كلية العلوم

القسم : الفيزياء

السنة : الرابعة

المادة : حالة صلبة٢

المحاضرة : السابعة/نظري/

{{ مكتبة A to Z }}

2024 2025

Facebook Group : مكتبة A to Z

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر(What's app-Telegram)على الرقم 0931497960

المواد العازلة Dielectrics

مقدمة: ماذا يحدث لدى تطبيق حقل كهربائي بين طرفي عازل؟، للوهلة الأولى يمكن أن نتوقع أنَّ لا شيئاً مهماً قد يحدث في العازل لعدم تدفق تيارٍ كهربائيٍ فيه، غير أن ثمة ظواهر أخرى جديرة بالاهتمام تظهر هنا؛

- **كالاستقطاب الكهربائي** الذي يسمى **الاستقطاب العازلي** *Dielectric Polarization*
- و**مفعول الضغط الكهربائي** *Piezoelectric Effect*.

إن تأثرات الحقول المغنطيسية مع الأجسام الصلبة تكون ضعيفة جداً في معظم الأحيان (باستثناء تأثرها مع المواد الفرّومغنطيسية)، أمَّا من أجل الحقل الكهربائي، فالأمر مختلف. فتأثر المادة مع الموجات الكهرطيسية يُبسَّطُ كثيراً، لأنه بمقدورنا إهمال الجزء المغنطيسي من التأثر في معظم الأحيان لاسيما عند وصف البارامغنطيسية والدايامغنطيسية (ولكن ليس عند وصف الفرّومغنطيسية). ولكن من جهة أخرى، يُصبح حساب الحقل الكهربائي داخل عازلٍ صعباً، لأنه يجب أن نأخذ بالحسبان ليس الحقل الخارجي وحسب، بل الحقل الناتج من استقطاب الجسم الصلب نفسه أيضاً.

1-9 الوصف الماكروسكوبي Macroscopic Description:

إنَّ الوصف الماكروسكوبي لمفاعيل العازلية *Dielectric Effects* مشابهٌ للوصف الماكروسكوبي للمغنطيسية، ولكن ليس نفسه تماماً. وللقيام بهذا الوصف نبدأ ببعض التعريفات:

⟵ إن وجود حقل كهربائي، $\vec{E}$ في جسمٍ صلبٍ، يُسبب استقطاباً عازلياً، $\vec{P}$ ، لهذا الجسم، يأخذ الشكل الآتي:

$$\boxed{\vec{P} = \chi_e \in_0 \vec{E},} \qquad (1\text{-}9)$$

حيث χ_e **الطواعيّة الكهربائية** *Electric Susceptibility*؛ و $\in_0 = 8.854\times10^{-12}\ C^2J^{-1}m^{-1}$ **سماحية الخلاء للحقل الكهربائي** *Vacuum-Permittivity* (لا شيئ في الخلاء يمكن أن يُستقطب ولذلك $\chi_e = 0$).

⟵ ينشأ الاستقطاب بصورة رئيسة من اصطفاف (ثنائيات– قطب) كهربائية مجهرية موجودة أصلاً أو تحرَّضت بالحقل المطبق. نكتب علاقة عزوم (ثنائيات– القطب) الكهربائية المجهرية بالشكل الآتي:

$$\boxed{\vec{p} = q\vec{\delta}}$$

حيث q قيمة الشحنات الكهربائية و $\vec{\delta}$ متجه الإزاحة فيما بينها.

يُعيّن المتجه $\vec{\delta}$ من أجل (ثنائيات– قطب) كهربائية عادةً من الشحنة السالبة إلى الشحنة الموجبة. وعندها يمكن التعبير عن الاستقطاب الماكروسكوبي بدلالة (ثنائيات– القطب) المجهرية بالشكل

$$\vec{P} = \frac{N}{V}\vec{p} = \frac{N}{V}q\vec{\delta}\,. \qquad (2\text{-}9)$$

يتضح من العلاقة الأخيرة أن الكمية $\vec{P}$ تملك أبعاد كثافة شحنة سطحية C/cm^2.

⟵ إن ثابت المادة الذي يرتبط بقوة بالطواعيّة الكهربائية، χ_e ، هو سماحية المادة **النسبية** للحقل الكهربائي أو ما يسمى **بثابت عازليتها** *Dielectric Constant*، $\in$ ، الذي يُعطى بالعلاقة

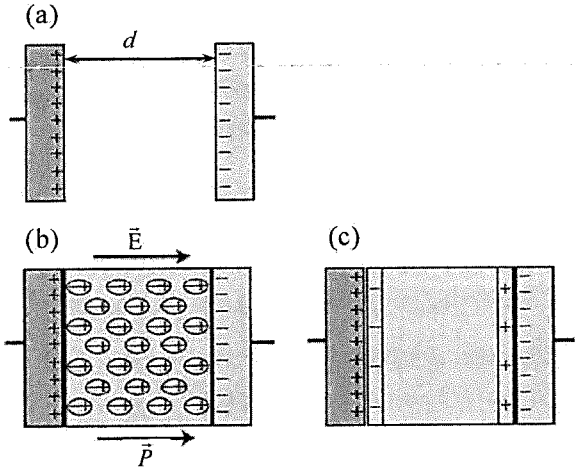
$$\boxed{\chi_e = \in -1.} \qquad (3\text{-}9)$$

بهذه الطريقة، تُعيَّن χ_e و $\in$ (ليس لهما وحدات قياس). عند التعامل مع الخصائص العازلية للأجسام الصلبة، يشيع استخدام $\in$ لوصف استقطاب المادة أكثر بكثير من استخدام χ_e.

تُمثِّل العلاقة الخطّيّة (9-1)، $\vec{P} = \chi_e \in_0 \vec{E}$ ، كما في حالة المغنطيسية، **حداً** للحقول **الضعيفة**. والمشكلة هنا تكمن في أن التأثر الكهربائي مع المادة ليس ضعيفاً بالضرورة وتُصادف عادةً **مفاعيل غير خطّيّة** عند تطبيق حقول كهربائية **قوية**، **تصدر** من ضوء ليزر على سبيل المثال؛ وهذا مجال بحثٍ مثيرٍ جداً للاهتمام في حد ذاته، ولكننا لا نناقشه هنا.

إنَّ مثال **المكثِّفة المستوية** المألوف يوضّح لنا الاستقطاب الكهربائي، كما في الشكل (9-1):

- فمن أجل المكثِّفة الخالية من أية مادة في الشكل (9-1a)، يمكن استعمال قانون غوص للتأكد حسابياً من أن الحقل الكهربائي بين الصفيحتين المتقابلتين ذات المساحة A والتباعد d بينهما يمتلك القيمة الثابتة $\boxed{|\vec{E}| = \sigma / \in_0}$، حيث σ الكثافة السطحية للشحنة على صفيحتي المكثِّفة.
- إذْ ينتج من ذلك مباشرةً أن سعة المكثِّفة تساوي $\boxed{C = \in_0 A/d}$؛
- وعند وضع مادة عازلة بين صفيحتي المكثِّفة، فإنها **تُستقطبُ وتُسببُ الاستقطاب الماكروسكوبي** $\vec{P}$، الذي يمكن تخيله منبثقاً من (ثنائيات– قطب) كهربائية صغيرة مجهرية بكثافة عالية جداً، كما يوضح الشكل (9-1b).



الشكل (9-1): مكثِّفة مستوية: (a) وجود شحنات على صفيحتي المكثِّفة بدون وجود مادة عازلة بينهما.
(b) استقطاب المادة العازلة بين الصفيحتين.
(c) يكمن الفعل المحصِّل للاستقطاب في وجود كثافات شحنة سطحية على المادة العازلة عند السطح الفاصل الصفيحة والمادة العازلة.

- إن الفعل الأكثر أهميةً لثنائيات– القطب هذه يكمن في أنها **تؤدي إلى ظهور كثافة شحنة سطحية إجمالية** في مكان التقاء المادة العازلة مع الصفيحتين، كما يوضح الشكل (9-1c).

← فعندما نأخذ ذلك بالحسبان نجد الحقل الكهربائي الإجمالي **الوسطي** *Average* في المكثِّفة يساوي

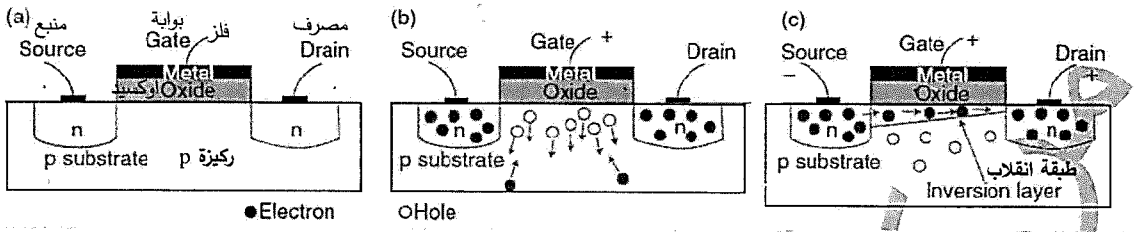
$$|\vec{E}| = \frac{\sigma - |\vec{P}|}{\in_0} = \frac{\sigma}{\in \in_0} \qquad \text{ثمَّ إنَّ} \qquad C = \frac{A \in \in_0}{d}$$

← أي أنَّ **الحقل الكلي الوسطي ينخفض بمقدار العامل** $\in$، وخلافاً لذلك، **تزداد سعة المكثِّفة بمقدار العامل** $\in$ **ذاته**؛

← يُستخدم هذا الحساب عادةً في تعيين $\in$ تجريبياً.

لندرس الترانزستور الحقلي من نوع (الفلز– أكسيد– نصف ناقل) MOSFET المبيّن في الشكل (7-13):

- **تقوم** طبقة الأكسيد الواقعة تحت البوابة **مقام المادة العازلة** في مكثِّفة مستوية الصفيحتين؛
- يجب أن تكون هذه المكثِّفة **قادرة** على تخزين شحنة كهربائية كافية لجعل الـ MOSFET **يعمل** (من دون الحاجة إلى تطبيق جهد بوابة كبير جداً)، أي يجب أن يمتلك سعة كبيرة بشكلٍ معقولٍ.



الشكل (7-13): تصميم MOSFET ومبدأ عمله: (a) بدون تطبيق جهد؛ (b) بتطبيق جهد بوابة موجب صغير القيمة؛ (c) بتطبيق جهدٍ بين المنبع والمصرف وجهد بوابةٍ كبيرٍ كفايةً لخلق طبقة انقلاب.

- فالهدف التكنولوجي **يكمن** في تصميم وتكوين ترانزستورات أصغر من أي وقت مضى، والمسألة هنا محلولة في هذا الإطار: فالسعة هي $C = A \in \in_0 / d$، حيث $\in$ ثابت العازلية لأكسيد البوابة SiO_2؛

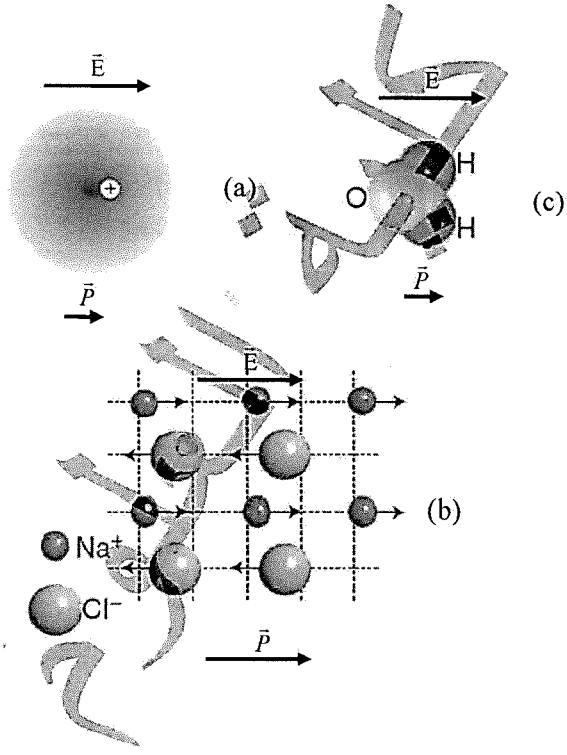
⟵ ولكن بتخفيض المساحة A، تنخفض السعة C أيضاً.

⟵ يمكن تعويض ذلك **عبر تقليل سماكة** d طبقة الأكسيد وهذا ما فعلته صناعة المواد الصلبة النصف الناقلة خلال الثلاثين عاماً الأخيرة.

⟵ غير أن ذلك لم يعد قائماً بسبب وصول السماكة d إلى **حدها الأدنى** (بضعة نانومترات)؛

⟵ ومن أجل طبقة أكسيد أكثر رقةً يُصبح الفلم الرقيق "**راشحاً**" "Leaky" بسبب ظاهرة العبور بالنفق Tunneling.

⟵ ولذلك، فإن مجال البحث الجاري الآن **يكمن في إيجاد مادةٍ بثابت عازلية** $\in$ **أكبر بكثير مما هو عليه من أجل** SiO_2 لكي تعمل بمثابة أكسيد البوابة؛ وعندها يمكن المحافظة على نفس السعة من دون الحاجة إلى أكسيد بوابة بسماكة رقيقة جداً.



الشكل (9-2): آليات تؤدي لاستقطاب كهربائي مجهري.
(a) الحقل الكهربائي يُقطِّب كل الذرات في الجسم الصلب.
(b) يمكن للشبكة البلّورية في الأجسام الصلبة الأيونية؛ مثل NaCl أن تُستقطب مؤديةً إلى ثنائيات قطب موضعية. الشبكة المتقاطعة تحدد موقع الأيونات بدون حقل مطبق.
(c) إذا وجدت ثنائيات- قطب دائمة في الجسم الصلب وكانت حرة الدوران، فإنها توجّه نفسها بشكلٍ موازٍ للحقل. يُعدُّ جزيء الماء بمثابة مثالٍ، على جزيءٍ بثنائي قطب دائم.

2-9 الاستقطاب الميكروسكوبي Microscopic Polarization:

يوجد عدد من الآليات التي تُسبب وجود عزوم ثنائيات– قطب كهربائية مجهرية تؤدي لاستقطاب **جهري**، والشكل (2-9) يوضح هذه الآليات:

- فالشكل (2a-9) يوضح آليةً أولى تُعدُّ في حقيقة الأمر **مفعولاً ذرياً** ومرتبطةً قليلاً **بوضع الذرات في الجسم** الصلب. إن **التناظر الكروي** لذرةٍ ما يرتفع بوجود الحقل الكهربائي، والشحنات السالبة والموجبة تنزاح بالنسبة لبعضها البعض مما يؤدي لظهور ثنائي– قطب كهربائي عزمه:

$$\boxed{\vec{P} = \alpha \vec{E}}, \qquad (4\text{-}9)$$

حيث α **الاستقطابية الذّريّة (قابلية الذرة للاستقطاب)** *Atomic Polarizability*.

→ يسمى هذا المفعول الذّريّ استقطاباً **إلكترونياً** *Electronic Polariziton*

→ **وبالطبع هو موجود في جميع الأجسام الصلبة.**

- آلية الاستقطاب الثانية مرتبطة بالأجسام الصلبة **الأيونية** حيث يحدث شيء ما مشابه جداً لما يحدث على مستوى التدريج الأكبر من مستوى التدريج في الآلية الأولى، كما يوضح الشكل (2b-9):

→ فالشبكة البلّورية في حد ذاتها تُستقطب في الحقل الكهربائي، لأن الأيونات الموجبة تنزاح في اتجاه الحقل الخارجي والأيونات السالبة في الاتجاه المعاكس له؛ يسمى هذا المفعول **استقطاباً أيونياً**.

- وأخيراً، ثمة إمكانية (لثنائيات– قطب) موجودة أصلاً في المادة **لأن تدور في** الحقل الكهربائي:

يمكن لثنائيات– القطب **الدائمة** هذه أن تكون جزيئات؛ كالماء H_2O وحمض كلور الماء HCl. تسمى آلية الاستقطاب هذه **استقطاباً اتجاهياً (زاوياً)** *Orientational*.

ولكن من الشائع وجود هذا النوع من الاستقطاب في السوائل أو الغازات أكثر من وجوده في الأجسام الصلبة، بسبب ضرورة أن تكون (ثنائيات– القطب) حرة الدوران.

وإذا ما تذكرنا العلاقتين (9-1) و (9-3) دوماً، فيمكن القول إن وجود آليات استقطاب مختلفة سيؤدي إلى تحصيل ثوابت عازلية، $\in$، مختلفة. يستعرض الجدول 9-1 قيم $\in$ من أجل عدد من المواد.

الجدول 9-1: ثابت العازلية $\in$ من أجل بعض المواد المختارة في درجة حرارة الغرفة

اسم المادة	ثابت العازلية	اسم المادة	ثابت العازلية	اسم المادة	ثابت العازلية
الخلاء	1	الألماس	5.7	NaCl	6.1
الهواء	1.000573[1]	Si	11.7	$SrTiO_3$	350
المطاط	2.5-3.5	SiO_2	3.9	الايتانول (السائل)	25.8
الزجاج	5-10	CdSe	10.2	الماء (السائل)	81.1

❖ يتصف الهواء في الشروط النظامية بثابت عزل قريب من الواحد (الطواعية الكهربائية قريبة من الصفر)، لأن كثافة الهواء ببساطة منخفضة جداً.

❖ ثابت العازلية من أجل الأجسام الصلبة أكبر من ذلك بكثير؛ فمن أجل بلّورات تتصف باستقطاب أيوني (كبلّورتي NaCl وتيتانات السترونتيوم $SrTiO_3$) يكون ثابت العازلية أكبر منه بكثير من أجل تلك البلّورات التي

[1] في الدرجة 283 K والضغط 1013 hPa.

لا تتصف إلاَّ باستقطاب إلكتروني (كالألماس)، ولكن هذا الكلام ليس دوماً صحيحاً. فبلورة NaCl التي تتصف باستقطاب أيوني تمتلك ثابت عازلية، $\in$ ، قريب جداً من ثابت العازلية للألماس، في حين إن قيمته أكبر من ذلك بكثير من أجل الـ $SrTiO_3$.

إن الآليات المجهرية لاستقطاب الجسم الصلب تذكّرنا بعض الشيء بالآليات المؤدية إلى تمغنطها، غير أنه يوجد اختلاف مهم هنا؛ فكل الآليات الموصوفة أعلاه تؤدي إلى استقطابٍ في اتجاه الحقل الخارجي أي تؤدي إلى سلوكٍ "بارا- كهربائي Para-electric" ولا تؤدي إلى سلوكٍ دايا- كهربائي Dia-electric".

3-9 الحقل الموضعي The local Field:

لنفرض أن ثابت العازلية، $\in$ ، لجسم صلب متبلّور ما معلوم **ونريد حساب الاستقطابية المجهرية**، α ، للذرات المؤلفة له، على فرض عدم وجود آليات استقطاب أخرى. يمكننا استعمال العلاقات (9-1) - (9-4) لكتابة العلاقة الآتية:

$$\vec{P} = \underbrace{(\in -1)\in_0}\vec{E} = \frac{N}{V}\vec{p} = \underbrace{\frac{N}{V}\alpha}\vec{E}, \qquad (5\text{-}9)$$

حيث $\vec{E}$ الحقل الكهربائي الوسطي في المادة العازلة أي مجموع الحقل الخارجي والحقل الداخلي الوسطي الناتج من الاستقطاب. إذن، في حالة مادة عازلة موجودة داخل مكثّفة مستوية الصفيحتين، يكون $\vec{E}$ هو هذا الحقل؛ وهو الحقل الخارجي المختزل بمقدار العامل $\in$. وبإعادة ترتيب العلاقة (9-5) نحصل على العلاقة المطلوبة الآتية:

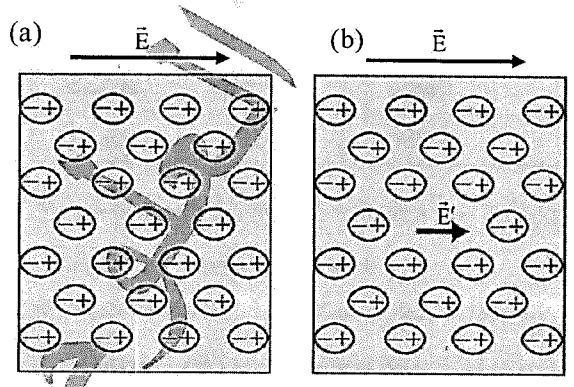
$$\boxed{\alpha = \frac{(\in -1)\in_0 V}{N}}. \qquad (6\text{-}9)$$

لسوء الحظ هذا ليس صحيحاً، لأن ثنائي- القطب المجهري في الجسم الصلب لا يشعر بالحقل الوسطي، $\vec{E}$ ، **وإنما بالحقل الموضعي** *Local Field* **الموجود في موقعه**، $\vec{E}_{loc}$ ، ويمكن أن يكون ذلك مختلفاً تماماً.

يمكننا تخيّل هذا الحقل الموضعي باقتطاع ثنائي- القطب المدروس وفحص تأثير كل الشحنات الأخرى الموجودة في جواره، وهذا ما يوضحه الشكل (9-3). فتأثير ثنائيات- القطب **المجاورة** يؤدي إلى حقلٍ إضافي، $\vec{E}'$ ، يوازي اتجاهه اتجاه الحقل الوسطي، أي أن الحقل الموضعي الذي شعر به كل ثنائي- قطب أقوى من الحقل الوسطي في الجسم الصلب المدروس. لن نستنتج شدة الحقل الموضعي هنا[2]، ونقبل بالنتيجة الآتية كما هي

$$\boxed{\vec{E}_{loc} = \frac{1}{3}(\in +2)\vec{E}}, \qquad (7\text{-}9)$$

بحيث نحصل على العلاقة



الشكل (9-3): الحقل الموضعي المؤثر في وحدات مجهرية قابلة للاستقطاب. (a) ثنائيات قطب مجهرية في مادة عازلة موجودة في حقلٍ خارجي. الحقل الكهربائي $\vec{E}$ هو الحقل الداخلي الوسطي في المادة العازلة. (b) الحقل الموضعي الذي يتعرّض لكل (ثنائي قطب) بمفرده ليس E تماماً وإنما $\vec{E}+\vec{E}'$ ، لأن الشحنات المجاورة تؤدي إلى ازدياد الحقل.

[2] لاستنتاجها راجع مقرر الكهرياء والمغنطيسية

$$\vec{P} = \frac{N}{V}\alpha \vec{\mathrm{E}}_{loc} = \frac{N\alpha}{3V}(\epsilon + 2)\vec{\mathrm{E}}\,. \qquad (8\text{-}9)$$

ومن جهة أخرى، لدينا العلاقة (1-9)، $\vec{P} = \chi_e \epsilon_0 \vec{\mathrm{E}}$، مع العلاقة (3-9)، $\chi_e = \epsilon - 1$، أو الطرف الأيسر من العلاقة (5-9)؛ كعلاقةٍ من أجل $\vec{P}$، وبمساواتهما مع بعضهما البعض نحصل على المساواة:

$$\vec{P} = \underbrace{\frac{N\alpha}{3V}(\epsilon + 2)}\vec{\mathrm{E}} = \chi_e \epsilon_0 \vec{\mathrm{E}} = \underbrace{(\epsilon - 1)\epsilon_0}\vec{\mathrm{E}}\,,$$

ومن ثَمَّ نحصل على ما يسمى **بعلاقة كلاوزيوس– موسوتي** *Clausius-Mossotti Relation* الآتية، وهي تربط الاستقطابية الذرية **بثابت العازلية**:

$$\boxed{\alpha = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\frac{3\epsilon_0 V}{N}\,.} \qquad (9\text{-}9)$$

يمكن التحقق من هذه العلاقة بأفضل طريقة من أجل الغازات حيث يمكن للكثافة أن تتغير.

9-4 التابعية التواترية لثابت العازلية Frequency Dependency of the Dielectric Constant

9-4-1 تهيّج اهتزازات الشبكة البلّورية Ecxitation of Lattice Vibrations

لقد درسنا إلى الآن **السلوك الكهرساكن فقط**. ولكن الأكثر إثارة للاهتمام هو **السلوك الديناميكي** للحقول المتغيرة مع الزمن، وعلى وجه الخصوص، في مجال التواترات (الترددات) البصرية. نعلم من البصريات أن ϵ، في الواقع عدد عقدي[3]، وقد تعرَّضنا في نموذج درودي للتابعية الترددية لـ ϵ، حيث وجدنا أن بمقدور ذلك أن يُفسِّر، لماذا تُصبح الفلزات شفافةً للضوء ذي الترددات الأعلى من تردد البلازما، ω_P. تسمى (التابعية– الترددية) $\epsilon(\omega)$ عادةً **تابع العازلية** *Dielectric Function*.

وجد أيضاً من أجل العوازل أن التابع $\epsilon(\omega)$ عقدي ومرتبط بالتردد وأنه يمكن نقل الطاقة التي يحملها الضوء إلى الجسم الصلب المدوس **تجاوبياً** عند بعض الترددات. إن التابعية الترددية لـ ϵ **تستوجب تابعية ترددية لقرينة الانكسار**، N، وهذا فعلٌ يُعرف جيداً بظاهرة التبدد في المواد البصرية؛ كالزجاج.

إن كل أنواع الاستقطاب **المجهري** في الحقل الكهربائي الساكن مهمة:

- ⟵ الاستقطاب الإلكتروني،
- ⟵ والاستقطاب الأيوني
- ⟵ والاستقطاب الاتجاهي

الجدول 9-2: ثوابت العازلية ϵ من أجل بعض المواد المختارة في الحالة الساكنة والترددات البصرية.

اسم المادة	ϵ الساكنة	ϵ البصرية
الألماس	5.68	5.66
NaCl	6.1	2.34
LiF	11.95	2.78
TiO_2	94	6.8

- ومن جهة أخرى، عند الترددات العالية جداً **تتحرك الأيونات ببطءٍ شديدٍ** لدرجة لا تستطيع عندها مواكبة تغيّرات الحقل الكهربائي، حتى أن دوران ثنائيات– القطب الدائمة يكون أبطأ منها؛ ولذلك، يبقى الاستقطاب الإلكتروني السريع جداً **فقط**، ومن ثَمَّ الاستقطاب الإجمالي للجسم الصلب يتناقص كثيراً.

[3] من أجل المواد المتناحية، ϵ ليست كمية سُلمية حتى، وإنما تنسور عقدي من الدرجة الثانية. نهمل هنا كما في أي كتاب آخر مفعول عدم تُمثِّل المناحي، ما لم تكن هناك ضرورة ملحة من أجل ظاهرة بحد ذاتها.

وبطبيعة الحال، ستكون **الاستقطابية** $(\omega)\in$ **عند الترددات العالية أقل منها في حالة الحقل الكهرساكن.**

- لدينا في حالة الاستقطاب **الأيوني تصور جيد عن الفواصل الزمنية**، حيث رأينا، أن تردد اهزازات الشبكة البلّورية من رتبة $\boxed{10^{13}\ \text{Hz}=10\ \text{THz}}$؛ ولذلك، من أجل الترددات البصرية $\left(\approx 0^{14}-10^{15}\ \text{Hz}\right)$، لن تكون أيونات الشبكة البلّورية قادرةً على مواكبة الحقل على الإطلاق. وما يؤكد ذلك، المعطيات التي يوضحها الجدول 9-2 حيث يحوي $\in$ الكهرساكنة و $\in$ البصرية من أجل مواد مختلفة؛ $\in$ الساكنة أكبر بشكلٍ ملحوظٍ من $\in$ البصرية، ما عدا حالة الألماس التي من أجلها الاستقطاب الإلكتروني فقط يمكن أن يؤدي دوراً.

يمكننا وصف التابعية الترددية لـ $\in$ بشكلٍ كمّي أكثر من أجل نموذج بسيطٍ ولكنه معبّر جداً.

لقد ناقشنا سابقاً أنه **بمقدور الضوء الاقتران فقط مع فونونات بصرية بالقرب جداً** من مركز منطقة بريلوان عند $\vec{k}=0$. توافق هذه الفونونات اهتزازات الأيونات الموجبة والسالبة **المختلفة بالطَّور في وحدة الخليّة**، والمتفقة بالطَّور فيما بين وحدات الخلية. بهذا الشكل، يُعدُّ نمط الاهتزاز عند $\vec{k}=0$، الاهتزاز المناسب الوحيد من أجل التآثر مع الضوء، ولذلك **نقارب البلّورة بهزّازات توافقية مستقلة؛ أي بهزّازٍ بصريٍ واحدٍ في كل وحدة الخلية.**

- فكل هزّاز سينقاد بحقلٍ خارجيٍ من الشكل $\mathrm{E}_0\exp(-i\omega t)$ ويمتلك تردد تجاوب $\omega_0=\sqrt{2\gamma/M}$، حيث γ ثابت القوة و M الكتلة المختزلة لجملة الأيونين.
- نُدخل أيضاً في معادلة الحركة حد التخامد، $\eta\,dx/dt$، الذي يُعدُّ متناسباً طردياً مع السرعة، أي مع المعدَّل الذي تتغيّر وفقه المسافة الذّريّة. يكمن المعنى الفيزيائي لذلك في أنه إذا أصبحت هذه الحركة الخاصة قوية جداً، فمن المرجّح أنها ستهيّج اهتزازات أخرى، **فتتخامد الحركة على أثر ذلك.**
- إذن، معادلة الحركة الناتجة **تخصُّ هزّازاً توافقياً متخامداً** وقسرياً وتأخذ الشكل الآتي:

$$\boxed{\frac{d^2x}{dt^2}+\eta\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x=\frac{e\,\mathrm{E}_0}{M}\exp(-i\omega t).} \qquad (10\text{-}9)$$

لاحظ أن هذه الحالة مشابهة لمسألة إلكترون حر في حقل خارجي حيث كان لدينا معادلة الحركة (5-22) التي لا تحوي لا قوة إرجاع ولا تخامد. نعوض، كما في تلك الحالة، عن الحل

$$x(t)=A\exp(-i\omega t), \qquad (11\text{-}9)$$

ومشتقاته:

$$x'(t)=-i\omega A\exp(-i\omega t);$$
$$x''(t)=-\omega^2 A\exp(-i\omega t)$$

في معادلة الحركة (9-10) فنحصل على علاقةٍ من أجل المطال A من الشكل الآتي:

$$-\omega^2A-i\eta\omega A+\omega_0^2A=\frac{e\,\mathrm{E}_0}{M}$$

ومن ثَمَّ

$$\boxed{A=\frac{e\,\mathrm{E}_0}{M}\frac{1}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)-i\eta\omega}.} \qquad (12\text{-}9)$$

ستكون العلاقة الأخيرة مفيدةً لتجزئة المطال A إلى إلى قسمين؛ **حقيقي وتخيلي**، من خلال ضرب بسط ومقام الكسر بالمرافق العقدي للمقام:

$$A=\frac{e\,\mathrm{E}_0}{M}\left(\frac{\omega_0^2-\omega^2}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\eta^2\omega^2}+\frac{i\eta\omega}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\eta^2\omega^2}\right). \tag{13-9}$$

← سيترافق اهتزاز الأيونات باستقطاب أيوني، من الشكل $eA\exp(-i\omega t)$، من أجل كل وحدة خلية.

← وبناءً عليه يمكننا حساب الاستقطاب الكلّي من أجل بلورةٍ بـ N وحدة خلية وحجم V.

← ندرس إلى جانب **الاستقطاب الأيوني**، $P_i(t)$، **الاستقطاب الإلكتروني للأيونات**، $P_e(t)$، حيث نحصل على علاقة الاستقطاب الإجمالي الآتية:

$$\begin{aligned}P(t)&=P_i(t)+P_e(t)\\&=\frac{N}{V}eA\exp(-i\omega t)+\frac{N}{V}\alpha\,\mathrm{E}_0\exp(-i\omega t).\end{aligned} \tag{14-9}$$

لقد افترضنا، بغرض التبسيط، وجود نوع واحد فقط من الأيونات بكثافة N/V واستقطابية ذريّة فعّالة، α. يمكننا من خلال تعريف مناسب لـ α، أن نأخذ بالحسبان النوعين المختلفين للأيونات في البلّورة واستقطابهما المختلفين. بمقدورنا الآن حساب تابع العازلية:

$$\in=\frac{P(t)}{\in_0\,\mathrm{E}_0\exp(-i\omega t)}+1=\frac{NeA}{V\in_0\,\mathrm{E}_0}+\frac{N\alpha}{V\in_0}+1. \tag{15-9}$$

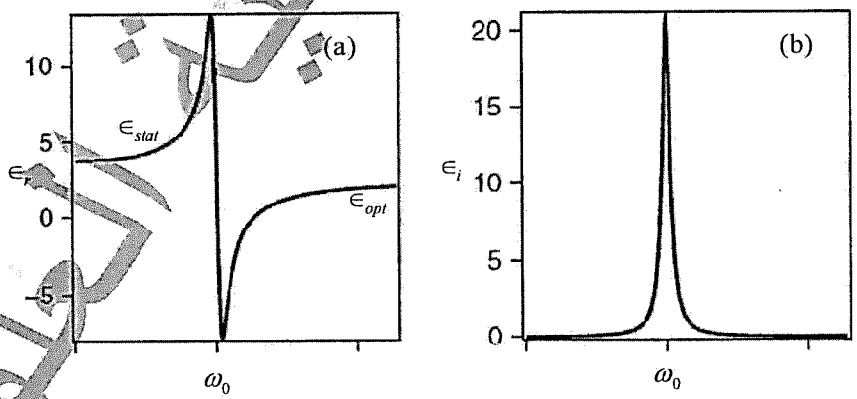
نعلم أن $P_i=0$، عند الترددات العالية كفاية، ولذلك يجب أن يوافق الحد البصري $\in_{\mathrm{opt}}$ المساواة

$$\in_{opt}=\frac{N\alpha}{V\in_0}+1, \tag{16-9}$$

ومن ثمَّ

$$\in(\omega)=\frac{NeA}{V\in_0\,\mathrm{E}_0}+\in_{opt}. \tag{17-9}$$

بالتعويض عن A من العلاقة (9-13) في المعادلة الأخيرة نحصل على العلاقة النهائية من أجل تابع العازلية، $\in(\omega)=\in_r(\omega)+i\in_i(\omega)$، بقسميه الحقيقي والتخيلي، كما يأتي:



الشكل (9-4): تابع العازلية من أجل هزّاز توافقي قسري متخامد بجوار تردد التجاوب ω_0.

(a) القسم الحقيقي. (b) القسم التخيلي لـ $\in$.

يرمز $\in_{\mathrm{stat}}$ و $\in_{\mathrm{opt}}$ للقيمة الساكنة والبصرية للقسم الحقيقي لـ $\in$ على الترتيب.

$$\boxed{\epsilon_r(\omega)=\frac{Ne^2}{V\epsilon_0 M}\frac{\omega_0^2-\omega^2}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\eta^2\omega^2}+\epsilon_{opt}}. \quad (18\text{-}9)$$

و

$$\boxed{\epsilon_i(\omega)=\frac{Ne^2}{V\epsilon_0 M}\frac{\eta\omega}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\eta^2\omega^2}}. \quad (19\text{-}9)$$

يوضح الشكل (9-4) رسماً تخطيطياً لكلا قسمي تابع العازلية، $\epsilon(\omega)$:

- **القسم الحقيقي** لـ $\epsilon(\omega)$ ثابت تقريباً عندما يكون التردد بعيداً جداً عن ω_0 (سواء أخفض بكثير أو أعلى بكثير)، ولكن قيمته عند الترددات المنخفضة أعلى من قيمته عند الترددات المرتفعة (لماذا؟ **اذكر السبب!**)؛
- أمّا **القسم التخيلي** لـ $\epsilon(\omega)$ فيساوي الصفر تقريباً من أجل كل الترددات ما عدا في الجوار المباشر للتردد ω_0 حيث يُبدي قمةَ Pick بعرضٍ يُعطى وسطياً بـ η.

ماذا تعني الكميّة ϵ_i؟ لمعرفة ذلك، ندرس تبدد (ضياع) الطاقة في المنظومة المهتزة:

الاستطاعة الكهربائية الآنية المتبددة في وحدة الحجم تُعطى بالعلاقة:

$$p(t)=j(t)\,\mathrm{E}(t), \quad (20\text{-}9)$$

حيث $j(t)$ كثافة التيار المتناوب (AC) و $\mathrm{E}(t)$ الحقل الكهربائي.[4] وكالعادة نكتب $\mathrm{E}(t)=\mathrm{E}_0\exp(-i\omega t)$؛

في البلّورات العازلة **لا توجد تيارات حرة** ومن جهة أخرى نفرض عدم وجود حقول مغنطيسية؛ فالتيارات الوحيدة الموجودة فيها هي **تيارات الاستقطاب**؛ وعندها نطبق قانون أمبير على المادة المدروسة فنحصل على المعادلة الآتية:

$$j(t)=-\frac{\partial D}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial t}\epsilon\epsilon_0\mathrm{E}(t)=\epsilon_0\,\mathrm{E}(t)\left(i\omega\epsilon_r-\omega\epsilon_i\right). \quad (21\text{-}9)$$

يمكن الآن **حساب الاستطاعة الوسطية المتبددة في دورة واحدة** بالعلاقة الآتية:

$$\overline{p}=\frac{1}{T}\int_0^T \mathrm{E}(t)\,j(t)\,dt, \quad (22\text{-}9)$$

حيث $T=2\pi/\omega$ زمن اهتزازة واحدة. يمكننا أن نرى بسهولة ماذا يحدث في حالتين حدّيتين:

- إذا كان تابع العازلية **تخيلياً صرفاً**، فإن $j(t)$ تختلف بالطّور عن $\mathrm{E}(t)$، وحاصل ضربهما مقدار سالب دوماً؛ في هذه الحالة، سيعطي التكامل الأخير قيمة غير صفرية ومن ثمّ الاستطاعة المتبددة في دورة واحدة تساوي:

$$\boxed{\tfrac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_i\,\omega\,\mathrm{E}_0^2}.$$

- ولكن، إذا كان التابع ϵ **حقيقياً صرفاً**، سيحصل انزياح طّوري بمقدار $\pi/2$ بين $j(t)$ و $\mathrm{E}(t)$، ومن ثمَّ يتذبذب التابع الواقع تحت إشارة التكامل في المعادلة (9-22) حول الصفر، ويُعطي التكامل القيمة $\boxed{\overline{p}=0}$.
- ولذلك، نجد أن القسم التخيلي، ϵ_i، لتابع العازلية **يقيس درجة التبدد للاستطاعة في الجسم الصلب** المدروس. من الواضح أنها تكون أعلى ما يمكن **عند تردد التجاوب** حيث يأخذ المطال الاهتزازي أعلى قيمة؛
- وهذا **يؤدي إلى تحريض اهتزازات أخرى** من خلال وجود حد الاحتكاك في المعادلة (9-10) **وإلى تبدد** استطاعة موافق لهذا التحريض.

[4] نحن نتعامل مع كميّات سلّمية هنا، لأننا فرضنا أن $j(t)$ و $\mathrm{E}(t)$ في الاتجاه ذاته، ولكن ليس بالضرورة مختلفين بالطّور.

2-4-9 الانتقالات الإلكترونية Electronic Transitions

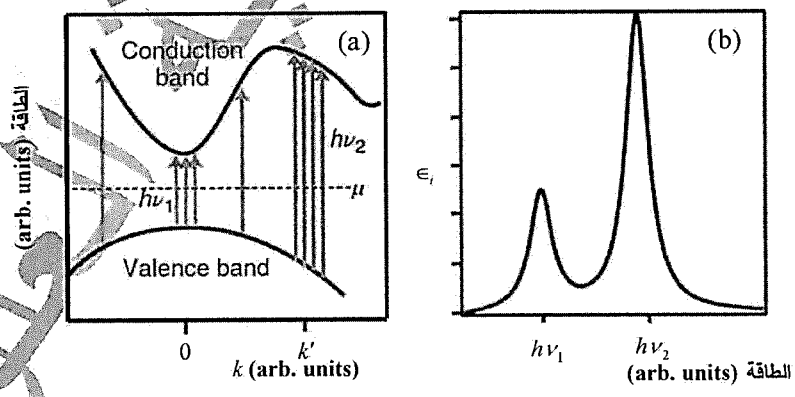
- لقد رأينا الآن كيف يستطيع الضوء تهييج فونونات بصرية؛ إذْ يحدث ذلك من أجل ضوءٍ **تحت أحمر** بطاقة فوتونية أقل بكثير من عرض الفجوة الطاقية، E_g ، $(h\nu << E_g)$.
- **أمّا من أجل فوتونات تحقق المتراجحة** $h\nu > E_g$ تُصبح التهيّجات الإلكترونية عبر الفجوة الطاقية ممكنةً، كما وجدنا عند مناقشة المواضيع ذات الصلة بالخلايا الشمسية.
- ما نقوم بوصفه هنا لا يقتصر على البلّورات العازلة فقط، فهو محقق وعلى قدر المساواة من أجل أنصاف النواقل عندما $h\nu > E_g$ ، والفكرة العامة يمكن تطبيقها أيضاً من أجل البلّورات الفلزية.

السؤال الذي يُطرح هنا يكمن في **كيفية تأثير بنية عصابات الطاقة لمادةٍ على امتصاص الضوء**، وفيما **إذا كانت هناك تواترات ضوئية محددة، يكون الامتصاص من أجلها شديداً على وجه الخصوص؟**.

يمكن الإجابة على هذا السؤال في إطار تابع عازليةٍ عقدي قمنا للتو بالحصول عليه.

لقد فرضنا إلى الآن أنه **من أجل ترددات أعلى من تردد الفونون البصري يوجد استقطاب إلكتروني فقط**، وهو المفعول الذّريّ الذي يؤدي إلى حدٍ بصري $\in_{opt}$ (في تابع العازلية) عالي التواتر. وكما نرى من الشكل (9-4)، يكون تابع العازلية الناتج عالي التواتر من الشكل $\in(\omega)=\in_{opt}+i\,0$ ؛ **غياب القسم التخيلي يفترض عدم إمكانية امتصاص أي طاقة**؛ ومن أجل $h\nu > E_g$ ، يحتاج هذا المفهوم لإعادة نظرٍ. يبدو أن $\in(\omega)$ ليس ثابتاً، بل يمتلك بعض التراكيب الواضحة المعالم (كالقمم) من أجل معظم المواد. وهذا واضح من المواد المختلفة الألوان، بما فيها الفلزات.

- إن هذه التابعية الترددية لـ $\in(\omega)$ في منطقة الضوء المرئي والأشعة فوق البنفسجية ناتجة من تهيّج الإلكترونات من الحالات المشغولة إلى الحالات الشاغرة ولذلك نحن بحاجة لدراسة بنية عصابات الطاقة للمادة لكي نرى أي التهيّجات ممكنة فعلياً؛ ولكن الفكرة الرئيسة مفهومة من الفيزياء الذّريّة.
- فالذرات تمتلك سويات طاقة منفصلة وعندما يُسمح لانتقالٍ ما بالحدوث بين سوية مشغولة وأخرى شاغرة وفق قواعد الاصطفاء البصرية، سيؤدي ذلك إلى امتصاص شديد للضوء عندما تساوي طاقة الفوتون الفارق الطاقي بين هاتين السويتين.
- ومن أجل الأجسام الصلبة، **تتعرّض سويات الطاقة** الذّريّة لتشكّل عصابات طاقية، ولكن الامتصاص الشديد



الشكل (9-5): (a) مساهمات في القسم التخيلي لـ $\in(\omega)$ بسبب انتقالات بين حالات مشغولة وحالات شاغرة. تُشير الخطوط الرمادية الفاتحة للانتقالات الممكنة. كثافة مثل هذه الانتقالات مرتفعة عند $\vec{k}=0$ و $\vec{k}=\vec{k}'$ لأن VB و CB متوازيان هنا. (b) ينتج $\in_i$ من الانتقالات الممكنة في بنية عصابة الطاقة هذه.

يحدث أيضاً من أجل طاقات فوتونية **تسمح بانتقالات متعددة** من حالات مشغولة إلى حالات شاغرة.

لندرس بنية عصابة طاقة مبسطة لعازلٍ أو نصف ناقلٍ، يوضحها الشكل (5a-9):

نفترض أن الكمون الكيميائي يقع في مكان ما بين عصابة التكافؤ (VB) وعصابة الناقلية (CB). يمكن أن يحدث امتصاص الفوتونات عندما $h\nu > E_g$، فيؤدي إلى تهيُّج إلكترونات من VB إلى CB. وكما وجدنا سابقاً **يكون المتجه** الموجي من أجل الفوتونات التي طاقاتها تقع في المجال المرئي أو فوق البنفسجي **قصيراً جداً** ولذلك يستوجب انحفاظ الاندفاع البلّوري أن يبقى المتجه الموجي للإلكترون، $\vec{k}$، ثابتاً في ذلك الانتقال (زائد متجه الشبكة المقلوبة). يُشار للانتقالات الممكنة، المتحرضة– فوتونياً، في الشكل (5a-9) بأسهم فاتحة اللون.

توافق هذه الانتقالات امتصاص الطاقة من قبل الجسم الصلب، ورأينا أن مثل هذا الامتصاص يمكن أن يوصف بالقسم التخيلي لتابع العازلية، $\in_i$. ويمكننا أن نكتب من وحي النموذج البسيط العلاقة الآتية لتابع العازلية:

$$\in_i(\omega) \propto \sum_{\vec{k}} M^2 \delta\left(\underbrace{E_C(\vec{k}) - E_V(\vec{k})}_{\Delta E} - h\nu\right), \qquad (24\text{-}9)$$

حيث يشمل المجموع كل قيم $\vec{k}$ المسموحة في منطقة بريلوان الأولى،

و M عنصر مصفوفة يُحدد احتمال الانتقال،

ويرمز δ لتابع دلتا– ديراك،

و $E_C(\vec{k})$ و $E_V(\vec{k})$ طاقتا تبدد عصابتي الناقلية والتكافؤ على الترتيب.

- ❖ إذا صرفنا النظر عن عنصر المصفوفة، فإن العلاقة الأخيرة (24-9) **تحسب عدد الانتقالات** الممكنة من أجل طاقة $h\nu$ محددة،
- ❖ التابع δ يساوي الواحد فقط إذا كان الفارق الطاقي $E_C(\vec{k}) - E_V(\vec{k})$ مساوٍ تماماً لـ $h\nu$.
- ❖ ولذلك، يمتلك تابع العازلية، $\in_i(h\nu)$، قيمة قصوى عند قيم $h\nu$ التي من أجلها تكون الانتقالات المتعددة المختلفة بين VB و CB ممكنة.

والحالة في الشكل (5a-9) هي من أجل **بداية الامتصاص** عند الطاقة $h\nu_1 = E_g(\vec{k}=0)$ وحول $\vec{k} = \vec{k}'$، أي في منطقة بريلوان حيث يكون VB و CB موازيان لبعضهما البعض.

- ❖ بهذا الشكل، يمكن توقع القمم (القيم القصوى) في $\in_i$ عند الطاقتين $h\nu_1$ و $h\nu_2$، كما يوضح الشكل (5b-9)؛ **وطالما أن هذه القمم توافق امتصاصاً شديداً، فإنها تُحدد لون الجسم الصلب.**

بهذا الشكل، يكمن مفتاح الامتصاص الشديد في أن **حالات** VB و CB **تتبدد** بشكلٍ متوازٍ في أجزاءٍ كبيرةٍ من منطقة بريلوان. من الواضح أن هذا الشرط محقق من أجل عصابات مستوية جداً، تنبثق من حالات شديدة التوضع. ومن ثمّ، تُذكّرنا هذه الحالة بامتصاص الضوء بالانتقالات بين السويات الذريّة.

5-9 المفعولات الفيزيائية الأخرى Other Effects

1-5-9 الشوائب في المواد العازلة Impurities in Dielectrics

إن إضافة كمية قليلة من الشوائب إلى المواد العازلة تؤثر بوضوحٍ على خصائصها، بشكلٍ مشابهٍ جداً لحالة أنصاف النواقل. سنقدّم هنا مثالين:

❖ الحالة الأكثر وضوحاً تكمن في تغيّر الخصائص البصرية التي يمكن أن تنتج من إضافة الشوائب؛

✓ فبسبب فجواتها الطاقية الكبيرة، معظم المواد العازلة تسعى لأن تكون شفافةً؛ مثل NaCl، والألماس، والياقوت الأزرق Sapphire.

✓ وجود الشوائب في المادة التي تمتلك حالات إلكترونية داخل فجوتها الطاقية، يمكن أن تؤدي إلى تغييرٍ حادٍ في الخصائص البصرية، لأن الانتقالات الآن من حالات الشوائب (أو إليها) ممكنة، وعندها سيُبدي ϵ_r تجاوباً عند الطاقة الموافقة (راجع العلاقة (9-24)).

✓ وثمة أمثلة جيدة على هكذا حالات شوائب متوافرة في الياقوت؛ فتبعاً لنوع الشائبة، يمكن للياقوت أن يأخذ ألواناً مختلفةً (وأسماءً)، فعلى سبيل المثال:

- **التوباز** (الأصفر) Topaz (yellow)،
- أو **الجمشيت** (**الأميتيست**) (الأرجواني) Amethyst (purple)،
- أو **الروبي** (الأحمر) Ruby (red)،
- أو **الزمرود** (الأخضر) Emerald (green)،
- أو **الياقوت** (الأزرق) Sapphire (blue).

❖ **يمكن استعمال الشوائب أيضاً لجعل العوازل ناقلة للتيار** الكهربائي، بشكلٍ مشابهٍ تماماً لأنصاف النواقل المُطَعَّمة؛ إذْ يجب أن تقع السويات المانحة أو الآخذة بالقرب من CB و VB، على الترتيب، لجعل كثافة الإلكترونات والثقوب معقولةً، **ومن ثمَّ لزيادة الناقلية.**

❖ والميزة المهمة التي تتفوق فيها المواد العازلة على مادة نصف ناقلة عادية تكمن في إمكانية استعمال المواد العازلة المشوبة في تطبيقات درجات الحرارة المرتفعة.

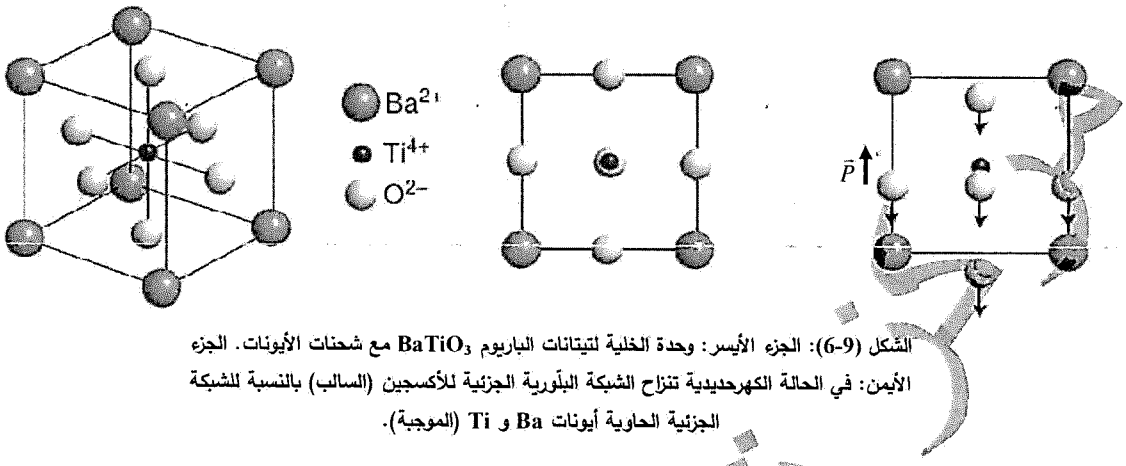
✓ ففي نصف ناقلٍ ضيق الفجوة الطاقية، تُعدُّ درجات الحرارة المرتفعة مشكلةً، بسبب العدد المتزايد أسّياً للحاملات الذاتية؛

✓ أمَّا في عازلٍ مُطَعَّمٍ فلا وجود لهذه المشكلة في درجات الحرارة المناسبة عملياً.

2-5-9 الفرّوكهربية Ferroelectricity

المواد الفرّوكهربية هي أجسام صلبة تُبدي عزم (ثنائي- قطبٍ) كهربائي تلقائي، شبيه جداً بالعزم المغنطيسي التلقائي في المواد الفرّومغنطيسية (الفرّومغانط Ferromagnets). وخلافاً لذلك، مصطلح "فرّوكهربية" خادع تماماً، لأن مادة الفرّوكهربية العادية لا تحوي حديداً، والآلية المؤدية إلى الاستقطاب يمكن أن تختلف كثيراً عن الفرّومغنطيسية.

تُعدُّ تيتانات الباريوم Barium Titanate ($BaTiO_3$) (الشكل (9-6)) فرّوكهربائي نموذجي، ينبثق عزم (ثنائي- القطب) الكهربائي فيه من استقطابٍ أيوني:



الشكل (9-6): الجزء الأيسر: وحدة الخلية لتيتانات الباريوم $BaTiO_3$ مع شحنات الأيونات. الجزء الأيمن: في الحالة الكهرحديدية تنزاح الشبكة البلّورية الجزئية للأكسجين (السالب) بالنسبة للشبكة الجزئية الحاوية أيونات Ba و Ti (الموجبة).

- فشبكة الأكسجين (المشحونة سلبياً) تنزاح بالنسبة لأيونات الباريوم Ba والتيتانيوم Ti المشحونة إيجابياً فيظهر الاستقطاب الأيوني. وتكمن خصوصية هذا الاستقطاب في أنه **مستقرّ من دون** حقل كهربائي خارجي.
- **وعند تطبيق حقل كهربائي** خارجي، يمكن لاتجاهية استقطاب الفرّوكهربائي أن تنعكس تماماً، إضافةً إلى وجود **دورة بطاء** مشابهة جداً لدورة البطاء في المغنطيسية الحديدية (الفرّومغنطيسية).

إن الفكرة الأساسية التي تقف خلف هذا المفعول الفرّوكهربائي تكمن في الآتي:

لقد ناقشنا معادلة حركة أيونين موجودين في وحدة الخلية الواحدة، حيث نتج منها استقطاب أيوني باستخدام هزّاز توافقي بسيط بمثابة نموذج، راجع المعادلة (9-10)،

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\eta\frac{dx}{dt}+\omega_0^2 x=\frac{e\mathrm{E}_0}{M}\exp(-i\omega t)\quad .$$

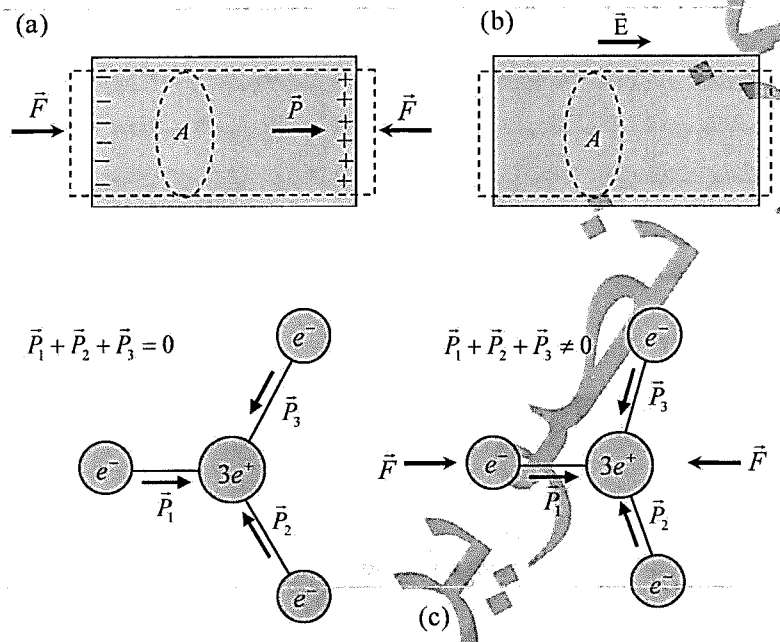
وفي هذا الإطار درسنا حركة الأيونات الواقعة تحت تأثير الحقل الكهربائي الوسطي **في الجسم الصلب**. كان من الواجب استخدام الحقل الموضعي، ولكننا توصلنا إلى أن ذلك لن يُغيّر من الأمر شيئاً. **ولكن في حالة المواد الفرّوكهربية** هذا التمييز مهم، لأنه إذا حرّكنا أيوناً عن موضع توازنه، بمقدور **قوة الحقل الموضعي أن تجذبه أكثر إذا كانت** أشد من قوة الإرجاع التوافقية. في نهاية المطاف، يتم بلوغ توازن القوى، ولكن **بهذه الطريقة يحدث تشوه وينشأ** (ثنائي- قطب) كهربائي دائم. وعند درجة حرارة معيّنة، تُصبح الترجحات الحرارية قوية كفايةً لكي تشوّه حالة الفرّوكهربائي.

وكما في حالة الفرّومغنطيسية، تسمى درجة الحرارة هذه درجة حرارة كيوري؛ فمن أجل تيتانات الباريوم، تبلغ درجة حرارة كيوري نحو 130 ° C.

إن جوهر الفرّوكهربية يسمح لنا بفهم ثابت العازلية الكبير جداً لتيتانات السترونتيوم ($SrTiO_3$). تمتلك $SrTiO_3$ نفس البنية البلّورية التي تمتلكها $BaTiO_3$ وعلى الأغلب هي فرّوكهربية، ولكن ليس تماماً (**يمكن جعلها فرّوكهربيةً في الأفلام الرقيقة وتحت الإجهاد**). **تبقى تيتانات السترونتيوم قابلة للاستقطاب بسهولة كبيرة وتمتلك ثابت عازلية عالٍ**. بهذا الشكل، يمكن أن يكون للمواد الواقعة على حافة الفرّوكهربية تطبيقات جديرة بالاهتمام؛ **كعوازل بوابة** في ترانزستورات مفعول الحقل من نوع (فلز- أكسيد- نصف ناقل) MOSFETs.

3-5-9 الكهرضغطية Piezoelectricity

الكهرضغطية هي **مفعول يُطبق فيه إجهاد ميكانيكي** على مادةٍ يؤدي لاستقطاب كهربائي ماكروسكوبي. وهذا بدوره **يؤدي إلى ظهور شحنات استقطاب سطحية محصّلة**، يمكن كشفها عن طريق قياس الجهد الكهربائي بين طرفي العيّنة، راجع الشكل (9-7a).



الشكل (9-7): (a) تعرّض مادة كهرضغطية لإجهاد ميكانيكي يسبب استقطاباً كهربائياً ماكروسكوبياً. (b) وبالعكس، تطبيق حقل كهربائي بين طرفي عيّنة يؤدي إلى إجهاد ميكانيكي. (c) هذا ناتج من تشوه الوحدات في البلّورة. تظهر مثل هذه الوحدة على اليسار من دون حقل أو إجهاد مطبق. تتألف الوحدة من ثلاثة عزوم ثنائية- القطب التي مجموعها يُمثّل عزم ثنائي قطب كلّي يساوي الصفر. وعلى اليمين، يُطبق إجهاد؛ يُسبب تشوهاً للوحدة فينتج عزم ثنائي قطب إجمالي مختلف عن الصفر.

والمفعول المعاكس موجود أيضاً؛ فتطبيق جهد كهربائي بين طرفي المادة، يؤدي إلى انفعال ميكانيكي ماكروسكوبي، راجع الشكل (9-7b).

يُظهر الشكل أيضاً تركيباً مجهرياً (وحدة ميكروسكوبية) محتملاً بمقدوره أن يُسبب هذا المفعول:

- تحوي هذه الوحدة ثلاثة (ثنائيات- قطب) كهربائي، تصطف بطريقة يساوي من أجلها عزم (ثنائي- القطب) الإجمالي صفراً.
- إن تشوّه الوحدة يؤدي إلى ظهور عزم (ثنائي- قطب) مجهري إجمالي لا يساوي الصفر؛ في نهاية المطاف، ستتشوه الوحدة عند تطبيق حقل كهربائي.
- تجدر الإشارة إلى أن المواد الكهرحديدية تُبدي كهرضغطية ولكن العكس ليس بالضرورة صحيحاً. الخصوصية الكامنة خلف الفرّوحديدية هي الاستقطاب الكهربائي التلقائي للجسم الصلب.

للمواد الكهرضغطية الكثير من التطبيقات؛ مثال ذلك،

✓ حسّاسات (كتلك الموجودة في الميكروفونات)،

- ✓ أو مصادر الجهد العالي (القدّاحة)،
- ✓ أو المشغلات الميكانيكية Actuators (مكبرات الصوت).

تُعدُّ المشغلات الميكانيكية التي قوامها بلّورة انضغاطية **مهمةً من أجل النانوتكنولوجي** على وجه الخصوص، **لأنها تسمح بتحديد الموقع بدقة** منقطعة النظير؛ **فهي تُستخدم** من أجل تحديد موقع رأس المجس في مصوّرة العبور بالنفق الماسح STM على سبيل المثال.

9-5-4 انهيار العازلية Dielectri Breakdown

إذا كان الحقل الكهربائي المطبق بين طرفي عازل كبيراً جداً، فإنه سيبدأ بنقل تيار كهربائي. تُعرف هذه الظاهرة بانهيار العازلية. تكمن آلية حدوث الانهيار الكهربائي في أن بعضاً من الحاملات الحرة (الناتجة من الشوائب مثلاً) يتسارع في الحقل الكهربائي بشكلٍ كبير، إلى درجةٍ يمكنها تأيين (تشريد) ذرات أخرى فتتولد حاملات حرة أكثر، وعندها يبدأ انهمارها بشكلٍ مُشابهٍ "لانهيار الثلوج على السفوح". يمكن تسهيل الانهيار الكهربائي بجعل المادة تعمل تحت تأثير حقل كهربائي بتواترٍ تجاوبٍ حيث تتبدد كمية كبيرة من الطاقة، فتسخن المادة، وتزداد احتمالية توافر حاملات حرة.

مدرج تصوير كلية العلوم