التيارات. الأطراف الأساسية لترانزيستور الوصلة هى الباعث، القاعدة، والمجمع. من أجل الاختصار، سنهتم هنا بالتحليل الرياضى فقط.



الشكل 6-23 التركيب الأساسى وأسلوب عمل ترانزيستور الوصلة من النوع p-n-p.

يعتمد تيار الباعث على جهد الباعث طبقاً للعلاقة التقريبية،

$$I_e = I_{e0} e^{eV_e / kT}, \quad 6.40$$

حيث  $I_{e0}$  هو تيار التشبع للباعث. يعمل الإنحياز الأمامى لدائرة الباعث-القاعدة على دفع الثقوب الموجبة من حيز الباعث (النوع p) إلى حيز القاعدة (النوع n). تنتشر الثقوب خلال حيز القاعدة وتجمع بواسطة المجمع (النوع p) مع سقوط عدد صغير فى الطريق فى حيز القاعدة. بفرض أن كسر الفجوات التى تتجو من حيز القاعدة وتنتج فى الوصول إلى المجمع هو  $\alpha$ ، يمكن كتابة تيار المجمع على الصورة،

$$I_c = I_{c0} + \alpha I_e, \quad 6.41$$

حيث يمثل الحد الأول تيار تشبع المجمع، كما يمثل الحد الثانى تيار الثقوب التى نجحت فى عبور حيز القاعدة. وحيث أن  $I_{c0}$  يكون صغير جداً (نظراً للإنحياز العكسة للمجمع) فإنه يمكن إهماله وكتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$I_c \approx \alpha I_e. \quad 6.42$$

الثابت  $\alpha$  فى المعادلة السابقة يسمى كسب التيار وتتراوح قيمته من 0.95 إلى 0.999. يكون هبوط الجهد عبر مقاومة الحمل هو،

$$V_L = R_L I_c = \alpha R_L I_e. \quad 6.43$$

يمكن استخدام المعادلة السابقة بشكل مباشر لحساب كسب الجهد أو كسب القدرة. بفرض أن تطبيق إشارة دخل على الباعث تؤدي إلى زيادة فى تيار الباعث بمقدار  $dI_e$ ، فإنه يمكن حساب كسب الجهد  $A_V$  على الصورة،

$$A_V = \frac{dV_L}{dV_e} = \frac{\alpha R_L I_e}{kT / e}. \quad 6.44$$

يمكن أيضاً حساب كسب القدرة  $A_P$ . بفرض أن قدرة الخرج والدخل هما  $P_L = V_L I_c$  و  $P_e = V_e I_e$  على الترتيب، فإن كسب القدرة  $A_P$  يكون على الصورة،

$$A_P = \frac{dP_L}{dP_e} = \frac{2\alpha^2 I_e R_L}{(kT / e)(1 + \log(I_c / I_{e0}))}. \quad 6.45$$

عند تشغيل ترانزستور الوصلة مع الترددات العالية تحدث التعقيدات بسبب وجود ساعات داخلية بين المناطق المختلفة والتي تشكل معاوقة كبيرة عند الترددات العالية (حيث  $X_C = 1/2\pi fC$ ) وبذلك يتقيد عمل هذا الترانستور عند الترددات المنخفضة فقط.

## 12-6 عمليات التوليد وإعادة الإتحاد فى الداىودات الضوئية

### GENERATION AND RECOMBINATION PROCESSES IN OPTICAL DIODES

عندما يحدث إختلال للإتزان الحرارى فى شبه الموصل، بمعنى أنه عندما تصبح  $np$  لا  $n^2$  ، وذلك بحقن المزيد من الحاملات فإنه توجد عمليات لتعيد النظام مرة أخرى إلى حالة الإتزان ( $np = n^2$ ). فإذا كانت الطاقة المنطلقة نتيجة إنبعاث فوتون فإن العملية تسمى إعادة إتحاد مشعة (radiative recombination)، كما هى مبينة بالشكل 6-24 وخلاف ذلك تسمى العملية إعادة إتحاد غير مشعة (nonradiative recombination). إذا تم إدخال مزيد من الحاملات فى فجوة الطاقة المباشر لشبه موصل مثل زرنبيخيد الجاليوم فإن إحتمال إعادة الإتحاد المباشر بين الالكترونات والثقوب يكون كبير ويصاحب ذلك إنبعاث فوتونات. تمت الاستفادة من هذه الظاهرة فى عمل الداىودات المشعة للضوء والتي تحتل مكانة مهمة فى تكنولوجيا الأجهزة الإلكترونية.

الداىودات المشعة للضوء (LED) هى وصلات p-n تشع تلقائياً إشعاعاً فى مدى

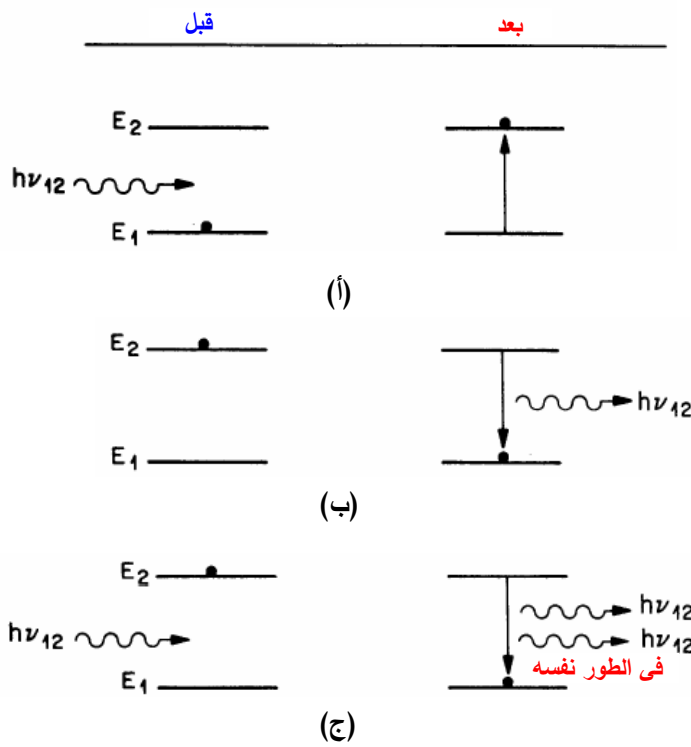
الموجات الفوق بنفسجية، فى مدى الضوء المرئى، أو فى مدى الموجات فوق الحمراء عند تطبيق الانحياز المناسب على الوصلة.

تصنع معظم الداىودات التى تشع ضوء مرئى من سبائك فوسفيد زرنيخيد الجاليوم ذات التركيب الكيمائى  $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ ، حيث ترمز  $y$  إلى الكسر الذرى (النسبة). تعتمد فجوة الطاقة فى السبيكة على التركيب الكيمائى لها، وبشكل آخر فإن هذا بمعنى أن  $y$  تشير ضمناً إلى أنه يمكن التحكم فى تردد الضوء المنبعث عن طريق تعديل قيمة  $y$ . فى سبيكة  $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ ، إذا كانت قيمة  $y$  أكبر من 0.45 فإن المادة تصبح شبه موصل ذات فجوة طاقة غير مباشرة وأن احتمال الإنتقال المشع فيها يكون صغير نسبياً.

يمكن تحسين احتمال الإنتقال المشع عن طريق دمج مراكز إعادة إتحاد من نوع خاص فى السبيكة. فعلى سبيل المثال، حقن بللورة  $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$  بالنتروجين يولد مستوى لصيد الإلكترون بالقرب من قاع حزمة التوصيل. يشكل النتروجين مركز متساو فى عدد الإلكترونات (isoelectronic centre)، حيث أن الخصائص الكيميائية للفوسفور والنتروجين متماثلة جداً.

كما هو مبين بالشكل 6-24(ج)، عندما يصتدم فوتون ذو طاقة  $h\nu_{12}$  بذرة فى حالة إثارة فإن الذرة يمكن أن تستحث وتحدث إنتقال إلى الحالة الأرضية مع إعطاء (انبعاث)

فوتون آخر طاقته  $h\nu_{12}$  ويكون فى نفس طور الإشعاع الساقط. تسمى هذه العملية بالإنبعاث المستحث وتشكل أساس ليزر الحالة الصلبة. فى هذه الحالة، يكون الاشعاع المتولد أحادى اللون ومتوائم (coherent).



الشكل 6-24 ثلاث عمليات إنتقال أساسية بين مستويين طاقة. تشير النقط السوداء إلى حالة الذرة (الحالة الأرضية أو حالة الإثارة). تم رسم الحالة الأولية للذرة على اليسار والحالة النهائية (بعد الانتقال) على اليمين. (أ) الأمتصاص، (ب) الإشعاع التلقائى، (ج) الإشعاع المستحث.

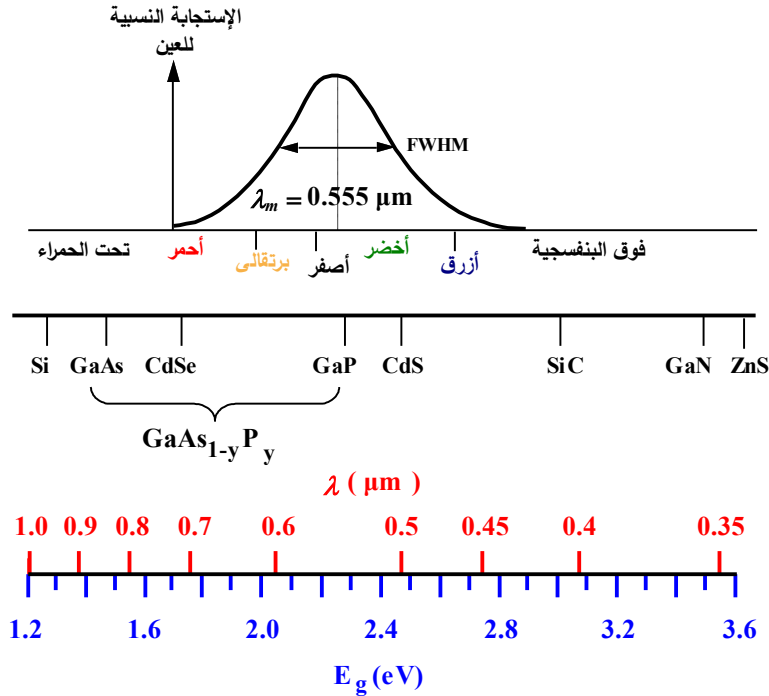
بالنسبة لأشباه الموصلات ذات فجوة الطاقة الغير مباشرة مثل السيليكون، فإن عملية

إعادة الاتحاد المباشرة تكون غير محتملة وذلك لأن الالكترونات الموجودة عند قاع حزمة

التوصيل يكون لها زخم بلورى غير صفرى بالنسبة إلى الثقوب الموجودة عند قمة حزمة



التكافؤ. لا يكون الانتقال المباشر الذى يحفظ كل من الطاقة والزخم محتملاً بدون تفاعل آنى (فى نفس الوقت) للشبيكة. لذلك، تكون عملية إعادة الإتحاد عبارة عن إنتقال غير مباشر، وذلك عن طريق حالات طاقة متركزة (موضوعة) فى فجوة الطاقة الممنوعة. الشوائب ذات مستويات طاقة فى فجوة الطاقة يمكن أن تعدل معدل إعادة الإتحاد بشكل جوهري وتقلل زمن العمر للحاملات الزائدة. على كل حال، يبين الشكل 6-25. أنواع الداىودات والطول الموجى للضوء المشع، كما يتضمن منحنى الاستجابة الضوئية للعين البشرية حيث تكون أقصى إستجابة عند العين عند  $\lambda_m = 0.555 \mu m$ .

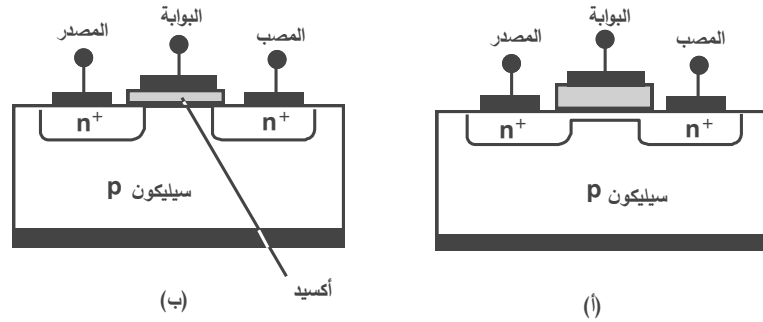


الشكل 6-25 أشباه الموصلات قيد الدراسة على هيئة داىودات مشعة للضوء المرئى، والإستجابة النسبية للعين للضوء.

## 6-13 ترانزستور تأثير المجال الأكسي معدنى ذو الطبقة العازلة

### METAL-OXIDE-SEMICONDUCTOR FIELD-EFFECT TRANSISTOR (MOSFET)

ترانزستور تأثير المجال الأكسي معدنى ذو الطبقة العازلة (MOSFET) هو أكثر العناصر الالكترونية إستخداماً فى الدوائر المتكاملة. يبين الشكل 6-26 مخطط لمقطع عرضى لترانزستورين MOSFET ذات قنوات سالبة وهذا المخطط يوضح التركيب. فى أجهزة الـ MOSFET يكون تيار القناة محكوم بقرق الجهد المطبق على البوابة والتى تكون معزولة عن القناة بواسطة مادة عازلة مثل  $\text{SiO}_2$ . يوجد نوعان أساسيان من ترانزستورات MOSFET هما: النوع الاستنزافي (D) والنوع لتعزيزي (E) وبسبب عزل البوابة عن القناة فى هذه الأنواع يطلق عليها ترانزستورات تأثير المجال ذي البوابة المعزولة.



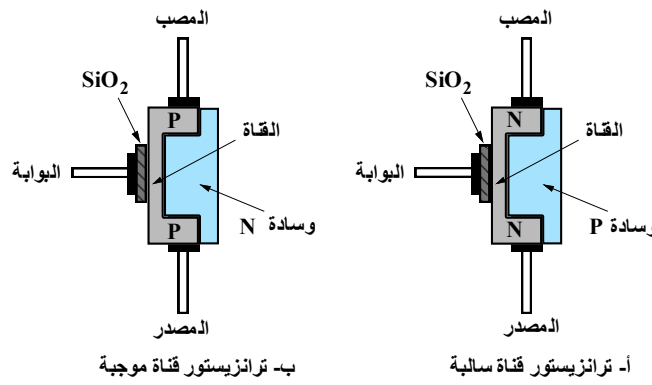
الشكل 6-26 مقطع عرضى لترانزستورات MOS ذات قناة سالبة:

(أ) نوع إستنزافي، (ب) نوع تعزيزي

يوضح الشكل 6-27 مخطط التركيب البنائي لترانزستور تأثير المجال الأكسي

معدنى من النوع الإستنزافي (Depletion). فى هذا الترانزستور يتصل المصب بالمصدر عن

طريق قناة ضيقة تتركز على طبقة أخرى (تسمى وسادة) شبه موصلة من النوع المغاير للقناة، فإذا كانت القناة موجبة فإن الوسادة تكون من النوع السالب والعكس صحيح. كما يتم عزل البوابة المعدنية عن القناة بطبقة من ثاني أكسيد السليكون ( $\text{SiO}_2$ ). يبين الشكل المخطط التركيبي لكلا النوعين: القناة السالبة والقناة الموجبة. سوف نستخدم النوع ذي القناة السالبة في الشرح حيث أن أساس العمل واحد في النوعين ماعدا عكس قطبية الجهود.



الشكل 6-27 التركيب الأساسي لترانزستورات D-MOSFET.

يمكن أن يعمل الترانزستور D-MOSFET في أحد النمطين: نمط الاستنزاف (Depletion) أو نمط التعزيز (Enhancement) ولذلك يطلق عليه أحياناً ترانزستورات D/E MOSFET. وحيث أن البوابة معزولة عن القناة فإنه يمكن تطبيق جهد موجب أو سالب على البوابة. يعمل الترانزستور MOSFET في نمط الاستنزاف عندما يطبق جهد سالب على البوابة، في حين يكون العمل في النمط التعزيزي إذا طبق على البوابة جهد موجب و عموماً، تعمل مثل هذه الأجهزة في النمط الإستنزافي.

## النمط الإستنزافي DEPLETION MODE

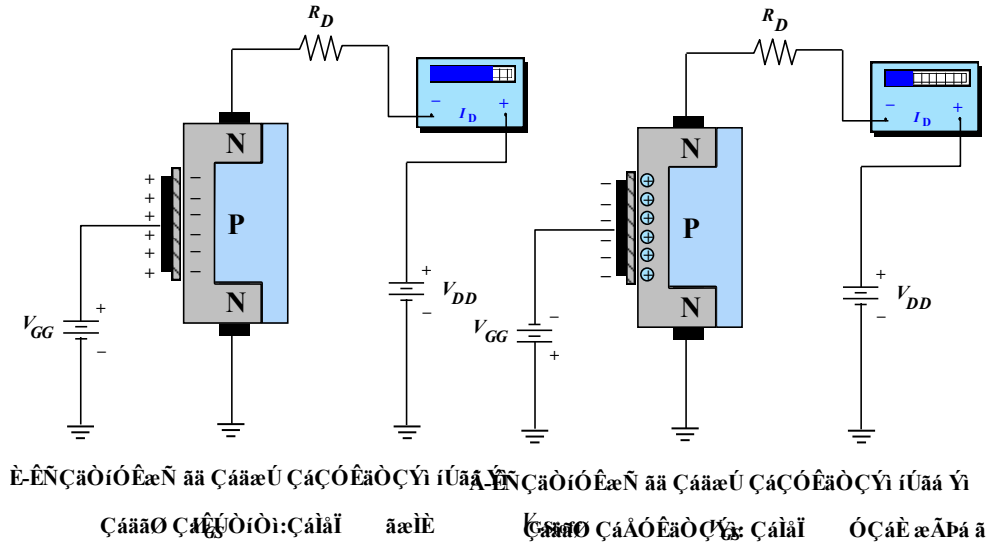
تخيل أن البوابة هي أحد لوحى مكثف والقناة هي اللوح الآخر. تعمل طبقة ثاني أكسيد السليكون كمادة عازلة كهربياً بين البوابة والقناة. عند تطبيق جهد سالب على البوابة، فإن الشحنات السالبة على البوابة تتنافر مع إلكترونات التوصيل الموجودة في القناة وتطردها تاركة مكانها فجوات موجبة. وبذلك يتم استنزاف بعض إلكترونات القناة السالبة مما يقلل توصيلها للكهربية (لذلك يقال أحياناً أن القناة في هذا النوع قابلة للتفريغ). كلما زاد جهد البوابة سالبة يتم استنزاف المزيد من إلكترونات القناة السالبة وعند زيادة جهد البوابة بشكل كافى ( $V_{GS(off)}$ )، فإن القناة تستنزف بالكامل من الإلكترونات ويصبح تيار المصب صفر. يتضح نمط الاستنزاف هذا في الشكل 6-28(أ). كما في حالة ترانزيستور JFET سالب القناة، يوصل ترانزيستور D-MOSFET سالب القناة بامرار تيار المصب عندما تقع قيمة الجهد من البوابة إلى المصدر بين قيمة  $V_{GS(off)}$  والصفر. بالإضافة إلى ذلك، فإن ترانزيستور D-MOSFET يوصل التيار عند قيم  $V_{GS}$  الأكبر من الصفر.

## ENHANCEMENT MODE

## النمط التعزيزي

عند تطبيق جهد موجب على البوابة فإن المزيد من إلكترونات التوصيل تتجذب إلى القناة وبالتالي تعزز توصيلية القناة الكهربائية، كما هو موضح بالشكل 6-28(ب) (لذلك يقال

أحيانا أن القناة في هذا النوع التعزيزي أو قابلة للإنشاء).



الشكل 6-28 تشغيل ترانزيستور D-MOSFET ذا القناة السالبة.

#### رمز ترانزيستور D-MOSFET

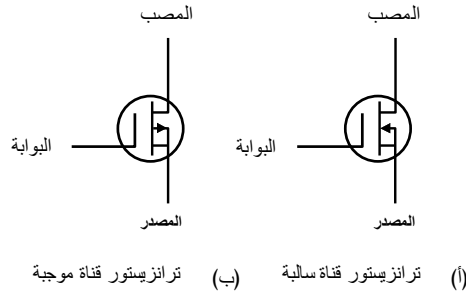
يبين الشكل 6-29 الرمز التخطيطي لكلا نوعي الترانزيستور D-MOSFET: - نوع

القناة السالبة ونوع القناة الموجب. تم تمييز طبقة الوسادة بوضع سهم عليها وهي عادة

تتصل بالمصدر داخلياً وأحياناً يوجد طرف منفصل لها. تستخدم الوسادة ذات السهم إلى

الداخل مع القناة الموجبة والوسادة ذات السهم إلى الخارج مع القناة السالبة. لا تنس أن

الوسادة مادة شبه موصلة من النوع المخالف لنوع المادة شبه الموصلة المكونة للقناة.



الشكل 6-29 الرمز التخطيطي لترانزستور D-MOSFET.

ENHANCEMENT MOSFET

ترانزستورات E-MOSFET

يعمل الترانزستور E-MOSFET في النمط التعزيزي فقط وليس له نمط استنزافي.

يختلف ترانزستور E-MOSFET عن ترانزستور D-MOSFET في أن ليس له قناة بالمعنى

المسمى. لاحظ في الشكل 6-30 (أ) أن الوسادة تمتد حتى تصل تماماً إلى طبقة ثاني

أكسيد السليكون.

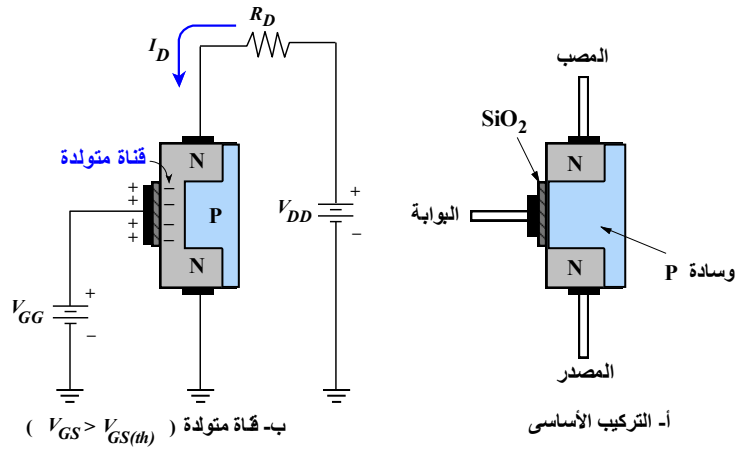
في ترانزستور القناة السالبة يولد جهد البوابة الموجب (الأعلى من القيمة الحرجة)

قناة سالبة وذلك بتكوين طبقة رقيقة من الشحنات السالبة في حيز الوسادة القريب من طبقة

ثاني أكسيد السليكون، كما هو مبين بالشكل 6-30 (ب). تتعزز القناة وتحسن توصيليتها

الكهربية بزيادة الجهد بين البوابة والمصدر وهكذا ينجذب المزيد من الإلكترونات إليها. لا

تتكون القناة عندما يكون جهد البوابة أقل من القيمة الحرجة.

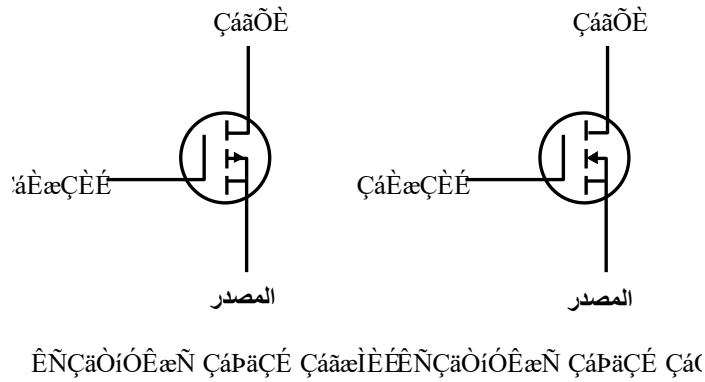


الشكل 6-30 تركيب وتشغيل الترانزستور E-MOSFET ذي قناة سالبة.

يبين الشكل 6-31 الرموز التخطيطية لترانزستورات E-MOSFET ذي قناة سالبة أو

موجبة. يدل الخط المتقطع للقناة على غياب القناة الحقيقية. على غرار ترانزستور D-

MOSFET تحتوي بعض الأجهزة على طرف مستقل للوسادة.



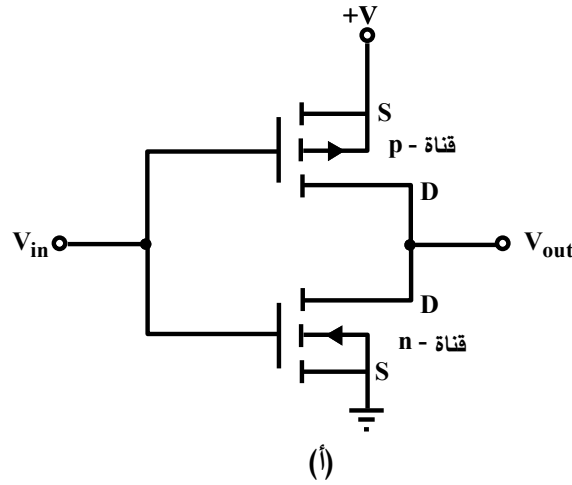
الشكل 6-31 الرموز التخطيطية للترانزستور E-MOSFET.

يوضح الشكل 6-32 مكبر MOS تكميلي يرمز له بالاختصار CMOS. يشكل هذا

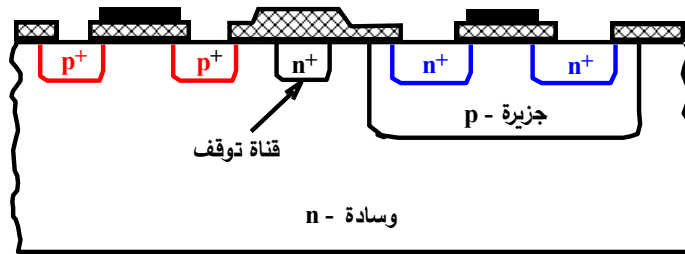
الترانزستور أهمية أساسية في صناعة الدوائر المتكاملة. يتكون هذا النوع من ترانزستورين

MOS أحدهما ذو قناة موجبة والآخر ذو قناة سالبة. إذا كان هذين الترانزستورين من النوع

التعزيزى فإن ترانزستور واحد منهما فقط (السالب القناة أو الموجب القناة) يفتح فى أى وقت (مرة واحدة) بواسطة جهد البوابة المشترك. وحيث أن الترانزستورين متصلين على التوالى وأحدهما يكون مطفأ، فإن تياراً صغيراً جداً يمر فى الحالة الثابتة. يعتبر هذا الجهاز مفيد جداً فى مجال الالكترونيات الدقيقة والتى تتميز بالطاقة المنخفضة. يبين الشكل 32-6 قناة التوقف (channel stop) فى هذا الجهاز. تمنع قناة التوقف تكون الإنعكاس بين الجهاز السالب القناة والجهاز الموجب القناة تحت تأثير التوصيل المعدنى.



(أ)



(ب)

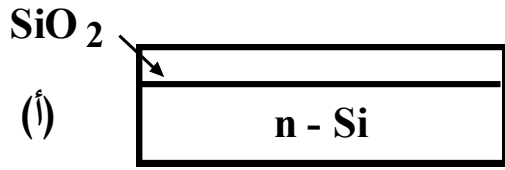
الشكل 32-6 تركيب ترانزستور الـ CMOS (أ) الدائرة الأساسية، (ب) مقطع يبين الجهازين معاً.



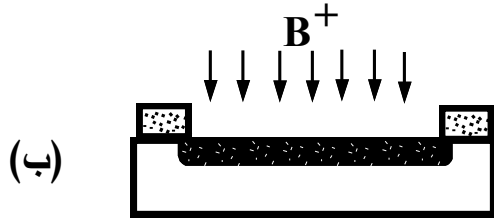
## 14-6 تصنيع الدائرة المتكاملة FABRICATION OF INTEGRATED CIRCUITS

قبل التعرض إلى تصنيع الدائرة المتكاملة فإنه من المفيد عرض خطوات تكوين المكثف الأكسى معدنى- شبه الموصل البسيط. يوضح الشكل 6-33 سياق تكوين هذا المكثف. تتضمن عملية التصنيع العديد من العمليات مثل: تأكسد السيليكون، النمذجة (التشكيل، patterning)، الحفر (الطبع، etching)، الزرع الأيونى (الغرس الأيونى، ion implantation)، التعبئة و التقوية وتثبيت الأطراف (metallization). مما سبق، يمكن القول أن عمليات تصنيع جهاز بسيط مثل المكثف الأكسى معدنى- شبه الموصل تكون شاقة نسبياً.

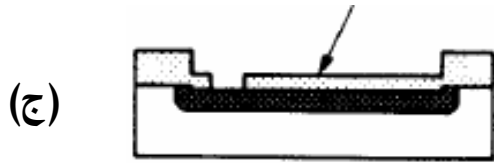
يصور الشكل 6-34 عملية تجارية فعلية لإنتاج جهاز بوابة منطقية من الترانزستور التكميلى CMOS. بالرغم من أن تعقيد هذه العملية إلا أن هذا التركيب يوفر الطاقة المستهلكة، كما أن هذا الجهاز يستخدم فى الكثير من الدوائر المتكاملة للمعالجات السريعة والدقيقة.



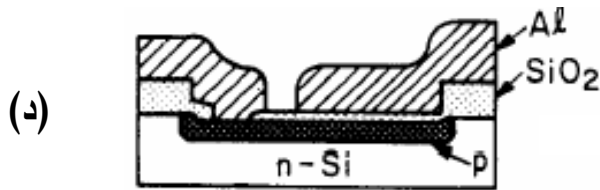
نمو لحبيبات الأكسيد حتى  $4000 \text{ \AA}$   
على مادة سيليكون من النوع السالب



نمذجة وحفر الأكسيد ثم زرع أيونات البورون  
تحت  $50 \text{ KeV}$  لتكوين الحيز الموجب  $P^+$

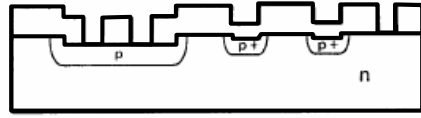


نمو طبقة رقيقة من الأكسيد  $200 \text{ \AA}$   
ونمذجة وحفر الأكسيد لعمل التوصيلات



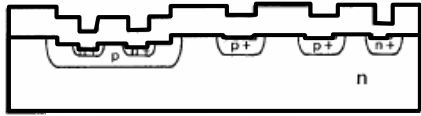
ترسيب  $4000 \text{ \AA}$  الومونيوم ونمذجة  
حفر الألومونيوم

الشكل 6-33 خطوات تصنيع مكثف الـ MOS.



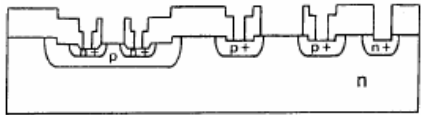
(7)

نمذجة المصب و المنبع والقناة n



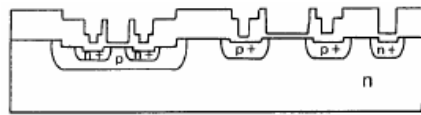
(8)

إنتشار المصب و المنبع والقناة n



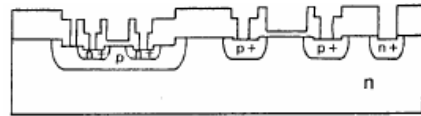
(9)

نمذجة أكسيد البوابة



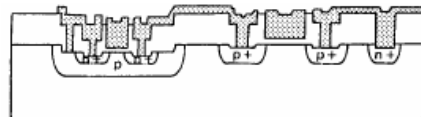
(10)

نمو أكسيد البوابة



(11)

تشكيل التوصيل



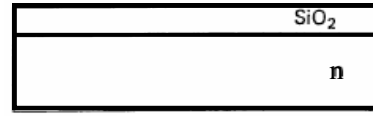
(12)

التدعيم وتعريف الأطراف



(1)

وسادة



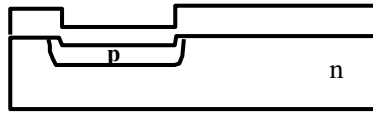
(2)

أكسدة



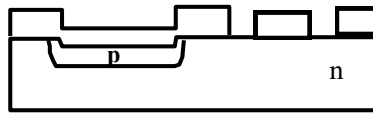
(3)

نمذجة جيدة P



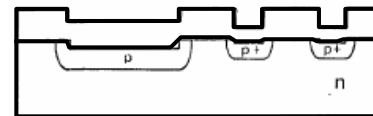
(4)

إنتشار جيد P



(5)

نمذجة المصب و المنبع والقناة P



(6)

إنتشار المصب و المنبع والقناة P

الشكل 6-34 سياق عمليات تصنيع الـ CMOS.

## ملخص الباب

- ⊗ المواد شبه الموصلة هي المواد التى تحتل مترتبة متوسطة بين المواد جيدة التوصيل والمواد العازلة. تظهر المواد شبه الموصلة مقاومة كهربية عالية فى درجة حرارة الغرفة وتقل هذه المقاومة عند إرتفاع درجة حرارة المادة.
- ⊗ يوجد نوعان من أشباه الموصلات هما أشباه موصلات ذاتية (نقية) وأخرى غير ذاتية وهى التى تحتوى على ذرات شائبة تحسن من التوصيل الكهربى للمادة. يتم التوصيل الكهربى فى شبه الموصلات بواسطة كل من الالكترونات والثقوب الموجبة.
- ⊗ تكون معظم المواد شبه الموصلة على هيئة بللورات أحادية ويكون لعناصر السيليكون والجرمانيوم تركيب مثل تركيب شبكة الماس.
- ⊗ عند إقتراب ذرات المادة من بعضهما البعض فإن مستويات الطاقة للالكترونات تنفلق تظهر حزم متصلة من الطاقة تنفصل بعضها عن بعض بواسطة فجوة طاقة. وتتحدد الخصائص الكهربائية للمادة بمقدار فجوة الطاقة هذه.
- ⊗ فى أشباه الموصلات، تكون فجوة الطاقة أصغر منها فى حالة المواد العازلة وبالتالي يمكن إثارة الالكترونات بواسطة الطاقة الحرارية لتنتقل إلى حزمة التوصيل، كما أن فجوة الطاقة فى هذه المواد تتناقص مع إرتفاع درجة الحرارة.
- ⊗ فى أشباه الموصلات، عندما ينتقل إلكتران من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل يترك مكانه ثقباً موجباً يمكنه أن يتحرك تحت تأثير المجال الكهربى مسبباً تياراً. كما التوصيل الكهربى يتم بواسطة الالكترونات أو بواسطة الثقوب أو الإثنين معاً.
- ⊗ يمكن كتابة كثافة حاملات الشحنة الذاتية فى شبه الموصل على الصورة،
$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_g / 2kT}$$
- ⊗ عند تطبيق إنحياز امامى على الوصلة p-n يكون التيار الكلى عبارة عن مجموع تيارى

الإلكترونات والثقوب ويمكن كتابته على الصورة،  $I = I_0 (e^{eV_0/kT} - 1)$ ، حيث،  
 $I_0 = e(J_{ng0} + J_{pg0})$ .

⊗ عند تطبيق إنحياز عكسى على الوصلة p-n يمر فيها تيار صغير جداً ويكون على  
 الصورة،  $I = I_0 (1 - e^{-eV_0/kT})$ .

⊗ تتغير كثافة حاملات الشحنة نتيجة إمتصاص المادة شبه الموصلة للضوء ويتسبب ذلك  
 فى زيادة التوصيلية الكهربائية للمادة.

⊗ يوجد العديد من أنواع التألق التى تحدث نتيجة الطرق المختلفة لإثارة الإلكترونات الحرة  
 فى المادة شبه الموصلة وأشهرها التألق الضوئى.

⊗ يمكن زيادة التوصيل الكهربى لبلورة السيليكون أو الجرمانيوم زيادة كبيرة وذلك بإضافة  
 الشوائب إليها وتسمى هذه العملية بالتطعيم. وعملية التطعيم هذه تزيد من عدد حاملات  
 التيار (الإلكترونات أو الثقوب) وبذلك يزداد التوصيل وتقل مقاومة المادة.

⊗ تتكون المادة شبه الموصلة من النوع السالب عند إضافة شائبة خماسية التكافؤ إلى  
 السيليكون أو الجرمانيوم، بينما تتكون المادة شبه الموصلة من النوع الموجب عند إضافة  
 شائبة ثلاثية التكافؤ.

⊗ يمكن تعريف المواد المانحة بأنها ذرات خماسية التكافؤ تطعم فى بلورات السيليكون أو  
 الجرمانيوم لتمنح البلورة إلكترونات توصيل، كما يمكن تعريف المواد المتقبلة بأنها ذرات  
 ثلاثية التكافؤ تطعم فى بلورات السيليكون أو الجرمانيوم لتتقبل من البلورة إلكترونات فى  
 مستوى التكافؤ ينتج عنها تكون ثقب موجبة فى مستوى التوصيل. تتميز الوصلة p-n  
 بأنها تمرر التيار عندما يطبق عليها إنحياز أمامى ولا تمرر التيار عند الإنحياز العكسى.

⊗ يختلف تركيب مخططات الطاقة فى الوصلة الثنائية عنها فى البلورات المنفصلة  
 بالشكل الذى يجعلها تمرر التيار فى الاتجاه الأمامى فقط.

⊗ يتكون ترانزيستور الوصلة ثنائى القطبية من وصلتين p-n ويتركب من الباعث والقاعدة والمجمع. يتقيد عمل هذا الترانزيستور عند الترددات المنخفضة نظراً للسعات الداخلية بين الأطراف.

⊗ يعتمد توصيل حاملات الشحنة على مايسمى بالحركية وتعطى للإلكترونات على الصور،  $\mu_n = \frac{q\tau_c}{m_n}$  وتوجد صورة مشابهه للثقوب.

⊗ تعتمد حركية حاملات الشحنة على التشتت الذى يحدث بواسطة كل من الشبكة والذرات الشائبة.

⊗ يمكن كتابة توصيلية المادة بدلالة تركيز حاملات الشحنة ومعامل حركيتها على الصورة،  $\sigma = (qn\mu_n + qp\mu_p)$ .

⊗ المقاومة النوعية لشبه الموصل تتناقص بالتدرج مع زيادة تركيز الذرات الشائبة، بالإضافة إلى إعتادها على نوع الذرات الشائبة.

⊗ عند إدخال مزيد من الحاملات فى فجوة الطاقة الغيرمباشر لشبه موصل تكون عملية إعادة اتحاد الكترون التوصيل مع الثقب الموجب عملية يصاحبها إنبعاث فوتون وتسمى عملية مشعة، كما يمكن أن تكون عملية غير مشعة.

⊗ تشع دايودات مثنى تلقائياً إشعاع فى مدى الموجات فوق بنفسجية، مدى الضوء المرئى، أو مدى الموجات فوق الحمراء عند تطبيق الانحياز المناسب.

⊗ تصنع معظم الدايودات التى تشع ضوء مرئى من سبائك فوسفيد زرنيخيد الجاليوم حيث تعتمد خصائص على التركيب الكيميائى للسبيكة.

⊗ يعتبر ترانزيستور تأثير المجال الأكسى معدنى ذو الطبقة العازلة (MOSFET) هو أكثر العناصر الالكترونية إستخداماً فى الدوائر المتكاملة.

⊗ لترانزيستور MOSFET ثلاثة أطراف هى من المنبع والبوابة و المصب ويعمل هذا

الترانزيستور فى النمط التعزيزى أو النمط الاستنزافى.

☒ يعتبر مكبر تأثير المجال الأكسى معدنى التكميلى، CMOS من أهم العناصر الالكترونية حيث يستخدم فى صناعة الدوائر المتكاملة.

### أسئلة وتمارين

1-قارن بين المواد الصلبة من حيث الخصائص الكهربائية للمادة وبين العوامل الذى تتحكم

فى هذه الخصائص؟

2-أكتب نبذة مختصرة عن التركيب البلورى للمواد شبه الموصلة؟

3- إستنتج العلاقة التى تصف تركيز حاملات الشحنة فى المواد شبه الموصلة مع ذكر

العوامل التى تتحكم فيها؟

4- عرف كل من الذرات المانحة والمواد المتقبلة وإستنتج كثافة حاملات الشحنة لكل نوع؟

5- إستنتج التعبير الرياضى الذى يصف حركية الكثرونات التوصيل فى المادة شبه

الموصلة؟

6-إستنتج الصغية التى تصف المقاومة والتوصيلية النوعية فى شبه الموصل وأذكر العوامل

التي تتوقف عليها كل منها؟

7- اشرح تركيب الوصلة p-n وكيفية عملها مع رسم مخططات الطاقة فيها؟

8- إشرح تركيب ترانزيستور الوصلة ثنائى القطبية من النوع n-p-n واستنتج معادلة كسب

القدرة عند توصيله على هيئة القاعدة المشتركة.

8- أشرح الأنواع المختلفة للانتقال بين مستويات الطاقة فى المواد شبه الموصلة وفكرة بناء

الدايودات المشعة للضوء؟

9- أشرح تركيب ترانزيستور تأثير المجال الأكسى معدنى ذو الطبقة العازلة؟

10 أذكر العمليات اللازمة عند تصنيع المكبر التكميلى CMOS مع رسم مخططات لذلك.

11- إشرح بإختصار الأنواع المختلفة للتألق فى المادة شبه الموصلة.

12- أستنتج الصيغة الرياضية التى تصف التوصيلية الضوئية فى المادة شبه الموصلة.



الباب السابع  
كيمياء الحالة الصلبة

# Solid State Chemistry





## الباب السابع

### كيمياء الحالة الصلبة

### Solid State Chemistry

#### المحتوى

- |                |                      |
|----------------|----------------------|
| 1-7 مقدمة.     | 2-7 الزجاج الأكاسيدى |
| 3-7 البوليمرات | 4-7 البلورات السائلة |

#### الأهداف

- بعد إستكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:
- ☒ تعريف مفهوم الزجاج.
  - ☒ المقارنة بين الأنوع المختلفة من الأكسيد التى تدخل فى تركيب الزجاج ودور كل منها فى التركيب البنائى لها.
  - ☒ فهم منشأ الخصائص الضوئية للزجاج وإعتمادها على التركيب.
  - ☒ وصف إنتشار الأيونات المعدنية إلى الزجاج والعوامل التى تتوقف عليها.
  - ☒ بيان إعتماد التوصيلية الكهربائية على درجة الحرارة.
  - ☒ وصف منشأ العزل الكهربى فى الزجاج وإعتماده على التركيب.
  - ☒ تعريف مادة البوليمر ووصف التركيب البنائى لها.
  - ☒ التعرف على أنواع البوليمرات وبعض الخصائص الفيزيائية لها.
  - ☒ دراسة تركيب البلورات السائلة وبيان الخصائص الفيزيائية لها.
  - ☒ مقارنة الأنواع المختلفة من البلورات السائلة.
  - ☒ التعرف على الأطوار المختلفة لمواد البلورات السائلة.
  - ☒ الإلمام ببعض التقنيات التى تستخدم البلورات السائلة مثل مقاييس الحرارة والتصوير الضوئى وغيرها.

## 7-1 مقدمة

حقق علم فيزياء الحالة الصلبة خلال ربع القرن الماضى تقدم كبير بفصل أدوات ميكانيكا الكم إلى بواسطتها تمكن العلماء من تفسير العديد من الظواهر الفيزيائية والكيميائية. وكان من الضروري أن يتكاتف العلماء الفيزيائيين والكيميائيين فى العمل معاً حيث تقضى الضرورة إلى فهم الخصائص الفيزيائية والطبيعة الكيميائية للمواد المختلفة والتي لايمكن أن تنفصل وخاصة فى الحالة الصلبة.

فى الفصول القادمة سوف نناقش بعض المواد الحديثة والتي لها أهمية تكنولوجية مثل: الزجاج الأكاسيدى، البوليمرات، البلورات السائلة. كما سوف ننقاش بعض أدوات فحص الخصائص الفيزيائية والتركيب الدقيق والتي أصبحت لاغنى عنها فى مجال الكيمياء مثل: الرنين النووى المغناطيسى (NMR)، الرنين الالكترونى المغزلى (ESR) وتأثير الموسباور (Mossbauer effect).

## 7-2 الزجاج الأكاسيدى OXIDE GLASSES

بالرغم أن هذه المادة موجودة منذ أزمان غابرة، فقد وجدت حول البراكين المتكونة، إلا أن الانسان نجح فى تصنيعها والوقوف على أسرارها منذ الاف السنين، كما فعل فراعنة مصر. وقد تمكن العلماء فى الماضى القريب من تفسير الخصائص الفيزيائية للزجاج

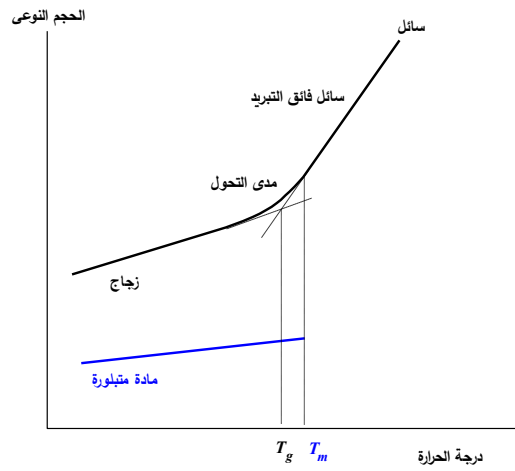
ووضعوا نظريات مختلفة لتركيب هذه المادة، وبالتالى قد تمكنوا من إستخدامها فى العديد من التطبيقات الحديثة والمهمة حتى غدت فى مكانة بارزة من الناحية التكنولوجية. يوجد كم هائل من الأنواع المختلفة من الزجاج كل يتصف بخصائص معينة فمنه، على سبيل المثال لا الحصر، الزجاج الذي يناسب التطبيقات الضوئية (الالياف الضوئية وصناعة الليزر) ومنه ما يستخدم مصادر القدرة ذات سعة التخزين العالية (البطاريات الجافة) ومنه ما يستخدم بسبب صلابته (الزجاج المضاد للكسر) ومنه ما يستخدم كبديل للعظام والأسنان (الزجاج الحيوى)، هذا بالإضافة إلى الزجاج المقاوم للحرارة والذي يستخدم فى تغليف مقدمة مكوك الفضاء. ومن هنا تأتى أهمية هذه المادة الصلبة الذي تجمع بين الكثير من الصفات المتناقضة والتي توفر له إستخداما فى كل مجال تقريبا.

## 7-2-1 التعريف والتركيب

للزجاج العديد من التعريفات أبسطها أنه "منتج غير عضوى لمصهور تم تبريده بالشكل الذى معه تكون المادة الصلبة ذات تركيب أمورفى" (غير متبلورة). لتحقيق هذا، يجب أن يكون يتم التبريد بشكل فجائى. بناءً على ذلك، يمكن إعتبار أن الزجاج سائل تم تبريده أسفل نقطة التجمد بدون أن يحدث له تبلور.

عند دراسة تغير الحجم النوعى لمصهور الزجاج مع درجة الحرارة نجد أن المصهور

يتحول إلى زجاج عند درجة حرارة معينة تسمى بدرجة التحول،  $T_g$ ، كما يبين الشكل 1-7. لا توجد درجة حرارة معينة يحدث عندها التحول من السائل إلى الصلب ولكن درجة التحول تقع فى المدى الحراري بين السائل والصلب وتتعين بتقاطع المنحنيين.



الشكل 1-7 تغير الحجم النوعي للمادة مع درجة الحرارة.

يمكن الحصول على كل من المادة المتبلورة والزجاج عن طريق تبريد المصهور بمعدلات مختلفة. أسفل نقطة الانصهار،  $T_m$ ، إذا تم تبريد المصهور ببطء فإن المنتج يكون مادة متبلورة، بينما إذا تم التبريد بشكل مفاجئ يكون المنتج عبارة عن مادة الزجاج.

توجد مواد معينة يمكن أن تكون زجاجاً بمفردها بواسطة التبريد المفاجئ مثل  $\text{SiO}_2$ ،  $\text{V}_2\text{O}_5$ ،  $\text{P}_2\text{O}_5$ ،  $\text{B}_2\text{O}_3$  وغيرها وتسمى هذه الأكاسيد بأكسيد مكونة للزجاج (former glass). ويشير مصطلح "مكون" إلى مكون للهيكل البنائى للمادة أو للشبيكة. وتوجد مواد أخرى تضاف إلى مكون الزجاج لتغيير خصائصه الفيزيائية مثل  $\text{Li}_2\text{O}$ ،  $\text{Na}_2\text{O}$ ،  $\text{K}_2\text{O}$ ،

$BaO$  ،  $Ag_2O$  ..... وغيرها، وتسمى هذه الأكاسيد بأكاسيد معدلة (glass modifier). أخيراً، توجد بعض الأكاسيد التى لا تستطيع بمفردها تكوين شبكة ولكن عندما تضاف إلى الأكسيد المكون فإنها تحل محل المعدل فى الشبكة وعندما تضاف إلى المعدل فإنها فإنها تحل محل المكون مثل  $PbO$  ،  $MgO$  ،  $Al_2O_3$  ، .... وغيرها وتسمى مثل هذه الأكاسيد أكاسيد وسطية (intermediate). يسمى الزجاج الذي يتكون أساساً من أكاسيد المواد بزجاج أكاسيدى (oxide glass). بالإضافة إلى النوع السابق يمكن الحصول على زجاج عن طريق صهر وتبريد بعض المعادن ويسمى فى هذه الحالة زجاج معدنى (metallic glass) وهذا النوع لا يحتوي على أكاسيد مواد. فى هذا الفصل سنهتم فقط بالنوع الأول من أجل التبسيط والأختصار نظراً لإتساع الموضوع.

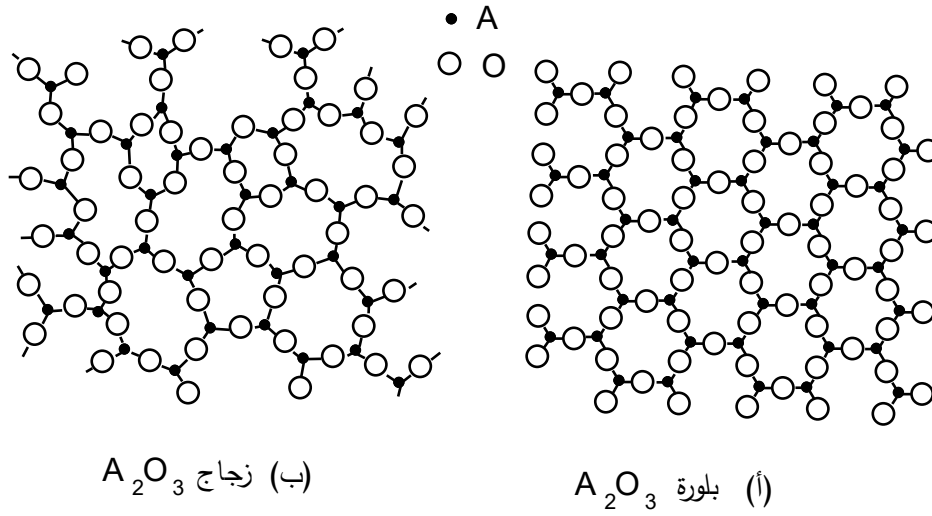
السؤال الذي يطرح نفسه هو لماذا تكون بعض الأكاسيد زجاج ( $A_mO_n$ )، حيث ترمز A للفلز و O للأكسجين) بينما لا تفعل الأكاسيد الأخرى؟ جاءت الأجابة على هذا السؤال لأول مرة عام 1932 على يد العالم زاكارياسن (Zachariasen)، والذي بدء بفكرة أن الذرات فى الزجاج يجب أن ترتبط بقوى إرتباط تماماً مثل الموجودة فى الحالة البلورية ومن ثم تهتز الذرات حول مواضع محددة للإتزان. أيضاً، كما هو الحال فى الحالة البلورية، يجب أن تكون الذرات شبكة ممتدة فى الأبعاد الثلاثة وبشرط أن تكون هذه الشبكة عشوائية (أى

غير منتظمة الترتيب). لا يمكن أن تكون هذه الشبكة عشوائية كلياً وهذا يعنى أن الشبكة تكون غير منتظمة على المدى الطويل ويوجد انتظام على المدى القصير (انتظام محدود).

أقترح زاكارياسن شرطاً نهائياً لتكوين زجاج وهو " أن المادة يمكن أن تكون شبكة ينقصها الترتيب تمتد فى الأبعاد الثلاثة ولها طاقة داخلية مثل طاقة الشبكة البلورية المقابلة". يفرض هذا الشرط أن يكون عدد التناسق (coordination number) للذرة A تقريباً مثله فى الحالة البلورية. فعلى سبيل المثال، فى كل من السيليكا ( $\text{SiO}_2$  متبلور) وزجاج السيليكات ( $\text{SiO}_2$  غير متبلور) تكون ذرة السيليكون دائماً محاطة بأربع ذرات أكسجين مكونة ما يسمى  $\text{SiO}_4$  رباعي السطوح، لذلك يمكن توقع أن تركيب كل من السيليكا وزجاج السيليكات يتكون من  $\text{SiO}_4$  رباعي السطوح.

يبين الشكل 2-7 كيف أن الأكسيد الافتراضي  $\text{A}_2\text{O}_3$  يمكن أن يكون إما بللورة أو زجاج والذين يتكونان من مجموعات  $\text{AO}_3$  على شكل مثلثات ورباعي السطوح فى الأبعاد الثلاثة. فى الحالة البلورية يكون انتظام الجزيئات (المجموعات التركيبية) تام الترتيب وفى حالة الزجاج فإن التشوة الموجود فى الزوايا بين الروابط يعطى تركيباً عشوائياً بدون انتظام طويل المدى.



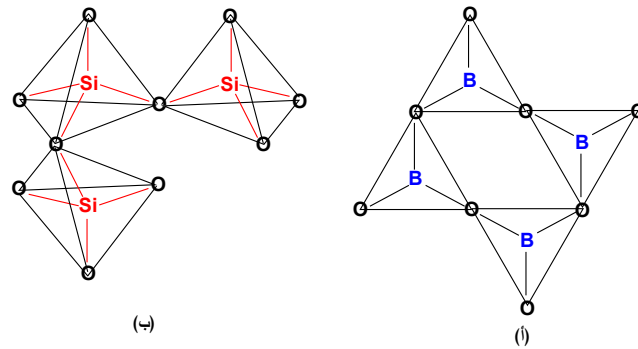


الشكل 2-7 (أ) مخطط فى بعدين يمثل مادة بلورية  $A_2O_3$ . (ب) تركيب زجاجى لنفس المادة.

على الجانب الآخر، في الأكاسيد AO تتطلب النسبة 1:1 من الذرات A و B أن تشترك أحرف المجموعات البنائية وهكذا تؤدي الحتمية إلى تكوين تركيباً بلورياً، منتظماً، صلباً، ودورياً. من المناقشة السابقة يمكن تلخيص الفروض التي وضعها زاكارياسن لتكون الزجاج في النقاط التالية: 1- لا تتصل ذرة الأكسجين بأكثر من ذرتين، 2- يجب أن يكون عدد ذرات الأكسجين التي تحيط الذرة A صغيراً، 3- تتشارك رباعيات الأسطح التي تحتوى ذرات الأكسجين في الزوايا وليس الحواف أو الأسطح، و 4- على الأقل ثلاثة زوايا من كل رباعي أسطح الأكسجين يجب أن تشترك.

لا تستطيع الأكاسيد ذات التركيب الكيميائي  $A_2O$  و AO (مثل  $Li_2O$ ،  $BaO$ ،  $PbO$ .... وغيرها) تحقيق الشروط السابقة لذلك فهي لا تكون زجاج بمفردها، بينما تستطيع

الأكاسيد  $A_2O_3$  (مثل  $B_2O_3$ ،....، وغيرها)، إذ تكون ذرات الأكسجين مثلثاً حول الذرة A  
 $(AO_3)$ ، كما هو مبين الشكل 3-7(أ). كما تستطيع الأكاسيد  $AO_2$  (مثل  $SiO_2$ ،  
 $GeO_2$ ،....، وغيرها) تكوين زجاج حيث تكون ذرات الأكسجين هرمّاً رباعياً حول الذرة A  
 $(AO_3)$ ، كما هو مبين الشكل 3-7(ب). أيضاً، تستطيع الأكاسيد  $A_2O_5$  (مثل  $P_2O_5$ )  
تكوين زجاج. الأكاسيد التي لا تستطيع تكوين زجاج بمفردها يمكن إضافتها إلى مكونات  
الزجاج وتلعب الدور المعدل والذي يؤدي إلى تغيير الخصائص الفيزيائية للزجاج أو تلعب  
دور الأكاسيد الوسطية.



الشكل 3-7 (أ) الوحدة البنائية  $AO_3$  على شكل مثلثات مستوية في زجاج  $B_2O_3$  ، (ب)  
الوحدة البنائية  $AO_4$  على شكل هرم رباعى السطوح فى زجاج.

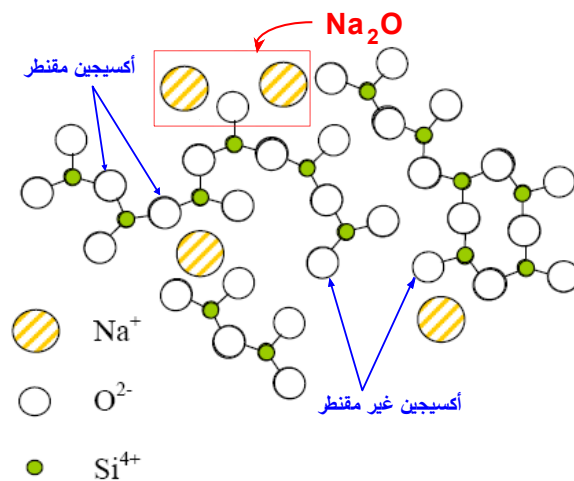
وضع زاكارياسن ملاحظات مهمة يمكن أن تعمم تكوين الزجاج الذى يحتوى على  
أكاسيد أخرى غير مكونة وهى أنه لكى يتكون زجاج أكاسيدى: 1- يجب أن تحتوى العينة  
على نسبة مئوية كبيرة من الكاتيونات والتي تكون محاطة بمثلثات أو رباعيات السطوح  
المكونة من الأكسجين، 2- تتصل هذه المثلثات أو رباعيات السطوح فقط من الزوايا مع

بعضها البعض، 3- ولهذا ترتبط ذرات الأكسجين فقط مع إثنين من هذه الكاتيونات ولا تعمل روابط أخرى مع الكاتيونات الأخرى. هذا بالإضافة أن الزجاج يجب أن يحتوى على كمية مناسبة من أكسيد Si، P، As، أو Ge.

كانت نظرية هان صن (Han Sun) لطاقة الرابطة (bond strength) من أهم النظريات التى تلت نظرية زاكارياسن للتركيب البنائى للزجاج. أدخل صن مفهوم طاقة الرابطة الواحدة والتى تعرف بأنها طاقة التفكك لكل جرام من الذرات من الكاتيون A المصاحبة لمكافئها من الأكسجين مقسومة على عدد التناسق. هنا طاقة التفكك هى الطاقة اللازمة لفكك المادة إلى ذرات فى الحالة الغازية وعدد التناسق هو عدد ذرات الأكسجين المحيطة بالكاتيون. يسجل الجدول 1-7 أمثلة لتصنيف الكاتيونات وطاقة التفكك وعدد التناسق وبعض البيانات الأخرى. من الشيق أن نلاحظ من الجدول أن الأكاسيد المكونة للزجاج هى التى تكون فيها قوة الرابطة كبير، كما أنه يمكن للألومونيوم أن يكون زجاج عندما يساوى رقم التناسق 4، بينما يكون وسطى عندما يكون رقم التناسق 6، وبمقارنة قوة الرابطة فى الحالتين نجد أنها فى الحالة الأولى أكبر بكثير من الحالة الثانية، وقد أثبتت التجارب أنه يمكن الحصول على كميات صغيرة من زجاج الألومونيوم بواسطة التبريد السريع.

الجدول 1-7 قيم طاقة التفكك لبعض مكونات الأكاسيد.

| الكاتيون فى<br>الأكسيد | التكافؤ | طاقة التفكك لكل<br>AO <sub>x</sub> (k.cals) | عدد<br>التناسق | قوة الرابطة الواحدة<br>(k.cals) |
|------------------------|---------|---------------------------------------------|----------------|---------------------------------|
| B                      | 3       | 356                                         | 3              | 119                             |
| Si                     | 4       | 424                                         | 4              | 106                             |
| Ge                     | 4       | 431                                         | 4              | 108                             |
| B                      | 3       | 356                                         | 4              | 89                              |
| P                      | 5       | 442                                         | 4              | 88-111                          |
| Al                     | 3       | 317-402                                     | 4              | 79-101                          |
| Pb                     | 2       | 145                                         | 2              | 73                              |
| Zn                     | 2       | 144                                         | 2              | 72                              |
| Ti                     | 4       | 435                                         | 6              | 73                              |
| Zr                     | 4       | 485                                         | 8              | 61                              |
| Cd                     | 2       | 119                                         | 2              | 60                              |
| Al                     | 3       | 402-317                                     | 6              | 67-53                           |
| Li                     | 1       | 144                                         | 4              | 36                              |
| Na                     | 1       | 120                                         | 6              | 20                              |
| K                      | 1       | 115                                         | 9              | 13                              |
| Pb                     | 2       | 145                                         | 4              | 36                              |
| Cd                     | 2       | 119                                         | 6              | 20                              |



الشكل 4-7 مخطط توضيحي يبين تركيب زجاج سيليكات الصوديوم فى بعدين. لاتظهر ذرة الأكسجين الرابعة فى الرسم بغرض التوضيح.

عند إضافة أحد الأكاسيد المعدلة إلى الأكسيد المكون للزجاج فإن الكاتيونات المعدلة تكسر بعض روابط الأكسجين المقنطرة (bridging، B-O-B مثلاً) وتحولها إلى روابط أكسجين غير مقنطرة (non bridging) على الصورة  $B-O \quad O-B$  وتحتل الكاتيونات مكاناً في فراغات الشبكة، كما هو مبين في الشكل 7-4، لزجاج سيليكات الصوديوم.

### 7-2-2 بعض خصائص الزجاج الأكاسيدى

#### معامل الانكسار

ربما من المتوقع أن تعطى معاملات الانكسار للزجاج دلالات عن التركيب البنائى لها، كما يمكن الحصول على معلومات مفيدة من حساب معامل إنكسارية الضوء فى الزجاج،  $R$  (refractivity) بواسطة معامل الانكسار،  $n$ ، والكثافة  $D$ . يمكن كتابة إنكسارية الضوء فى الزجاج طبقاً لمعادلة لورنتز-لورنتز على الصورة،

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{D}, \quad 1-7$$

حيث  $M$  الوزن الجزيئى. بين العالمان رندال وجيى (Randal & Gee) أنه يجب حساب الإنكسارية من المجموع الجبرى لإنكسارية الأيونات المنفصلة المكونة للزجاج. فعلى سبيل المثال، فى حالة زجاج  $x \text{Na}_2\text{O} \cdot z \text{SiO}_2$  نجد أن،

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{D} = g_{O_B} A_{O_B} + g_{O_N} A_{O_N} + g_{Si} A_{Si} + g_{Na} A_{Na}, \quad 2-7$$

حيث  $g$  تمثل عدد ذرات الجرام من الأيونات المختلفة،  $O_B$ ،  $O_N$ ،  $Si$ ، و  $Na$  لكل مول جرامى، كما يشير الرمز  $O_B$  و  $O_N$  إلى كل من الأكسجين المقنطر والأكسجين غير المقنطر على الترتيب. يمكن كتابة المعادلة السابقة على الصورة،

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{D} = (2z - x) A_{O_B} + 2x A_{O_N} + z A_{Si} + 2x A_{Na}, \quad 3-7$$

وبفرض أن  $\gamma$  هو عدد ذرات الجرام لأيونات الأكسجين فى 100 جم من الزجاج فإن،

$$\gamma D = \frac{100 D}{M} (x + 2z). \quad 4-7$$

ويمكن بيان أن،

$$100 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \gamma D \left\{ \frac{4 - C}{C} A_{O_B} + 2 \frac{C - 2}{C} A_{O_N} + \frac{1}{C} A_{Si} + 2 \frac{C - 2}{C} A_{Na} \right\}, \quad 5-7$$

حيث  $C$  هى نسبة عدد ذرات الأكسجين إلى عدد ذرات السيليكون. ولهذا فإن،

$$100 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \gamma D \left\{ \sum_i f_i A_i \right\}, \quad 6-7$$

حيث  $f_i$  تكون دوال تركيز الذرات المختلفة.

### انتشار الأيونات المعدنية إلى الزجاج

تمكن العلماء من إثبات أن أيونات المعادن (مثل الفضة، النحاس، الثاليوم، ...

وغيرها) تستطيع الإنتشار من مصاهير أملاحها إلى الزجاج. يعتمد معدل الانتشار  $Q$  (جم/ث) على كل من معامل الانتشار  $D'$  (سم<sup>2</sup>.ث) ومساحة السطح المعرض  $A$  (سم<sup>2</sup>) و تركيز المادة المنتشرة  $c$  (جم.سم<sup>-3</sup>) عند مسافة  $x$  (سم) من السطح، طبقاً لقانون فيك (Fick) على النحو،

$$Q = -D' A \frac{dc}{dx}. \quad 7-7$$

كما يمكن كتابة معادلة الإنتشار الخطى لذرات الفضة على النحو،

$$D' = \left( \frac{M}{\sqrt{t}} \right)^2 \frac{\pi}{4M_s^2}, \quad 8-7$$

حيث ترمز  $M$  إلى جرامات الفضة المنتشرة لوحدة المساحة و  $M_s$  هو تركيز تشبع الفضة بوحدات جم/سم<sup>3</sup>. وقد وجد أن معامل الإنتشار يعتمد على درجة الحرارة المطلقة، كما أقترح العالم أيرنج (Eyring) حيث،

$$D' = A T e^{-B/kT}. \quad 9-7$$

حيث  $B$  هي طاقة التنشيط وتكون فى نفس حدود طاقة تنشيط التوصيل الكهربى.

### التوصيلية الكهربائية

تعتبر التوصيلية الكهربائية للزجاج من الخصائص المهمة نظراً للتطبيقات التكنولوجية

سواء تحت تأثير المجال الكهربى المستمر أو المجال المتردد. هذا بالإضافة إلى طرق المعالجة النظرية الدقيقة لخصائص الفقد الكهربى فى الزجاج والتي بفضل الترددات العالية تمكنت من تعيين التركيب.

يتم التوصيل الكهربى فى الزجاج أساساً بواسطة أيونات الأكسيد المعدل والتي تحتل فراغات التركيب وتكون ضعيفة الربط مع هيكل الشبكة مثل أيونات الصوديوم على سبيل المثال فى زجاج بورات الصوديوم ( $\text{Na}_2\text{O} - \text{B}_2\text{O}_3$ ). وحيث أن حركة الأنيونات لم يتم رصدها (غير ملحوظة) فقد أعتبر أن الكاتيونات هى حاملات الشحنة والتي تقفز من بئر طاقة إلى آخر عند تطبيق المجال الكهربى. كما تعزى التوصيلية إلى قفز تتناسب التوصيلية، عند تطبيق مجال كهربى مستمر، مع تركيز الصوديوم فى هذه الحالة. وقد وجد أيضاً أن التوصيلية تزداد كلما صغر حجم الأيون المسبب، فزجاج سليكات الليثيوم الذى له نفس التركيز تكون التوصيلية الكهربائية فيه أعلى من نظيرة سليكات الصوديوم. يرجع السبب إلى إختلاف حركية الأيون. لذلك يمكن وصف التوصيلية الكهربائية فى الزجاج بدلالة كل من التركيز  $c$  وحركية الأيون  $\mu$  على النحو،

$$\sigma = c\mu.$$

10-7

بالإضافة إلى العوامل السابقة فإن التوصيلية الكهربائية المستمرة تعتمد على درجة الحرارة

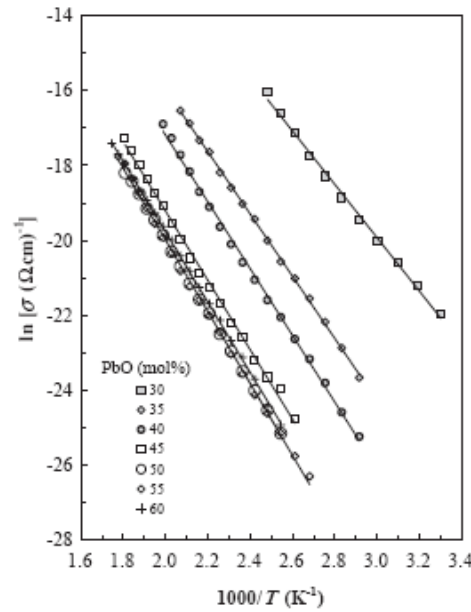


طبقاً لمعادلة ارهينيوس الشهيرة،

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E/kT}, \quad 11-7$$

والتي يمكن كتابتها على الصورة الخطية التالية،

$$\log \sigma = \log \sigma_0 - \frac{E}{kT}, \quad 12-7$$



الشكل 5-7 إعتداد التوصيلية المستمرة على درجة الحرارة فى زجاج فوسفات الرصاص.

حيث  $E$  طاقة التنشيط الكهربى و  $T$  درجة الحرارة المطلقة. وبالتالي يمكن كتابة المقاومة

النوعية على الصورة،  $\rho = \rho_0 e^{-E/kT}$ . ونظراً لتشابه هذه معادلة المقاومة النوعية مع المعادلة التى

تصف اللزوجة ( $\eta = Ae^{B/T}$ ) فإنه يمكن استنتاج أن اعتماد كل من اللزوجة والمقاومة النوعية

على درجة الحرارة يتم عن طريق عملية انتشار محكومة بطاقة التنشيط. يبين الشكل 5-7 اعتماد التوصيلية الكهربائية على درجة الحرارة لزجاج فوسفات الرصاص.

### ثابت العزل وزاوية الفقد

عند تطبيق فرق جهد على لوحى مكثف بينهما زجاج كمادة عازلة، فإنه بالإضافة إلى

1- تيار الشحن الطبيعى والذي يعتمد قيمة فرق الجهد المطبق و على معاوقة الدائرة، وإلى

2- التوصيل الطبيعى، الذى يعتمد على مقاومة الزجاج، يوجد أيضاً ما يسمى بتيار

إمتصاص العزل الكهربى والذي يكون كبيراً عند بداية التوصيل ثم يضمحل مع الزمن طبقاً

للعلاقة العامة،

$$i = A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2} + A_3 e^{-t/\tau_3} + \dots, \quad 13-7$$

حيث  $\tau_1$ ،  $\tau_2$ ،  $\tau_3$  تسمى أزمنة الإسترخاء. المعادلة السابقة تماثل المعادلة التى تصف

سلوك المرونة للزجاج تحت تأثير حمل وهذا التماثل يدل على أنه يمكن إعتبار الظواهر

الكهربية كعملية إزاحة للأيونات المشحونة الموجودة فى فراغات شبكة الزجاج. كما يمكن

إعتبار توزيع أزمنة الإسترخاء فى المعادلة السابقة مؤشراً يدل على وجود تغير فى الوسط

المحيط للأيونات المتحركة.

يمكن إعتبار أن تيار إمتصاص العزل الكهربى هو سبب فقد القدرة عند تطبيق جهد

متردد على المكثف. فبفرض أن  $D_0$  هي الإزاحة الابتدائية لحظة تطبيق مجال ثابت الشدة و  $D_\infty$  هي الإزاحة زمن مالا نهاية فإنه يمكن كتابة الإزاحة الكهربائية عند أي زمن  $t$  على الصورة،

$$D_t = D_0 - D_\infty k f(t), \quad 14-7$$

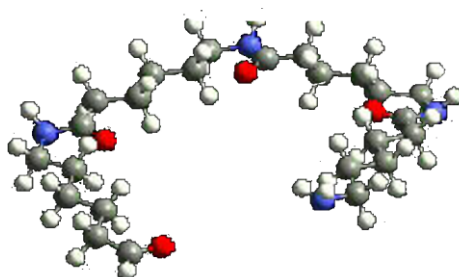
حيث  $f(0)=1$  و  $f(\infty)=0$  و  $k = (D_\infty - D_0)/D_0$  الآن، وبفرض أن المجال متردد، فإنه طبقاً لمبدأ التراكم، فإن الإزاحة عند أي زمن  $(t)$  تكون عبارة عن مجموع عدد لانهاى من الإزاحات الناشئة من سلسلة من النبضات المستطيلة السابقة. بمعرفة شكل ثابت العزل الكهربى  $\epsilon$  وزاوية الفقد  $\delta$  يمكن حساب إعتماذ الدالة  $f(t)$  على التردد. عندما يكون شكل هذه الدالة على الصورة،  $f(t) = Ke^{-t/\tau}$  فإن  $\tan \delta$  يكون لها قيمة عظمى عند تردد معين. تم دراسة ظاهرة فقد العازل الكهربى للعديد من تركيبات الزجاج فى مدى عدة سنتيمترات للطول الموجى للمجال وتبين أن 1- الأكاسيد المكونة للزجاج مثل السيليكا، أكسيد البورون، تشارك بقدر صغير فى عملية الفقد الكهربى، 2- إضافة الاكاسيد القلوية وخاصة الرصاص والباريوم يؤدى إلى زيادة عامل القدرة (power factor)، 3- الزجاج الذى يحتوى على أكثر من نوع واحد من الاكاسيد القلوية يكون له فقد أقل منه فى حالة الزجاج الذى يحتوى على أكسيد قلوى واحد. أسهمت دراسة الخصائص الكهربائية وخصائص العزل

الكهربى إلى قفزة نوعية فى تكنولوجيا صناعة خلايا تخزين الطاقة الكهربائية (البطاريات الجافة)، حتى أصبح متوفراً أنواعاً كثيرة ذات حجماً صغيراً وسعة تخزين عالية.

### 3-7 البوليمرات POLYMERS

#### 1-3-7 التركيب البنائى

البوليمر هو مادة صلبة لها جزيئات عضوية طويلة جداً على شكل سلسلة تمتد لعدة آلاف من الأنجسترومات، كما هو مبين بالشكل 6-7. توجد أصناف عديدة من البوليمرات نصادفها فى حياتنا اليومية منها الطبيعى مثل المطاط الطبيعى، الخشب (الذي يكون فى الأساس اليفاف)، الشعر، والجلد، وغيرها ومنها المخلق (الصناعى) مثل المطاط، الأسفنج، البلاستيك والألياف الصناعية مثل النايلون والداكرون (dacron) وغيرها. بسبب تنوع الخصائص الفيزيائية للبوليمرات فقد احتلت مكانة مهمة من الناحية التطبيقية وعلى وجه الخصوص البوليمرات الحيوية. تعتبر البوليمرات الحيوية مهمة بسبب وظائفها الحيوية فى الكائنات الحية.



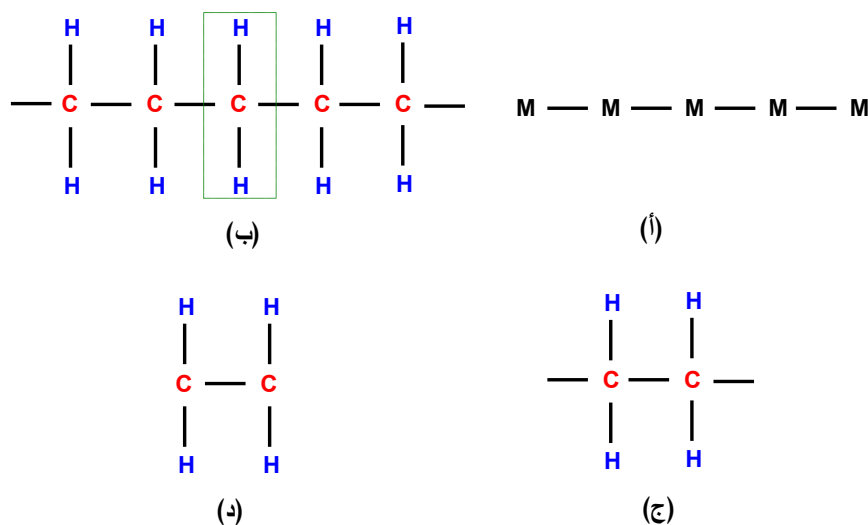
الشكل 6-7 سلسلة طويلة من الجزيئات تكون بوليمر.

بسبب تركيبها الجزيئى، فإن البوليمرات تظهر بعض الخصائص الفيزيائية الشائعة والتي سوف ندرس بعضها فى هذا الفصل، كما سوف ندرس إرتباط هذه الخصائص مع التركيب الجزيئى.

سوف نشير إلى الجزيئات العضوية ذات الطول الكبير بالجزيئات الكبيرة (macromolecules). يبين الشكل 7-7 (أ) مخطط لترتيب البناء لجزئ كبير. يتكون الجزئ الكبير من تكرار وحدة البناء M، وتسمى هذه وحدة البناء هذه جزيئة منفصلة (monomer) ويكون تركيب مثل هذا الجزئ عبارة عن سلسلة من الجزيئات.

تكون قوى الربط التى تحفظ الجزيئات المكونة للجزئ الكبير عادة قوى أيونية أو تساهمية فى طبيعتها وبالتالي يكون الارتباط قوياً. كما ترتبط الجزيئات معا بقوى طرفية ضعيفة من نوع قوى فان درفال. يعتبر الإثيلين المتعدد (polyethylene) من أبسط أنواع البوليمرات الشائعة تركيباً، كما يبين الشكل 7-7 (ب). يتركب جزيئ الإثيلين المتعدد من جزيئات عبارة عن مجموعات  $C_2H_4$ ، كما هو مبين بالشكل 7-7 (ج). ويكون تركيب الجزئ الحر من هذه المادة فى الحالة الغازية كما هو مبين بالشكل 7-7 (د)، ولكن نظراً لميل ذرة الكربون إلى الرباط الرباعية التقليدية فإنه يلزم طاقة إضافة صغيرة لكسر إحدى الروابط الثنائية للكربون وجعل الجزئ منفتح، كما هو مبين فى الشكل (د). تكون المجموعة فى هذه

الحالة مستعدة للإتصال مع مجموعات إيثيلين أخرى وتكوين الجزئ الكبير المبين فى الشكل (ب). يسمى عدد الجزئيات المنفردة التى تكون جزئ كبير درجة التبلمر،  $DP$  (degree of polymerization) وتكون عادة فى حدود  $10^4$  وتزيد.



الشكل 7-7 (أ) ترتيب بوليمر على شكل سلسلة من الجزئيات، (ب) تركيب الإيثيلين المتعدد وتبين الخطوط المتقطعة جزئية التركيب، (ج) تركيب مجموعة إيثيلين كما تدخل تركيب البوليمر، و (د) تركيب مجموعة إيثيلين متعدد حرة.

يكون كلوريد الفينيل (vinyl chloride) المتعدد بوليمر ويكون تركيبه مثل تركيب

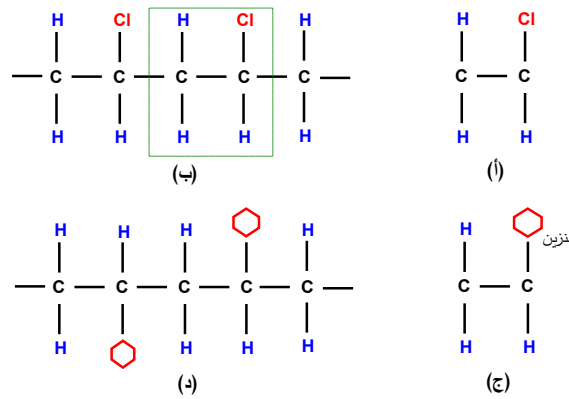
الإيثيلين مع إستبدال إحدى ذرات الهيدروجين بذرة كلور، كما هو مبين بالشكل 7-8(أ)،

وتكون النتيجة عبارة عن بوليمر من كلوريد الفينيل، كما بالشكل 7-8(ب). يمكن أيضا

إستبدال إحدى ذرات الهيدروجين فى مجموعة الإيثيلين بمجموعة كبيرة أو حتى معقدة. فعلى

سبيل المثال، فى جزئية الإستيرين (مادة هيدروكربونية تكون بوليمر) تكون المجموعة

الجانبية عبارة عن جزئ البنزين، كما فى الشكل (ج)، ويكون جزئ الإستيرين الكبير المتعدد الناتج على الشكل المبين فى (د). يكون للمجموعة الجانبية المتضمنة تأثيراً مهماً فى الخصائص الميكانيكية للبوليمر المتكون.

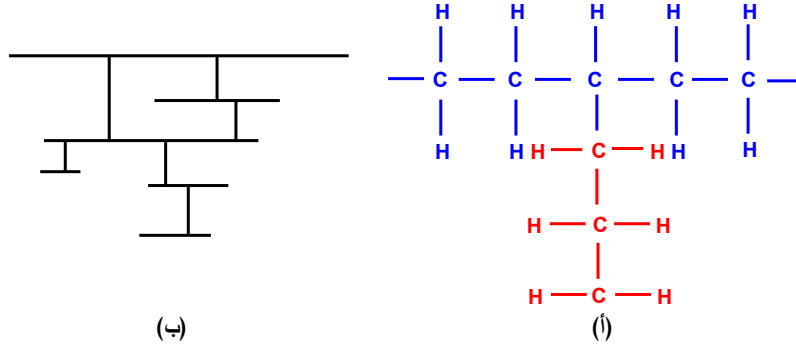


الشكل 7-7 (أ) مجموعة كلوريد الفنيل، (ب) تركيب كلوريد الفنيل المتعدد وتبين الخطوط المتقطعة جزئية التركيب، (ج) تركيب مجموعة الإستيرين، و (د) الإستيرين المتعدد.

فى جميع المواد السابق ذكرها والتي تكون بوليمر كان العمود الفقري للجزئ يتكون من ذرات كربون، ولكن يمكن إستبدال بعضها بذرات أخرى مثل الأكسجين أو الكبريت، ويؤثر ذلك أيضاً فى الخصائص الميكانيكية للبوليمر.

عندما يتصل بالجزئ الكبير سلسلة قصيرة عن طريق إستبدال إحدى المجموعات، كما هو مبين بالشكل 9-7(أ)، فإنه يتكون لدينا ما يسمى بالبوليمر المتفرع (المتشعب). لاحظ أن الفرع يكون مرتبط بالجزئ الرئيسى بواسطة رابطة تساهمية قوية. يسمى الفرع الذى يؤين سلسلتين كبيرتين (ويصل بينهما) بالوصلة المتقاطعة، ومن الممكن تواجد هذه

الوصلات فى البوليمر بعدد كبير. يؤدي وجود الوصلات المتقاطعة بين سلاسل البوليمر إلى زيادة متانة وقوة البوليمر ولكن تقل مقدرة المادة على الإنحناء.



الشكل 7-8 (أ) سلسلة قصيرة حل محل مجموعة جانبية، (ب) بوليمر متفرع (متشعب).

تقسم المواد المتبلرة طبقاً لكمية الوصلات المتقاطعة الموجودة فى المادة. يسمى النوع الأول بالبوليمر المتصلد الحراري (thermosetting polymer) ويحتوي على عدد كبير من الوصلات المتقاطعة والتي تنتج شبكة معقدة التركيب تتكون من سلاسل طويلة تتصل معاً بواسطة وصلات متقاطعة قصيرة. تتميز هذه المادة بأنها قوية فى درجة حرارة الغرفة وتحافظ على شكلها، ومن أمثلة هذه المواد الباكاليت (bakelite)، وهي مواد يصنع منها مقابض المظلات، أقلام الحبر والتليفونات). تميل هذه المواد إلى أن تكون هشة مثل الزجاج ولا تستطيع مقاومة الإنحناء. عند تسخين البوليمرات المتصلدة الحرارية فإن كثيراً من الوصلات تتكسر وتقل قوتها ويشار إلى هذه الظاهرة بالإنحلال أو التفسخ (degradation). يسمى النوع الثانى من البوليمرات باللدائن الحرارية (thermoplastic). فى هذه المواد يكون

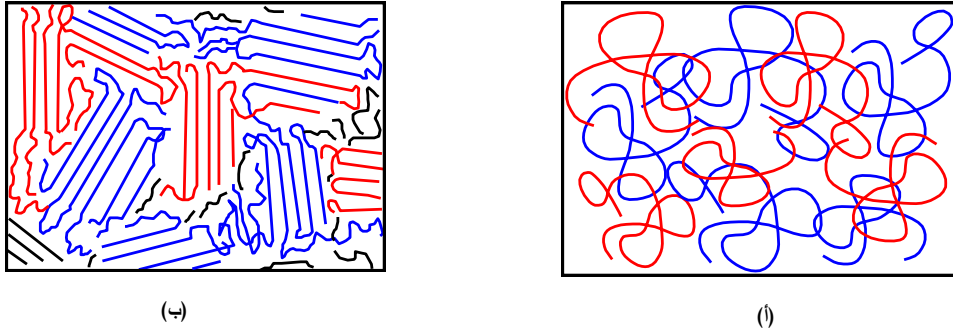


عدد الوصلات المتقاطعة محدوداً، ولهذا تكون المادة ضعيفة ويمكن صبها فى قالب بالشكل المطلوب، وعند تسخين هذه المادة فإنها تصبح لدنة نسبياً.

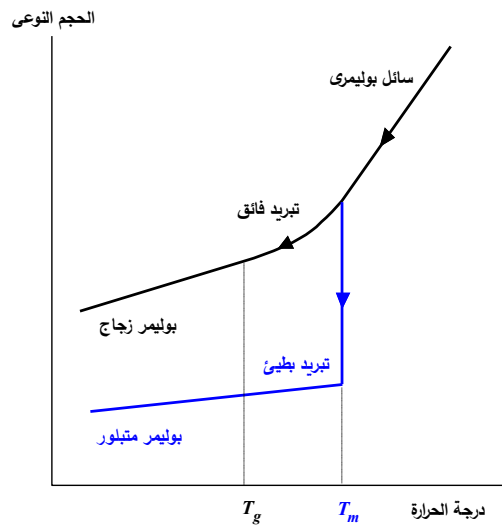
تعتبر حساسية البوليمر لدرجة الحرارة من أهم مميزات هذه المادة. فعند درجة حرارة مرتفعة نسبياً فإن المادة المتبوليمرة توجد فى الحالة السائلة والتي فيها يكون السائل غليظ ذات قوام مطاطى. يكون كل جزئ مطوياً حول نفسه وحول الجزيئات الأخرى، بالشكل الذى يعطى ترتيب جزئى معقد جداً، كما هو مبين بالشكل 7-9(أ)، إلى حد ما مثل طبق المعكرونة السباغيتي. تلتف الجزيئات وتلتوى بشكل ثابت بسبب الإثارة الحرارية الامر الذى معه تغير الجزيئات شكلها وأماكنها، بشرط أن يكون توزيع الجزيئات عند أى لحظة عشوائياً. عند خفض درجة الحرارة فإن النظام يتغير. وكما هو الحال فى الزجاج فإن المادة الناتجة تعتمد على معدل التبريد، كما هو موضح بالشكل 7-10.

يؤدى التبريد السريع إلى تكون مادة أمورفية وتكون فيها جزيئات البوليمر موزعة بشكل عشوائى ويسمى التركيب فى هذه الحالة تركيب زجاجى. بينما يؤدى التبريد البطيئ إلى تكون مادة متبلرة لا تتكون من بلورة أحادية بل من عدد كبير من البلورات الصغيرة (crystallites) التى تنفصل بعضها عن بعض بمناطق أمورفية، كما يبين الشكل 7-9(ب). تسمى حالة تبلور البوليمر هذه بالنموذج البلورى سائب السلاسل (fringed micelle)

(model).



الشكل 7-9 (أ) بوليمر فى الحالة السائلة، (ب) النموذج البلورى سائب السلاسل.



الشكل 7-1 تغير الحجم النوعى للبوليمر مع درجة الحرارة.

فى النموذج البلورى سائب السلاسل (الشكل 7-9(ب)) نلاحظ أنه فى البلورة

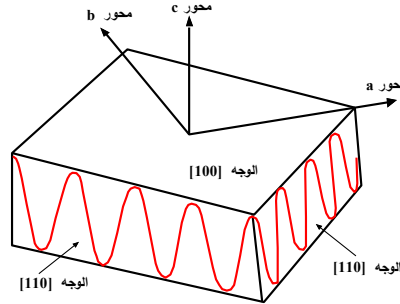
الصغيرة تكون الجزيئات الكبيرة مصطفة بشكل متوازى، إلى حداً ما مثل البلورة المنتظمة.

كما نلاحظ أيضاً، أن الجزيء الواحد من الممكن أن يشترك فى أكثر من بلورة صغيرة. على

كل حال، يمكن الحصول على بلورة أحادية عن طريق النمو فى محلول مخفف من البوليمر

ولكن عند شروط خاصة، كما هو الحال فى حالة الإيثيلين المتعدد ويكون شكلها كما هو

موضح فى الشكل 7-11.

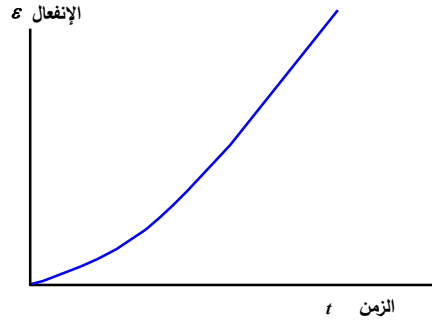


الشكل 7-11 تركيب السلسلة المطوية فى الإثيلين المتعدد.

### 7-3-2 بعض الخصائص الفيزيائية للبوليمرات

#### 7-3-2-1 الخصائص الميكانيكية

تعتبر الخصائص الميكانيكية للمواد المتبوليمرة من الخصائص المهمة نظراً للتطبيقات التكنولوجية التى تستخدم هذه المواد. فى هذه المواد تعتمد الخصائص الميكانيكية على حالة المادة. فعند تطبيق إجهاد شد على بوليمر زجاجى فإن سلوك المادة يكون كما هو موضح بالشكل 7-12. يبين هذا الشكل اعتماد الإنفعال على الزمن عند تطبيق إجهاد شد ثابت ونلاحظ من الشكل أن المادة تعمل كسائل لزج. ويمكن القول أن البوليمر يتصف بخاصية تسمى المرونة اللزجية (viscoelasticity)، وهى صفة تجمع بين المرونة واللزوجة معاً. كما توجد خاصية أخرى وهى المقدرة الكبيرة للبوليمر على التمدد والمرونة، حيث يمكن أن يزداد الطول بأضعاف الطول الأصلى عند تطبيق شد. تسمى المواد التى تظهر مثل هذه الخصائص بالمركبات الصناعية المرنة (elastomer)، والمطاط خير مثال لهذه المواد.



الشكل 7-12 إعتقاد الإنفعال على الزمن عند تطبيق إجهاد شد ثابت.

### 2-2-3-7 الخصائص الكهربائية

نظراً للروابط التساهمية التي تربط بين جزئيات البوليمر فإن البلوليمرات النقية تظهر توصيلية كهربية منخفضة جداً، لذلك فإن مثل هذه البوليمرات تستخدم فى أغراض العزل الكهربى. وجد أن إضافة الشوائب إلى البلوليمرات النقية يزيد من التوصيلية الكهربائية بشكل ملحوظ. كما وجد أن البوليمرات الممتصة للماء (hydrophilic polymers) تظهر توصيلية كهربية عالية عندما تكون رطبة وعلى النقيض عندما تكون جافة. يبدو أن مثل هذه التوصيلية من النوع الأيونى والذي يتم بواسطة أيونات الهيدوجين. على عكس النوع السابق توجد بوليمرات مضادة للماء (hydrophobic polymers) والتي تظهر مقاومة عالية. على كل حال، تظهر بعض أنواع البوليمرات توصيلية ذات طابع الكترونى وتطيع معادلة الشهيرة،

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E/2kT}, \quad 15-7$$

حيث  $E_g$  فجوة الطاقة والتي تكون غالباً فى حدود 3 eV.

## 4-7 البلورات السائلة LIQUID CRYSTALS

البلورات السائلة لها طبيعياً وخصائص كيميائية تختلف عنها فى حالة كل من المواد الصلبة والسوائل، وهذه الخصائص تساهم في من العديد من التطبيقات فى مجالات التقنية الحيوية وتكنولوجيا الصغائر (nanotechnology)، إختبار إجهاد المواد، التصوير هولوجرامى، رؤية موجات الراديو.

في هذا الفصل سنقدم نبذة مختصرة عن خصائص التركيب وبعض تطبيقات البلورات السائلة. كما سنبين الإختلافات بين المرحلة الصلبة، المرحلة سائلة، والمرحلة البلورية السائلة.

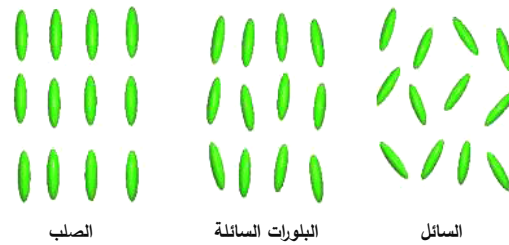
### 1-4-7 التركيب البنائى والتعريف THE STRUCTURE AND DEFINITION

بدأت دراسة البلورات السائلة فى عام 1888 عندما لاحظ عالم النبات النمساوى فريدريك رينيزير (Friedrich Reinitzer) أن لبنزوات الكروسترو (cholesteryl benzoate) درجتى إنصهار مُتميّزان. وعندما رفع رينيزير درجة حرارة الحالة الصلبة لاحظ تغير الصلبيين إلى سائل ضبابى، وعندما رفع درجة الحرارة أكثر تغير طور المادة إلى سائل شفاف. من هذه التجربة نفهم بأن لبنزوات الكروسترو طور آخر بين الحالة الصلبة والحالة السائلة والذي له خصائص جديدة تجمع بين خصائص الحالتين، وكان ذلك بداية لإكتشاف الطور الجديد والذي

يسمى البلورات السائلة.

عندما نفكر فى تحول المادة من الحالة الصلبة إلى الحالة السائلة يصاحب ذلك تغير فى شكل وترتيب جزيئات المادة. فى الحالة الصلبة تكون الجزيئات مقيدة فى أماكنها المحددة نظراً لقوى الربط الكبيرة والتي تحفظ الترتيب المنتظم والدورى فى حالة البلورات والتركيب العشوائى فى المواد الصلبة الأمورفية. أما فى حالة السائل ونظراً لقوى الربط الضعيفة بين الجزيئات فإنها تتحرك بشكل عشوائى داخل الإناء. عند تحول الصلب إلى سائل من الممكن أن تكون عملية التحول وحيدة ومباشرة كما فى حالة تحول الثلج إلى ماء عند درجة الصفر المئوى. رغم ذلك وجد أن لعدد من المواد أكثر من عملية تحول من الطور الصلب إلى الطور السائل وهذا يبرهن على وجود أطوار وسطية والتي فيها من الممكن أن يكون للجزيئات شكل أكثر ترتيباً من الحالة السائلة. فى هذه الحالة، تعرف هذه الأطوار بالأطوار الوسطية (mesophases) وهى أطوار بين الحالة الصلبة والحالة السائلة. يوجد نوعان أساسيان من الأطوار المتوسطة: يتميز النوع الأول بالفوضى التدويرية الصلبة ( rigid rotational disorder) ويكون له شبكة بلورية فى الأبعاد الثلاثة، وهذا يعنى أن له تركيب طور متوسط بلورى عشوائى. والنوع الثانى يكون ذات ترتيب تدويرى وليس له شبكة بلورية فى الأبعاد الثلاثة، ويسمى هذا طور متوسط متبلور فى الحالة السائلة ( disordered crystal

(mesophase) وهو ما يعرف بالبلورات البلاستيكية. في هذا الطور المتوسط تكون الجزيئات ذات فوضى تدويرية ولكن يكون لها ترتيب إنتقالى منظم بشكل جيد جداً. عموماً، يسمى الطور بالبلورات السائلة والتي يكون لها ترتيب متوسط بين الحالة السائلة وحالة البلورة. يبين الشكل 12-7 مخطط يبين إصطفاف للجزيئات فى كُلّ طور.



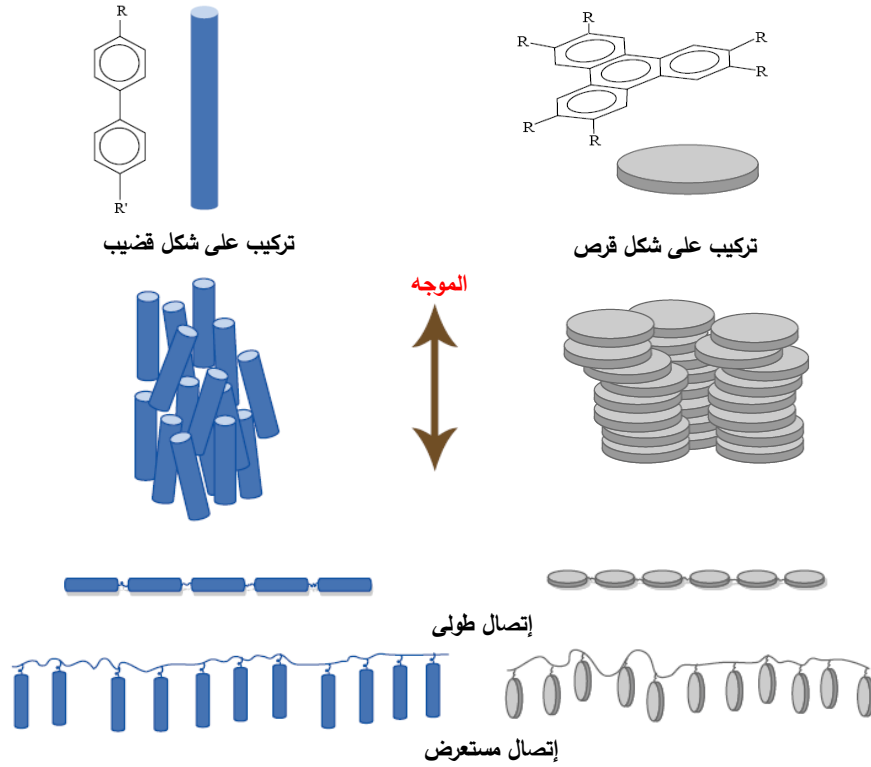
الشكل 13-7 مخطط يبين إصطفاف الجزيئات للأطوار المختلفة.

تسمى جزيئات التى تكون الطور المتوسط بالمنتج المتوسط (mesogen). يمكن أن تكون هذه المنتجات على شكل قضيب كما يمكن أن تكون على شكل قرص، كما هو مبين بالشكل 14-7. تتصل هذه المنتجات مكونة عقد أو خيط ويكون الاتصال بشكل طولى أو بشكل مستعرض على العمود الفقرى للعقد. يوضح الشكل 14-7 هذه المفاهيم.

الآن، يمكن تعريف الحالة المتبلرة السائلة بأنها خاصية ذات طابع خاص وفيها تميل الجزيئات للإصطفاف فى اتجاه محور مشترك يسمى دليل توجيه أو موجه. تقاس كمية الأنظام (الترتيب) فى البلورات السائلة بدلالة مقياس الانتظام،  $O$ ، والذي يعرف بالعلاقة،

$$O = \frac{3\cos^2 \theta - 1}{2},$$

16-7



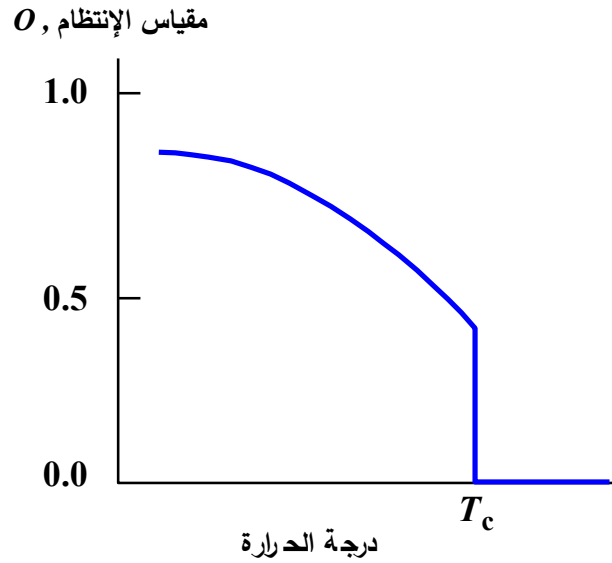
الشكل 7-14 أشكال وطرق إتصال المنتجات المتوسطة.

حيث  $\theta$  هي الزاوية بين المحور الكبير لكل جزيء والموجة. فى حالة السوائل غير المتجانسة (المتباينة الخواص، anisotropic) يكون مقياس الإنتظام يساوى الصفر، بينما يساوى الواحد الصحيح فى حالة السوائل المتجانسة (موحدة الخواص، isotropic) ذات التبلور التام.

يبين الشكل 7-15 إعتداد مقياس الإنتظام على درجة الحرارة وفيه يتضح أن وجود

درجة حرارة حرجة،  $T_c$ ، يحدث عندها تحول من حالة البلورات السائلة إلى الحالة السائلة.





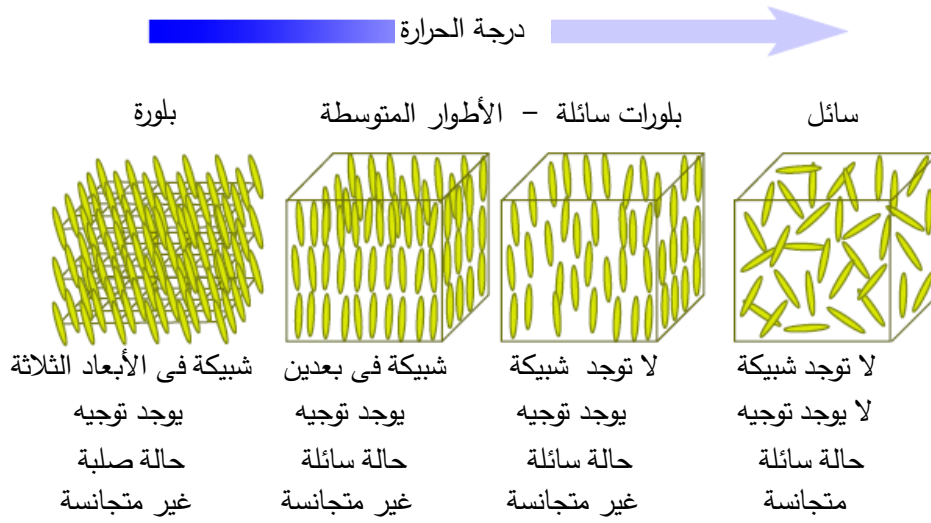
الشكل 7-14 إعتما د مقياس الإنتظام على درجة الحرارة.

#### 2-4-7 أنواع البلورات السائلة TYPES OF LIQUID CRYSTALS

يمكن تقسيم البلورات السائلة للمنتج المتوسط إلى مجموعتين تصنفان طبقاً لميكانيكية تنظيم ذاتها: تسمى المجموعة الأولى الترموتروبك والتي تعنى البلورات السائلة المتألفة مع الحرارة (thermotropic)، وتسمى المجموعة الثانية الليوتروبك والتي تعنى البلورات السائلة التي تتحدد بحالتها (lyotropic). يتكون هذا النوع من المنتج المتوسط لسوائل غير متجانسة ذات تركيزات عالية ويكون التركيب البنائى لها ذات كيانات على شكل قضيب (rod-like entities). تتكون المركبات الشرهة (amphiphilic) من هذه البلورات السائلة وتنقسم إلى مجموعتين من حيث الزوبانية، تسمى المجموعة الأولى مواد مائية أو ممتصة للماء (hydrophilic) وتتميز بزوبانية عالية فى الماء ولا تذوب فى المحاليل الهيدروكربونية،

والمجموعة الثانية تكون على النقيض تماما وتسمى مواد شحمية (lipophilic). يكون الحمض النووى (DNA) وبعض الفيروسات عند الإذابة فى محاليل مناسبة أطوار وسطيةالنوع الليوتروبك، لذلك تعتبر البلورات السائلة من هذا النوع ذات أهمية كبيرة فى الأنظمة البيولوجية.

يحدث الإجراء الثرموتروبك فى معظم البلورات السائلة ويمكن تعريفها من خلال حقيقة أن عملية التحول إلى حالة البلورات السائلة هى عملية مستحثة بالحرارة، وعلى وجه الدقة، يمكن القول أنه يتم الحصول على الحالة البلورية السائلة عن طريق تبريد السائل أو رفع درجة حرارة الصلب. يمكن تصنيف مواد البلورات السائلة من النوع الثرموتروبك إلى مجموعتين: فى المجموعة الأولى (والتي تسمى enantiotropic) يمكن الحصول طور البلورات السائلة عن طريق تبريد السائل أو رفع درجة حرارة الصلب (عملية إنعكاسية)، بينما فى المجموعة الثانية (monotropic) يمكن الحصول على طور البورات السائلة إما عن طريق تبريد السائل أو عن طريق رفع درجة حرارة الصلب (عملية لا إنعكاسية). يلخص الشكل 7-15 المفهوم السابق، حيث يقدم سياق التحول الطورى فى المواد الثرموتروبك.



الشكل 7-15 مخطط تدرج التحول الطورى للمواد الثرموتروبك.

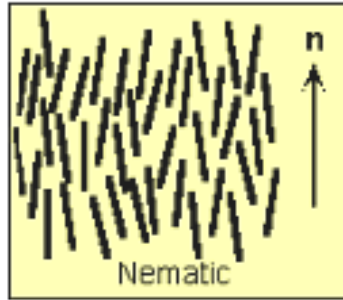
### 3-4-7 أطوار البلورات السائلة PHASES OF LIQUID CRYSTALS

توجد أنواع عديدة من البلورات السائلة طبقاً لمقدار الانتظام فى المادة. يمكن تصنيف أطوار البلورات السائلة إلى أربعة أطوار رئيسية هى: نيمتك (nematic)، سميكتك (smectic)، كوليسيتيرولية (cholesteric)، وطولية (columnar). على كل حال، لا يمكننا القول بأن كل هذه الأطوار ثرموتروبك أو ليوتروبك لأن هذه الأطوار ماهى إلا تصنيف للبلورات السائلة بدلالة الترتيب الجزيئى.

#### طور النيمتك NEMATIC PHASE

فى هذا الطور لا يكون للجزيئات ترتيب مكانى ولكنها تميل للإصطفاف فى نفس

الإتجاه، على امتداد الموجه،  $n$ . كما هو الحال فى السوائل، نجد أن الجزيئات فى طور النيمتك تطوف أيضاً ولكنها تحافظ إنتظام إتجاهاتها، ولذلك يمكن القول أن اطوار النيمتك تكون قريبة من الطور السائل ولها تركيب على شكل خطوط متوازية. يبين الشكل 7-15 إصطفاف الجزيئات فى طور النيمتك وإتجاه الموجه. يمكن التحكم فى ترتيب الجزيئات بواسطة تطبيق مجال كهربى. فعلى سبيل المثال، يستخدم الطور النيمتك فى شاشات البلورات السائلة بشكل شائع مع أجهزة أجهزة لها شكل هندسى ملتوي.



الشكل 7-15 إصطفاف الجزيئات ومحور الموجه فى طور النيمتك.

### أطوار السميكتك SMECTIC PHASES

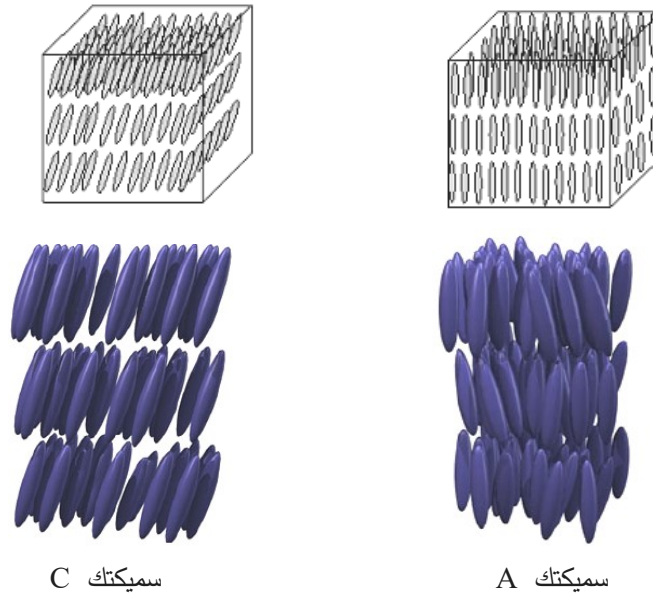
على نقيض طور النيمتك فإن طور السميكتك يكون قريباً من الحالة الصلبة. فى مواد السميكتك يكون ترتيب البلورات السائلة على شكل طبقات، حيث يمكن أن تتحرك الجزيئات فى الطبقة الواحدة بحرية محافظة على الإتجاه، ولا يمكن فعل ذلك بين الطبقات المختلفة. تقسم مواد السميكتك إلى ثلاثة أنواع: A، B، و C. تشترك هذه الأنواع فى خاصية واحدة

وهى خاصية التركيب الطبقي، لذلك فهى تملك إنتظام أنقالى جزئى وهذا يجعلها أكثر لزوجة من الأنواع الأخرى.

فى طور المتوسط من النوع السميكتك A يكون الموجه (إتجاه الجزيئات) عمودياً على مستوى السميكتك، كما يبين الشكل 7-16(أ). هذا بالإضافة إلى أن طور الطبقات يكون سائل وهذا يعطى إحتمال كبير للإنتشار بين الطبقات مقارنة بالنوع C.

فى طور السميكتك C يصنع الموجه زاوية ميل ثابتة مع العمودى على الطبقة، كما هو مبين بالشكل 7-16(ب). وكما هو الحال فى النوع A، يكون طور الطبقات سائلاً ولكن مع إحتمال أقل للإنتشار بين الطبقات.

يتوجة طور السميكتك B أيضاً عمودياً على مستوى السميكتك ولكن يكون ترتيب الجزيئات على شكل سداسى خلال الطبقة (حلقة سداسية). وعلى عكس الحال فى النوعين A و C فإن الطبقات فى النوع B لا تكون سائلة. على كل حال، تكون الخصائص الميكانيكية لطور السميكتك B مختلفة إلى حد ما مع خصائص الصلب، ولهذا فإن هذا الطور ربما يكون فى الحقيقة عبارة عن بللورات بلاستيكية.

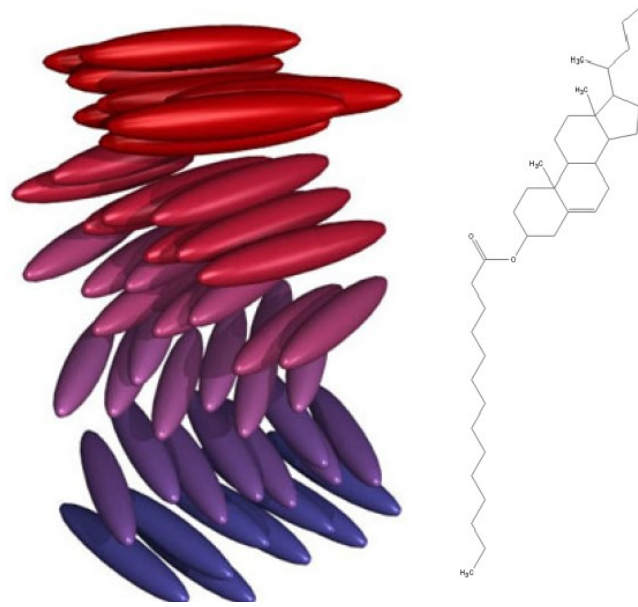


الشكل 7-16 الأطوار المختلفة للسميكتك.

### أطوار النيمتك الكوليستيرولى CHOLESTERIC PHASES

الطور الكوليستيرولى هو طور نيمتك يفقد التناظر فى جزئيه (chiral nematic)

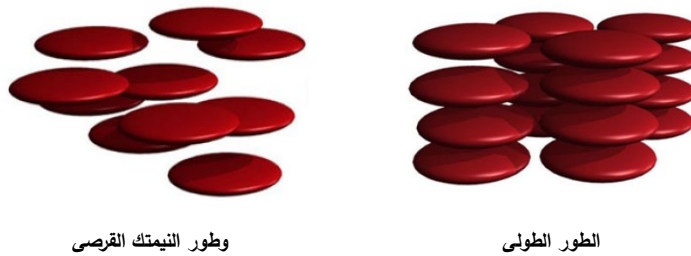
ويتكون من جزيئات نيمتك والتى تحتوي مركز يفقد عنده التناظر والذى ينتج قوى بين الجزيئات تؤدى توجيه بينها عند الزوايا الصغيرة. ينتج عن هذا الوضع أنه يمكن تخيل التركيب كما لو كان كومة من طبقات نيمتك رقيقة جداً ويلتوى موجه كل طبقة بالنسبة إلى الطبقة المجاورة، ويمكن القول أن النيمتك الكوليستيرولى هو نيمتك ملتوى فى إتجاه واحد، كما هو مبين بالشكل 7-17.



الشكل 7-17 تركيب النميتك الكوليستيرولى.

### الأطوار الطولية COLUMNAR PHASES

تختلف هذه الأطوار عما سبق، حيث يكون شكل الجزيئات فيها على هيئة أقراص تصطف فى أعمدة بدلا من الجزيئات التى تكون على شكل قضيب طويل. يتميز هذا الطور بكومة من الجزيئات الطولية (على شكل أعمدة). يقارن الشكل 7-18 بين الطور الطولى وطور النميتك القرصى.



الشكل 7-18 مقارنة بين تركيب الطور الطولى وطور النميتك القرصى.

## 7-4-4 تطبيقات البلورات السائلة APPLICATIONS OF LIQUID CRYSTALS

### ثرمومترات البلورات السائلة

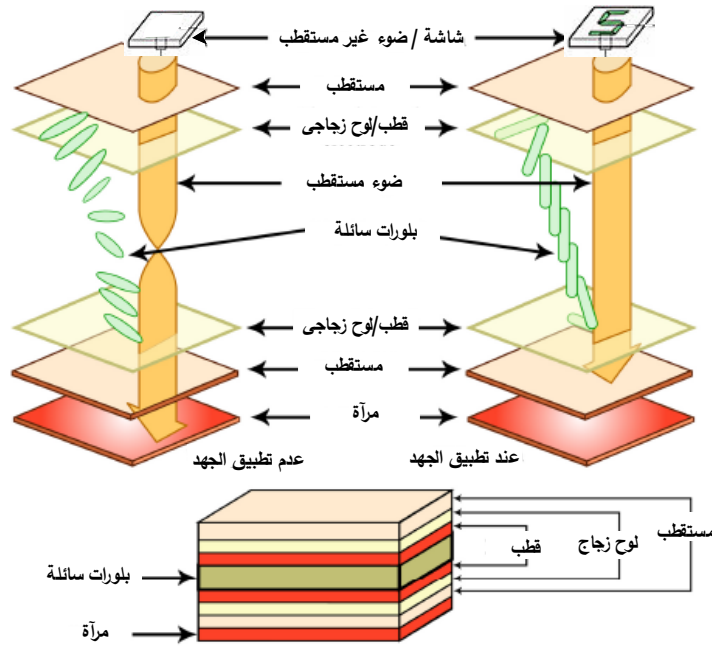
يصور ثرمومتر البلورات السائلة درجات الحرارة بالألوان ويستخدم لتتبع التغير فى درجة الحرارة نتيجة التدفق الحراري، كما تستخدم هذه الثرمومترات لبيان إمكانية تدفق الطاقة الحرارية عن طريق التوصيل، الحمل، والإشعاع. تصنع جزيئات ثرمومتر البلورات السائلة من الكوليستير. تتلخص فكرة عمل هذه الثرمومترات فى أن بلورات سائل الكليستيرول لها مقدرة لعكس الضوء الذي له طول موجى يساوي الدرجة ويعتمد اللون المنعكس على درجة الحرارة. فى هذه المواد تمكنا البلورات السائلة من قياس درجة الحرارة بدقة وذلك بملاحظة اللون المقابل لدرجة الحرارة. يمكن ضبط البلورات السائلة لتعمل فى المدى المطلوب من درجة الحرارة ولكن يبدو أن المدى من  $30^{\circ}\text{C}$  إلى  $35^{\circ}\text{C}$  هو المدى الشائع.

### شاشات عرض البلورات السائلة LCD

تصنع هذه الشاشات على شكل شريحة رقيقة ومستوية من البلورات السائلة والتي تكون نقط أحادية اللون مصطفة أمام عاكس والتي تكون بمثابة عناصر الصورة. تتكون كل نقطة من عمود من الجزيئات الطولية من البلورات السائلة يكون معلقاً بين قضبين شفافين (من الزجاج الموصل) ومرشحين إستقطاب، وبذلك يسمح للضوء المستقطب بالمرور من



أحد المرشحات خلال البلورات السائلة الملتوية إلى المرشح الآخر، كما هو موضح بالشكل 19-7.



الشكل 19-7 تركيب شاشة العرض المصنوعة من البلورات السائلة.

قبل تطبيق المجال الكهربى تكون جزيئات البلورات السائلة فى حالة إسترخاء كهربى، وعند شحن هذه الجزيئات فإنها تصطف مكونة تركيب ملتوى. عند شحن البلورات السائلة بتطبيق مجال كهربى بين الأقطاب على كل نقطة فإن ذلك يؤدى إلى إلتواء الجزيئات، نتيجة القوة الكهروإستاتيكية، بالشكل الذى معه تصطف الجزيئات فى إتجاه المجال وبذلك تحد من درجة دوران الضوء، حيث أن عدم إلتواء البلورات السائلة سوف يؤدى إلى حدوث إستقطاب للضوء فى إتجاه عمودى على المرشح الثانى ويتم حجب الضوء

تماماً، وبالتالي تظهر النقطة معتمدة مما يعنى نقص الضوء. وهكذا عن طريق التحكم فى درجة إلتواء البلورات السائلة فى كل نقطة يمكن أن يمر الضوء معبراً الصورة المحملة على المجال الكهربى.

### التصوير الضوئى OPTICAL IMAGING

تعتبر تقنية التصوير والتسجيل الضوئى أحد الإكتشافات الحديثة حيث تم إستخدام خلية من البلورات السائلة بين طبقات الموصل الضوئى (photoconductor). من المعروف أن سقوط الضوء على الموصل الضوئى يؤدي إلى زيادة التوصيلية الكهربائية له، وهذا يؤدي إلى نشوء مجال كهربى على البلورات السائلة تتناسب شدته مع شدة الضوء الساقط. يمكن تحميل الحركة الكهربائية على قطب كهربائى وهذا يُمكننا من تسجيل الصورة. على كل حال، مازلت هذه التقنية تحت التطوير ومن المتوقع أن يكون هذا الموضوع من الموضوعات الواعدة فى المجال البحثى.

توجد تطبيقات أخرى كثيرة للبلورات السائلة، من هذه التطبيقات إستخدامها فى المجال الطبى، حيث، على سبيل المثال، قياس الضغط المؤقت فى قدم تسير على الأرض بغرض التشخيص. بالإضافة إلى ما سبق فإن البلورات السائلة تستعمل فى الإختبارات الميكانيكية غير التدميرية للمواد تحت الإجهاد. كما تستخدم أيضاً، لرؤية الموجات ذات

التردد الراديوى. ومع إكتشاف أنواع جديدة من البلورات السائلة فإن هذه المواد تكتسب أهمية متزايدة في الكثير من التطبيقات العلمية والصناعية.

### ملخص الباب

✖ يتكون الزجاج من صهر بعض الأكاسيد ثم تبريدها بشكل مفاجى وبالتالي يكون التركيب البنائى للمادة الناتجة تركيباً عشوائياً.

✖ الأكسيد المكون للزجاج هو الأكسيد الذى يكون زجاجاً بمفرده عن طريق التبريد المفاجئ مثل  $\text{SiO}_2$  ،  $\text{B}_2\text{O}_3$  ،  $\text{P}_2\text{O}_5$  ،  $\text{V}_2\text{O}_5$ .

✖ الأكسيد المعدل للزجاج هو الأكسيد الذى يضاف إلى مكون الزجاج لتغيير خصائصه الفيزائية مثل  $\text{Li}_2\text{O}$  ،  $\text{Na}_2\text{O}$  ،  $\text{K}_2\text{O}$  ،  $\text{Ag}_2\text{O}$  ،  $\text{BaO}$ .

✖ الأكاسيد الوسطية للزجاج هى الأكاسيد التى لا تستطيع بمفردها تكوين شبكة ولكن عندما تضاف إلى الأكسيد المكون فإنها تحل تلعب دور الأكسيد المعدل فى الشبكة وعندما تضاف إلى المعدل فإنها فإنها تحل محل المكون مثل  $\text{PbO}$  ،  $\text{MgO}$  ،  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

✖ لى تتكون شبكة زجاجية يجب أن تتوفر شروط أربعة عند إتصال الجزيئات بعضهامع بعض وهى: 1- لا تتصل ذرة الأكسجين بأكثر من ذرتين، 2- يجب أن يكون عدد

ذرات الأكسجين التى تحيط الذرة A صغيراً، 3- تتشارك رباعيات الأسطح التى تحتوى ذرات الأكسجين فى الزوايا وليس الحواف أو الأسطح، و 4- على الأقل ثلاثة زوايا من كل رباعي أسطح الأكسجين يجب أن تشترك.

✕ يمكن كتابة إنكسارية الضوء فى الزجاج طبقاً لمعادلة لورنتز-لورنتز على الصورة،

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{D}$$

حيث  $M$  الوزن الجزيئى،  $n$  معامل الانكسار و  $D$  الكثافة.

✕ بين العالمان رندال وجيى أنه يجب حساب الإنكسارية من المجموع الجبرى لإنكسارية الأيونات المنفصلة المكونة للزجاج.

✕ طبقاً لقانون فيك يعتمد معدل الانتشار على كل من معامل الانتشار ومساحة السطح

$$Q = -D' A \frac{dc}{dx}$$

المعرض و تركيز المادة المنتشرة عند مسافة من السطح، على النحو،

كما وجد العالم أيرنج أن معامل الانتشار يعتمد على درجة الحرارة المطلقة طبقاً للعلاقة،

$$D' = A T e^{-B/kT}$$

✕ يتم التوصيل الكهربى فى الزجاج أساساً بواسطة أيونات الأكسيد المعدل والتى تحتل

فراغات التركيب البنائى وتتناسب التوصيلية، عند تطبيق مجال كهربى مستمر، مع

تركيز الكاتيونات وتعتمد على حجم الأيون المسبب.

✕ تعتمد التوصيلية الكهربائية المستمرة للزجاج على درجة الحرارة طبقاً للعلاقة،

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E/kT}$$

✕ يعتبر تيار إمتصاص العزل الكهربى هو سبب فقد القدرة فى المواد العازلة الزجاجية عند تطبيق جهد متردد على المادة.

✕ البوليمر هو مادة صلبة لها جزيئات عضوية طويلة جداً على شكل سلسلة تمتد لعدة الاف من الأنجسترومات.

✕ يتكون الجزء الكبير المكون للبوليمر من تكرار وحدة البناء والتي تسمى جزيئية منفصلة ويكون تركيب مثل هذا الجزء عبارة عن سلسلة من الجزيئات.

✕ يسمى عدد الجزيئات المنفردة التى تكون جزء كبير فى البوليمر درجة التبوليمر ، DP.

✕ يؤدى وجود الوصلات المتقاطعة بين سلاسل البوليمر إلى تغير الخصائص الفيزيائية للمادة مثل زيادة متانة وقوة البوليمر وتقليل مقدرة المادة على الإنحناء.

✕ تتميز البوليمرات المتصلة الحرارية بوجود عدد كبير من الوصلات المتقاطعة والتي تنكسر وتقل قوتها عند التسخين ويشار إلى هذه الظاهرة بالإنحلال أو التفسخ. وعلى عكس ذلك تتميز اللدائن الحرارية بوجود عدد محدود من الوصلات المتقاطعة وبالتالي

فإن خصائصها الفيزيائية تختلف بشكل كبير عنها فى حالة البوليمرات المتصلدة الحرارية.

✕ يتصف البوليمر بخاصية المرونة الزوجية، وهى صفة تجمع بين المرونة واللزوجة معاً. كما توجد خاصية أخرى وهى المقدرة الكبيرة على التمدد والمرونة تسمى المواد التى تظهر مثل هذه الخصائص بالمركبات الصناعية المرنة.

✕ وجد أن إضافة الشوائب إلى البوليمرات النقية يزيد من التوصلية الكهربائية بشكل ملحوظ. كما وجد أن البوليمرات الممتصة للماء تظهر توصلية كهربية عالية عندما تكون رطبة وعلى النقيض عندما تكون جافة.

✕ البللورات السائلة هى سوائل تتميز بوجود نوع من الانتظام البنائى للجزيئات، وهى أطوار بين الحالة الصلبة والحالة السائلة.

✕ تسمى جزيئات التى تكون الطور المتوسط بالمنتج المتوسط. يمكن أن تكون هذه الجزيئات على شكل قضيب أو على شكل أقراص.

✕ تعريف الحالة المتبلرة السائلة بأنها خاصية ذات طابع خاص وفيها تميل الجزيئات للإصطفاف فى اتجاه محور مشترك يسمى الموجه وتقاس كمية الانتظام فى البللورات

السائلة بدلالة مقياس الانتظام،  $O$ ، والذى يعرف بالعلاقة،  $O = \frac{3\cos^2 \theta - 1}{2}$ ، حيث  $\theta$

هى الزاوية بين المحور الكبير لكل جزئ والموجه.

✕ تعرف درجة الحرارة الحرجة للبلورات السائلة بأنها درجة الحرارة التى يحدث عندها

تحول للمادة من حالة البلورات السائلة إلى الحالة السائلة.

✕ يمكن تقسيم البلورات السائلة للمنتج المتوسط إلى مجموعتين هما الترموتروبيك

والليوتروبيك والتى تختلفان فى شكل البلورة وفى الخصائص الفيزيائية.

✕ يمكن تصنيف أطوار البلورات السائلة إلى أربعة أطوار رئيسية هى: نيمتك، سميكتك،

كوليسترولية، وطولية والتى تختلف فيما بينها فى شكل إنتظام الجزيئات.

✕ تستخدم البلورات السائلة فى العديد من التطبيقات مثل الترمومترات الدقيقة وصناعة

شاشات العرض والتصوير الضوئى والمجال الطبى.

## أسئلة وتمارين

- 1- عرف كل مما يأتى: الزجاج الأكاسيدى، البللورات السائلة والمواد المتبوليمرة؟
- 2- تلعب الأكاسيد المختلفة أدواراً مختلفة فى تكوين الزجاج. ناقش إختصار هذه الأدوار؟
- 3- أذكر شروط زكارياسن والتي يجب أخذها فى الاعتبار عند تكوين الشبكة البنائية للزجاج؟
- 4- أشرح كيف تعتمد الخصائص الضوئية للزجاج على التركيب الكيميائى له؟
- 5- بين العوامل المختلفة التى تتوقف عليها عملية إنتشار الأيونات المعدنية إلى الزجاج الأكاسيدى؟
- 6- أشرح إعتداد التوصيلية الكهربائية على كل من التركيب الكيميائى للزجاج ودرجة الحرارة؟
- 7- إشرح منشأ ظاهرة العزل الكهربى فى الزجاج وبين كيف تعتمد على التركيب؟
- 8- أوصف التركيب البنائى للبوليمرات وبين كيف يختلف هذا التركيب عنه فى حالة الزجاج؟
- 9- أكتب مقالة مختصرة توضح فيها الأنواع المختلفة للبوليمرات وخصائصها الفيزيائية؟
- 10- تكلم بإختصار عن الخصائص البنائية للطوار المختلفة للبللورات السائلة.
- 11- قارن بين الأنواع المختلفة للبلورات السائلة مع الأخذ فى الإعتبار الخصائص الفيزيائية لها؟
- 12- أكتب مقالة توضح فيها بعض التطبيقات التكنولوجية للبللورات السائلة؟



## الباب الثامن الفيزياء الحيوية للحالة الصلبة

# Solid State Biophysics





## الباب الثامن

### الفيزياء الحيوية للحالة الصلبة Solid State Biophysics

#### المحتوى

8-1 مقدمة.

8-2 المواد الحيوية.

8-3 الزجاج الحيوى.

8-4 خصائص التركيب الإلكتروني لبعض الجزيئات الحيوية.

#### الأهداف

بعد إستكمال دراسة هذا الباب يجب أن يكون الدارس قادراً على:

☒ تعريف مفهوم التوافق الحيوى والنشاط الحيوى وخصائص المواد النشطة حيويًا.

☒ شرح الخصائص المطلوب توافرها فى المواد النشطة حيويًا.

☒ معرفة التركيب الكيميائى للزجاج الحيوى وخصائصه.

☒ شرح النظرية العامة لهينش لمواصفات المواد النشطة حيويًا.

☒ تقسيم المواد النشطة حيويًا إلى أربعة أقسام وبيان خصائص كل نوع.

☒ توضيح كيف أن كلاً من فوسفات الكالسيوم المائية والزجاج الحيوى تعتبر من المواد النموذجية

التي تتصف بالحيوية.

☒ الإلمام بالمراحل المختلفة للزجاج فى الوسط الحيوى وتفسير التفاعلات الكيميائية المصاحبة لكل

مرحلة.

☒ شرح كيف يمكن الإستفادة من تقنيات الحالة الصلبة فى دراسة بعض أنواع الجزيئات الحيوية

وذلك عن طريق دراسة الخصائص الالكترونية لها.

## 8-1 مقدمة

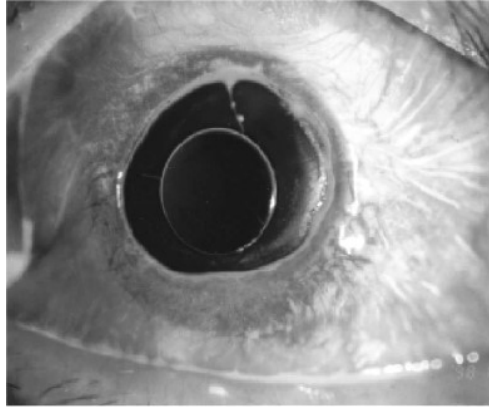
نظراً للتقدم الكبير فى مختلف النواحي العلمية وظهور العديد من التقنيات الفنية فى القرن الأخير، تداخلت علوم كثيرة معاً فظهرت الفيزياء الحيوية والكيمياء الحيوية بعد ما أصبح من الصعب فى مجال ما الإستغناء عما تحقق فى مجال آخر سواء كانت نظريات علمية أو تقنيات فنية. هذا بالإضافة إلى ظهور مواد جديدة لم تكن موجودة من قبل تستخدم تحت شروط معينة فى أكثر من مجال بحثي. فعلى سبيل المثال، مادة الزجاج والتي تدرس فى كل من قسم الكيمياء وقسم الفيزياء على قدم وساق وامتد الأمر إلى أكثر من ذلك عند إستخدامها كمواد حيوية فى مجال الأسنان والعظام الأمر الذى معه يتوجب أن يضم الفريق البحثى أعضاء من مختلف التخصصات لى يتمكنوا من متابعة إمكانية التطبيق فى هذا المجال. فى هذا المثال، يهتم قسم الكيمياء بالتركيب الكيميائى للمادة والوقوف على أسرارها ويقوم قسم الفيزياء بدراسة وتفسير الخصائص الفيزيائية المختلفة، بينما يدرس قسم الأحياء مدى التوافق الحيوى لهذه المادة، ثم يأتى الدور الطبى فى إستخدام هذه المادة لعلاج المرضى. وحتى يتكامل العمل يجب على كل فريق الإلمام بالتخصصات الأخرى حتى يلتقى الجميع عند مفاهيم واضحة وراسخة.

تكمن أهمية فيزياء الحالة الصلبة فى المجال الحيوى فى إمكانية الإستفادة من تطبيقات ميكانيكا الكم فى بيولوجيا الجزيئات بالإضافة إلى إمكانية استخدام التقنيات التى

نجحت فى مجال فيزياء الحالة الصلبة فى دراسة الجزيئات الحيوية مثل الأشعة السينية والرنين النووى المغناطيسى، ... وغيرها. فى هذا الباب سوف نقدم بشكل مختصر بعض المواد الصلبة التى أصبحت شائعة الاستخدام فى المجال الحيوى مثل الزجاج الحيوى ثم نتبع ذلك ببعض مفاهيم الأحياء بلغة يستطيع طالب الحالة الصلبة فهمها. ثم نقدم بعض الأمثلة التى توضح كيف أن تقنيات الحالة الصلبة فى الحصول على معلومات تفيد فى دراسة التركيب البنائى وخصائص بعض الجزيئات الحيوية.

## 8-2 المواد الحيوية BIOMATERIALS

تعرف المواد الحيوية الصناعية طبقاً لاستخدامها فى المجال الحيوى، فعلى سبيل المثال عدسات داخل العين (العدسات اللاصقة intraocular lenses). تتركب مادة هذه العدسات من الأكريليك (acrylic) أو الميثيل المتعدد (polymethyl) وغيرها. تتميز هذه المادة بمعامل إنكسار كبير، سهولة التصنيع، إستقرار التركيب وعدم تغيره مع البيئة ولها خصائص ميكانيكية جيدة. يبين الشكل 8-1 عدسة لاصقة فى عين مريض. يوجد العديد من المواد الحيوية وتتضمن كل أنواع المواد الصلبة فمنها المعدنية ومنها السيراميكية ومنها الزجاجية ومنها مواد متبلرة. يبين الشكل 8-2 بعض الأمثلة لإستخدامات هذه المواد فى علاج الجسم البشرى كأجزاء تعويضية أو كأجزاء تدعيمية.

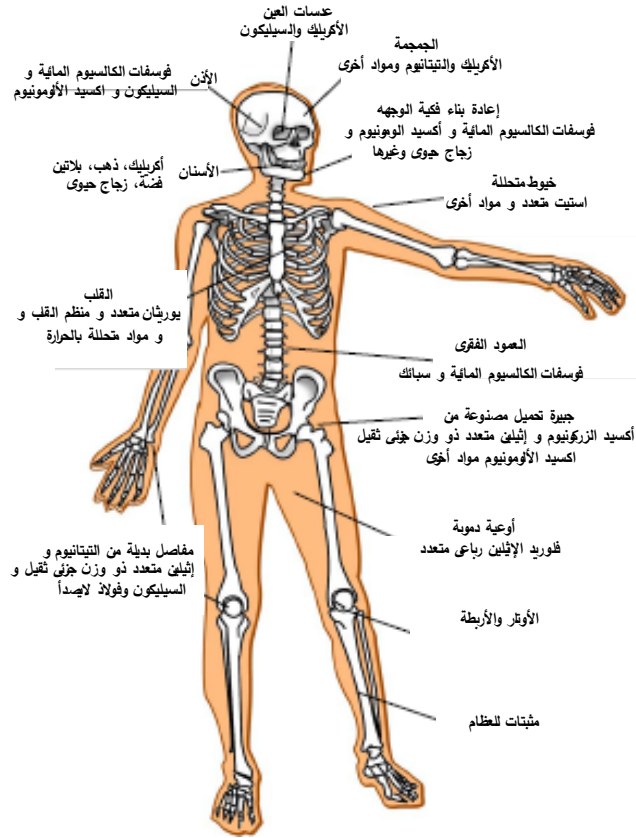


الشكل 8-1 عدسة لاصقة فى عين مريض.

يتم إختيار المواد التى تصلح حيويًا طبقاً لقواعد معينة تضمن سلامة الإستخدام فى المجال الحيوى وتوفر الخصائص اللازمة والمطلوبة فى تطبيق ما والتى تكون على النحو التالى : 1- يجب أن تتفق خصائص المادة مع خصائص الأجهزة الطبيعية من حيث الصلابة والتفكك الكيميائى والبياض والصفاء من الناحية الضوئية، 2- أن تكون المادة سهلة التشغيل، 3- أن جميع المواد الجديدة يجب أن تمر بتجارب على الحيوانات قبل الإستخدام الأدمى وذلك لضمان السلامة والكفاءة.

يمكن تعريف التوافق الحيوى للمادة ( **Biocompatibility** ) بأنها مقدرة المادة أداء وظيفتها مع إستجابة ملائمة (طبيعية) من المضيف. يرتبط التوافق الحيوى للمادة بدرجة كبيرة بتركيبها الكيميائى المبدئى (حيث يتغير التركيب فى المراحل اللاحقة فى كثير من الأحيان). كما يؤثر التركيب البنائى فى حيوية المادة حيث وجد أن ذوبان وتآكل المواد المتبلورة يكون أقل، بينما تظهر المواد الأمورفية ذوباناً أعلى وتفككاً أسرع مما يجعلها أكثر

## حيوية.



الشكل 8-2 بعض أمثلة لمواد حيوية تستخدم فى جسم الإنسان.

### 3-8 الزجاج الحيوى BIOACTIVE GLASS

#### 1-3-8 الاكتشاف والتركيب

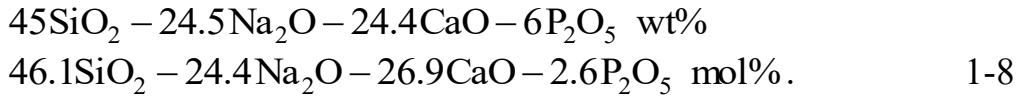
فى البداية كانت المواد المستخدمة معدنية بالدرجة الأولى وكانت معرضة للتآكل والفشل فى النهاية بسبب الطبيعة العدوانية جداً لسوائل الجسم. لذلك كانت حتمية البحث عن مواد لها مقدرة جيدة لمقاومة الهجوم الكيميائي للجسم. وبين العديد من المواد وجدت المواد

السيراميكية بما فيها الزجاج الكثير من الإستخدامات فى مجال العناية الصحية سواء خارج الجسم البشرى أو داخله. وفى نصف القرن الماضى، وعلى وجه التحديد، فى منتصف 1960 إتجه التطوير فى مجال المواد الحيوية إلى هدف الكشف عن وتصنيع مواد خاملة كيميائياً بقدر الإمكان وتقليل تفاعل المادة مع الجسم المضيف وذلك لتحقيق التوافق الحيوى والبقاء الطويل المدى للجزء المزروع.

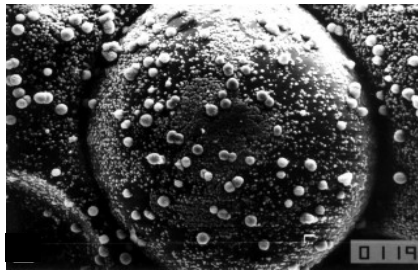
فى أواخر الستينات وأوائل السبعينات من القرن الماضى أدى الطلب لمواد زرع أفضل مفهوم جديد وهو أن المواد السيراميكية الحيوية يجب أن تُقلد (تمائل) النسيج العظمي الطبيعي. وكانت مادة فوسفات الكالسيوم المائية (hydroxyapatite, HA) هى المادة المناسبة حيث تم إستخدامها كبديل للعظام نظراً لتوافقها الجيد. فى نفس الوقت (1969)، تم تطوير هذا المفهوم حيث إخترع العالم لارى هينتش (Larry Hench) مادة زجاجية من السيليكا وتحتوي على كالسيوم وفسفور ولها تركيب مطابق لتركيب العظام ويتم زرعها داخل الجسم.

بالإستناد على نظام ثلاثى من زجاج سيليكات الكالسيوم ( $\text{Na}_2\text{O}-\text{CaO}-\text{SiO}_2$ ) الذي يحتوي على نسبة ثابتة من خامس أكسيد الفوسفور كان العالم هينتش أول من درس خصائص الزجاج الحيوى. وكان أول زجاج حيوى يتم إنتاجه بشكل تجارى هو الزجاج الحيوى 45S5 والذي له التركيب الكيميائى،





وكانت الثورة الحقيقية فى هذا المجال عندما وجد هينتش بعد زرع هذا الزجاج فى العظام أن الزجاج قاوم الإزالة والطرْد مِنْ مكانِ الزرعِ وذلك بتكوين روابط (إلتصاق) مع العظام. وهنا أستخدم هينتش مصطلح الزجاج النشط حيويًا (الزجاج الحيوى، bioactive glass) لوصف الروابط التى تنشأ بين المادة المزروعة وأنسجة الجسم المضيف. وبناء على ذلك يمكن تعريف المادة النشطة حيويًا بأنها المادة التى تَنْتَرِغُ إستجابة حيوية معيّنة فى منطقة الاتصال والتى تُؤدّي إلى تكونِ رابطة بين الأنسجة والمادّة. هذا بالإضافة إلى السلوك المشترك لهذه المواد مع العظام وهو تكون طبقة سطحية من فوسفات الكالسيوم الكربونية المائية (hydroxycarbonate apatite, HCA). يبين الشكل 3-8 تكون كرات صغيرة من الزجاج النشط حيويًا سطح خاص بعد 24 ساعة فقط.

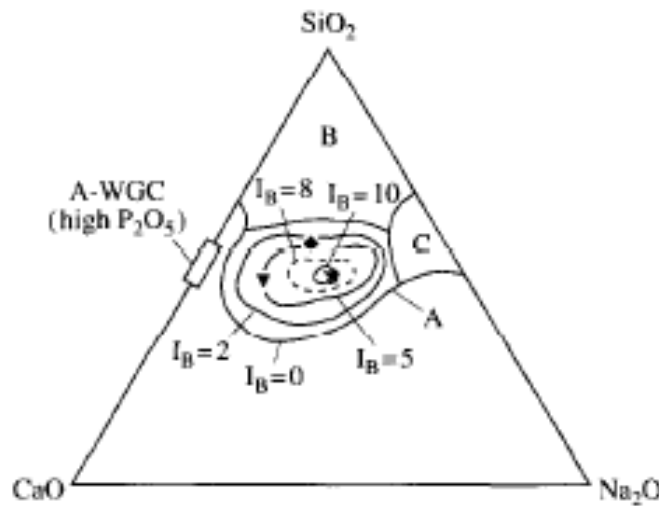


الشكل 3-8 صورة ميكروسكوب الكترونى ماسح تبين تكون كرات صغيرة من الزجاج النشط حيويًا سطح خاص بعد 24 ساعة فقط.

### 2-3-8 أنواع وخصائص الزجاج النشطة حيويًا

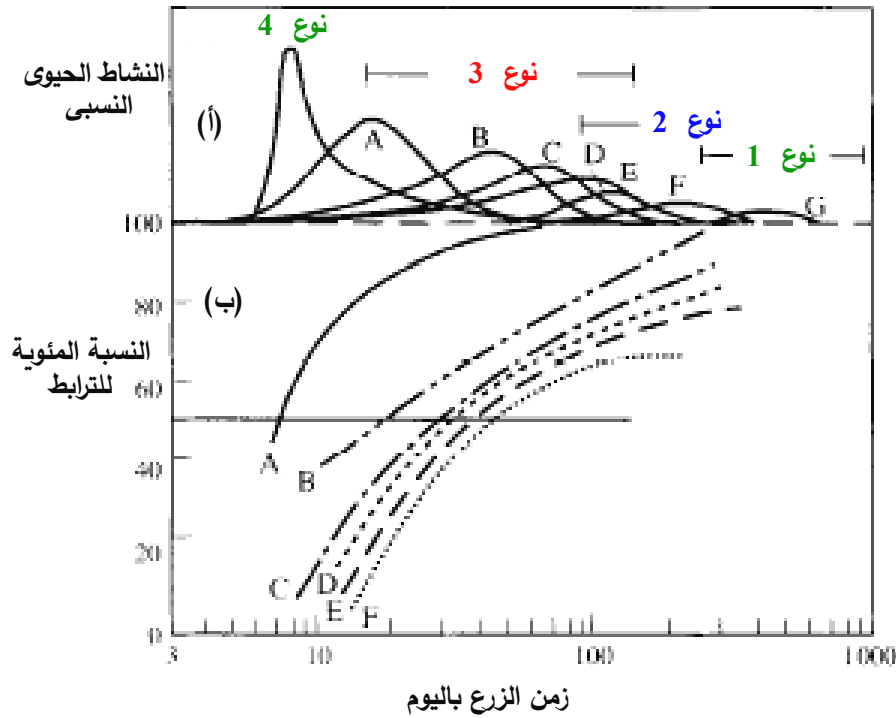
توجد أنواع مختلفة من الزجاج النشط حيويًا ومعظمها تحمل ماركات مسجلة، ومنها:

الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، الزجاج السيراميكي النشط حيويًا مثل Cervital<sup>®</sup>، فوسفات الكالسيوم الكثيفة مثل Durapatite<sup>®</sup> أو Calcitite<sup>®</sup>، كما يوجد العديد من المركبات النشطة حيويًا مثل الإيثيلين المتعدد-الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، السلفون المتعدد-الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، مخاليط الإيثيلين المتعدد-فوسفات الكالسيوم المائية (Hapex<sup>®</sup>). يبين الشكل 4-8 مخطط التركيب الكيميائى للزجاج الحيوى والذي يتركب أساساً من السليكا وأكسيد الكالسيوم وأكسيد الصوديوم ونسبة صغيرة من خامس أكسيد الفوسفور.



الشكل 4-8 مخطط التركيب الكيميائى للزجاج الحيوى تشير المناطق المختلفة إلى تركيزات ثابتة مختلفة من  $P_2O_5$  تزداد من A إلى D كما يزداد أيضاً كثافة النشاط الحيوى  $I_B$ .

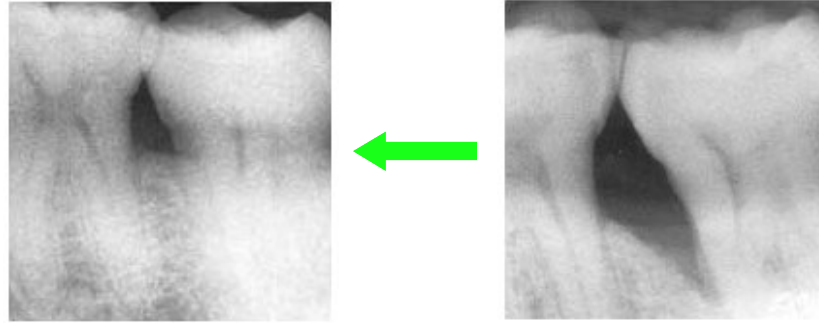
تكون جميع المواد النشطة حيويًا رابطة سطحية مع العظام. فى الحقيقة وجد أن كل من إعتداد كثافة الروابط على الزمن، قوة الروابط، آلية الربط وسمك حيز الربط تختلف من مادة إلى أخرى. يبين الشكل 5-8 هذا المفهوم.



الشكل 5-8 إعتداد كل من النشاط الحيوى النسبى والنسبة المئوية لتكون الرابطة بين العظام المادة المزروعة على الزمن لعدة مواد حيوية.

تكون المواد النشطة حيويًا طبقة ملتصقة بسطح النسيج الحيوى لها المقدرة على مقاومة القوى الميكانيكية، كما يبين الشكل 6-8. فى كثير من الأحيان، تكون متانة إلتصاق هذه الطبقة المتكونة مكافئة أو أكبر من قوة تماسك المادة المزروعة أو النسيج المرتبط بها. عندما يحدث فشل وجد أنه يحدث فى الجزء المزروع أو فى العظام ولكن لم يحدث أبداً فى

الطبقة البينية المتكونة. يبين الجدول 1-8 تركيب وخصائص بعض أنواع الزجاج الحيوى المسجلة تجارياً.



الشكل 6-8 صورة ميكروسكوب الكترونى ماسح تبين الارتباط بين عظام السن والمادة المزروعة

الجدول 1-8 تركيب (وزن %) خصائص بعض أنواع الزجاج الحيوى.

| المكون                        | زجاج حيوى<br>® 45S5 | زجاج حيوى<br>® 45S5.4F | زجاج حيوى<br>® 45B15S5 | زجاج حيوى<br>® 52S54.6 |
|-------------------------------|---------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| SiO <sub>2</sub>              | 45                  | 45                     | 30                     | 52                     |
| P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | 6                   | 6                      | 6                      | 6                      |
| CaO                           | 24.5                | 14.5                   | 24.5                   | 21                     |
| Na <sub>2</sub> O             | 24.5                | 24.5                   | 24.5                   | 21                     |
| B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | -                   | -                      | 15                     | -                      |
| CaF <sub>2</sub>              | -                   | 9.8                    | -                      | -                      |
| قوة الانحناء                  | MPa 60-40           |                        |                        |                        |
| معامل يانج                    | 50 GPa -30          |                        |                        |                        |

كانت حاجة مجال كيمياء السطوح للمواد المزروعة ماسة لتطوير المواد لكى تلبى

متطلبات التعمير (aging)، حيث وجد إن مسألة التوافق الحيوى وحدها لا تكفى، لذلك كانت

الضرورة ملحة لنظرية جديدة تحدد شروط المواد النشطة حيويًا بدقة. وضع هينتش وإثردج

عام 1982 نظرية عامة تصف المادة النشطة حيويًا على النحو التالى إلى :

1- لكي تكون المادة المزروعة مثالية فإنها يجب أن تخدم كما لو أنها كانت مكافئة

لالنسيج المضيق.

2- بديهية 1. يجب أن يكون النسيج المتكون في الوصلة (السطح البينى) مكافئاً للنسيج

المضيق الطبيعي.

3- بديهية 2. يجب أن تكون إستجابة (رد فعل) المادة المزروعة للمحفزات الطبيعية مثل

إستجابة النسيج المستبدل.

لأنه تعتمد هذه البديهيات على بعضها البعض. يجب أن تتكون روابط مستقرة بين

النسيج الحي والمادة المزروعة لكي نحصل على إستجابة فيزيائية مكافئة وعلى المحفزات

الفيزيائية المسيطرة الضرورية للحصول على وصلة مستقرة. تتطلب هذه النظرية العامة أن

تحقق المواد الحيوية كل من التوافق الكيميائى الحيوى والميكانيكى الحيوى، لذا، فإنه بجانب

النشاط الحيوى للمادة يجب أن تكون خصائصها الفيزيائية والميكانيكية مماثلة للعظام

المستبدلة بالزراع. فعلى سبيل المثال، عندما يكون معامل يانج للمادة المزروعة عالياً فإن

ذلك يؤدى أن المادة المزروعة تحمل كُلاًّ الإجهاد وهذا يؤدى بدوره إلى تغليف العظام

بإجهاد. فمن المعروف أنه لكي تبقى العظمة صحيّة يجب أن تظل مُحمّلة تحت تأثير شدّة. مع مرور الوقت سوف يخضع الأجهاد المغلف للعظام لتغيير حيوي والذي يؤدي إلى امتزاز بين العظام والوصلة بين العظم المغلف بإجهاد والمادة المزروعة وبالتالى يحدث تدهور للتركيب العظمي ويصبح ضعيفاً.

إحدى التحديات التى تواجه العلماء فى مجال المواد الحيوية هى النمو المفاجئ لإستخدام المواد المزروعة هذا بالإضافة إلى ارتفاع العمر المتوقع للمرضى، حيث يتوقع أن تعيش نسبة متزايدة من المرضى عمر أطول من العمر المتوقع للمواد المزروعة. لذلك فإن الحاجة ملحة لجيل جديد من مواد الزرع وتصاميم الجراحات التريقية يكون لها عمر إفتراضى يتراوح بين 20 و 40 سنة وهذا ضعف عمر الكثير من الأجهزة الحالية. ولهذا السبب فإن أنظار الباحثين تتجه الآن إلى فهم أن الأداء الطويل المدى لأجهزة الترقيع يجب أن يتم عن طريق الحصول على زراعة وسطية ذات بنية نسيجية وتوافق ميكانيكى مستقران فى نفس الوقت.

يمكن تقسيم المواد النشطة حيويّاً إلى أربعة أنواع رئيسية طبقاً لآلية إلتصاقها مع النسيج الخلوي وخصائصها كالتالى إلى:

1- مواد خاملة تقريباً، وهى مواد كثيفة وغير مسامية وتعشق ميكانيكياً أى تتصل بواسطة

نمو العظام مع نتوءات السطح عن طريق لصق الجهاز مع النسيج ومن أمثلتها: أكسيد الألومونيوم المتبلر والزركونيا و الإيثيلين المتعدد.

2- مواد مسامية وتكون مادة مسامية خاملة ويتم الاتصال عن طريق نمو الأنسجة إلى المسامات الموجودة بها وتسمى هذه العملية بالترتيب الحيوى ومن أمثلتها أكسيد الألومونيوم المتعدد التبلر المسامي وفوسفات الكالسيوم المائية.

3- مواد نشطة حيويًا، وهي مواد كثيفة وغير مسامية وتتفاعل مع السطح مباشرة مكونة طبقة سطحية مع النسيج بواسطة روابط كيميائية وتسمى هذه العملية بالترتيب الحيوى ومن أمثلة هذه المواد الزجاج النشط حيويًا و زجاج-سيراميك نشط حيويًا وفوسفات الكالسيوم المائية.

4- مواد ممتصة، وهي مواد كثيفة مسامية أوغير مسامية من السيراميك القابل للذوبان وإعادة الإمتصاص مصمم ليحل محل العظام بشكل بطيئ، ومن أمثلة هذه المواد فوسفات الكالسيوم الثلاثي وحمض اللاكتيك المتعدد وكبريتات الكالسيوم. ويلخص الشكل 5-8 العديد من خصائص هذه المواد مثل إعتداد كل من التفاعل الحيوي النسبي ونسبة تكون الرابطة بين العظام المادة المزروعة على الزمن.

### 8-3-3 العظام كنسيج حى

العظام هى أنسجة متمعدنة (mineralized)، حيث تتكون من نسبة كبيرة (أكثر من 65 %) من المواد الغير عضوية. وتعتبر فوسفات الكالسيوم المائية (HA) هى المكون الأساسى الغير عضوى لهيكل العظام الأدمية. يشمل الطور الثانوي للمعدن على بلورات مجهرية فرعية لفوسفات الكالسيوم المائية، حيث يشكل الكالسيوم والفوسفات بناء هذه البلورات على النحو  $[Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2]$ . تقدم بلورات فوسفات الكالسيوم المائية وكذلك الزجاج الحيوى الدليل الخطى فى الأبعاد الثلاثة لهيكل العظام والذى يمكن نمو العظام إلى داخلها وبالت إلى يتوفر الاستقرار للمكان.

تظهر الأنسجة الحية إستجابة جيدة لمادة فوسفات الكالسيوم المائية لذلك فهى تستخدم كمادة مألئة، أو كمادة مغلفة، أو كجبيرة، أو فى زراعة الأسنان، .... وغيرها. تتميز هذه المادة بتركيب مسامى يوفر أرضية لنمو الأوعية الليفية والتى عندما تتبع بخلايا عظمية متباينة يُؤدى إلى ترسيب رقائق عظم جديدة. فى هذا المجال، تفضل مواد الزرع المسامية عن غير المسامية للأسباب الآتية:

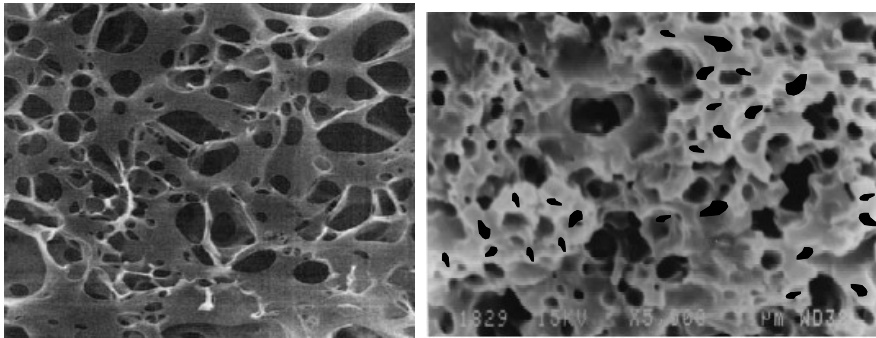
- 1- المساحة السطحية للمواد المسامية كبيرة وهذا يؤدى إلى ميل كبير للإمتزاز الحيوى والذى ينتج نشاط حيوى عالى، كما يبين الشكل 7-8 .



2- تقدم المسامات المتصلة فيما بينها هيكل البناء اللازم لنمو العظام داخل هيكل المادة المزروعة وهكذا يتم تثبيت البديل الصناعى مع العظام المحيطة مع المحافظة على قوة المادة المزروعة وعدم إضعافها.

3- تعمل المسامات المتصلة فيما بينها مثل جهاز من القنوات الوعائية والتي تضمن إمداد الدم والتغذية للعظام.

ورغم ما سبق فإن قوة الكسر ومقاومة الإجهاد المنخفضة التي تميز المواد النشطة حيويًا المسامية من السيراميك والزجاج تقف عائقاً وتحد من الإستخدام. بشكل عام بالرغم من الخصائص الميكانيكية الفقيرة فإن فوسفات الكالسيوم يمكن أن يعطى أنسجة صناعية بديلة جديدة وصلبة نظراً لخصائصها فى التوصيل بين العظام. أضف إلى ذلك، أن التوافق الحيوي الع إلى يتطلب أن يكون تركيب فوسفات الكالسيوم المائىة مسامى بنسبة 70%.



الشكل 7-8 التركيب المسامى لمواد نشطة حيوية.

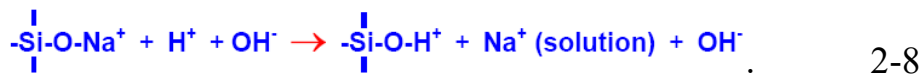
يعتبر مرض العظام حالة صحية خطيرة يكون لها مردوداً مباشراً على نوعية حياة

المرضى. فى معظم الحالات، يتطلب علاج إصابات العظام إلى عملية زرع عظام والتي فى الغالب يتم فيها إستخدام عظام أخرى من المريض أو عظام غريبة (من شخص آخر). أحياناً، عند زرع عظام غريبة يحدث معها إنتقال فيروسى أو عدوى بكتيرية من المتبرع، هذا بالإضافة إلى محدودية كمية العظام المتبرع بها. نظراً لما سبق، فإن الحاجة تتطلب البحث عن مواد صناعية تصلح للزرع فى العظام.

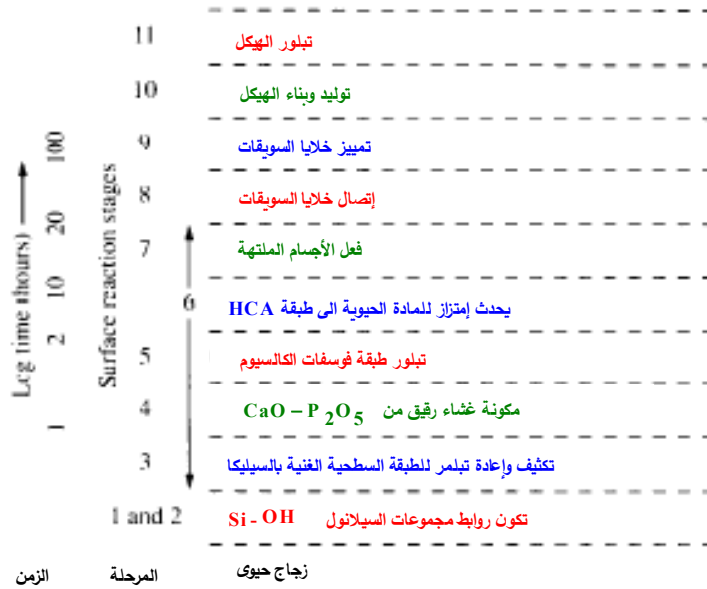
### 4-3-8 ميكانيكية الربط فى المواد النشطة حيوياً

تتشترك المواد النشطة حيوياً فى نفس السلوك عند زرعها فى الوسط الحى، حيث يحدث تعديل للسطح المتكون مع مرور الوقت. تمر المادة بمراحل عديدة منذ لحظة الزرع وحتى تتحول فى نهاية المطاف إلى مادة حية على شكل عظام. يلخص الشكل 8-8 المراحل المختلفة (التفاعلات المختلفة) للزجاج الحيوى المزروع مع سطح نسيجى.

المرحلة الأولى- تمثل هذه المرحلة فقد أيونات الصوديوم ( $\text{Na}^+$ ) من سطح الزجاج عن طريق التبادل الأيونى مع الهيدروجين ( $\text{H}^+$  أو  $\text{H}_3\text{O}^+$ ). تتم هذه العملية بسرعة كبيرة وفى الدقائق الأولى من تعرض الزجاج إلى سائل الجسم البشرى،

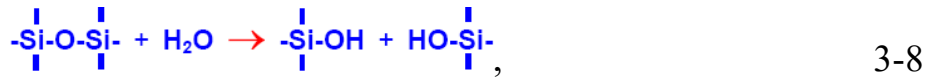


وتكون هذه المرحلة عادة محكومة بالانتشار وتظهر إعتقاد عكسى على الزمن ويكون على

الصورة،  $t^{-1/2}$ .

الشكل 8-8 التفاعلات المختلفة التى تحدث بالتتابع فى السطح المتكون بين زجاج حيوى ونسيج حى.

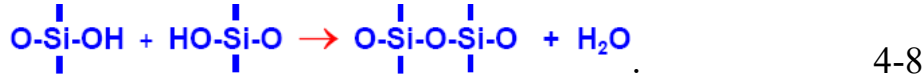
المرحلة الثانية- يؤدى تعرض الزجاج إلى الوسط المائع إلى تكسير موضعي لشبكة السيليكا (Si-O-Si) ونقص فى السيليكون نتيجة تكون مجموعات السيلانول (مجموعات هيدروكسيد السيليكا، Si-OH) عند السطح الفاصل بين الزجاج والسائل،



وتكون هذه المرحلة عادة محكومة بالتفاعل السطحى وتظهر إعتقاد طردى مع الزمن ويكون على الصورة،  $t^1$ .

المرحلة الثالثة- وفيها يحدث تكثيف وإعادة بلورة للطبقة السطحية الغنية بالسيليكا

والمستنفذة من الكاتيونات القلوية والأرضية، كما يتضح من التفاعلات.



المرحلة الرابعة- وفيها تحدث هجرة لمجموعات  $\text{Ca}^{+2}$  و  $\text{PO}_4^{-3}$  من الزجاج إلى

السطح خلال الطبقة الغنية بمجموعات  $\text{SiO}_2^-$  مكونة غشاء رقيقاً من فوسفات الكالسيوم

( $\text{CaO}-\text{P}_2\text{O}_5$ ) فوق الطبقة الغنية بـ  $\text{SiO}_2^-$ ، ثم يتبع ذلك نمو فى هذا الغشاء مع إستمرار

مشاركة مجموعات الكالسيوم ( $\text{Ca}^{+2}$ ) والفسفور ( $\text{PO}_4^{-3}$ ) من السائل.

المرحلة الخامسة- وفيها يحدث عملية تبلور لطبقة فوسفات الكالسيوم على السطح.

(أو طبقة كربونات مائية HCA).

المرحلة السادسة- وفيها يحدث امتزاز للمادة الحيوية إلى طبقة HCA.

المراحل من السابعة إلى الحادية عشر - وفيها عملية الشفاء وعمليات الانقسام

والتقوية وذلك بعد تمام تكون طبقات السطوح وتبلورها.

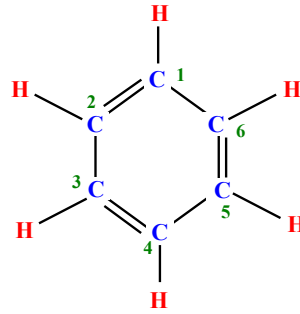
#### 4-8 خصائص التركيب الإلكتروني للجزيئات الحية

#### 1-4-8 الإلكترونات المتمركزة LOCALIZED ELECTRONS

كما هو معروف، تختلف الجزيئات الحيوية عن الغير عضوية حيث أن هذه

الجزئيات تتميز بحجم كبير ويحتوي الجزئ منها فى الغالب على الاف الذرات. هذا بالإضافة إلى أن الجزئيات الحيوية تتكون فى الأساس من الكربون والهيدروجين كما تحتوى على ذرات أخرى مثل الأكسجين، النيتروجين، والفسفور. فى مثل هذه الحالة فإن دراسة الوضع الإلكتروني فى الجزئيات وخاصة عدم تمركزة فى موضعه الصحيح (delocalization) تعتبر مهمة جدا وضرورية لفهم خصائص المواد العضوية والتي تلعب دوراً مهماً فى مجال الكيمياء الحيوية.

يبين الشكل 8-9 مثال بسيط لتركيب المواد العضوية وهو جزئ البنزين. هذا الجزئ عبارة عن حلقة سداسية تتكون من 6 ذرات كربون عند الزوايا ويرتبط بكل منها ذرة هيدروجين. من المثير فى هذا الجزئ أن نجد أن بعض الإلكترونات المصاحبة للروابط المزدوجة لا تتمركز (غير موضوعة delocalized) بشكل حقيقى بين زوج ذرات معين ولكن تدور حول الحلقة الداخلية، الأمر الذى معه يمكن القول أن هذه الإلكترونات تدور فى مستويات طاقة لا تخص ذرة بعينها ولكن تخص الجزئ ككل. تعرف مثل هذه الإلكترونات بالإلكترونات ذات رابطة باى ( $\pi$ -electrons) والتي سوف نلقى عليها الضوء فيما يلى.



الشكل 8-9 تركيب جزئ البنزين.

تخبرنا الكيمياء بأن 3 الكترونات من الألكترونات الأربعة فى كل ذرة كربون تحتل مدارات  $sp$  المهجنة والتي تعرف بمدارات سيجما ( $\sigma$ -orbitals). تكون هذه المدارات موضوعة على إمتداد الخط الواصل بين الذرات. وللحصول على طاقة هذه المدارات وجد أن نموذج الترابط الوثيق ( $\text{tight binding model}$ )، الذي تكلمنا عنه من قبل، هو النموذج المناسب، كما سيتبين لاحقاً.

فى هذا النموذج يتم إعتبار أن مدار الجزيئ يكون مكوناً من تركيب خطى من مدارات ذرية يمكن وصفه بدالة موجية على الصورة،

$$\psi = \sum_r C_r \phi_r, \quad 5-8$$

حيث تشير  $\phi_r$  إلى المستويات الذرية  $P_y$  لمختلف الذرات الموجودة فى الحلقة، ويكون المجموع على ذرات الكربون الستة. تكون  $C_r$  فى المعادلة السابقة مقادير ثابتة يمكن تعيينها. تكون معادلة شرودينجر للإلكترونات غير الموضوعة على الصورة،

6-8

تتضح أهمية هذه المعالجة عند مقارنة طاقة الإلكترون المتمركز (الموضوع) بطاقة الإلكترون غير الموضوع. فى حالة التمرکز، تكون الطاقة الكلية هي  $6\alpha + 6\beta$ ، حيث ينشأ الحد الثانى من أنه يوجد 3 روابط مزدوجة وتتشغل كل رابطة بالإلكترونين إثنين. بينما فى حالة عدم التمرکز، تكون الطاقة الكلية هي  $6\alpha + 8\beta = 2(\alpha + 2\beta) + 4(\alpha + \beta)$ . وحيث أن  $\beta$  سالبة فإن طاقة الحلقة تقل بمقدار  $2|\beta|$  نتيجة عدم التمرکز، وهذا هو العامل المسئول عن الإستقرار الكبير فى جزئ البنزين وبالتالى فى الجزيئات الأروماتية (aromatic molecules) الأخرى. فى مجال الكيمياء، تعرف ظاهرة إنخفاض الطاقة نتيجة عدم تمرکز الإلكترونات بطاقة الرنين (resonance energy).

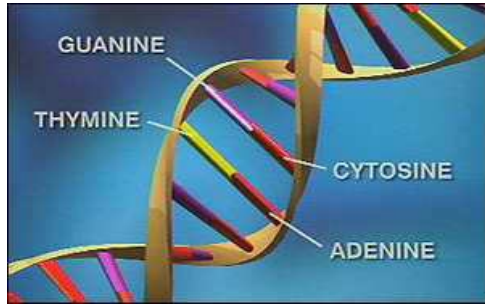
بالإضافة إلى ما سبق، يمكن الحصول على معلومات أخرى من نموذج الترابط الوثيق غير التى نحصل عليها من معادلة التركيب الكيميائى. فعلى سبيل المثال، يمكن حساب طاقة التأين والتى هى عبارة عن الطاقة اللازمة لإزالة الإلكترون من الجزيئ. كذلك يمكن حساب الميل الإلكتروني (electron affinity) والتى تمثل الطاقة اللازمة لإزالة الإلكترون من الأيون السالب أحادى الشحنة.

## 2-4-8 الأحماض النووية NUCLEIC ACIDS

تعتبر الأحماض النووية مثل الدنا (DNA) و الرنا (RNA) ذات أهمية كبيرة بسبب



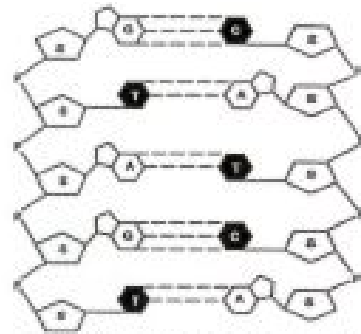
أنها تنقل الشفرات الجينية من الأباء إلى النسل. تتكون هذه الأحماض من جزيئات طويلة جداً تسمى بالمتنويات المتعددة (polynucleotides)، والتي فيها يتكون العمود الفقري للجزئ من السكر. تتصل بسلسلة الجزئ مجموعات جانبية تتكون من حلقات البيورين (purine) والبيريميدين (pyrimidine)، والتي إلى حد ما تكون شبيهة بحلقات البنزين. لا يتكون جزئ الدنا من ضفيرة واحدة بل من ضفيرتين مجذولتين تلتقان في تركيب حلزوني يعرف باللولب المزدوج، كما هو مبين بالشكل 8-10.



(ج)



(ب)



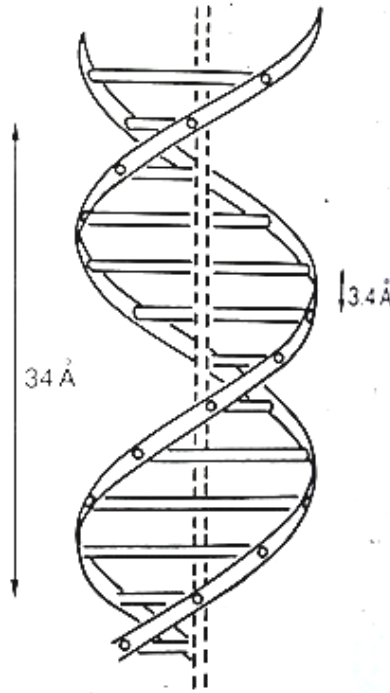
(أ)

الشكل 8-10 (أ) و (ب) مخططات تركيب الدنا، (ج) مخطط حمض أميني يبين المجموعات الجانبية.

ترتبط الضفيرتين في الدنا معا بواسطة رابطة هيدروجينية بين الحلقات الجانبية للسلاسل. الرابطة الهيدروجينية هذه هي ببساطة طاقة رنين تنتج عن عدم التمرکز الإضافي الذي تسببه الكترونات- $\pi$  عند إندماح الحلقات الجانبية معاً.

تم معرفة التركيب الحلزوني المزدوج للدنا على يد العالمان واطسون وكريك ( Watson & Crick ) عند تفسير نماذج تشتت الأشعة السينية للمادة. يمكن تطوير نظرية تشتت الأشعة السينية للتركيب الحلزونية بنفس الطريقة التى أستخدمت مع التركيب المتبلورة المنتظمة. يجب التنويه بأن نماذج التركيب الحلزونية تتميز بغياب خطوط تشتت معينة وهذا الغياب يعتبر من الشواهد التى تدل على تركيب حلزوني. من هذه التجارب وجد أن طول الخطوة فى حلزون الدنا هي  $34 \text{ \AA}$  ونصف قطره يساوى  $20 \text{ \AA}$ ، كما هو مبين بالشكل 8-11.

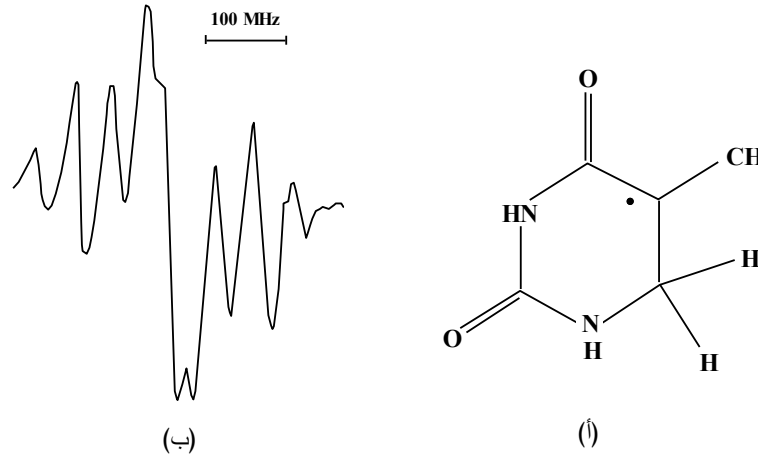
وجد أن تعرض المواد الحيوية للإشعاعات يسبب تلفاً بها وتعتبر دراسة هذا الموضوع من الأهمية نظراً لتعرض الجسم البشر للعديد من الإشعاعات المختلفة منها: الإشعاعات الصادرة عن أجهزة التلفاز، الأشعة السينية من الآلات وأكثر من ذلك الأشعة الآتية من الشمس نفسها. فعند تعرض الدنا والجزيئات الأخرى للإشعاع يحدث تحول وينتج مجموعة من الجزيئات الجديدة. يحدث التحول نتيجة إعادة الترتيب التى تحدث للذرات أو للأيونات نتيجة إمتصاص الطاقة من الإشعاعات الساقطة. لا يحدث التحول مباشرة فى شكل تفاعل كيميائى بسيط ولكن نتيجة تفاعلات وسطية عديدة.



الشكل 8-11 مخطط يبين الخطوة فى تركيب الدنا.

وبالرغم من أن المواد اللابِتدائية والنهائية تكون سهلة الإنقياد لتقنيات الكيمياء التقليدية إلا أن هذه التقنيات تبقى عاجزة عن التعرف على المركبات الوسطية، وهنا تبرز الفائدة الخاصة التى توفرها طرق الحالة الصلبة. تكون المركبات الوسطية عبارة عن شقوق حرة (جمع شق، جذور حرة)، بمعنى أن الحزيئات تملك إلكترونات فردية أو غير زوجية. تكون الشقوق الحرة تفاعلية جداً وتتحد بسرعة مع بعضها البعض مكونة مواد مستقرة ذات إلكترونات زوجية. من الجيد أن نجد الشقوق فى حالتها الحرة تظهر محصلة لف ذاتي وبالت إلى تصلح أو تطيع تقنية تحليل الرنين الالكترونى المغزلى (ESR). فعلى سبيل المثال، يبين الشكل 8-12 (أ) الشق الأكثر وفرة الموجود في عينات مشعة من الدنا الغنى

بالثيمين (thymine-enriched DNA). ينتج هذا الشق من الثيمين عن طريق كسر الرابطة  $C = C$  وإضافة ذرة هيدروجين.



الشكل 12-8 (أ) شق الثيمين الحر، حيث تشير النقطة إلى الكترون فردى، (ب) طيف ESR للدنا المشعع مقاس عند درجة حرارة الغرفة.

يبين الشكل 12-8 (ب) طيف الرنين الالكترونى المغزلى لهذا الشق بعد التشعيع، حيث يتكون الطيف من 8 خطوط منفصلة بشكل جيد. يمكن الحصول على معلومات عن التركيب الالكترونى بواسطة تحليل هذا الطيف.

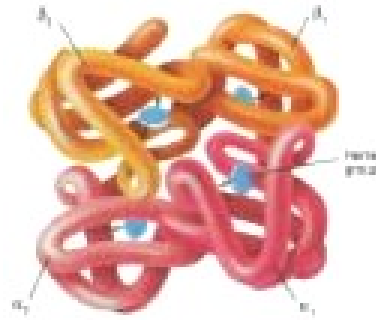
### 3-4-8 البروتينات PROTEINS

كما نعلم، تقوم البروتينات بوظائف حيوية فى الكائن الحى وتتغير هذه الوظائف على مدى واسع. وعلى غرار المتنويات المتعددة تكون جزيئات البروتين عبارة عن سلاسل متبلمرة طويلة جداً وتحتوي على عدد كبير من الوحدات المتكررة (1000)، الأمر الذى معه يبلغ الوزن الجزيئى إلى  $10^5$ . تختلف البرتونات عن المتنويات المتعددة والتي تكون فيها الوحدة

المتكررة هي أحماض نووية، حيث تكون الوحدة المتكررة في حالة البروتينات أحماض أمينية. يوجد 21 نوع من الأحماض الأمينية المختلفة. وفي هذا الصدد، يمكن الاستفادة من تطبيقات الحالة الصلبة في بيان أهمية جزئ الهيموجلوبين والذي يلعب الدور الرئيسى في عملية التنفس، حيث يقوم بنقل الأكسجين من الرئتين إلى المخ والعضلات ويعود بثنائى أكسيد الكربون إلى الرئتين.

الجزء النشط في جزئ الهيموجلوبين هو مجموعة الهيماتين (hematin) وهى عبارة عن مركب يتكون من الحديد. يتم نقل كل من  $O_2$  و  $CO_2$  عن طريق الإتصال بذرة الحديد في هذه المجموعة. ومما سبق يتبين أن وظيفة جزئ الهيموجلوبين تتأثر بشدة بالحالة الإلكترونية لذرة الحديد. وحيث أن هذه الذرة تطيع تقنيات الحالة الصلبة، فإن العديد من القياسات يمكن إجراؤها على الهيموجلوبين. على كل حال، يكون جزئ الهيموجلوبين طويلاً جداً حيث يحتوي على 574 حمض أمينى و 4 مجموعات هيماتين، كما يبين الشكل 8-13.

يوجد جزئ آخر له علاقة ولكنه أبسط في التركيب هو الميوجلوبين (myoglobin). يتكون الميوجلوبين من 150 حمض أمينى ومجموعة هيماتين واحدة. يبين الشكل 8-14 تركيب الميوجلوبين.



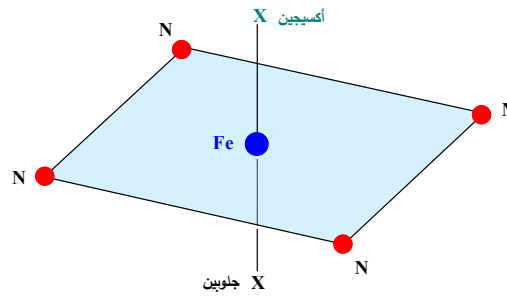
الشكل 8-13 جزئ الهيموجلوبين



8-14 جزئ ميوجلوبين.

يبين الشكل 8-15 مجموعة الهيماتين فى جزئ الميوجلوبين والتي تتكون من جزئ مستوى عمودى على محور البصر توجد فى مركزة ذرة الحديد محاطة بأربع ذرات نتروجين، ويكون مستوى الهيماتين عمودى على محور جزئ الميوجلوبين. من الشكل يتضح أنه بالإضافة إلى ذرات النتروجين الأربعة فإن ذرة الحديد تتصل بذرتين أخرتين (أو مجموعات) على جانبي المستوى، تكون إحداها هي ما تبقى من جزئ الميوجلوبين وتكون الأخرى إما جزئ إكسجين أو ثانى أكسيد الكربون. إذا تم إستبدال الأكسجين بوحدة أخرى (مثل

الفلورين أو السيانيد مثلاً) فإن وظيفة الجزئ تتعطل، كما يحدث فى حالة التسمم (التنفسى).  
 يمكن الإستفادة من تقنية الـ ESR فى الحصول على معلومات عن جزئ الميوجلوبين وذلك عن طريق فحص الحالة المغزلية لذرة الحديد. نعلم أن الحديد يوجد فى الجزئ على شكل أيون له حالتين: حالة الحديدك،  $Fe^{3+}$  وحالة الحديدوز،  $Fe^{2+}$ . فيما يلي سندرس الحالة الأولى لأنها الأبسط والأكثر نفعاً.



الشكل 8-15 مجموعة الهيماتين.

يحتوي أيون  $Fe^{3+}$  على 5 إلكترونات فى المدارات الفرعية 3d. فى هذه المدارات الفرعية من الممكن أن تتواجد الإلكترونات فرادى أو أزواجاً. فى الحالة الأخيرة يكون اللف المغناطيسى للإلكترونين متعاكساً. وتخبرنا قاعدة هوند (Hund) بأن الوضع الأكثر إستقراراً هو عندما تحتل هذه الإلكترونات الخمسة المدارات الفرعية d فرادى وبإتجاه لف مغزلى متوازى (أى فى نفس الاتجاه)، وبالتالى يكون اللف الكلى لأيون  $Fe^{3+}$  هو  $s = 5 \times \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$ ، وتسمى هذه الحالة حالة اللف المغزلى الع إلى . مثل هذا الوضع يكون

مشجع لأنه يعنى أن المادة تكون نشطة مغناطيسياً ويمكن أن تظهر إمتصاص طاقة أثناء فحص ال ESR.

عند تطبيق المجال المغناطيسى على الأيون فإن العزوم الزاوية المغناطيسية تأخذ إتجاهات مكممة طبقاً للعدد الكمي  $m_s$  على النحو،  $m_s = -s, -s+1, \dots, 0$ ، حيث  $S_z = m_s h$  هو مركبة العزم المغناطيسى على إمتداد إتجاه المجال. فى الحقيقة يوجد هنا مجالين مختلفين يجب التمييز بينهما: المجال الداخلى نتيجة التفاعل بين أيون  $Fe^{3+}$  مع الأيونات المجاورة ويكون إتجاه هذا المجال عمودى على مستوى مجموعة الهيماتين، والمجال الخارجى المطبق فى التجربة (ESR). فى حالتنا هذه، يكون المجال الداخلى أكبر ويكون هوالمسئول الأول عن إنشقاق المستوى المغناطيسى للأيون. ينشق مستوى الأيون  $Fe^{3+}$  إلى 3 مستويات فرعية تسمى مستويات زيمان، كما هو مبين بالشكل 8-16.

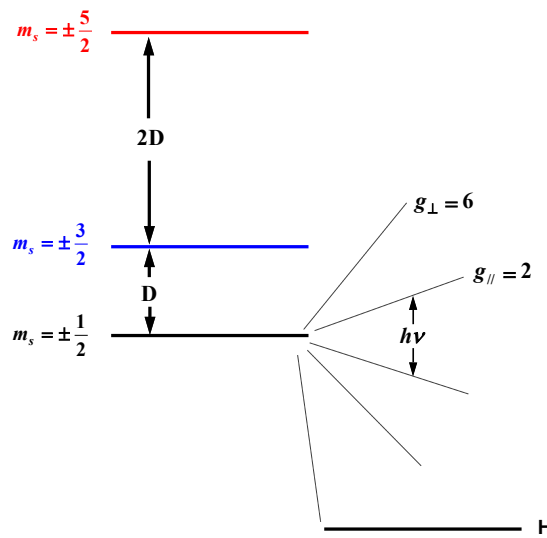
لاحظ أنه يوجد 3 مستويات زيمان فرعية وليس 6  $(2s+1=2(\frac{5}{2})+1=6)$  وذلك

لأن المستويات  $m_s = +\frac{1}{2}$  و  $m_s = -\frac{1}{2}$  تنحل إلى  $m_s = \pm\frac{3}{2}$  و  $m_s = \pm\frac{5}{2}$ . يكون سبب

هذا الإنحلال على النحو التالى: يحدث الإنشقاق أساساً بواسطة التفاعل مع الذرات الموجودة فى مستوى الهيماتين، وحيث أن المستوى يكون متماثل بالنسبة للإتجاهات العلوية



والسفلية العمودية على المستوى فإن الإتجاهات  $m_s = +\frac{1}{2}$  و  $m_s = -\frac{1}{2}$  على إمتداد محور الجزئ يكون متكافئة فيزيائياً ولذلك يكون لهما نفس الطاقة. يطبق نفس المفهوم على المدارات الفرعية الأخرى. نلاحظ أيضاً، أن الإنشقاق بين المستويات الفرعية يكون كبيراً وذلك لأن المجال الداخلى يكون كبيراً بدرجة ملموسة.



الشكل 8-16 إنشقاق المستوى المغناطيسي للأيون الحديديك بواسطة المجال الداخلى فى مجموعة الهيماتين. تمثل الخطوط المنقطعة إنشقاق أقل مستوى مغناطيسي فرعى ( $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ) بواسطة المجال الخارجى.

وعند تطبيق المجال المغناطيسي الخارجى H فإن كل مستوى فرعى ينشق إلى زوج من المستويات الفرعية الأخرى طبقاً للقيمتين المتاحتين لـ  $m_s$ ، كما يتضح فى الشكل 8-16، وهذا يعنى أن المجال الخارجى يزيل الإنحلال المصاحب للمجال الداخلى. على كل حال، عند درجة حرارة الغرفة يكون أقل مستوى،  $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ، مشغول بالإلكترونات ومن

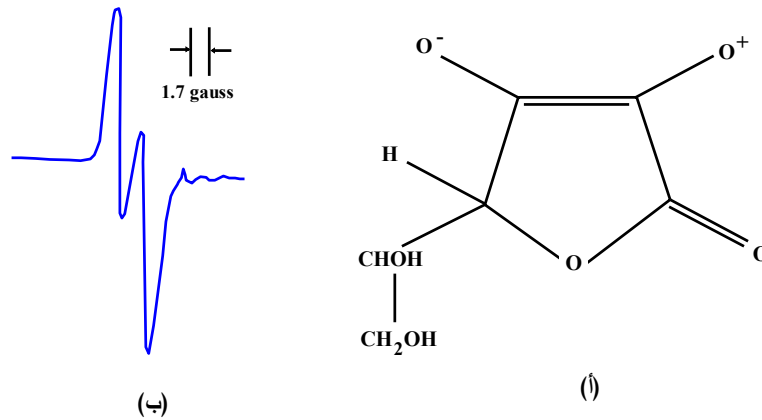
المتوقع الحصول على خط واحد فى تجربة ال ESR، ومع ذلك يمكن الحصول على معلومات مفيدة مثل اتجاه المجال الخارجى بالنسبة إلى مستوى الهيماتين.

عندما يكون المجال الخارجى  $H$  عمودى على مستوى الهيماتين يكون  $H$  موازياً للمجال الداخلى ويكون عامل لاندى  $g_{//} = 2$ ، كما فى حالة الإلكترون الحر. وعندما يكون المجال الخارجى  $H$  موازياً لمستوى الهيماتين تكون قيمة هذا العامل أكبر بكثير،  $g_{\perp} = 6$ . يمكننا قياس عامل لاندى عند إتجاهات مختلفة للجزئ وبالتالى فإنه بواسطة هذه التقنية (ESR) وبمساعدة تشتت الأشعة السينية يمكن دراسة التركيب البنائى للجزئ الهيموجلوبين.

أيضاً، يمكن الإستفادة من تقنية الرنين الالكترونى المغزلى (ESR) فى إلقاء الضوء على الإنزيمات. فمن المعروف أن الإنزيمات هى مواد بروتينية تعمل كمحفزات فى تفاعلات الكيمياء الحيوية (biochemical reactions). فى معظم الحالات يكون التفاعل متعدد المراحل ويكون الكثير من المركبات الوسيطة عبارة عن شقوق حرة، وبالتالى فإن تقنية ال ESR تكون مفيدة فى التعرف على هذه الشقوق وبالتالى إلى تتضح طبيعة التفاعل.

على سبيل المثال، أنزيم البيروكسيداز هو إنزيم مهم ويساعد على نقل الإكسجين من بيروكسيد الهيدروجين (فوق أكسيد الهيدروجين،  $H_2O_2$ ) إلى مواد الكيمياء الحيوية الأخرى. فإذا كانت المادة عبارة عن حمض الأسكوربك (فيتامين ج) فإن الحمض يتأكسد ويتوقع

تكون الشق المبين فى الشكل 17-8 (أ). وقد تم التَّحَقُّقُ من لك بواسطة قياسات ESR (الشكل 17-8 (ب)) وكما هو متوقع إنشق المستوى إلى إثنين بواسطة بروتون واحد فقط في كربون- $\beta$ .



الشكل 17-8 (أ) تركيب و (ب) طيف ESR شق حر من حمض أسكوريك متأكسد.

#### 4-4-8 التوصيل الكهربى الإلكتروني فى البروتينات

إفترض العالمان زينت وجيورجي (Szent-Gyorgyi) أن التوصيل الإلكتروني الذى يحدث فى أشباه الموصلات الذاتية يحدث أيضاً فى بعض أنواع البروتينات وأن هذا النوع من التوصيل هو المسئول عن النمط الأساسى لإنتقال الطاقة فى هذه المواد الحيوية. يمكن كتابة التوصيلية الكهربائية فى مثل هذه المواد على الصورة،

$$\sigma = \sigma_0 e^{-(E_g / 2kT)}, \quad 8-8$$

حيث  $E_g$  هى فجوة الطاقة. تكون فجوات الطاقة فى الميوجلوبين والهيموجلوبين هى

2.97 eV و 2.75 eV على الترتيب. تبين هذه القيم أن فجوة الطاقة تقترب من 3 eV وهذا يدل على أن الإلكترونات في مثل هذه المواد لا تثار عند درجة حرارة الغرفة وبالت إلى فإن هذه المواد لها عزل كهربى جيد، وكانت هذه النتيجة إحدى الصعوبات الرئيسية التى واجهت إفتراض التوصيل شبه الموصل كآلية للتفاعل الكيميائى الحيوى. والسؤال الذى يطرح نفسه هو كيف يكون التوصيل إلكترونى (شبه موصل) وإمكانية المتأصلة لعدم تركز الإلكترون فى البروتين إذا كانت إلكترونات- $\pi$  متمركزة عند روابط الببتيد (peptide bonds)؟ فى الحقيقة يحدث التزاوج الإلكترونى فى سلسلة الببتيد المتعدد وهذا التزاوج يقع غالباً بشكل كلى فى روابط الببتيد نفسها بينما يتركب بقية الجزء من أجزاء حمض أمينى مشبع. يتضمن تزاود الرابطة هذه 4 إلكترونات- $\pi$  (2 من رابطة C=O و 2 من زوج الإلكترونات غير المشتركة لذرة النتروجين). والإجابة على السؤال السابق هى أن وصلات الببتيد المجاورة تتفاعل مع بعضها البعض عن طريق مجموعات الهيدروجين. وبتبنى وجهة النظر هذه، نرى أن إلكترونات- $\pi$  تمتد إلى مجموعات المجاورة وفى النهاية إلى كل الببتيد المتعدد مؤدية إلى عدم التركز المطلوب. على كل حال، تدل الحسابات النظرية على وجود فجوات طاقة تتفق قيمتها مع النتائج التجريبية. وطبقاً لحسابات المدارات الجزيئية، فإن الأحماض الأمينية الأروماتية تكون فى الغالب مواد مانحة أكثر منها متقبلة.

## ملخص الباب

✖ يتم إختيار المواد التى تصلح حيويًا طبقاً لقواعد معينة تضمن سلامة الإستخدام فى المجال الحيوى وتوفر الخصائص اللازمة والمطلوبة فى تطبيق ما والتى تكون على النحو التالى : 1- يجب أن تتفق خصائص المادة مع خصائص الأجهزة الطبيعية من حيث الصلابة والتفكك الكيميائى والبياض والصفاء من الناحية الضوئية، 2- أن تكون المادة سهلة التشغيل، 3- أن جميع المواد الجديدة يجب أن تمر بتجارب على الحيوانات قبل الإستخدام الأدمى وذلك لضمان السلامة والكفاءة.

✖ يعرف التوافق الحيوى للمادة بأنها مقدرة المادة أداء وظيفتها مع إستجابة ملائمة (طبيعية) من المضيف. يرتبط التوافق الحيوى للمادة بدرجة كبيرة بتركيبها الكيميائى المبدئى.

✖ يوجد العيد من المواد الحيوية والتى أثبتت فاعلية كبيرة فى المجال الطبى منها المواد المتبلورة ومنها المواد السيراميكية ومنها الزجاج الحيوى.

✖ يجب أن يتوفر فى المواد الحيوية صفة الخمول الكيميائى بقدر الإمكان وعدم / أو ضعف تفاعلها مع الجسم المضيف وذلك لتحقيق التوافق الحيوى والبقاء الطويل المدى

للمادة المزروعة.

✕ الزجاج النشط حيويًا هو زجاج ذات تركيب كيميائي يماثل تركيب العظام ويقاوم رفض الجسم له عن طريق تكوين روابط مع العظام.

✕ تعرف المادة النشطة حيويًا بأنها المادة التي تنتزع إستجابة حيوية معينة في منطقة الاتصال (الزرع) والتي تؤدي إلى تكون رابطة بين الأنسجة والمادة. هذا بالإضافة إلى السلوك المشترك لهذه المواد مع العظام وهو تكون طبقة سطحية من فوسفات الكالسيوم الكربونية المائية.

✕ توجد أنواع مختلفة من الزجاج النشط حيويًا ومعظمها تحمل ماركات مسجلة، ومنها: الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، الزجاج السيراميكي النشط حيويًا مثل Cervital<sup>®</sup>، فوسفات الكالسيوم الكثيفة مثل Durapatite<sup>®</sup> أو Calcitite<sup>®</sup>، كما يوجد العديد من المركبات النشطة حيويًا مثل الإيثيلين المتعدد-الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، السلفون المتعدد-الزجاج الحيوى<sup>®</sup>، ومخاليط الإيثيلين المتعدد مع فوسفات الكالسيوم المائية (Hapex<sup>®</sup>).

✕ تعتمد كثافة الروابط التي تنشأ بين المواد النشطة حيويًا والعظام على الزمن، قوة الروابط، آلية الربط وسمك حيز الربط وهذه العوامل تختلف من مادة إلى أخرى.

✕ وضع هينتش نظرية عامة تصف المادة النشطة حيويًا على النحو التالى: 1- لكي

تكون المادة المزروعة مثالية فإنها يجب أن تخدم كما لو أنها كانت مكافئة للنسيج المضيف. 2- بديهية 1. يجب أن يكون النسيج المتكون في الوصلة (السطح البيني) مكافئاً للنسيج المضيف الطبيعي. 3- بديهية 2. يجب أن تكون إستجابة (رد فعل) المادة المزروعة للمحفّزات الطبيعية مثل إستجابة النسيج المستبدل.

✘ تتطلّب هذه النظرية العامة أن تحقق المواد الحيوية كل من التوافق الكيميائى الحيوى والميكانيكى الحيوى، لذا، فإنه بجانب النشاط الحيوى للمادة يجب أن تكون خصائصها الفيزيائية والميكانيكية مماثلة للعظام المستبدلة بالزراع.

✘ يمكن تقسيم المواد النشطة حيويًا إلى أربعة أنواع رئيسية طبقاً لآلية إلتصاقها مع النسيج الخلوى وخصائصها كالت إلى: 1- مواد خاملة تقريبا، وهى مواد كثيفة وغير مسامية وتعشق ميكانيكياً أى تتصل بواسطة نمو العظام مع نتوءات السطح عن طريق لصق الجهاز مع النسيج ومن أمثلتها: أكسيد الألومونيوم المتبلر والزركونيا و الإيثيلين المتعدد. 2- مواد مسامية وتكون مادة مسامية خاملة ويتم الأتصال عن طريق نمو الأنسجة إلى المسامات الموجودة بها وتسمى هذه العملية بالثبيت الحيوى ومن أمثلتها أكسيد الألومونيوم المتعدد التبلر المسامي وفوسفات الكالسيوم المائية. 3- مواد نشطة حيويًا، وهى مواد كثيفة وغير مسامية وتتفاعل مع السطح مباشرة مكونة طبقة سطحية

مع النسيج بواسطة روابط كيميائية وتسمى هذه العملية بالثبث الحيوى ومن أمثلة هذه المواد الزجاج النشط حيويًا وزجاج-سيراميك نشط حيويًا وفوسفات الكالسيوم المائية. 4- مواد ممتصة، وهي مواد كثيفة مسامية أو غير مسامية من السيراميك القابل للذوبان وإعادة الإمتصاص مصمم ليحل محل العظام بشكل بطيء، ومن أمثلة هذه المواد فوسفات الكالسيوم الثلاثى وحمض اللاكتيك المتعدد وكبريتات الكالسيوم.

ⓧ تظهر الأنسجة الحية إستجابة جيدة لمادة فوسفات الكالسيوم المائية لذلك فهى تستخدم

كمادة مألئة، أو كمادة مغلفة، أو كجبيرة، أو فى زراعة الأسنان، .... وغيرها.

ⓧ تتميز مادة فوسفات الكالسيوم المائية بتركيب مسامى يوفر أرضية لنمو الأوعية الليفية

والتي عندما تتبع بخلايا عظمية متباينة يُؤدّي إلى ترسيب رقائق عظم جديدة.

ⓧ تمر مادة الزجاج الحيوى بمراحل عديدة منذ لحظة الزرع وحتى تتحول فى نهاية المطاف

إلى مادة حية على شكل عظام.

ⓧ فى الجزيئات الحيوية توجد بعض الالكترونات المصاحبة للروابط المزدوجة غير متمركزة

بشكل حقيقى بين زوج ذرات معين ولكن تدور حول الحلقة الداخلية للجزئ وهذا الأمر

يؤدى إلى استقرار التركيب.

ⓧ تتكون الأحماض النووية مثل الدنا والرنا من جزيئات طويلة جداً تسمى بالمتنويات



المتعددة، والتي فيها يتكون العمود الفقرى للجزئ من السكر وتتصل بسلسلة الجزئ مجموعات جانبية تتكون من حلقات البيورين والبيريميدين. يتكون جزئ الدنا من ضفيرتين مجدولتين. تلتف الضفيرتين فى تركيب حلزوني يعرف باللولب المزدوج. ترتبط الضفيرتين فى الدنا معا بواسطة رابطة هيدروجينية بين الحلقات الجانبية للسلاسل.

✖ عند تعرض جزيئات الدنا والجزيئات الأخرى للإشعاع يحدث تحول نتيجة إعادة الترتيب التى تحدث للذرات أو للأيونات نتيجة إمتصاص الطاقة من الإشعاعات الساقطة. لا يحدث التحول مباشرة فى شكل تفاعل كيميائى بسيط ولكن نتيجة تفاعلات وسطية عديدة.

✖ أمكن الإستفادة من تقنيات فيزياء الحالة الصلبة فى دراسة خصائص الكثير من الجزيئات الحيوية من أمثلتها الـ ESR فى الحصول على معلومات عن جزئ الميوجلوبين عن طريق فحص الحالة المغزلية لذرة الحديد فى مجموعة الهيماتين، وكذلك إلقاء الضوء على الإنزيمات عن طريق دراسة الشقوق الحرة فيها.

✖ إفترض العالمان زينت وجيورجي أن التوصيل الإلكتروني الذى يحدث فى أشباه الموصلات الذاتية يحدث أيضاً فى بعض أنواع البروتينات وأن هذا النوع من التوصيل

هو المسئول عن النمط الأساسى لإنتقال الطاقة فى هذه المواد الحيوية.

### أسئلة وتمارين

1- عرف كل مما يأتى:-

(أ) التوافق الحيوى، (ب) النشاط الحيوى، (ج) المواد النشطة حيويًا

(د) الإلكترونات غير المتمركز. (هـ) العزم المغناطيسى المغزلى.

2- إشرح ما هى الخصائص المطلوب توافرها فى المواد النشطة حيويًا؟

3- ما هى خصائص الزجاج الحيوى ومما يتركب؟

4- أذكر بنود النظرية العامة لهينش والتي تحدد المواصفات المطلوب توفرها فى المواد النشطة حيويًا.

5- وضح كيف أن كل من فوسفات الكالسيوم المائية والزجاج الحيوى تعتبر من المواد النموذجية التى تتصف بالحيوية.

6- أشرح المراحل المختلفة التى يمر بها الزجاج الحيوى المزروع فى وسط حيوى.

7- إشرح كيف يمكن الإستفادة من تقنيات الحالة الصلبة فى دراسة بعض أنواع الجزيئات الحيوية.

8- إشرح تركيب جزئ البنزين وبين مصدر إستقرار الجزئ.

9- إكتب مقالة تبين فيها كيف ساهمت فيزياء الحالة الصلبة فى مجالات الكيمياء الحيوية.

## المراجع

## References

## بعض المراجع المفيدة

### المراجع العربية

- علم فيزياء الكم، أ.د. محمود محمد الشربيني، الجهاز المركزى للكتب الجامعية والمدرسية والوسائل التعليمية، الطبعة الثانية، دار أولاد فوزى للطباعة، القاهرة، 1982.
- مقدمة فى فيزياء الجسم الصلب، د.عقيل عزيز داخل، ديوان المطبوعات الجامعية، الجزائر، 1987.
- مبادئ فيزياء الجوامد، د. فوزي غالب عوض وآخرين، مطابع جامعة الملك سعود، المملكة العربية السعودية، 1992.
- أساسيات فيزياء الجوامد، ا.د. رأفت كامل واصف، دار النشر للجامعات المصرية-مكتبة الوفاء، 1995.
- الفيزياء الإحصائية للطلبة، د. رائد محمود ناصر و د. عبد الأمام على الزبيدي، منشورات جامعة ناصر-الخمس، الجماهيرية الليبية، 1997.
- فيزياء الجوامد، ا.د. عبد الفتاح الشاذلي، الدار العربية للنشر والتوزيع، 2003.
- فيزياء الحالة الصلبة، د. صبحى سعيد الراوى، د. شاكر جابر شاكر، د. يوسف مولود حسن، وزارة التعليم العالى والبحث العلمى، جامعة الموصل.

- علم المواد، د. حسين رابع على المسماري و د. على عبد الكريم البصير، المركز الوطني لتخطيط التعليم والتدريب، المطبعة الخضراء، طرابلس، 2004.
- أساسيات الفيزياء، ا.د. رأفت كامل واصف، دار النشر للجامعات، 2005.

### المراجع الأجنبية

- C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, New York: Wiley; London: Champman and Hall, 2ed ed. 1956 & Wiley, 1986.
- M. A. Omar, Elementary Solid State Physics: Principal and Application, Addison-Wesley Publishing Company, USA, 1985.
- M. A. Omar, Elementary Solid State Physics, Addison{Wesley, 1975.
- Harald Ibach, Hans Luth, Solid State Physics, Springer- Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1991.
- Peter Rudolph, Introductory lecture on" Crystal Defects" ,(co-chairman of ISSCG 12), Institute für Kristallzüchtung Berlin, Germany.
- E. W. Nuffield, X-Ray Diffraction Methods, Wiley, 1966.
- Ashcroft and Mermin, Solid State Physics, Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- Ziman, Principles of the Theory of Solids, Cambridge, 1972.
- H.K. El Sayed, M.Sc. thesis " Physical Study on Some Bioactive Glasses" Mansoura Univ. 2006.



## ملاحق الكتاب

## Appendixes







## ملحق A

## مراجعة على ميكانيكا الكم

## A1 - الفروض الأساسية لميكانيكا الكم BASIC POSTULATIONS OF QUANTUM MECHANIC

## الفرض الأول:

توصف حالة جسيم منفرد فى مجموعة معينة وصفاً تاماً بدلالة دالة حالة خاصة  $\Psi(x, y, z, t)$  والى يمكن أحياناً وضعها فى صورة حاصل ضرب دالة زمنية  $f(t)$  فى دالة مكان غير زمنية  $\psi(x, y, z)$  ويجب أن تكون كل من الدالتين  $\Psi$  و  $\psi$  منفردة القيمة ومستمرة ومنتهية لجميع قيم الإحداثيات وتتغير إنسيابياً حتى تصل الى الصفر عند حدود النظام.

## الفرض الثانى:

1- نحصل على دوال الحالة الجائزة (المسموحة)  $\Psi(x, y, z, t)$  لجسيم منفرد من حل المعادلة الزمنية لشرودينجر.

2- نحصل على دوال الحالة  $\psi(x, y, z)$  لجسيم منفرد من حل المعادلة غير الزمنية لشرودينجر وذلك فى حالة المجموعة المحافظة حيث لا تتوقف  $v$  على الزمن.

## الفرض الثالث:

1- يوجد لكل متغير ديناميكى  $A$  مؤثر خطى  $\hat{A}$  وإذا أمكن تعيين المتغير تعييناً دقيقاً

بالتجربة فإن القيم المسموحة له هى القيم الذاتية المقابلة فى المعادلة  $\hat{A}\psi = A\psi$ .

2- نحصل على القيم الدقيقة المسموحة للمتغيرات الديناميكية من المعادلة  $\hat{A}\psi = A\psi$

وذلك فى حالة المجموعة المحافظة والمعاملات غير الزمنية.

## الفرض الرابع:

1- الإحتمال الزمنى لوجود جسيم منفرد فى زمن ما،  $t$ ، وفى العنصر المكافئ،  $d\tau$ ،

بمعنى بين  $(x, y, z)$  و  $(x + dx, y + dy, z + dz)$ ، يكون  $\psi^* \psi d\tau$  أو  $|\psi|^2 d\tau$ .

2- الإحتمال غير الزمنى لوجود جسيم منفرد مقيد بحالة مناسبة من الطاقة فى المكان  $dt$

هو  $\psi^* \psi d\tau$  أو  $|\psi|^2 d\tau$ .

## الفرض الخامس:

1- متوسط القيمة المتوقعة  $\bar{A}$  لسلسلة من القياسات خاصة بمرصود ما  $A$  ومُجرأة

على عدد كبير جداً من الجسيمات هى:

$$\bar{A} = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \hat{A} \Psi d\tau \right) / \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi d\tau \right)$$

حيث  $\hat{A}$  المؤثر الميكانيكى الكمى المرصود.

2- متوسط القيمة المتوقعة للمؤثر الغير زمنى  $\bar{A}$  فى الحالة الخاصة بالمجموعة المحافظة

هى:

$$\bar{A} = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \bar{A} \Psi d\tau \right) / \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi d\tau \right).$$

3- متوسط القيمة المتوقعة للمؤثر الغير زمنى  $\bar{A}$  فى الحالة الخاصة بالمجموعة المحافظة

فى حالة الدالة الموجية المسواة هى:

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \bar{A} \Psi d\tau,$$

حيث شرط التسوية هو،

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 d\tau = 1$$

## A2 - الحالات والمؤثرات THE STATES AND OPERATORS

يعرف النظام فى ميكانيكا الكم بواسطة فضاء يسمى فضاء هيلبيرت ( Hilbert

space)،  $H$ . فى هذا الفضاء، المتجهات  $|\psi\rangle$  تصاحب حالات النظام ويتم تمثيل حالة

النظام بالمتجهات  $e^{i\alpha}|\psi\rangle$ . تؤثر على هذا الفضاء مؤثرات خطية  $Q$  وهى تقابل مشاهدات

طبيعية. فى النهاية، كما يوجد ضرب داخلى يرمز لأى زوج من الحالات  $|\psi\rangle$  و  $|\chi\rangle$

بالعدد المركب  $\langle \chi | \psi \rangle$ . يعطى متجة الحالة  $|\psi\rangle$  وصف كامل للنظام من خلال القيم المتوقعة  $\langle \psi | Q | \psi \rangle$  (بفرض أن  $|\psi\rangle$  تكون مسواة (معايرت أو مُطَبَّعةً) بالشكل الذى معه يكون  $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ )، وهذه القيم التى ستكون قيم متوسطة مقابلة للمشاهدات الطبيعية إذا تمكننا من قياسها على شكل مجموعةٍ لانهائيةٍ من الأنظمةِ المماثلةِ كُلِّ منها يكون في الحالة  $|\psi\rangle$ . وفيما يلى نقدم ملخصاً لبعض صفات الدوال والمؤثرات التى تصف النظام فى ميكانيكا الكم.

يعرف المرافق التوافقى  $O^*$  طبقاً للعلاقة،

$$\langle \chi | (O | \psi \rangle = \langle \chi | O^* | \psi \rangle \quad 1-A2$$

وهذا يعنى أن حاصل الضرب الداخلى بين  $|\chi\rangle$  و  $Q|\psi\rangle$  يكون مثل بين  $O^*|\chi\rangle$  و  $|\psi\rangle$ . المؤثر الذى يحقق الشرط،

$$O = O^* \quad 2-A2$$

يسمى مؤثر هيرميتى، يكون المؤثر الوحى هو المؤثر الذى يحقق العلاقة،

$$O O^* = O^* O = 1. \quad 3-A2$$

\* إذا كان المؤثر  $O$  مؤثر هيرميتى فإن  $e^{iO}$  يكون مؤثر أ وحدوياً.

\* بفرض أن المؤثر  $O$  مؤثر هيرميتى، فإن الحالات الذاتية تكون متعامدة،

$$\langle \lambda' | O | \lambda \rangle = \lambda \langle \lambda' | \lambda \rangle = \lambda' \langle \lambda' | \lambda \rangle. \quad 4-A2$$

فى حالة  $\lambda \neq \lambda'$  ، فإن،

$$\langle \lambda' | \lambda \rangle = 0. \quad 5-A2$$

\* عندما يوجد عدد  $n$  من الحالات لها نفس القيم الذاتية، حينئذا، خلال الفضاء الفرعى الممتد بواسطة هذه الحالات يمكننا اختيار مجموعة  $n$  من الحالات المتعامدة بالتأثير. لذلك، يمكننا استخدام الحالات الذاتية  $|\lambda\rangle$  كأساس (قاعدة) لفضاء هيلبيرت. يمكن فك أي

حالة  $|\psi\rangle$  فى الأساس المعطى بواسطة الحالات الذاتية لـ  $O$  على الصورة،

$$|\psi\rangle = \sum_{\lambda} c_{\lambda} |\lambda\rangle. \quad 6-A2$$

حيث

$$c_{\lambda} = \langle \lambda | \psi \rangle. \quad 7-A2$$

\* يعتبر الهميلتونين (مؤثر الطاقة الكلية) والذى يرمز اليه بالرمز  $H$  مؤثراً مهماً لأنه (كما تخبرنا معادلة شرودينجر) يعين أى حالات النظام تكون دالة فى الزمن.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = H |\psi\rangle. \quad 8-A2$$

\* إذا كان الهميلتونين لا يعتمد على الزمن يمكن تعريف طاقة الحالات الذاتية على النحو،

$$H |E\rangle = E |E\rangle, \quad 9-A2$$

والتي تحتوي على الزمن طبقاً للعلاقة،

$$|E(t)\rangle = e^{-i\frac{Et}{\hbar}} |E(0)\rangle. \quad 10-A2$$

\* يمكن فك الحالة الإختيارية فى أساس القيم الذاتية للطاقة على النحو،

$$|\psi\rangle = \sum_i c_i |E_i\rangle. \quad 11-A2$$

وتعتمد هذه الدالة على الزمن طبقاً للعلاقة،

$$|\psi(t)\rangle = \sum_j c_j e^{-i\frac{E_j t}{\hbar}} |E_j\rangle. \quad 12-A2$$

فعلى سبيل المثال، نعتبر جسيم فى بعد واحد. يتكون فضاء هيلبرت، فى هذه الحالة، من كل الدوال المتصلة ذات القيمة المركبة،  $\psi(x)$ . بفرض أن  $\hat{x}$  هو مؤثر الموضع، و  $\hat{p}$  هو مؤثر الزخم (كمية الحركة) والذى، يعرف على النحو التالى بواسطة،

$$\begin{aligned} \hat{x} \cdot \psi(x) &\equiv x \psi(x) \\ \hat{p} \cdot \psi(x) &\equiv -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi(x) \end{aligned} \quad 13-A2$$

فإن الدوال الذاتية للموضع تطيع العلاقة،

$$x\delta(x-a) = a\delta(x-a), \quad 14-A2$$

وهذه الدوال تكون على هيئة دوال ديراك للوحدة، ولا تكون متصلة، ولكنها يمكن أن تعرف كنهاية للدوال المتصلة:

$$\delta(x) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{a\sqrt{\pi}} e^{-x^2/a^2}. \quad 15-A2$$

\* تكون الدوال الذاتية للزخم عبارة عن موجات مستوية على الصورة،

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} e^{ikx} = \hbar k e^{ikx} \quad 16-A2$$

ويمكن إيجاد الحالة الممتدة للحالة فى أساس الحالات الذاتية للزخم عن طريق تحويل فوريير لها:

$$\psi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \tilde{\psi}(k) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ikx}. \quad 17-A2$$

حيث تكون معاملات فوريير على الصورة،

$$\tilde{\psi}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi(x) e^{-ikx}. \quad 18-A2$$

فعلى سبيل المثال، إذا كان الجسيم حراً، فإن،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad 19-A2$$

حينئذا تكون الحالات الذاتية للزخم هى أيضاً حالات ذاتية للطاقة وتكون على الصورة:

$$\tilde{H} e^{ikx} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} e^{ikx}. \quad 20-A2$$

وإذا كان الجسيم عبارة عن حزمة موجية تتبع توزيع جاوس وموجودة عند نقطة الأصل عند الزمن  $t = 0$  فإن دالة الحالة لهذا الجسيم تكتب على الصورة،



$$\psi(x,0) = \frac{1}{a\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{a^2}}. \quad 21-A2$$

حينئذ، عند الزمن  $t$  ستكون دالة الحالة على الصورة،

$$\psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{a}{\sqrt{\pi}} e^{-i\frac{\hbar^2 k^2 t}{2m}} e^{-\frac{1}{2}k^2 a^2} e^{ikx}. \quad 22-A2$$

### A3 - الكثافة والتيار DENSITY AND CURRENT

بضرب معادلة شرودينجر للجسيم الحر بالدالة  $\psi^*$  نحصل على،

$$\psi^* i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \psi^* \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi, \quad 1-A3$$

وعند طرح المرافق المركب لهذه المعادلة نحصل على،

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi^* \psi) = -\frac{\hbar}{2m} \vec{\nabla} \cdot (\psi^* \vec{\nabla} \psi - (\vec{\nabla} \psi^*) \psi). \quad 2-A3$$

ويكون لهذه المعادلة شكل معادلة الإستمرارية، أى على الصورة،

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j}. \quad 3-A3$$

يمكن كتابة الكثافة والتيار على الصور،

$$\rho = \psi^* \psi$$

$$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - (\vec{\nabla} \psi^*) \psi). \quad 4-A3$$

كما يمكن كتابة التيار الذى يحمل بواسطة حالة موجة مستوية على الصورة،

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2m} \vec{k} \frac{1}{(2\pi)^3}. \quad 5-A3$$

#### A4 - مشتت دالة دلتا $\delta$ - FUNCTION SCATTERER

فى هذه الحالة يكون المؤثر  $H$  على الصورة،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \delta(x), \quad 1-A4$$

والدالة  $\psi$  تكون على الصورة،

$$\psi(x) = \begin{cases} e^{ikx} + R e^{-ikx} & \text{if } x < 0 \\ T e^{ikx} & \text{if } x > 0 \end{cases}. \quad 2-A4$$

حيث،

$$T = \frac{1}{1 - \frac{mV}{\hbar^2 k} i} \quad \& \quad R = -\frac{\frac{mV}{\hbar^2 k} i}{1 - \frac{mV}{\hbar^2 k} i}. \quad 3-A4$$

وهذه المعادلة تفيد بأنه توجد حالة مقيدة (bound state) عند،

$$ik = \frac{mV}{\hbar}. \quad 4-A4$$

#### A5 - جسيم يتحرك فى صندوق PARTICLE IN A BOX

بفرض أن الجسيم يتحرك فى اتجاه المحور السينى داخل صندوق ( بعد واحد 1D )

له طول  $L$  فإن،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} . \quad 1-A5$$

يوصف هذا الجسيم بالدالة  $\psi$  وتكتب على الصورة،

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} . \quad 2-A5$$

وتكون له طاقة على الصورة،  $E = \hbar^2 k^2 / 2m$  حيث  $\psi(0) = \psi(L) = 0$  ولهذا،

$$\psi(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) . \quad 3-A5$$

وتكون قيم الطاقة المسموحة هي،

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m L^2} . \quad 4-A5$$

حيث  $n$  عدد صحيح موجب

وفى حالة جسيم يتحرك داخل صندوق له طول الضلع  $L$  فى الأبعاد الثلاثة، فإن

الدوال الذاتية للطاقة تكون على الصورة،

$$\psi(x) = A \sin\left(\frac{n_x \pi}{L} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{L} y\right) \sin\left(\frac{n_z \pi}{L} z\right) , \quad 5-A5$$

وتكون قيم الطاقة المسموحة للجسيم هي ،

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) . \quad 6-A5$$

## A6 - المتذبذب التوافقى THE HARMONIC OSCILLATOR

يكتب الهاملتونين فى حالة المتذبذب التوافقى على الصورة،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} kx^2. \quad 1-A6$$

بكتابة  $\omega = \sqrt{k/m}$  و  $\tilde{x} = x/(km)^{1/4}$  و  $\tilde{p} = p/(km)^{1/4}$ ، فإن،

$$H = \frac{1}{2} \omega (\tilde{x}^2 + \tilde{p}^2) \quad 2-A6$$

و

$$[\tilde{p}, \tilde{x}] = -i\hbar \quad 3-A6$$

برفع وخفض المؤثرات:

$$a = (\tilde{x} + i\tilde{p}) / \sqrt{2\hbar}$$

$$a^* = (\tilde{x} - i\tilde{p}) / \sqrt{2\hbar} \quad 4-A6$$

يكون الهاملتونين وعلاقات التبديل (التوحيد) على الصور،

$$H = \hbar \omega \left( a^* a + \frac{1}{2} \right), \quad [a, a^*] = 1 \quad 5-A6$$

تدل علاقات التبديل الاتية

$$[H, a^*] = \hbar \omega a^*$$

$$[H, a] = -\hbar \omega a \quad 6-A6$$

على وجود سلم (ladder) من الحالات على الصورة،

$$H a^* |E\rangle = (E + \hbar \omega) a^* |E\rangle$$

$$H a |E\rangle = (E - \hbar \omega) a |E\rangle \quad 7-A6$$

سوف يستمر هذا السلم لأسفل الى الطاقات السالبة (وهذا لا يحدث حيث أن

الهملتونين يكون محدداً بالموجب أساساً) ما لم يوجد حالة طاقة أرضية  $E_0 \geq 0$  مثل،

$$a |E_0\rangle = 0 \quad 8-A6$$

لمثل هذه الحالة يكون  $E_0 = \hbar \omega / 2$ .

سنسمى الحالات بقيمتها الذاتية  $aa^*$ . عندنا مجموعة كاملة من الحالات الذاتية،  $|n\rangle$

، مثل

$$H |n\rangle = \hbar \omega \left( n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle \quad 9-A6$$

و  $(a^*)^n |0\rangle \propto |n\rangle$ .

وللحصول على التطبيع (التسوية، normalization)، نكتب  $a^* |n\rangle = c_n |n+1\rangle$ .

حينئذاً،

$$|c_n|^2 = \langle n | aa^* | n \rangle = n + 1 \quad 10-A6$$

لذلك

$$a^* |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle$$

$$a|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle \quad 11-A6$$

### A7- ثنائى البئر DOUBLE WELL

فى مسألة ثنائى البئر يكون الهملتونين على الصورة،

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \quad 1-A7$$

حيث،

$$V(x) = \begin{cases} \infty & \text{if } |x| > 2a + 2b \\ 0 & \text{if } b < |x| < a + b \\ V_0 & \text{if } |x| < b \end{cases} \quad 2-A7$$

وتكون الحلول المتماثلة على الصورة

$$\psi(x) = \begin{cases} A \cos k'x & \text{if } |x| < b \\ \cos(k|x| - \phi) & \text{if } b < |x| < a + b \end{cases} \quad 3-A7$$

مع كتابة،

$$k' = \sqrt{k^2 - \frac{2mV_0}{\hbar^2}} \quad 4-A7$$

تتعين الحالات المسموحة بالشرط  $\psi(a+b) = 0$  على الصورة،

$$\phi = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi - k(a+b) \quad 5-A7$$

وتكون استمرارية  $\psi(x)$  عند  $|x|=b$  هى ،

$$A = \frac{\cos(kb - \phi)}{\cos k'b} \quad 6-A7$$

وكما تتعين استمرارية  $\psi'(x)$  عند  $|x|=b$  بالعلاقة،

$$k \tan \left( \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi - ka \right) = k' \tan k'b \quad 7-A7$$

فى المعادلة السابقة، اذا كان  $k'$  تخيلي فإن  $\cos \rightarrow \cosh$  &  $\tan \rightarrow i \tanh$  و

يكون حل غير متماثل على الصورة،

$$\psi(x) = \begin{cases} A \sin k'x & \text{if } |x| < b \\ \sin(x) \cos(k|x| - \phi) & \text{if } b < |x| < a+b \end{cases} \quad 8-A7$$

والان، تتعين الحالات المسموحة بواسطة

$$\phi = \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi - k(a+b) \quad 9-A7$$

$$A = \frac{\cos(kb - \phi)}{\sin k'b} \quad 10-A7$$

$$k \tan \left( \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi - ka \right) = -k' \cot k'b \quad 11-A7$$

ماذا لو إفترضنا ان لدينا  $n$  من الآبار؟ فى هذه الحالة، فإنه يتم تصنيف سياقات

الحالات الذاتية طبقا لقيمتها الذاتية تحت تأثير الإنتقالات بين الآبار.

## A8- اللف المغزلى SPIN

يحمل الإلكترون لف مغزلى  $1/2$ . يوصف اللف فى فضاء هيلبرت بدالة حالة على

الصورة،

$$\alpha|+\rangle + \beta|-\rangle \quad 1-A8$$

وتكون الدالة ممتدة عبر الفضاء بواسطة المتجهات  $|\pm\rangle$ ، كما تكون مؤثرات اللف على

الصورة،

$$\begin{aligned} s_x &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ s_y &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ s_z &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad 2-A8$$

يرتبط اللف مع المجال المغناطيسى الخارجى بالعلاقة،

$$H_{\text{int}} = -g\mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \quad 3-A8$$

تكون حالات اللف فى وجود المجال المغناطيسى فى الإتجاه  $\hat{z}$  على الصورة،

$$\begin{aligned} H|+\rangle &= -\frac{g}{2} \mu_B |+\rangle \\ H|-\rangle &= \frac{g}{2} \mu_B |-\rangle \end{aligned} \quad 4-A8$$



### A9- فضاء هيلبرت متعدد الجسيمات: البوزوترونات والفيرميونات

عندما يكون لدينا نظام متعدد الجسيمات يجب أن نحدد، الآن، حالات كل هذه الجسيمات. فإذا كان لدينا جسيمين مميزين (مختلفين) لهما فضاءات هيلبرت تمتد بواسطة الأساسات،

$$|i,1\rangle, \quad 1-A9$$

و

$$|\alpha,2\rangle, \quad 2-A9$$

فإن فضاء هيلبرت للجسيمين معاً يكون ممتداً بواسطة المجموعة،

$$|i,1;\alpha,2\rangle = |i,1\rangle \otimes |\alpha,2\rangle. \quad 3-A9$$

بفرض أن فضاءى هيلبرت للجسيمين المنفصلين يكونا متطابقين، بمعنى أن الجسيمين يكونا فى نفس الصندوق، فإن فضاء هيلبرت للجسيمين يكون على الصورة،

$$|i,j\rangle = |i,1\rangle \otimes |j,2\rangle. \quad 4-A9$$

على أية حال، إذا كانا الجسيمين متماثلين يجب أن نكون حذرين، حيث يجب أن تمثل كل من  $|i,j\rangle$  و  $|j,i\rangle$  نفس الحالة من الناحية الفيزيائية، وهذا يعنى أن،

$$|i,j\rangle = e^{i\alpha} |j,i\rangle. \quad 5-A9$$

بتطبيق هذه العلاقة مرتين مع الأخذ فى الاعتبار أن،

$$|i, j\rangle = e^{2i\alpha} |i, j\rangle \quad 6-A9$$

ولهذا، فإن  $e^{i\alpha} = \pm 1$ . تقابل الإشارة الموجبة البوزترونات، بينما تقابل السالبة الفيرميونات.

يمتد فضاءات هيلبيرت للجسيمين للبوزترونات والفيرميونات بواسطة،

$$|i, j\rangle + |j, i\rangle \quad 7-A9$$

و

$$|i, j\rangle - |j, i\rangle, \quad 8-A9$$

على الترتيب.

وبشكل عام، يمتد فضاء هيلبيرت متعدد الجسيمات للبوزترونات والفيرميونات بواسطة،

$$\sum_{\pi} |i_{\pi(1)}, \dots, i_{\pi(n)}\rangle \quad 9-A9$$

و

$$\sum_{\pi} (-1)^{\pi} |i_{\pi(1)}, \dots, i_{\pi(n)}\rangle. \quad 10-A9$$

فى فضاء المكان، فإن هذا يعنى أن دالة الموجة البوزترونية يجب أن تكون متماثلة

تماماً:

$$\psi(x_1, \dots, x_i, \dots, x_j, \dots, x_n) = \psi(x_1, \dots, x_j, \dots, x_i, \dots, x_n) \quad 11-A9$$

بينما يجب أن تكون دالة الموجة الفيرميونية غير متماثلة بالمرّة (تماماً):

---


$$\psi(x_1, \dots, x_i, \dots, x_j, \dots, x_n) = -\psi(x_1, \dots, x_j, \dots, x_i, \dots, x_n) \quad 12-A9$$

## ملحق B

## مراجعة على الميكانيكا الإحصائية

## REVIEW OF STATISTICAL MECHANICS

## B1 - معامل بولتزمان BOLTZMANN FACTOR

افترض أن جسيمان لهما طاقتان  $E_1$  و  $E_2$  على الترتيب قد اصطدما معاً واصبحت طاقتهما بعد التصادم  $E'_1$  و  $E'_2$  على الترتيب، فإنه طبقاً لقانون بقاء الطاقة يكون،

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2. \quad 1-B1$$

وبفرض أنه حدث بين الجسيمين فى المتوسط  $N_C$  من التصادمات، فإن  $N_C$  تتناسب مع كل من الإحتمال  $a(E_1)$  (إحتمال أن يكون للجسيم الأول طاقة مقدارها  $E_1$ ) وكذلك مع الإحتمال  $a(E_2)$  (إحتمال أن يكون للجسيم الثانى طاقة مقدارها  $E_2$ ) ويكون،

$$N_C = c a(E_1).a(E_2). \quad 2-B1$$

حيث  $c$  ثابت التناسب ويمكن كتابة دالة الإحتمال على الصورة،

$$a(E_i) = A e^{-\beta E_i}, \quad 3-B1$$

حيث  $\beta$  يسمى معامل بولتزمان ويساوى  $1/kT$  و  $A$  ثابت.

ويعتبر ذلك على عدد من الجزيئات  $n$  فى وحدة الحجم عند درجة حرارة  $T$  يكون

عدد الجسيمات طبقاً لطاقتها على الصورة،

$$n_i = n_0 e^{-\beta E_i}, \quad 4-B1$$

## B2 - قانون ماكسويل للتوزيع MAXWELL DISTRIBUTION LAW

بفرض أن لدينا صندوق مقسماً الى عدد من الخلايا لها الحجوم  $V_1, V_2, \dots, V_z$  وبفرض أننا قذفنا كمية من الغاز (عدد محدد) مرة واحدة قذافاً عشوائياً داخل الصندوق فوصل الى كل خلية عدد ما (وليكن  $n_1$  من الجزيئات وصلت الى الخلية الأولى و  $n_2$  وصلت الى الخلية الثانية وهكذا). وبفرض أننا كررنا هذه العملية عدداً كبير جداً من المرات فإننا نجد توزيعاً معيناً يحدد بالأعداد  $n_1, n_2, \dots, n_z$  فى الخلايا المقابلة يكون الأكثر تكراراً. ولإيجاد الإحتمال الرياضى للتوزيع يجب ألا نغفل جميع الحالات الممكنة لجميع التوزيعات الممكنة، كما يجب أن يكون مجموع التوزيعات يساوى العدد الكلى للجزيئات،

$$n_1 + n_2 + \dots + n_z = n. \quad 1-B2$$

وبفرض أن الحجم الكلى للصندوق هو  $V$  و حجم كل خلية هو  $V_k$  فإن الوزن

الإحصائي لكل خلية هو،

$$g_k = V_k / V \quad 2-B2$$

حيث،  $g_1 + g_2 + \dots + g_{k1} = 1$ . ونحصل على نفس التوزيع إذا كان هناك تباديل بين

الجزيئات الفردية (أى يتبادل الجزيئان مكانهما داخل الخلية الواحدة بسبب حركة تنقلات)،

ويكون مقدار هذه التباديل الممكنة هو  $n!$  ويدخل فى هذا المقدار التبادل بين أفراد الخلية الواحدة وهذا لا يسبب إحتمالا حيث أن الإحتمال الحقيقى هو التنقل بين الخلايا، أى أن يجب أن ننحى التنقلات المحلية فى الخلية الأولى ومقدارها  $n_1!$  وكذلك التنقلات المحلية فى الخلية الثانية ومقدارها  $n_2!$  وهكذا. ولذلك يكون عدد التباديل الحقيقية هو،

$$\frac{n!}{n_1! n_2! \dots n_g!} \quad 3-B2$$

ويمكن كتابة إحتمال التوزيع الذى فيه عدد  $n_1$  ،  $n_2$  ، .....  $n_z$  فى الخلايا المقابلة هو،

$$W = \frac{n!}{n_1! n_2! n_3! \dots n_g!} g_1^{n_1} g_2^{n_2} g_3^{n_3} \dots g_z^{n_z} \quad 4-B2$$

وبإستخدام تقريب إستيرلنج يمكن إستنتاج أن إحتمال التوزيع لماكسويل يكون على

الصورة،

$$\log W = \text{const} + n_1 \log \frac{g_1}{n_1} + n_2 \log \frac{g_2}{n_2} + \dots \quad 5-B2$$

### B3 - إحصاء بوز و اينشتين

فى الإحصائيات التقليدية يتم تقسيم حيز السرعة أو حيز كمية التحرك (الزخم=حاصل ضرب السرعة فى ثابت الكتلة) الى خلايا لها حجوم مختلفة  $V_1$ ،  $V_2$ ، .....  $V_z$  وكل حجم له وزن إحصائى  $g_k$ . بينما فى ميكانيكا الكم يسمى أصغر حجم

يمكن اختياره بالخلية ويتم اختيار حجوماً أكبر وكل حجم كبير يسمى رقيقة وتكون الرقيقة على شكل قشرة كروية محصورة بين كمتى تحرك  $P$  و  $P + dP$  وعندما نتحدث عن الرقيقة نتحدث بدلالة حيز الاحداثيات الطولية لها وحيز كمية التحرك أيضاً ثم ندمج الحيزين معاً ونسميهما حيز الطور. يكون حجم الخلية فى حيز الطور هو  $h^3$ .

يتم الرمز للخلايا الفردية بالرموز  $z_1, z_2, \dots, z_{g_k}$ ، وبعرض أن هناك عدد  $n_k$  من الجسيمات فى هذه الرقيقة. وتكون احتمالية الترتيبات المميزة فى الرقائق كلها هى،

$$W = n_k \frac{(g_k + n_k - 1)!}{(g_k - 1)! n_k!} \quad 1-B3$$

حيث  $n_k$  عدد الجسيمات فى الرقيقة رقم  $k$  والتى لها وزن إحصائى  $g_k$ . ويمكن إثبات أن التوزيع الأكثر احتمالاً للجسيمات (والتي تمثل كمات الضوء) فى الرقائق المختلفة يعطى،

$$n_k = \frac{g_k}{e^{\beta E_k} - 1} \quad 2-B3$$

حيث  $E_k$  طاقة الفوتون رقم  $k$ .

#### B4 - إحصاء فيرمى و ديراك

فى هذا الإحصاء تم استخدام مبدأ باولى وبالتالي يجب أن يكون عدد الخلايا على الأقل ضعف عدد الإلكترونات حيث أن الإلكترون له اتجاه لف ويمتنع على الخلية أن تحوى

أكثر من إلكترون، أى أن العدد السكانى للخلايا فى هذه الحالة يكون إما واحد أو صفر. ومن الجائز أن نفرض ان عدد الخلايا فى كل رقيقة نصف العدد السابق على أن تحوى الخلية إلكترونين لهما إتجاه لف متضاد.

يكون التوزيع الأكثر احتمالا هو،

$$n_k = \frac{g_k}{e^\alpha + \beta E_k + 1}.$$

$$.e^{-\alpha} = \frac{m h^3}{(2\pi m kT)^{3/2}} \text{ حيث}$$



## ملحق C

## تقريب ستيرلنج STIRLING'S APPROXIMATION

فى الفيزياء الاحصائية يكون عدد جزيئات النظام كبير جداً، الأمر الذي معه يصعب حساب مضروب عدد الجزيئات ( $N!$ ) بالطرق التقليدية. لذلك يوجد العديد من طرق التقريب لحساب هذا المقدار ومن أشهرها طريقة ستيرلنج. وفى هذه الطريقة وجد أنه من المناسب استخدام الصيغة اللوغارتمية لمضروب العدد على النحو التالى،

$$\begin{aligned}\ln N! &= \ln N + \ln(N-1) + \dots + \ln 2 + \ln 1 \\ &= \sum_{n=1}^N \ln n\end{aligned}\quad 1-C$$

فى هذه المعادلة تم استخدام مفكوك الدالة والذي يمكن التعبير عنه بالمجموع المبين. فى المعادلة السابقة يمكن تمثيل الكمية  $\ln n$  بواسطة مدرج تكراري، كما هو موضح فى الشكل C1. يتم تركيب الخط المنحنى المتصل لـ  $\ln x$  هذا المدرج التكراري ويتضح من الشكل أنه كلما كانت قيم  $x$  و  $n$  كبيرة تكون المساحة تحت المدرج التكراري تقريباً مساوية لتلك التى تحت المنحنى المتصل. فى الحقيقة نجد أن المدرج التكراري لـ  $n=N$  يمتد إلى النقطة  $(N+1/2)$  (كما هو مبين بالشكل C2) وتتساوى المساحتين ويمكن كتابة العلاقة 2-C على الصورة،

$$\sum_{n=1}^n \ln n \cong \frac{1}{2} \ln N + \int_1^N \ln x \, dx \quad 3-C$$

من المعادلة 3-C نحصل على التقريب التالى،

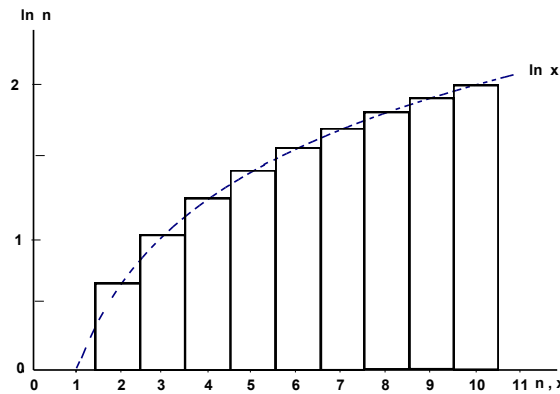
$$\ln N! \cong (N - \frac{1}{2}) \ln N - N + 1 \quad 4-C$$

وقد أعطى العالم ستيرلنج تقريباً أكثر دقة من المعادلة السابقة على النحو التالى،

$$\ln N! \cong (N + \frac{1}{2}) \ln N - N + \frac{1}{2} \ln 2\pi \quad 5-C$$

بالتعويض بهذا المقدار فى  $N \ln N - N + 1$  فإن هذا المقدار يساوى مقدار التكامل فى المعادلة

3-C.



الشكل C1 مدرج تكراري لـ  $\ln n$  لقيم صحيحة لـ  $n$  مع تراكم المنحنى المستمر لـ  $\ln x$  عليه.

ومع ذلك، عند القيم الكبيرة لـ  $N$  والتي يعنى بها الميكانيكا الإحصائية ( وكذلك التى

تتيح للحقيقة بأن الفروق والتفاضلات للحدود  $\ln N!$  هي التى تكون ذات أهمية عموماً) يكون

كافيا أن يختزل التقريب لكلا المعادلتين 4-C و 5-C إلى الصورة،

$$\ln N! \cong N \ln N - N \quad 6-C$$

وهكذا تم تقريب المعادلتين 4-C و 5-C إلى الصورة 6-C والتي تعرف بتقريب

ستيرلنج. فى الجدول C2 تم حساب المعادلات السابقة ومقارنتها مع معادلة ستيرلنج.

ويتضح من الحسابات أن تقريب ستيرلنج يتفق جيداً مع المعادلتين 4-C و 5-C عند قيم N

الكبيرة والتي يصعب معها استخدام الآلة الحاسبة المعتادة لحساب المضروب، ولذلك

يستخدم هذا التقريب فى مجال الفيزياء الاحصائية شكل شائع دون خطأ كبير.

الجدول C2

| N               | N!       | A1<br>ln N! | A5<br>(N + 1/2) ln N - N + 1/2 ln 2π | A6<br>N ln N - N | A5/A6    |
|-----------------|----------|-------------|--------------------------------------|------------------|----------|
| 5               | 1.2E+02  | 4.8         | 4.8                                  | 3.0              | 1.565572 |
| 10              | 3.6E+06  | 15.1        | 15.1                                 | 13.0             | 1.158913 |
| 25              | 1.6E+25  | 58.0        | 58.0                                 | 55.5             | 1.045575 |
| 50              | 3.0E+64  | 148.5       | 148.5                                | 145.6            | 1.019744 |
| 100             | 9.3E+157 | 363.7       | 363.7                                | 360.5            | 1.008935 |
| 150             | 5.7E+262 | 605.0       | 605.0                                | 601.6            | 1.005692 |
| 170             | 7.3E+306 | 706.6       | 706.6                                | 703.1            | 1.004959 |
| 171             | #        | #           | 711.7                                | 708.2            | 1.004927 |
| 200             | #        | #           | 863.2                                | 859.7            | 1.004150 |
| 500             | #        | #           | 2611.3                               | 2607.3           | 1.001544 |
| 10 <sup>3</sup> | #        | #           | 5912.1                               | 5907.8           | 1.000740 |
| 10 <sup>5</sup> | #        | #           | 1051299.2                            | 1051292.5        | 1.000006 |
| 10 <sup>8</sup> | #        | #           | 1742068084.5                         | 1742068074.4     | 1.000000 |

# يصعب حساب مضروب N بواسطة الآلة الحاسبة العادية.

## ملحق D

## بعض التكاملات القياسية والتقريبات الرياضية

## 1- تكاملات قياسية

1- إذا كانت  $f'(x)$  هي المشتقة الأولى للدالة  $f(x)$  بالنسبة إلى المتغير  $X$  فإن

$$\int \frac{f'(x)}{f(x)} dx = \ln|f(x)| + c$$

2- إذا كانت  $f'(x)$  هي المشتقة الأولى للدالة  $f(x)$  بالنسبة إلى المتغير  $X$  فإن

$$\int \frac{f'(x)}{\sqrt{f(x)}} dx = 2\sqrt{f(x)} + c$$

$$\int e^{ax} dx = \frac{1}{a} e^{ax} + C, a \neq 0 \quad -3$$

$$\int x e^{ax} dx = \frac{e^{ax}}{a^2} (ax - 1) + C, a \neq 0 \quad -4$$

$$\int x^n e^{ax} dx = \frac{1}{a} x^n e^{ax} - \frac{n}{a} \int x^{n-1} e^{ax} dx, a \neq 0 \quad -5$$

$$\int b^{ax} dx = \frac{1}{a} \frac{b^{ax}}{\ln b} + C; b > 0, b \neq 1 \quad -6$$

$$\int x^n b^{ax} dx = \frac{x^n}{a} \frac{b^{ax}}{\ln b} - \frac{n}{a \ln b} \int x^{n-1} b^{ax} dx; b > 0, b \neq 1 \quad -7$$

$$\int \ln ax dx = x \ln ax - x + C \quad -8$$

$$\int (\ln ax)^n dx = x (\ln ax)^n - n \int (\ln ax)^{n-1} dx \quad -9$$

$$\int \frac{\ln ax}{x} dx = \frac{1}{2} (\ln ax)^2 + C \quad -10$$

$$\int \frac{(\ln ax)^n}{x} dx = \frac{(\ln ax)^{n+1}}{n+1} + C; n \neq -1 \quad -11$$

$$\int \frac{(\ln ax)^n}{x^m} dx = -\frac{1}{m-1} \left[ \frac{(\ln ax)^n}{x^{m-1}} - n \int \frac{(\ln ax)^{n-1}}{x^m} dx \right]; m \neq 1 \quad -12$$

$$\cdot \int \frac{1}{x \ln ax} dx = \ln |\ln ax| + C \quad -13$$

$$\cdot \int \frac{1}{x(\ln ax)^n} dx = \frac{-1}{(n-1)(\ln ax)^{n-1}} + C ; n \neq 1 \quad -14$$

$$\cdot \int x \ln ax dx = \frac{1}{2} x^2 \ln ax - \frac{1}{4} x^2 + C \quad -15$$

$$\cdot \int \frac{x}{(ax+b)^2} dx = \frac{1}{a^2} \left\{ \ln |ax+b| + \frac{b}{ax+b} \right\} + C \quad -16$$

$$\cdot \int \frac{x^2}{(ax+b)^2} dx = \frac{x}{a^2} - \frac{b^2}{a^3(ax+b)} - \frac{2b}{a^3} \ln |ax+b| + C \quad -17$$

$$\cdot \int \frac{1}{x^2 - a^2} dx = \frac{1}{2a} \ln \left| \frac{x-a}{x+a} \right| + C \quad -18$$

$$\cdot \int \frac{x}{x^2 - a^2} dx = \frac{1}{2} \ln |x^2 - a^2| + C \quad -19$$

$$\cdot \int \frac{1}{x(x^2 - a^2)} dx = \frac{1}{2a^2} \ln \left| \frac{x^2 - a^2}{x^2} \right| + C \quad -20$$

$$\cdot \int \frac{1}{x(a^2 - x^2)^{3/2}} dx = \frac{1}{a^2 \sqrt{a^2 - x^2}} - \frac{1}{a^3} \ln \left| \frac{a + \sqrt{a^2 - x^2}}{x} \right| + C \quad -21$$

$$\int x \left( \sqrt{a^2 - x^2} \right)^n dx = - \frac{\left( \sqrt{a^2 - x^2} \right)^{n+2}}{n+2} + 2 \quad -22$$

## 2- تقريبات رياضية

1- عندما تكون الزاوية  $\theta$  صغيرة جداً ومقاسه بالتقدير الدائري فإن  $\tan \theta \cong \sin \theta \cong \theta$  و

$$\cdot \cos \theta \cong 1$$

2- إذا كانت  $X$  صغيرة فإن  $(1+x)^2 \cong 1+2x$  و  $\sqrt{1+x} \cong 1+\frac{1}{2}x$  و  $\frac{1}{1+x} \cong 1-x$

$$\log(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \dots \quad -4 \quad e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \quad -3$$

$$\log_e y = \log_e 10 \log_{10} y = 2.303 \log_{10} y \quad -6 \quad 1 - \cos \theta = \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{4} + \frac{\theta^6}{6} - \dots \quad -5$$

$$(1+x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!} x^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!} x^3 + \dots \quad -7$$

## ملحق E

## ملخص للوحدات الأساسية طبقاً للنظام الدولي للوحدات SI

## وبعض العلاقات وقيم الثوابت الفيزيائية

تكون الوحدات الأساسية طبقاً للنظام الدولي على الصورة كجم.متر.ث أو جم.سم.ث ويرمز لها كما هو مدون بالجدول التالي.

| الكمية | الرمز | الوحدة |
|--------|-------|--------|
| الكتلة | m     | Kg     |
| الطول  | l     | m      |
| الزمن  | t     | s      |

## الكتلة

تقدر الكتلة فى النظام الدولي بالكيلوجرام (كجم) وهو كتلة قطعة عياريه من البلاتين

محفوظة فى متحف بباريس. وتكون كسور ومضاعفات الكيلوجرام على النحو التالي:

$$1 \text{ جرام} = 10^{-3} \text{ كجم} \quad 1 \text{ مللى جرام} = 10^{-3} \text{ جم} \quad 1 \text{ ميكروجرام} = 10^{-6} \text{ ج}$$

$$1 \text{ باوند} = 453.59237 \text{ جم} \quad 1 \text{ باوند (رطل انجليزي)} = 16 \text{ أونس} \quad 1 \text{ طن} = 2000 \text{ باوند}$$

$$1 \text{ طن} = 1000 \text{ كجم.}$$

## الطول

يقاس الطول طبقا للنظام الدولي بوحدة المتر. ويعرف المتر بأنه المسافة إلى يقطعها

الضوء فى الفضاء لزمان مقداره  $\frac{1}{299792458}$  من الثانية. وتكون كسور ومضاعفات المتر

على النحو التالي :

|                           |                           |                          |
|---------------------------|---------------------------|--------------------------|
| 1 سم = $10^{-2}$ م        | 1 مم = $10^{-3}$ م        | 1 ميكرومتر = $10^{-6}$ م |
| 1 نانومتر = $10^{-9}$ م   | 1 أنجستروم = $10^{-10}$ م | $10^{-1}$ نانومتر        |
| 1 بيكو متر = $10^{-12}$ م | 1 بوصة = 2.54 سم          |                          |
| 1 قدم = 0.3048 متر        | 1 كم = 1000 متر           | 0.62137 ميل              |

### الزمن

يقدر الزمن فى النظام الدولي بالثانية وهى الفترة الزمنية التى تعادل 9192631770

دورة إشعاع بين المستويات الدقيقة للحالة الأرضية فى ذرة السيزيوم  $^{133}\text{Cs}$ . وتكون كسور

الثانية على النحو التالي:

|                                    |                                  |
|------------------------------------|----------------------------------|
| 1 مل ثانية = $10^{-3}$ ثانية       | 1 مايكرو ثانية = $10^{-6}$ ثانية |
| 1 نانو ثانية = $10^{-9}$ ثانية     | 1 بيكو ثانية = $10^{-12}$ ثانية  |
| 1 فيمتو ثانية = $10^{-15}$ ثانية . |                                  |

### الكلفن

الكلفن هو وحدة قياس درجة الحرارة المطلقة وتساوى  $\frac{1}{273.16}$  من الدرجة

الترموديناميكية للنقطة الثلاثية للماء.

## الأمبير

الأمبير هو وحدة قياس شدة التيار الكهربى ويعرف على انه التيار الذى إذا مر فى سلكين متوازيين لانهايين فى الفضاء فإنه يحدث قوة تساوى  $2 \times 10^{-7}$  نيوتن لكل متر. وتكون كسور وحدة الأمبير على النحو التالى:

$$\begin{aligned} 1 \text{ مللى أمبير} &= 10^{-3} \text{ أمبير} & 1 \text{ مايكرو أمبير} &= 10^{-6} \text{ أمبير} \\ 1 \text{ نانو أمبير} &= 10^{-9} \text{ أمبير} & 1 \text{ بيكو أمبير} &= 10^{-12} \text{ أمبير} . \end{aligned}$$

## الشمعة (الكانديلا)

هي شدة الإضاءة فى اتجاه معين لمصدر يشع ضوء أحادى تردده  $540 \times 10^{12}$  هرتز وله شدة إشعاع فى هذا الاتجاه تساوى  $\frac{1}{683}$  وات لكل سترديان.

## الحجم

$$\text{يقدر الحجم بالمتر المكعب، حيث } 1 \text{ سم}^3 = 10^{-6} \text{ م}^3 \text{ و لتر} = 10^{-3} \text{ م}^3$$

## المول

المول هو كمية من المادة فى نظام ما يحتوي على عدد من الذرات يساوى عدد افوجادرو ( $6.022 \times 10^{23}$ )، كما يعرف أيضا بأنه كمية المادة التى تحتوى على عدد من الجرامات يساوى الوزن الجزئى لها.



## بعض علاقات التحويل المهمة

| الطاقة                                                                                                                                                                                                               | درجة الحرارة                                                                                                                                                                                       |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>الوحدة الدولية جول (joule)</p> <p>1 جول = 1 كجم م<sup>2</sup> / ثانية<sup>2</sup></p> <p>= 0.23901 سعر</p> <p>= 1 كولوم × 1 فولت</p> <p>1 سعر = 4.184 جول</p>                                                     | <p>الوحدة الدولية كلفن</p> <p>0 K = 273.15 °C</p> <p>K = °C + 273.15</p> <p>? °C = (5° C / 9° F) (°F - 32° F)</p> <p>? °F = (9/5) °C + 32</p>                                                      |
| الضغط                                                                                                                                                                                                                | الحجم                                                                                                                                                                                              |
| <p>الوحدة الدولية باسكال (Pa)</p> <p>1 Pa = 1 N/m<sup>2</sup></p> <p>= 1 Kg/m<sup>2</sup> .s<sup>2</sup></p> <p>1 atmosphere = 101.325 k Pa</p> <p>= 760 mmHg</p> <p>= 760 torr</p> <p>= 14.70 lb/in<sup>2</sup></p> | <p>الوحدة الدولية متر مكعب</p> <p>1 liter (L) = 1 × 10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup></p> <p>= 1000 cm<sup>3</sup></p> <p>= 1.056710 quarts</p> <p>1 كوارتر = ربع جالون</p> <p>1 gallon = 4 quarts</p> |

## الطيف المرئي

| اللون المكمل   | اللون          | مدى الطول الموجى، nm |
|----------------|----------------|----------------------|
| اصفر -<br>اخضر | بنفسجي         | 400-435              |
| اصفر           | ازرق           | 435-480              |
| احمر           | ازرق-اخضر      | 480-500              |
| أرجواني        | اخضر           | 500-560              |
| بنفسجي         | اصفر -<br>اخضر | 560-580              |
| ازرق           | اصفر           | 580-595              |
| اخضر-ازرق      | برتقالي        | 595-650              |
| ازرق-اخضر      | احمر           | 650-750              |

## بعض الثوابت الفيزيائية الأساسية

| الرمز    | القيمة                                               | الكمية الفيزيائية              |                      |
|----------|------------------------------------------------------|--------------------------------|----------------------|
| eV       | $1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$                    | Electron volt                  | الإلكترون فولت       |
| $S$      | $1.4 \text{ KW/m}^2$                                 | Solar constant                 | الثابت الشمسي        |
| atm      | 101325 Pa                                            | Slandered atmospheric pressure | الضغط الجوى القياسي  |
| R        | $8.314 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$             | Gas constant                   | ثابت الغاز الجزيء    |
| h        | $6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$                  | Plank constant                 | ثابت بلانك           |
| K        | $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$                   | Boltzmann constant             | ثابت بولتزمان        |
| $R_H$    | $1.1 \times 10^7 / \text{m}$                         | Rydberg constant               | ثابت رايدبرج         |
| $\sigma$ | $5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ | Steven-Boltzmann constant      | ثابت ستيفان-بولتزمان |
| F        | $96485309 \text{ Cmol}^{-1}$                         | Faraday constant               | ثابت فارادى          |

|                          |                                                                             |                               |                       |
|--------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|-------------------------------|-----------------------|
| G                        | $6.67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{Kg}^2$                             | Newton gravitational constant | ثابت نيوتن للجاذبية   |
| c                        | $3 \times 10^8 \text{ m/s}$                                                 | Velocity of light             | سرعة الضوء في الفضاء  |
| $\epsilon_o$             | $8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$                                          | Permittivity of space         | سماحية الفضاء         |
| -e                       | $-1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$                                          | Electron charge               | شحنة الإلكترون        |
| g                        | $9.80665 \text{ ms}^{-2}$                                                   | Gravitational acceleration    | عجلة الجاذبية         |
| N                        | $6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$                                      | Avogadro's number             | عدد افوجادرو          |
| $m_e$                    | $9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg}$                                           | Electron mass                 | كتلة الإلكترون        |
| $m_p$                    | $1.673 \times 10^{-27} \text{ Kg}$                                          | Proton mass                   | كتلة البروتون         |
| $m_n$                    | $1.675 \times 10^{-27} \text{ Kg}$                                          | Neutron mass                  | كتلة النيوترون        |
| $\rho_{Hg}$              | $13600 \text{ kg m}^{-3}$                                                   | Mercury density               | كثافة الزئبق          |
| $\rho_w$                 | $1000 \text{ kg m}^{-3}$                                                    | Water density                 | كثافة الماء           |
| $\rho_{air}$             | $1.29 \text{ kg m}^{-3}$                                                    | Air density at s.t.p.         | كثافة الهواء          |
| $\Phi_o$                 | $= (h/2e)$<br>$2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$                             | Magnetic flux quanta          | كمية الفيض المغناطيسي |
| $\mu_B$<br>( $eh/2m_e$ ) | $9.274 \times 10^{-24} \text{ Jm}^2 / W$                                    | Bohr magneton                 | مغنيط بوهر            |
| $R_H$                    | $258128 \Omega$                                                             | Hall resistance quanta        | مقاومة هول الكمّاءة   |
| $r_e$                    | $2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$                                           | Electron radius               | نصف قطر الإلكترون     |
| $a_o$                    | $0.529177 \times 10^{-10} \text{ m}$                                        | Bohr radius                   | نصف قطر بوهر          |
| $\mu_o$                  | $4\pi \times 10^{-7} \text{ N/m}^2$<br>$= 1.256 \times 10^{-6} \text{ H/m}$ | Permeability of space         | نفاذية الوسط          |
| a.m.u.                   | $1.66 \times 10^{-27} \text{ Kg}$                                           | Atomic mass unit              | وحدة الكتل الذرية     |

## متصدرات المضاعفات (Multiplication prefixes)

| المتصدرة      | الرمز | المعامل    | المتصدرة     | الرمز | المعامل   |
|---------------|-------|------------|--------------|-------|-----------|
| أُتو (ATTO)   | A     | $10^{-18}$ | سنتي (CENTI) | C     | $10^{-2}$ |
| فيمتو (FEMTO) | F     | $10^{-15}$ | ديسي (DECI)  | D     | $10^{-1}$ |
| بيكو (PICO)   | P     | $10^{-12}$ | كيلو (KILO)  | K     | $10^3$    |
| نانو (NANO)   | N     | $10^{-9}$  | ميغا (MEGA)  | M     | $10^6$    |
| ميكرو (MICRO) | $\mu$ | $10^{-6}$  | جيجا (GIGA)  | G     | $10^9$    |
| ملي (MILLI)   | M     | $10^{-3}$  | تيرا (TERA)  | T     | $10^{12}$ |

## رموز بعض الوحدات المشتقة

| الكمية            | الوحدة المشتقة     | اسم الوحدة | الرمز |
|-------------------|--------------------|------------|-------|
| التردد            | 1/s                | هرتز       | Hz    |
| الجهد الكهربائي   | J/C                | فولت       | V     |
| الحث              | V s/A              | هنري       | H     |
| السعة الكهربائية  | e/V                | فاراد      | F     |
| الشحنة الكهربائية | A s                | كولوم      | C     |
| الضغط             | N/m <sup>2</sup>   | باسكال     | Pa    |
| الطاقة            | N m                | جول        | J     |
| الفيض الضوئي      | cd sr              | ليومن      | lm    |
| الفيض المغناطيسي  | V s                | وبر        | Wb    |
| القدرة            | J/s                | وات        | W     |
| القوة             | kg/s <sup>2</sup>  | نيوتن      | N     |
| المجال المغناطيسي | V s/m <sup>2</sup> | تسلا       | T     |

|                    |                   |            |      |                     |
|--------------------|-------------------|------------|------|---------------------|
| $\Omega$           | OHM               | أوم        | V /A | المقاومة الكهربائية |
| S                  | SIEMENS           | سيمنز      | A/V  | الموصلية الكهربائية |
| BQ                 | BECQUEREL         | بيكريل     | 1/s  | النشاط الإشعاعي     |
| $^{\circ}\text{C}$ | DEGREE<br>CELSIUS | درجة مئوية | K    | درجة الحرارة        |

### تحويلات مهمة لبعض الكميات

| الكمية           | التحويلات                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |
|------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| الجهد الكهربائي  | 1 V (volt) = $3.336 \times 10^{-3}$ e.s.u. of potential (stat volt)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |
| الحث             | 1 H (henry) = $1.113 \times 10^{-12}$ e.s.u. of induction (stat henry)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            |
| الحجم            | 1 gallon (gal) = $3.785 \times 10^{-3}$ m <sup>3</sup><br>1 in <sup>3</sup> = 16.387 cm <sup>3</sup><br>1.728 in <sup>3</sup> = 1 ft <sup>3</sup> = 0.028317 m <sup>3</sup><br>27 ft <sup>3</sup> = 1 yard <sup>3</sup> = 0.76455317 m <sup>3</sup><br>1 m <sup>3</sup> = 10 <sup>6</sup> cm <sup>3</sup> = 35.31 ft <sup>3</sup> = 264.2 gal<br>1 liter = 10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup> = 1000 cm <sup>3</sup> |
| الزاوية          | 1 revolution = $2\pi$ radian = 360°<br>1 radian = 57.30°<br>1 degree = $1.745 \times 10^{-2}$ radian<br>= 60' = 3600"                                                                                                                                                                                                                                                                                             |
| الزمن            | 1 second = $\frac{1}{60}$ min = $\frac{1}{3600}$ h = $1.157 \times 10^{-5}$ day<br>1 year = 365.24 days = $8.766 \times 10^3$ h = $3.156 \times 10^7$ s<br>1 siderial day = 0.9973 day                                                                                                                                                                                                                            |
| السرعة           | 1 m.s <sup>-1</sup> = 100 cm.s <sup>-1</sup> = 3.281 ft.s <sup>-1</sup> = 1.944 knot<br>1 ft.s <sup>-1</sup> = 0.3048 m.s <sup>-1</sup> = 0.5925 knot (nautical mile.h <sup>-1</sup> )<br>1 Km.h <sup>-1</sup> = 0.2778 m.s <sup>-1</sup> = 0.54 knot = 0.6214 mile.h <sup>-1</sup>                                                                                                                               |
| السعة الكهربائية | 1 F (farad) = $8.988 \times 10^{11}$ e.s.u. of capacitance (state farad)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |                                                                                                                                                                                           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1 C(cuolomb)= 2.998×10 <sup>9</sup> e.s.u.of charge (statcoulomb)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | الشحنة الكهربائية                                                                                                                                                                         |
| 1 atm(atmosphere)=1.03×10 <sup>5</sup> N.m <sup>-2</sup> = 76 cmHg = 14.7 lb.in <sup>-2</sup><br>1 N.m <sup>2</sup> or pascal = 9.869×10 <sup>-6</sup> atm = 10 <sup>-5</sup> bar<br>1 pascal = 7.501×10 <sup>-4</sup> cmHg = 10dynes.cm <sup>-2</sup><br>1 pascal = 7.501×10 <sup>-3</sup> torr<br>1 bar = 10 <sup>5</sup> N.m <sup>-2</sup> = 0.9869 atm = 75.01 cmHg<br>1 cmHg = 1.333×10 <sup>3</sup> N.m <sup>-2</sup> = 10 torr = 27.85 lb.ft <sup>-2</sup><br>1 psi (pound persquare inch) = 6.895×10 <sup>3</sup> N.m <sup>-2</sup> = 6.805×10 <sup>-2</sup> atm | الضغط                                                                                                                                                                                     |
| 1 kWh(kilowatt – hour) = 3.6×10 <sup>6</sup> joule = 8.598×10 <sup>5</sup> cal<br>1 cal = 4.187 joule = 3.968 Btu = 1.163×10 <sup>-6</sup> kWh<br>1 eV = 1.602×10 <sup>-19</sup> joule = 1.602 erg<br>1 joule = 9.478×10 <sup>-4</sup> Btu = 10 <sup>7</sup> erg = 0.2388 cal<br>= 6.242×10 <sup>18</sup> eV = 2.778×10 <sup>-7</sup> kWh<br>1 Btu(Britishthermalunit) = 1.055×10 <sup>3</sup> joule = 252 cal                                                                                                                                                           | الطاقة                                                                                                                                                                                    |
| 1 مم = 10 <sup>-3</sup> م<br>1 نانومتر = 10 <sup>-9</sup> م<br>1 بيكو متر = 10 <sup>-12</sup> م<br>1 قدم = 0.3048 متر<br>12 in = 1 ft = 0.3048 m<br>3 ft = 1 yard = 0.914399 m<br>5 $\frac{1}{2}$ yards = 1 rood, pole, perch = 5.03 m<br>4 poles = 1 chain = 20.12 m<br>10 chains = 1 furlong = 201.168 m<br>8 gurlong or 1.760 yards = 1 mile = 1.6093 km                                                                                                                                                                                                              | 1 سم = 10 <sup>-2</sup> م<br>1 ميكرومتر = 10 <sup>-6</sup> م<br>1 أنجستروم = 10 <sup>-10</sup> م = 10 <sup>-1</sup> نانومتر<br>1 بوصة = 2.54 سم<br>1 كم = 1000 متر = 0.62137 ميل<br>الطول |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |                                                                                                                                                                    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>1 yard = 3 ft = 91.44 cm = 36 in</p> <p>1 in = 2.54 cm = 25.4 mm</p> <p>1 Fermi(F) = <math>10^{-15}</math> m = <math>10^{-13}</math> cm = <math>10^5</math> Å</p> <p>1 m = <math>10^{10}</math> Å = 100 cm = 3.28 ft = 39.37 in</p> <p>1 AU (astronomical unit) = <math>1.496 \times 10^8</math> km</p> <p>1 light year = <math>9.461 \times 10^{12}</math> km = 0.3066 parsec(pc)</p> <p>1 pc = <math>3.086 \times 10^{16}</math> m = 3.262 light year</p> | الطول                                                                                                                                                              |
| <p>1 gee = <math>9.807 \text{ m.s}^{-2}</math> = <math>980.7 \text{ cm.s}^{-2}</math> = <math>32.17 \text{ ft.s}^{-2}</math></p> <p>1 ft.s<sup>-2</sup> = <math>30.48 \text{ cm.s}^{-2}</math> = 3.108 gee</p> <p>1 cm.s<sup>-2</sup> = <math>0.01 \text{ m.s}^{-2}</math> = <math>1.02 \times 10^{-3}</math> gee</p> <p>1 m.s<sup>-2</sup> = <math>3.281 \text{ ft.s}^{-2}</math> = 0.102 gee</p>                                                             | العجلة                                                                                                                                                             |
| <p>1 kW (kilowatt) = 1000 Watt = 238.8 cal = 1.341 hp</p> <p>1 hp (horsepower) = 745.7 Watt = <math>2.544 \times 10^3</math> Btu.h<sup>-1</sup> = <math>178.1 \text{ cal.s}^{-1}</math></p> <p>1 watt = <math>3.412 \text{ Btu.h}^{-1}</math> = <math>10^7 \text{ ergs.s}^{-1}</math> = <math>0.2388 \text{ cal.s}^{-1}</math></p> <p>1 cal.s<sup>-1</sup> = 4.187 watt = 3.088 ft/lb/s</p>                                                                    | القدرة                                                                                                                                                             |
| <p>1 dyne = <math>1.02 \times 10^{-6}</math> kp (kilopound or kilogram force) = <math>2.248 \times 10^{-6}</math> lb</p> <p>1 N = <math>10^5</math> dynes = 0.102 kp = 0.2248 lb</p> <p>1 kp = 9.807 N = 2.205 lb</p>                                                                                                                                                                                                                                          | القوة                                                                                                                                                              |
| <p>1 جرام = <math>10^{-3}</math> كجم</p> <p>1 باوند = 453.59237 جم</p> <p>1 طن = 2000 باوند</p> <p>1 grain = <math>6.48 \times 10^{-5}</math> kg</p> <p>1 dram (dr) = 1.772 grammes</p> <p>1 ounce (Oz) = 28.350 grammes</p> <p>16 dr = 1 ounce = 28.350 grammes</p>                                                                                                                                                                                           | <p>1 جرام = <math>10^{-3}</math> كجم</p> <p>1 ميكروجرام = <math>10^{-6}</math> جم</p> <p>1 باوند (رطل انجليزي) = 16 أونس</p> <p>1 طن = 1000 كجم.</p> <p>الكتلة</p> |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |                   |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------|
| <p>16Oz = 1 Pound = 0.453592 kg</p> <p>14 lb = 1 stone = 6.350 kg</p> <p>28 lb = 1 quarter = 12.70 kg</p> <p>100 lb = 1 cental = 45.359243 kg</p> <p>4 quarters (112 lb) = 1 hundred weight (cwt) = 50.8022 kg</p> <p>8 st = 1 hundred weight (cwt)</p> <p>1 kilogram = 1000 gram = <math>10^{-3}</math> ton = 2.205 lb – mass</p> <p>1 gram = 5 carat = 15.43 grains</p> <p>1 amu (atomic mass unit) = <math>1.6605 \times 10^{-27}</math> kg</p> <p>1 carat = 0.2 g = <math>2 \times 10^{-4}</math> kg</p> <p>1 ounce – mass (Oz – mass) = 28.35 g = <math>\frac{1}{16 \text{ lb – mass}}</math></p> <p>1 pound – mass = 0.4536 kg = 16 Oz – mass</p>                                                                              | الكتلة            |
| <p>1 lb – mass.ft<sup>-3</sup> = 16.02 kg.m<sup>-3</sup></p> <p>1 kg.m<sup>-3</sup> = <math>10^{-1}</math> g.cm<sup>-3</sup> = <math>3.613 \times 10^{-5}</math> lb – mass.in<sup>-3</sup></p> <p>1 slug.ft<sup>-3</sup> = 515.4 kg.m<sup>-3</sup> = 32.17 lb – mas.ft<sup>-3</sup></p>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | الكثافة           |
| 1 T (tesla) = Wb.m <sup>-2</sup> = $10^4$ gauss                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | المجال المغناطيسي |
| <p>1 barn = <math>10^{-24}</math> cm<sup>2</sup> = <math>10^{-28}</math> m<sup>2</sup></p> <p>1 m<sup>2</sup> = <math>10^4</math> cm<sup>2</sup> = <math>1.55 \times 10^3</math> in<sup>2</sup></p> <p>1 in<sup>2</sup> = <math>6.9444 \times 10^{-3}</math> ft<sup>2</sup> = 6.451 cm<sup>2</sup></p> <p>144 in<sup>2</sup> = 1 ft<sup>2</sup> = 929.03 dm<sup>2</sup></p> <p>9 ft<sup>2</sup> = 1 yard<sup>2</sup> = 0.836126 m<sup>2</sup></p> <p><math>30 \frac{1}{4}</math> yard<sup>2</sup> = 1 pool, rood, perch</p> <p>40 pools = 1 rood = 10.117 acres</p> <p>4 roods = 1 acre = 0.40468 hectare</p> <p>640 acres = 1 Mile<sup>2</sup> or 3097600 yard<sup>2</sup> = 259 hectars</p> <p>1 squar yard = 9 ft<sup>3</sup></p> | المساحة           |



## الرموز الإغريقية

|          |          |        |           |               |         |
|----------|----------|--------|-----------|---------------|---------|
| N        | $\nu$    | نيو    | A         | $\alpha$      | ألفا    |
| $\Xi$    | $\xi$    | إكزاي  | B         | $\beta$       | بيتا    |
| $\Pi$    | $\pi$    | باي    | $\Gamma$  | $\gamma$      | جاما    |
| P        | $\rho$   | رو     | $\Delta$  | $\delta$      | دلتا    |
| $\Sigma$ | $\sigma$ | سيجما  | E         | $\varepsilon$ | ايبسلون |
| T        | $\tau$   | تاو    | Z         | $\zeta$       | زيتا    |
| $\Phi$   | $\phi$   | فاي    | H         | $\eta$        | إيتا    |
| X        | $\chi$   | كاى    | $\Theta$  | $\theta$      | ثيتا    |
| $\Psi$   | $\psi$   | بساى   | K         | $\kappa$      | كابا    |
| $\Omega$ | $\omega$ | اوميغا | $\Lambda$ | $\lambda$     | لامبدا  |
|          |          |        | M         | $\mu$         | ميو     |

مسرد

Index



## مسرد للمصطلحات مرتب

## طبقاً للأبجدية العربية

(١)

|                            |                      |
|----------------------------|----------------------|
| Orientation                | اتجاهية              |
| Thermodynamic equilibrium  | اتزان ديناميكي حراري |
| Ether                      | أثير                 |
| Stress                     | إجهاد                |
| Monochromatic              | أحادي اللون          |
| Mono                       | أحادية               |
| Mono clinic                | أحادية الميل         |
| Probability                | احتمالية             |
| Occupation probability     | احتمالية الإشغال     |
| Cylindrical coordinates    | إحداثيات اسطوانية    |
| Polar coordinates          | إحداثيات قطبية       |
| Cartesian coordinates      | إحداثيات كارتيزية    |
| Spherical coordinates      | إحداثيات كروية       |
| Fermi-Dirac statistics     | إحصاء فيرمي وديراك   |
| Quantum statistics         | إحصاء كمي            |
| Statistical                | احصائي               |
| Miller's indices           | أدلة ميلر            |
| Adiabatic                  | أديباتيكي            |
| Displacement               | إزاحة                |
| Scattering                 | استطارة (تبعثر)      |
| Polarization               | استقطاب              |
| Remenant polarization      | استقطاب متبقى        |
| Orientation polarizability | استقطابية اتجاهية    |
| Electronic polarizability  | استقطابية الكترونية  |

|                           |                             |
|---------------------------|-----------------------------|
| Ionic polarizability      | استقطابية أيونية            |
| Interstitial atom         | إشابة تخلليه                |
| Infrared                  | أشعة تحت الحمراء            |
| X-rays                    | أشعة سينية                  |
| Trapping                  | اصطياد                      |
| Columnar Phases           | أطوار طولية                 |
| Opacity                   | إعتام                       |
| Modifier oxide            | أكسيد معدل                  |
| Forming oxide             | أكسيد مكون                  |
| Intermediate oxide        | أكسيد وسطى                  |
| Crystal directions        | الاتجاهات البلورية          |
| Thermodynamic probability | الاحتمال الديناميكي الحراري |
| Free surfaces             | الأسطح الحرة                |
| Electrostriction          | الانضغاط الكهربى            |
| Crystal system            | الأنظمة البلورية            |
| Lattice parameter         | البعد الشبكي                |
| Elastic scattering        | التشتت المرن                |
| Thermal expansion         | التمدد الحراري              |
| Periodic table            | الجدول الدوري               |
| Ledge                     | الحافة                      |
| Gas state                 | الحال الغازية               |
| Ground state              | الحالة الأرضية              |
| Liquid state              | الحالة السائلة              |
| Solid state               | الحالة الصلبة               |
| Orthogonality condition   | الحالة العمودية             |
| Normalization condition   | الحالة العيارية             |
| Thermal Properties        | الخصائص الحرارية            |
| Angles between zones      | الزوايا بين النطاقات        |

|                             |                              |
|-----------------------------|------------------------------|
| Squid                       | السكويد                      |
| Piezoelectric effect        | الظاهرة الكهروضغطية          |
| Close-packed                | العبوة المتراسة              |
| Orbital quantum number      | العدد الكمي المداري          |
| Radial quantum number       | العدد الكمي النصف قطري       |
| Wave number                 | العدد الموجي                 |
| Structural Defects          | العيوب التركيبية             |
| Electron-phonon interaction | الفعل البيني إلكترون - فونون |
| Spin - orbital interaction  | الفعل اللفي المداري          |
| Atomic core                 | القلب الذري                  |
| Electron                    | إلكترون                      |
| Conduction electrons        | الالكترونات التوصيل          |
| Atomic density of planes    | الكثافة الذرية للمستويات     |
| Piezo electricity           | الكهروضغطية                  |
| Zone                        | النطاق                       |
| Classical theory            | النظرية التقليدية            |
| Kinetic theory              | النظرية الحركية              |
| Crystal systems             | النظم البلورية               |
| Type I                      | النوع الأول                  |
| Type II                     | النوع الثاني                 |
| Absorption                  | امتصاص                       |
| Longitudinal waves          | أمواج طولية                  |
| Transverse waves            | أمواج مستعرضة                |
| Plane waves                 | أمواج مستوية                 |
| Augmented plane waves       | أمواج مستوية مدموجة          |
| Stationary waves            | أمواج موقوفة                 |
| Emission                    | انبعاث                       |
| Thermionic emission         | انبعاث أيوني حراري           |

|                            |                        |
|----------------------------|------------------------|
| Diffusion                  | انتشار                 |
| Short rang order           | انتظام محدود (قصير)    |
| Long rang order            | انتظام ممتد (طويل)     |
| Transition                 | انتقال                 |
| Degradation                | إنحلال أو تقسخ         |
| Dislocation                | انخلاع                 |
| Edge dislocation           | انخلاع طرفي (حدي)      |
| Splitting                  | انشطار (تجزئة)، انشقاق |
| Splitting of energy level  | انشقاق مستوى الطاقة    |
| Compressibility            | انضغاطي                |
| Bragg reflection           | انعكاس براج            |
| Strain                     | انفعال                 |
| Refractivity               | إنكسارية               |
| Crystal growth             | إنماء بلوري            |
| Vibration modes of lattice | أنماط اهتزاز الشبكة    |
| Anion                      | أنيون                  |
| Thermal vibration          | اهتزاز حراري           |
| Isothermal                 | ايزوثيرمالي            |

## (ب)

|                   |               |
|-------------------|---------------|
| Potential well    | بئر جهد       |
| Paramagnetic      | بارامغناطيسي  |
| Seed crystal      | بذرة بلورة    |
| Bravais           | برافى         |
| Peroveskite       | بروفسكيت      |
| Plasma            | بلازما        |
| Crystal           | بلورة         |
| Covalent crystal  | بلورة تساهمية |
| Molecular crystal | بلورة جزيئية  |

|                  |               |
|------------------|---------------|
| Metallic crystal | بلورة فلزية   |
| Crystalline      | بلوري         |
| Ionic crystal    | بلورية أيونية |
| Fine structure   | بناء دقيق     |
| Melting crucible | بوتقة صهر     |
| Polymer          | بوليمر        |
| Interfacial      | بين سطحي      |

## (ت)

|                                 |                             |
|---------------------------------|-----------------------------|
| Magneto optic effect            | تأثير الضوء مغناطيسي        |
| Barkhausen effect               | تأثير باركهوزن              |
| Tolman effect                   | تأثير تولمان                |
| Anomalous Zeeman effect         | تأثير زيمان الشاذ           |
| Meissner effect                 | تأثير ميزنر                 |
| Hall effect                     | تأثير هول                   |
| Fractional Hall effect          | تأثير هول الجزئي            |
| Degeneracy                      | تحلل أو تفسخ                |
| Structure analysis              | تحليل بنائي                 |
| Phase transformation            | تحول طوري                   |
| Order - disorder transformation | تحول من منتظم إلى غير منتظم |
| Hysteresis                      | تخلف مغناطيسي               |
| Charge flow                     | تدفق الشحنات                |
| Plastic flow                    | تدفق لدن                    |
| Frequency                       | تردد                        |
| Collision frequency             | تردد التصادم                |
| Atomic frequency                | تردد ذري                    |
| Precession frequency            | تردد رحوى                   |
| Structure                       | تركيب                       |
| Electronic structure            | تركيب الكتروني              |

|                                |                       |
|--------------------------------|-----------------------|
| Chemical composition           | تركيب كيميائي         |
| Concentration                  | تركيز                 |
| Eccentricity                   | تطرف                  |
| Polymorphism                   | تعدد الأشكال          |
| Sterling's approximation       | تقريب سترلنج          |
| Quantization                   | تقنين (تكمية أو تكمم) |
| Multiplication of dislocations | تكاثر الانخلاعات      |
| Valence                        | تكافؤ                 |
| Cubic                          | تكعيبي                |
| Space quantization             | تكمية (تكمم) الفراغ   |
| Symmetry                       | تماثل                 |
| Translation symmetry           | تماثل إنتقالى         |
| Thermal agitation              | تهيج حراري            |
| Harmonic                       | توافقي                |
| Frequency distribution         | توزيع الترددات        |
| Angular distribution           | توزيع زاوي            |
| Fermi-Dirac distribution       | توزيع فيرمى - ديراك   |
| Conductivity                   | توصيلية               |
| Perfect conductivity           | توصيلية تامة          |
| Current                        | تيار                  |
| Vortex currents                | تيارات دوامية         |

## (ث)

|                     |                         |
|---------------------|-------------------------|
| Dielectric constant | ثابت العزل الكهربى      |
| Madelung constant   | ثابت ماديلونج           |
| Hole                | ثقب (فجوة)              |
| Triclinic           | ثلاثي الميل             |
| Normal triplet      | ثلاثي معتاد             |
| Trigonal            | ثلاثية الزوايا والأضلاع |



|                            |                      |
|----------------------------|----------------------|
| Dipole                     | ثنائي قطب            |
| Electric dipole            | ثنائي قطب كهربى      |
| (ج)                        |                      |
| Macromolecule              | جزئ كبير             |
| Monomer                    | جزئية                |
| Particle                   | جسيم                 |
| Voltage                    | جهد                  |
| Excitation potential       | جهد الإثارة          |
| Crystal potential          | جهد البلورة          |
| Ionization potential       | جهد التأين           |
| Threshold voltage          | جهد العتبة           |
| Periodic potential         | جهد دورى             |
| Pseudo potential           | جهد شبيه             |
| Screened Coulomb potential | جهد كولومى محجوب     |
| Energy barrier             | حاجز جهد             |
| Edge                       | حافة (طرف)           |
| Energy state               | حالة (مستوى) طاقة    |
| Thermal equilibrium state  | حالة الاتزان الحرارى |
| Steady state               | حالة الاستقرار       |
| Boundary condition         | حالة الحدود          |
| Excited state              | حالة مثارة           |
| Allowed state              | حالة مسموحة          |
| Charge carriers            | حاملات الشحنة        |
| Compartment                | حجره                 |
| Grain boundaries           | حدود الحبيبات        |
| Phase boundaries           | حدود الطور           |
| Ferromagnetic              | حديدومغناطيسية       |
| Ferrimagnetic              | حديدى مغناطيسية      |

|                          |                       |
|--------------------------|-----------------------|
| Electronic specific heat | حرارة نوعية الكترونية |
| Atomic specific heat     | حرارة نوعية ذرية      |
| Molar specific heat      | حرارة نوعية مولارية   |
| Hall mobility            | حركية هول             |
| Energy band              | حزمة طاقة             |
| Etch pit                 | حفرة كشطية            |
| Bloch walls              | حوائط بلوخ            |
| Bloch walls              | حوائط بلوخ            |
| Diffraction              | حيود                  |

## (خ)

|                    |                            |
|--------------------|----------------------------|
| Liquidus line      | خط السائل                  |
| Solidus            | خط الصلب                   |
| Energy contours    | خطوط توزيع الطاقة (كونتور) |
| Vortex lines       | خطوط دوامية                |
| Primitive cell     | خلية أولية                 |
| Non primitive cell | خلية غير أولية             |

## (د، ذ)

|                            |                      |
|----------------------------|----------------------|
| Burger's circle            | دائرة بروجر          |
| Exponential function       | دالة آسية            |
| Partition function         | دالة التقسيم         |
| State function             | دالة الحالة          |
| Periodic function          | دالة دورية           |
| Debye function             | دالة ديبي            |
| Langevin function          | دالة لانجفين         |
| Diamagnetic                | دايامغناطيسية        |
| Absolute temperature       | درجة الحرارة المطلقة |
| Degree of polymerization   | درجة تبلمر           |
| Transformation temperature | درجة حرارة التحول    |

|                      |                 |
|----------------------|-----------------|
| Critical temperature | درجة حرارة حرجة |
| Debye temperature    | درجة حرارة ديبي |
| Curie temperature    | درجة حرارة كوري |
| Rotating             | دوار            |
| Diamagnetic          | ديامغناطيسي     |
| Intrinsic            | ذاتي (نقي)      |
| Substitutional atom  | ذرة تبادلية     |

(ر، ز)

|                            |                        |
|----------------------------|------------------------|
| Oscilloscope               | راسم الذبذبات          |
| Tetragonal                 | رباعي الزوايا والأضلاع |
| Coupling                   | ربط بيني               |
| Order                      | رتبة                   |
| Precession                 | رحوى                   |
| Packing                    | رص (تعبئة)             |
| Cyclotron resonance        | رنين السيكلوترون       |
| Paramagnetic resonance     | رنين بارامغناطيسي      |
| Nuclear magnetic resonance | رنين نووي مغناطيسي     |
| Oxide glass                | زجاج أكسيدي            |
| Bioglass                   | زجاج حيوي              |
| Metallic glass             | زجاج معدني             |
| Momentum                   | زخم (كمية الحركة)      |
| Crystal momentum           | زخم البلورة            |
| Relaxation time            | زمن الاسترخاء          |
| Cooper pair                | زوج كوبر               |

## (س)

|                     |                        |
|---------------------|------------------------|
| Super cooled liquid | سائل فوق مبرد          |
| Alloy               | سبيكة                  |
| Hexagonal           | سداسي                  |
| Drift velocity      | سرعة ازاحية            |
| Drift velocity      | سرعة ازاحية (إنجرافية) |
| Particle velocity   | سرعة الجسم             |
| Group velocity      | سرعة المجموعة          |
| Molecular velocity  | سرعة جزيئية            |
| Random velocity     | سرعة عشوائية           |
| Fermi surface       | سطح فيرمي              |
| Heat capacity       | سعة حرارية             |
| SQUID               | سكويد                  |
| Permeability        | سماحية                 |

## (ش)

|                     |                        |
|---------------------|------------------------|
| Vacancy             | شاغرة                  |
| Spiral network      | شبكة حلزونية           |
| Nearly- free        | شبه - الحر             |
| Semiconductor       | شبه موصل               |
| Reciprocal lattice  | شبكة انقلابية (منعكسة) |
| Space lattice       | شبكة فراغية            |
| Boundary conditions | شروط حدودية            |
| Slit                | شق (فتحة مستطيلة)      |
| Impurities          | شوائب                  |

## (ص-ظ)

|                   |              |
|-------------------|--------------|
| Epilepsy          | صرع          |
| Activation energy | طاقة التنشيط |

|                          |                       |
|--------------------------|-----------------------|
| Energy gap               | طاقة الثغرة (الفجوة)  |
| Activation energy        | طاقة تنشيط            |
| Fermi energy             | طاقة فيرمي            |
| Dual nature              | طبيعة مزدوجة          |
| Mode                     | طراز                  |
| Method                   | طريقة                 |
| Rotating crystal method  | طريقة البلورة الدوارة |
| Laue method              | طريقة لاو             |
| Phase                    | طور                   |
| Mesophase                | طور وسطي              |
| Bond length              | طول الرابطة           |
| Spectrum                 | طيف                   |
| Relaxation spectrum      | طيف الاسترخاء         |
| Frequency spectrum       | طيف الترددات          |
| Tunneling effect         | ظاهرة الإنفاق         |
| Levitation effect        | ظاهرة الرفع           |
| Transport phenomena      | ظواهر الانتقال        |
| Cooperative phenomena    | ظواهر تعاونية         |
| (ع، غ)                   |                       |
| Extrinsic                | عارضة (مشوبة)         |
| Dielectric               | عازل                  |
| Lattice structure factor | عامل بناء الشبكة      |
| Coordination number      | عدد التناسق           |
| Frictionless             | عديم الاحتكاك         |
| Moment                   | عزم                   |
| Magnetic moment          | عزم مغناطيسي          |
| Anti parallel            | عكس مواز              |
| Arrhenius relation       | علاقة أرهينيوس        |

|                            |                        |
|----------------------------|------------------------|
| Dispersion relation        | علاقة التشتت           |
| Klausius – Mosoti relation | علاقة كلاوزيوس وموزوتي |
| Madelung relation          | علاقة ماديلنج          |
| Symmetry elements          | عناصر التماثل          |
| Element of volume          | عنصر حجم               |
| Schottky defect            | عيب شوتكى              |
| Frenkel defect             | عيب فرنكل              |
| Lattice defects            | عيوب الشبكة            |
| Line defects               | عيوب خطية              |
| Planer defects             | عيوب مستوية            |
| Point defects              | عيوب نقطية             |
| Free electron gas          | غاز الإلكترون الحر     |
| Microscopic                | غير منظور              |

## (ف)

|                    |                         |
|--------------------|-------------------------|
| Filament           | فتيلة                   |
| Velocity space     | فراغ (فضاء) السرعات     |
| Phase space        | فراغ (فضاء) الطور       |
| Fourier space      | فراغ فورييه             |
| Vacuum             | فراغ (مخلخل)            |
| Schottky vacancies | فراغات شوتكى            |
| Frenkel vacancies  | فراغات فرنكل            |
| Void               | فراغه                   |
| Hypothesis         | فرض                     |
| Ferro electric     | فروكهربية               |
| Ferro magnetic     | فرومغناطيسية            |
| Momentum space     | فضاء (فراغ) كمية الحركة |
| Mutual action      | فعل بينى (متبادل)       |
| Dielectric loss    | فقد العزل الكهربى       |

|                         |                  |
|-------------------------|------------------|
| Metal                   | فلز (معدن)       |
| Photon                  | فوتون            |
| Optical photon          | فوتون ضوئي       |
| Entropy                 | فوضى (انتروپيا)  |
| Fullerine               | فولرين           |
| Thermal phonon          | فونون حراري      |
| Acoustic phonon         | فونون صوتي       |
| Magnetic susceptibility | قابلية مغناطيسية |

## (ق)

|                         |                         |
|-------------------------|-------------------------|
| Basis                   | قاعدة (الأساس)          |
| Selection rule          | قاعدة الاختيار          |
| Lever rule              | قاعدة ليفر              |
| Mie's rule              | قاعدة مي                |
| Conservation law        | قانون البقاء            |
| Bragg's law             | قانون براغ              |
| Waies law               | قانون فايس              |
| Shell                   | قشرة                    |
| Sub shell               | قشرة فرعية              |
| Hyperbola               | قطع زائد                |
| Core                    | قلب                     |
| Bridge                  | قنطرة                   |
| Fick's diffusion laws   | قوانين فيك للانتشار     |
| Damping force           | قوة التوهين             |
| Coercive magnetic force | قوة المغناطيسية القهرية |
| Covalent force          | قوة تساهمية             |
| Shearing force          | قوة قاصة                |
| Binding energy          | قوى الترابط             |
| Attractive forces       | قوى جاذبة               |

|                     |               |
|---------------------|---------------|
| Van der Waal forces | قوى فان درفال |
| Coulomb forces      | قوى كولومية   |
| Eigen values        | قيم الطاقة    |

## (ك)

|                          |                               |
|--------------------------|-------------------------------|
| Cation                   | كاتيون                        |
| Polarization catastrophe | كارثة الاستقطاب               |
| Point mass               | كتلة نقطية                    |
| Effective mass           | كتله فعالة                    |
| Probability density      | كثافة الاحتمال                |
| Density of energy state  | كثافة الحالة (مستويات الطاقة) |
| Packing density          | كثافة الرص (التعبئة)          |
| Energy density           | كثافة الطاقة                  |
| Current density          | كثافة تياريه                  |
| Density of energy state  | كثافة مستويات الطاقة          |
| Carbide                  | كربيد                         |
| Quantum                  | كمه                           |
| Flux quantum             | كمه فيض                       |
| Ferro electricity        | كهروحيديية                    |
| Electro magnetic         | كهرومغناطيسي                  |

## (ل، م)

|               |                        |
|---------------|------------------------|
| Amorphous     | لابلوري (امورفي)       |
| Anelasticity  | لامرونة                |
| Thermoplastic | لدائن حرارية           |
| Viscosity     | لزوجة                  |
| Spin          | لف (مغزلي)             |
| Luster        | لمعان                  |
| Soft material | مادة غير قاسية (لينية) |
| Hard material | مادة قاسية             |



|                        |                       |
|------------------------|-----------------------|
| Macroscopic            | ماكرونية              |
| Larmor precession      | مبادرة لارمر          |
| Pauli principle        | مبدأ باولي            |
| Uncertainty principle  | مبدأ عدم اليقين       |
| Quantization principle | مبدأ كمي              |
| Anisotropic            | متباين الخواص         |
| Remenant               | متبقية                |
| Burger's vector        | متجه بروجر            |
| Basis vectors          | متجهات الأساس         |
| Translation vectors    | متجهات الانتقال       |
| Oscillator             | متذبذب                |
| Harmonic oscillator    | متذبذب توافقي         |
| Equipartition          | متساوي التوزيع        |
| Polycrystalline        | متعدد التبلور         |
| Integral               | متكامل                |
| Face-Centered          | متمركز الأوجه         |
| Body-centered          | متمركز الجسم          |
| Base-centered          | متمركز القاعدة        |
| Mean free path         | متوسط المسار الحر     |
| Depolarization field   | مجال إزالة الاستقطاب  |
| Critical field         | مجال حرج              |
| Lorentz field          | مجال لورنتز           |
| Local field            | مجال موضعي            |
| Collector              | مجمع                  |
| Collimator             | مجمع أشعة             |
| Probable               | محتمل                 |
| Enthalpy               | محتوى حراري (انثالبى) |
| Finite                 | محدود                 |

|                      |                   |
|----------------------|-------------------|
| Solid solution       | محلول صلب         |
| Axis of symmetry     | محور التماثل      |
| Axis of rotation     | محور الدوران      |
| Zone axis            | محور النطاق       |
| Transducer           | محول طاقة         |
| Orbit                | مدار (فلك)        |
| Scattering orbit     | مدار الاستطارة    |
| Stable orbit         | مدار مستقر        |
| Electron gun         | مدفع الكتروني     |
| Center of inversion  | مركز الانقلاب     |
| Center of symmetry   | مركز التماثل      |
| Elastic after effect | مرونة متأخرة      |
| Free path            | مسار حر           |
| Slip plane           | مستوى الانزلاق    |
| Slipping plane       | مستوى الانزلاق    |
| Plane of reflection  | مستوى الانعكاس    |
| Plane of symmetry    | مستوى التماثل     |
| Energy levels        | مستويات الطاقة    |
| Atomic planes        | مستويات ذرية      |
| Powder               | مسحوق             |
| Radio tracer         | مشع اقتنائي للأثر |
| Plateau              | مصطبة             |
| Anode                | مصعد (أنود)       |
| melt                 | مصهور             |
| Amplifier            | مضخم              |
| Flexible             | مطاطة             |
| Diffractionmeter     | مطياف الحيود      |
| De Brogli equation   | معادلة دي برولي   |

|                                  |                            |
|----------------------------------|----------------------------|
| Functional equation              | معادلة دوالية              |
| Schrödinger equation             | معادلة شرودنجر             |
| Impact parameter                 | معامل التصادم              |
| Distribution parameter           | معامل التوزيع              |
| Thermal conductivity coefficient | معامل التوصيل الحرارى      |
| Bulk modulus                     | معامل المرونة الحجمى       |
| G – factor                       | معامل لاندى الانشطاري      |
| Lande splitting factor           | معامل لاندى الانشطاري      |
| Miller indices                   | معاملات ميلر               |
| Glass modifier                   | معدل زجاج                  |
| Ortho rhombic                    | معيني قائم                 |
| Remenant magnetism               | مغناطيسية متبقية (متخلفة)  |
| Bohr magneton                    | مغنيط بوهر                 |
| Perturbation principal           | مفهوم الاضطراب             |
| Simple cubic                     | مكعبى بسيط                 |
| Face centered cub                | مكعبى متمركز الأوجه        |
| Face centered cub                | مكعبى متمركز الأوجه        |
| Body centered cub                | مكعبى متمركز الجسم         |
| Glass former                     | مكون زجاج                  |
| Ferroelectric domains            | مناطق كهروحيديّة           |
| Rocking curve                    | منحنى القلقة               |
| Electron distribution curves     | منحنيات التوزيع الالكترونى |
| Energy contours                  | منحنيات تساوى الطاقة       |
| Domain                           | منطقة                      |
| Brillion zone                    | منطقة بريليون              |
| 1 <sup>st</sup> Brillouin zone   | منطقة بريليون الأولى       |
| Macroscopic                      | منظور                      |
| Cathode                          | مهبط (كاثود)               |

|                           |                           |
|---------------------------|---------------------------|
| Amorphous materials       | مواد أمورفية، غير متبلورة |
| Glassy materials          | مواد زجاجية               |
| Non crystalline materials | مواد غير متبلورة          |
| Crystalline materials     | مواد متبلورة              |
| Elastic waves             | موجات مرنة                |
| Stationary waves          | موجات موقوفة              |
| Plane harmonic wave       | موجة توافقية مستوية       |
| Plane wave                | موجة مستوية               |
| Isotropic                 | موحد الخواص               |
| Super conductivity        | موصلية فائقة              |
| Mechanism                 | ميكانيكية (آلية)          |
| Field-ion microscope      | ميكروسكوب المجال الايوني  |
| Microscopic               | ميكروسكوبية               |
| Gradient                  | ميل                       |
| Thermal gradient          | ميل حراري                 |

## (ن)

|                       |                      |
|-----------------------|----------------------|
| Valance band          | نطاق التكافؤ         |
| Conduction band       | نطاق التوصيل         |
| Forbidden energy band | نطاق طاقة محرم       |
| Energy band           | نطاق طاقة، حزمة طاقة |
| Overlapped zones      | نطاقات متداخلة       |
| System                | نظام                 |
| Energy system         | نظام طاقة            |
| Free electron theory  | نظرية الإلكترون الحر |
| Bloch theorem         | نظرية بلوخ           |
| Permittivity          | نفاذية               |
| Criticism             | نقد                  |
| Lattice point         | نقطة شبكية           |

|                     |                      |
|---------------------|----------------------|
| Tight binding model | نموذج الترابط الوثيق |
| Two-band model      | نموذج الحزمتين       |
| Diffraction pattern | نموذج حيود           |
| Krong - Peny model  | نموذج كرونيج وبني    |
| Nucleus             | نواة                 |
| Neutron             | نيوترون              |
| (ل)                 |                      |
| Unit cell           | وحدة الخلية          |
| Josephson junction  | وصلة جوزيفسن         |
| Cross link          | وصلة متقاطعة         |
| p-n junction        | وصلة موجب-سالب       |



## نبذة عن المؤلف



## الأستاذ الدكتور/ يسرى مصطفى

تخرج الدكتور/ يسرى مصطفى من قسم الفيزياء بكلية العلوم- جامعة المنصورة عام 1975 ومنذ هذا التاريخ فقد عمل معيدا وتدرّج علميا حتى درجة أستاذ فيزياء الحالة الصلبة في قسم الفيزياء بكلية العلوم-جامعة المنصورة. بالإضافة إلى عمله في التدريس في نفس الجامعة، أشرف على العديد من رسائل الماجستير والدكتوراه وله ما يقرب من الخمسين بحث منشورة في المجالات العلمية الدولية وله أيضا ثلاثة كتب تحت الطبع (منهم هذا الكتاب). كانت ومازالت من أقرب الهوايات إلى قلبه هواية صيد السمك والسفاري.

## المراجع

## References





## بعض المراجع المفيدة

### المراجع العربية

- مقدمة فى فيزياء الجسم الصلب، د. عقيل عزيز داخل، ديوان المطبوعات الجامعية، الجزائر، 1987.
- مبادئ فيزياء الجوامد، د. فوزي غالب عوض وآخرين، مطابع جامعة الملك سعود، المملكة العربية السعودية، 1992.
- أساسيات فيزياء الجوامد، ا.د. رأفت كامل واصف، دار النشر للجامعات المصرية-مكتبة الوفاء، 1995.
- فيزياء الجوامد، ا.د. عبد الفتاح الشاذلي، الدار العربية للنشر والتوزيع، 2003.
- فيزياء الحالة الصلبة، د. صبحي سعيد الراوى، د. شاكر جابر شاكر، د. يوسف مولود حسن، وزارة التعليم العالى والبحث العلمى، جامعة الموصل.
- علم المواد، د. حسين رابع على المسمارى و د. على عبد الكريم البصير، المركز الوطني لتخطيط التعليم والتدريب، المطبعة الخضراء، طرابلس، 2004.
- أساسيات الفيزياء، ا.د. رأفت كامل واصف، دار النشر للجامعات، 2005.
- الفيزياء الإحصائية للطلبة، د. رائد محمود ناصر و د. عبد الأمام على الزبيدى، منشورات جامعة ناصر-الخمس، الجماهيرية الليبية، 1997.



## المراجع الأجنبية

- C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, New York: Wiley; London: Champman and Hall, 2ed ed. 1956 & Wiley, 1986.
- M. A. Omar, Elementary Solid State Physics: Principal and Application, Addison-Wesley Publishing Company, USA, 1985.
- M. A. Omar, Elementary Solid State Physics, Addison{Wesley, 1975.
- Harald Ibach, Hans Luth, Solid State Physics, Springer- Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1991.
- Peter Rudolph, Introductory lecture on "Crystal Defects" ,(co-chairman of ISSCG 12), Institute für Kristallzüchtung Berlin, Germany.
- E. W. Nuffield, X-Ray Diffraction Methods, Wiley, 1966.
- Ashcroft and Mermin, Solid State Physics, Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- Ziman, Principles of the Theory of Solids, Cambridge, 1972.

## نبذة عن المؤلف



## الأستاذ الدكتور/ يسرى مصطفى

تخرج الدكتور/ يسرى مصطفى من قسم الفيزياء بكلية العلوم - جامعة المنصورة عام 1975 ومنذ هذا التاريخ عمل معيدا وتدرج علميا حتى درجة أستاذ فيزياء الحالة الصلبة في قسم الفيزياء بكلية العلوم - جامعة المنصورة. بالإضافة إلى عمله في التدريس في نفس الجامعة، أشرف على العديد من رسائل الماجستير والدكتوراه وله ما يقرب من الخمسين بحث منشورة في المجالات العلمية الدولية وله أيضا من الكتب المؤلفة والمترجمة ما يزيد عن 16 كتاب. كانت ومازالت من أقرب الهوايات إلى قلبه هواية صيد السمك والسفاري.