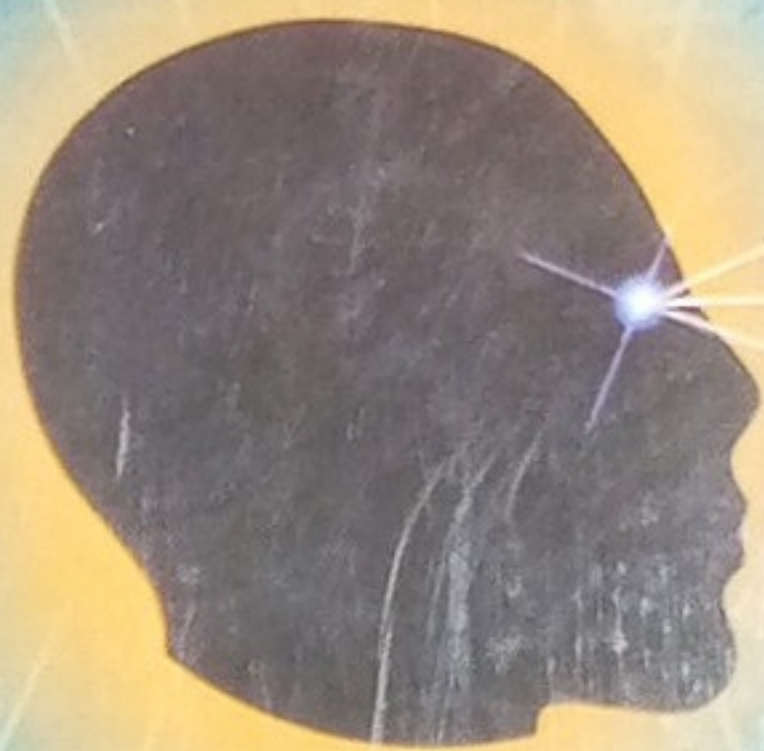


الليزر

ففي النظرية والتطبيق



د. عبد الكاظم ماجود عون



جامعة القادسيه - سرت

الليزر في النظرية والتطبيق

الليزر

في النظرية والتطبيق

د. عبد الكاظم ماجود عون

أستاذ مساعد، قسم الفيزياء
كلية العلوم، جامعة التحدي - سرت

جامعة التحدي
سرت - الجماهيرية العظمى.

الطبعة الأولى: 2002

الوكالة الليبية للتزقيم الدولي الموحد للكتاب

دار الكتب الوطنية، بنغازي - ليبيا

٩٠٩٠٥٠٩ - ٩٠٩٦٣٧٩ - ٩٠٩٧٠٧٤ - ٩٠٩٦٣٨٠ : ٩٠٩٦٣٨٠

ردمك: 3-09-805-9959

رقم الإيداع: 4120

حقوق النشر محفوظة للناس:

جامعة التحدي - سرت - الجماهيرية العظمى.

٦٢٦٩٤ - ٦٨٢٤٠ : ٦٢١٥٢ - ٥٤ - ٠٠٢١٨

Email: tahdi51 @ hotmail .com

شكر

أتقدم بشكري لجامعة التحدي بسرت لتهيئتها الفرصة لي بدفع مؤلفي هذا لكي يرى النور، كما وأشكر مركز الفاتح للمتفوقين في بنغازي ومديره العام المهندس علي الورفلي والمدير العام المساعد د. محمد الدراوي على ما أبدوه لي من مساعدة لوجستية في ولادة فكرة الكتاب.

أشكر عائلتي، زوجتي وابنتي وابني لمساعدتهم المباشرة لي في إنجاز هذا الكتاب.

وختاماً أتقدم بشكري وتقديري للأساتذة المقيمين لهذا الكتاب وهم د. هاشم عبود قاسم، جامعة العرب الطبية، د. مرعي محمد مسلم، ود. حسن الأشهب، قسم الفيزياء جامعة قار يونس على ما أبدوه من ملاحظات قيمة وثرينة أخذت بالكثير منها، شكراً لكل من أزرني وشد على يدي.

المؤلف

1999.11.30

مُتَلَمِّتًا

مثَّلت صناعة مصادر أشعة ضوئية متشاكهة - الليزرات - ثورة في العلم والتَّقنية فخلال عقدي السبعينات والثمانينات، أي بعد عشرين عاماً و نيف، من ظهور الليزرات، تمت صياغة اتجاهات جديدة أساسية وعملية للبصريات الفيزيائية - الإلكترونيات البصرية الكمومية - والبصريات اللاخطية.

والآن اصبح من غير الممكن تصور ثمة نجاحات في مجال البحوث الأساسية المعاصرة أو حلولاً حاسمة لمشاكل تقنية أو تكنولوجية دون استخدام الليزرات .

وإذا كان هناك من يقول إن من المبالغ فيه الآن على الأقل، أن نحلم في الوطن العربي بوجود قسم لفيزياء الليزر، بمختبراته واختصاصيه وطلبته، في كل جامعة عربية حيثما وجدت في أي مدينة في هذا الوطن، وتقنية ليزرية في مصانعنا وورشات عملنا، فاللأحلم الآن هو أن نضع بيد أبنائنا الطلبة أداة التحريك في درب الألف ميل، وهي الكتاب، في هذا المنحي كانت محاولتي المتواضعة هذه - تقديم كتابي هذا الذي أسميته (الليزر في النظرية والتطبيق) وفيه اقتربت من عرض أسس البصريات الفيزيائية، وهي البصريات الكمومية، الطبيعة الموجبة للضوء والمادة، المنظور الكلاسيكي والكمومي لبنية الهروجين الذري - متعرضاً بالتفصيل لمعادلة شرودنجر ومفهوم الحالات وتكميم الطاقة، البنية الدقيقة للذرة، والتوصيل الكهربائي في الصلب ومفاهيم الحزم والفجوات (الفصول 1،2،3،4،5). تشكل هذه الموضوعات متكاملة الأسس النظرية لليزر، الذي كرّس الفصل السادس لمفهومه، مبادئه وشروطه، آلية عمله، مواده الفعالة، أنظمة المستويات الطاقة وسهولة الضخ الضوئي فيها، وغيرها، أما الفصل السابع ، فكرسته للمنظومات الليزرية أو المرانين وأنماط الحزم الليزرية والفصل الثامن لأنواع الليزرات اعتماداً على أوساطها المضخمة (موادها الفعالة) وقدراتها وأنظمة تشغيلها، أما الفصل التاسع، فلتفاعل شعاع الليزر مع المادة. وأخيراً كرست الفصل العاشر لتطبيقات الليزرات، مستهدفاً الأسس الفيزيائية لجوهر هذه التطبيقات.

مادة الكتاب بتسلسلها ومعالجتها موجهة عموماً لطلبة كليات العلوم، والطب،
والهندسة وخصوصاً لطلبة الفيزياء والكيمياء في مراحل دراستهم المتقدمة، وللباحثين
وأعضاء هيئات التدريس.

ما أمله بهذا هو أن أنال رضا أبنائي الطلبة وزملائي الأساتذة في معلومة علمية
رصينة و مفهومة.. والله ولي التوفيق.

د. عبد الكاظم هاجود محون

المحتويات

5	شكر	
7	المقدمة	
13	الفصل الأول (البصريات الكمومية)	
15	الإشعاع الحراري	(1-1)
20	قانون بلانك للإشعاع	(2-1)
23	تكميم الطاقة	(3-1)
25	السعة الحرارية للصلب	(4-1)
31	الأثر الكهروضوئي	(5-1)
36	أ	(6-1)
39	أثر كومبتون	(7-1)
46	مسائل	
53	الفصل الثاني (الطبيعة الموجية للمادة)	
55	السلوك الموجي للجسيمات	(1-2)
59	الطول الموجي الدبرولي	(2-2)
60	اختبار فرضيات دبرولي	(3-2)
67	الأمواج، الرزم الموجية، والجسيمات	(4-2)
70	علاقات هايزنبرغ في الشك	(5-2)
76	الدالة الموجية	(6-2)
78	الجسيمات المحبوسة و الكثافات الاحتمالية	(7-2)
88	الحاجز النفقي	(8-2)
91	مسائل	
95	الفصل الثالث (بنية الهيدروجين الذري في المنظورين الكلاسيكي والكمومي)	
97	السلاسل الطيفية	(1-3)
99	نموذج بور الكوكبي و فرضياته الكمومية	(2-3)
104	تكميم المدارات الدائرية	(3-3)
106	نظرية بور	(4-3)
108	مبدأ التقابل أو التطابق	(5-3)

112	معادلة شرودنجر والمعني الفيزيائي لحلها	(6-3)
116	تطبيقات معادلة شرودنجر	(7-3)
131	مسألة الأبعاد الثلاثة	(8-3)
134	مسائل	
137	الفصل الرابع (البنية الدقيقة للذرة)	
139	معادلة شرودنجر بثلاثة أبعاد	(1-4)
141	كمية الحركة الزاوية	(2-4)
152	أثر زيمان	(3-4)
161	برم الإلكترون	(4-4)
164	الازدواج البرمي المداري	(5-4)
166	الذرات متعددة الإلكترونات و مبدأ باولي	(6-4)
177	أطياف الأشعة السينية	(7-4)
184	مسائل	
187	الفصل الخامس (التوصيل الكهربائي في الصلب)	
189	إلكترونات التوصيل في المعدن	(1-5)
192	ملأ الحالات المسموح بها	(2-5)
199	التوصيل الكهربائي في المعدن	(3-5)
202	الحزم و الفجوات	(4-5)
206	الموصلات، العوازل، وأشباه الموصلات	(5-5)
211	أشباه الموصلات المشوبة (المعالجة)	(6-5)
206	وصلة Pn	(7-5)
223	الإلكترونيات البصرية	(8-5)
228	الترانزستور	(9-5)
230	الموصلات الفائقة التوصيل	(10-5)
235	مسائل	
241	الفصل السادس (الليزر)	
243	مدخل	
248	مبادئ عمل الليزر	(1-6)
252	آلية عمل الليزر	(2-6)
257	الضخ	(3-6)
259	المنظومة الليزرية	(4-6)

263	طرق حساب متغيرات خرج الأنظمة الليزرية	(5-6)
267	مسائل	
269	الفصل السابع (توليد ضوء الليزر)	
271	المرانين الليزرية	(1-7)
277	انتشار الحزمة الليزرية و تبئيرها	(2-7)
281	اختلاف متغيرات التبئير مع المسافة	(3-7)
282	المواد الضوئية و الأدوات	(4-7)
287	عامل تصحيح حزمة النمط العالي الرتبة	(5-7)
289	مسائل	
291	الفصل الثامن (أنواع الليزر)	
293	ليزرات التنعيم	(1-8)
295	ليزرات أشباه الموصلات	(2-8)
298	الليزرات الغازية	(3-8)
308	ليزرات الحالة الصلبة	(4-8)
312	ليزرات حديثة	(5-8)
316	مسائل	
317	الفصل التاسع (تفاعل الليزر مع المادة)	
319	الليزر و الإشعاع الكهرومغناطيسي	(1-9)
322	التصادم الضوئي على سطح العازل	(2-9)
325	التصادم الضوئي على سطح المعدن	(3-9)
327	التصادم الضوئي على شبه الموصل	(4-9)
328	التسخين الليزري للصلب	(5-9)
329	الانصهار الليزري للمواد	(6-9)
329	التفاعلات أثناء اللحام	(7-9)
333	التفاعلات أثناء الحفر و القطع	(8-9)
334	التفاعلات مع البصريات	(9-9)
336	مسائل	
337	الفصل العاشر (تطبيقات الليزر)	
339	في الزراعة	(1-10)
339	في الطب	(2-10)
341	لدراسة المحيط الجوي	(3-10)

342	في الاتصالات الضوئية	(4-10)
345	التليفزيون الليزري	(5-10)
345	في الهولوجرافيا	(6-10)
348	لتدوير جبهة الموجة	(7-10)
350	في تقنية القياس	(8-10)
350	في قياس المسافة	(9-10)
353	مقاييس التداخل الليزرية	(10-10)
354	لقياس السرعة	(11-10)
356	في الطيران	(12-10)
357	في فصل النظائر	(13-10)
360	في علم ديناميكا الموائع	(14-10)
363	- المرادفات الأجنبية للمصطلحات العلمية	
386	- أجوبة مسائل	
391	- المصادر	

الفصل الأول

البطريات الكمومية

تختزن معرفتنا حقيقة أن الإشعاع لا يتضمن الضوء فحسب، بل وكامل الطيف الكهرومغناطيسي. إن هذه المعرفة تراكمت خلال دراستنا لظواهر الانعكاس، الانكسار، التداخل، الحيود، والاستقطاب، التي يمكن فهمها جميعاً من خلال تعاملنا مع الإشعاع كموجة.

في هذا الفصل سنتناول تلك التجارب التي يمكن أن تفهم على أساس الافتراض أن الإشعاع الكهرومغناطيسي يسلك مثل سيل (أو تيار) من الجسيمات.

إن مفهوم الموجة والجسيم من الاختلاف بحيث يصعب فهم كيف أن الضوء (والإشعاع الآخر) يمكن أن يكون كليهما. ففي الموجة، مثلاً، تتوزع الطاقة وكمية الحركة الزاوية بصورة انسيابية على جبهة الموجة، بينما يتركزان في رُزَم (طُرود) في تيار الجسيمات، لدراسة هذه الطبيعة المثنوية سنكرس الفصل القادم.

(1-1) الإشعاع الحراري:

تستطيع معظم الأجسام أن تبعث (تصدر) أمواجاً كهرومغناطيسية عند فقدانها لأنواع مختلفة من الطاقة، وأكثر هذه الانبعاثات شيوعاً هو الإشعاع الحراري، فالأجسام عند درجات الحرارة العالية بما يكفي تصبح ذاتها مشعة، ويمكن رؤيتها متوهجة في الظلام، فإذا حدث هذا التوهج على حساب الطاقة الداخلية للجسم وتوافق مع نقصانها فيه سمي إشعاعاً حرارياً. وكل أنواع التوهجات الأخرى التي تحصل على حساب أنواع أخرى من الطاقة، غير الطاقة الداخلية، تتوحد تحت مصطلح التلألؤ، مثل تلألؤ أوكسيد الفسفور في الهواء عند فقدانه الطاقة الناتجة عن التحول الكيميائي، والتلألؤ ويدعي بالتلألؤ الكيميائي الإلكتروني الناتج عن التغذية الذاتية للتفريغ الغازي، وغيره.

يحدث الإشعاع الحراري عند أي درجة حرارية، ولكن عند درجات الحرارة المنخفضة تتبعث عملياً فقط الأمواج الكهرومغناطيسية الطويلة (الأشعة تحت الحمراء).

يعتمد الإشعاع المنبعث بواسطة الجسم الساخن ليس فقط على درجة الحرارة، بل وعلى المادة المصنوع منها الجسم، وعلى شكله وطبيعة سطحه، فمثلاً، التنجستن ذو السطح المنبسط المطلي يصدر بدرجة 2000 K إشعاعاً بمعدل 23.5 w/cm^2 ، والموليبيديوم

يصدر تحت نفس الشروط إشعاعاً بمعدل 19.2 w/cm^2 . وعند زيادة خشونة السطح يزداد هذا المعدل في كل حالة من هذه الحالات.

هناك فروقات أخرى تظهر إذا قيس توزيع الإشعاع المنبعث بالأطوال الموجية ، الأمر الذي يزيد من صعوبة فهم الإشعاع الحراري موضوع دراستنا، سنلجأ إلى فكرة المشع المثالي، المقتبسة من فكرة الغاز المثالي، الذي هو مدخل إلى فهم الغاز الحقيقي، فالمشع المثالي هو الذي يعتمد طيف إشعاعه الحراري المنبعث منه على درجة حرارته فقط و ليس على مادته، أو طبيعة سطحه، أو عوامل أخرى.

وهذا المشع المثالي يمكن أن يكون تجويفاً في جسم، حفظت جدرانه بدرجة حرارة منتظمة، واسمه الشائع (الجسم الأسود)، ولفحص إشعاع التجويف يثقب جداره ثقباً صغيراً يكفي لهروب الإشعاع إلى داخل المختبر لغرض فحصه.

والإشعاع الحراري المسمى أيضاً بالإشعاع التجويفي، هو طيف بسيط جداً تتحدد طبيعته تماماً بدرجة حرارة جدران التجويف فقط ولا علاقة لمادة التجويف أو شكله أو حجمه بذلك. إن الإشعاع التجويفي (إشعاع في صندوق) يساعد في فهم طبيعة الإشعاع الحراري ، تماماً كما ساعد الغاز المثالي (مادة في صندوق) في فهم المادة في شكلها الغازي، يبين الشكل (1) مشع تجويفي صنع من أنبوب ذي جدران أسطوانية من مادة التنجستين قطره حوالي 1mm، سخن إلى التوهج الحراري بتمرير تيار خلاله وعمل ثقباً صغيراً في جداره. وكما يلاحظ من الشكل، فإن الإشعاع المنبثق من الثقب هو أكثر شدة من إشعاع الجدار الخارجي.



(شكل 1) أنبوب متوهج من التنجستين ذو فتحة صغيرة في جداره. إن الإشعاع المنبثق من الفتحة هو إشعاع تجويفي

هناك ثلاثة خواص ذات علاقات تبادلية للإشعاع التجويفي:

1- قانون ستيفان - بولتزمان

تدعي القدرة الكلية المشعة بوحدة المساحة لتقب التجويف المجموعة لكل الأطوال لموجية، تدعى بالشدة الإشعاعية $I(T)$ أو كثافة القدرة، وترتبط بدرجة الحرارة بالعلاقة

$$I(T) = \sigma T^4 \quad (1-1)$$

$$\text{حيث: } \sigma = (5.670 \times 10^{-8} \text{ W}^8 \cdot \text{m}^2 / \text{K}^4)$$

ثابت عام يدعي ثابت ستيفان - بولتزمان، و T درجة الحرارة المطلقة إن الأجسام الساخنة العادية تشع دائماً بفعالية أقل من المشعات التجويفية. وهذا يعبر عنه بتعميم العلاقة (1-1):

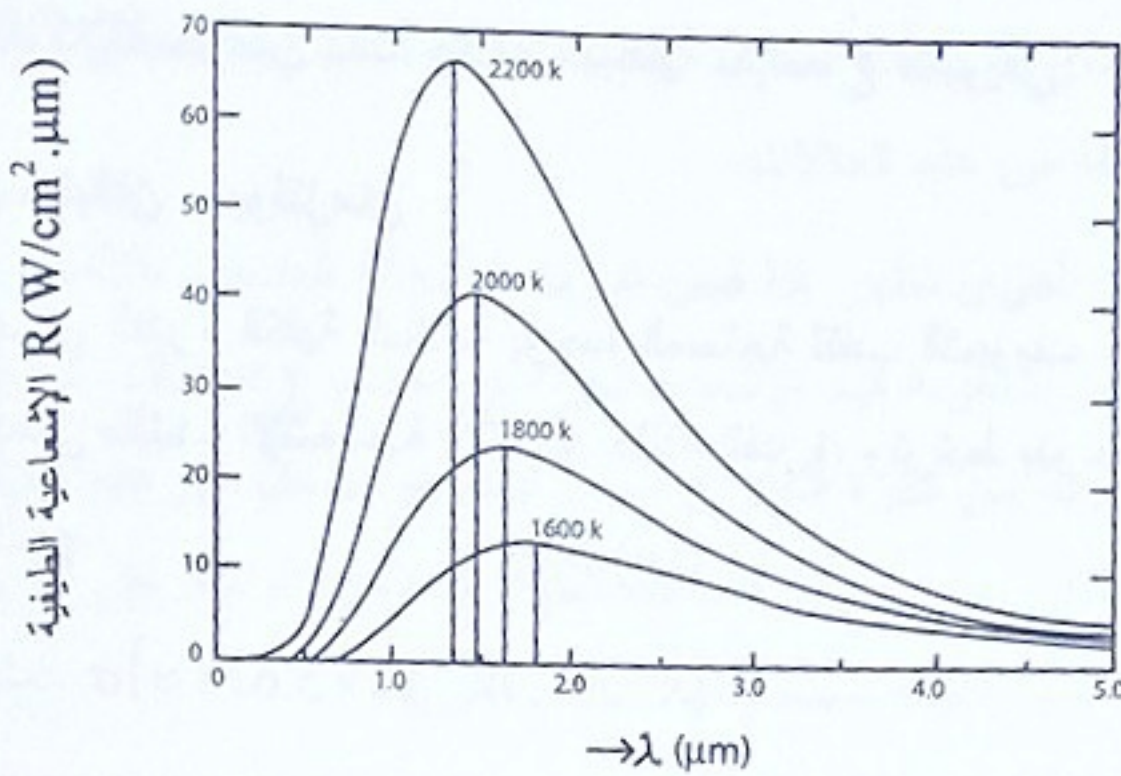
$$I(T) = \epsilon \sigma T^4 \quad (1-2)$$

حيث ϵ كمية لا بعدية (بدون أبعاد أو وحدات) و تدعى ابتعائية سطح المادة، وهي للمشع التجويفي تساوي الوحدة ($\epsilon = 1$)، ولكنها لسطوح الأجسام العادية تكون دائماً أقل من الوحدة، وهي دالة لدرجة الحرارة دائماً تقريباً.

2- التآلق الطيفي $R(\lambda)$ أو (الإشعاعية الطيفية)

يبين لنا التآلق الطيفي $R(\lambda)$ كيف أن كثافة قدرة التجويف (الشدة الإشعاعية) تتغير مع الطول الموجي لدرجة حرارة معينة. نعرف التآلق الطيفي بحيث أن حاصل الضرب $R(\lambda)d\lambda$ يعطينا القدرة المشعة بوحدة المساحة الواقعة بمدي شريط من الأطوال يمتد من λ إلى $\lambda + d\lambda$. وعلى هذا الأساس يمكن أن نجد الشدة الإشعاعية $I(T)$ لأي درجة حرارة وذلك بجمع (بتكامل) التآلق الطيفي على نطاق كامل من الأطوال الموجية، أي أن:

$$I(T) = \int_0^\infty R(\lambda) d\lambda \quad (T \text{ ثابتة}) \quad (1-3)$$



(شكل 2) منحنيات الإشعاعية الطيفية لإشعاع تجويفي عند أربع درجات حرارة مختارة. نلاحظ أنه عند ما تزداد درجة الحرارة ينزاح الطول الموجي الموافق للقيمة العظمى للإشعاعية الطيفية نحو الأمواج القصيرة.

والشكل 2 يبين التآلق الطيفي لإشعاع تجويفي لأربع درجات حرارة مختارة. تبين لنا المعادلة (1-3) أنه يمكن تفسير الشدة الإشعاعية $I(T)$ كمساحة تحت المنحنى التقريبي للإشعاعية الطيفية. فمن هذا الشكل نشاهد أنه عندما تزداد درجة الحرارة، تزداد المساحة تحت المنحنى، وبالتالي تزداد الشدة الإشعاعية، كما نتبأ بذلك المعادلة (1-1).

3- قانون إزاحة فين

نستطيع أن نري من منحنى التآلق الطيفي (شكل 2)، أن λ_{max} ، الطول الموجي الذي يبلغ عنده التآلق الطيفي قيمته العظمى تنقص عندما تزداد درجة الحرارة. لقد استنتج العالم الألماني وليم فين (1864-1928) أن λ_{max} تتغير مع $\frac{1}{T}$ ، وبالتالي فإن حاصل الضرب $\lambda_{max} T$ هو ثابت عام، قيمته المقاسة تساوي.

$$\lambda_{max} T = 2898 \mu m.K. \quad (1-4)$$

علاقة الصلة هذه بين الطول الموجي λ_{max} (بوحدة المايكرومتر μm) للإشعاع التجويفي و درجة حرارة التجويف المطلقة (بالكلفن k) تعرف بإزاحة فين، الذي نال جائزة نوبل في الفيزياء عام 1911 تقديراً لأبحاثه في الإشعاع الحراري.

مثال 1: كم تكون النجمة ساخنة؟ إذا علمت أن سطوح النجوم لا تكون محددة تماماً كسطح الأرض، وبعض الإشعاع الذي تصدره النجمة يكون في حالة توازن حراري مع الغازات الساخنة التي تنتجها الطبقات الخارجية لسطح النجمة. حينئذ يمكن، ودونما أخطاء كبيرة، معاملة ضوء النجمة كإشعاع تجويفي. وهنا توجد أطوال موجية تبلغ عندها التآلقات الطيفية لثلاثة نجوم قيمها العظمى.

الظهور	$\lambda_{\max}$	النجمة
أزرق - أبيض	240 nm	الشعري اليماني (Sirius)
أصفر	500 nm	الشمس (Sun)
أحمر	850 nm	منكب الجوزاء (Betelgeuse)

(أ) ما هي درجات حرارة سطوح هذه النجوم؟ (ب) ما هي الشدة الإشعاعية للنجوم الثلاثة؟ (ج) إذا كان نصف قطر الشمس هو $R = 7.0 \times 10^8 \text{ m}$ ، والشعري اليماني هو $R = 4.0 \times 10^{11} \text{ m}$. فما هي القدرة المشعة (النورانية L) لهذه النجوم.

الحل: من المعادلة (1-4) نجد بالنسبة للشعري اليماني،

$$T = \frac{2898 \mu \text{m} \cdot \text{K}}{\lambda_{\max}} = \left(\frac{2898 \mu \text{m} \cdot \text{K}}{240 \text{ nm}} \right) \left(\frac{1000 \text{ nm}}{1 \mu \text{m}} \right) = 12000 \text{ K}$$

وبنفس الطريقة نجد أن درجة حرارة سطح الشمس هي 5800K ومنكب الجوزاء 3400K. وبهذه الدرجة الحرارية لسطح الشمس (5800K) يقع معظم الإشعاع الوارد من الشمس في المنطقة المرئية للطيف.

(ب) بالنسبة للشعري اليماني، لدينا من قانون ستيفان - بولتزمان، معادلة (1-1):

$$I(T) = \sigma T^4 = (5.67 \times 10^{-8} \text{ W} / \text{m}^2 \cdot \text{K}^4) (12000 \text{ K})^4 = 1.2 \times 10^9 \text{ W} / \text{m}^2$$

و بالنسبة للشمس ومنكب الجوزاء، نجد أن الشدة الإشعاعية هي $6.4 \times 10^7 \text{ W} / \text{m}^2$

و $7.7 \times 10^6 \text{ W} / \text{m}^2$ على التوالي.

(ج) تحسب نورانية الجسم، أو بصورة أدق، نورانية سطحه وذلك بضرب الشدة الإشعاعية في مساحة السطح:

$$L = I(T)(4\pi R^2) \quad \text{فالنسبة للأرض:}$$

$$= (6.4 \times 10^7 W / m^2) (4\pi) (7.0 \times 10^8 m)^2 = 3.9 \times 10^{26} Watts$$

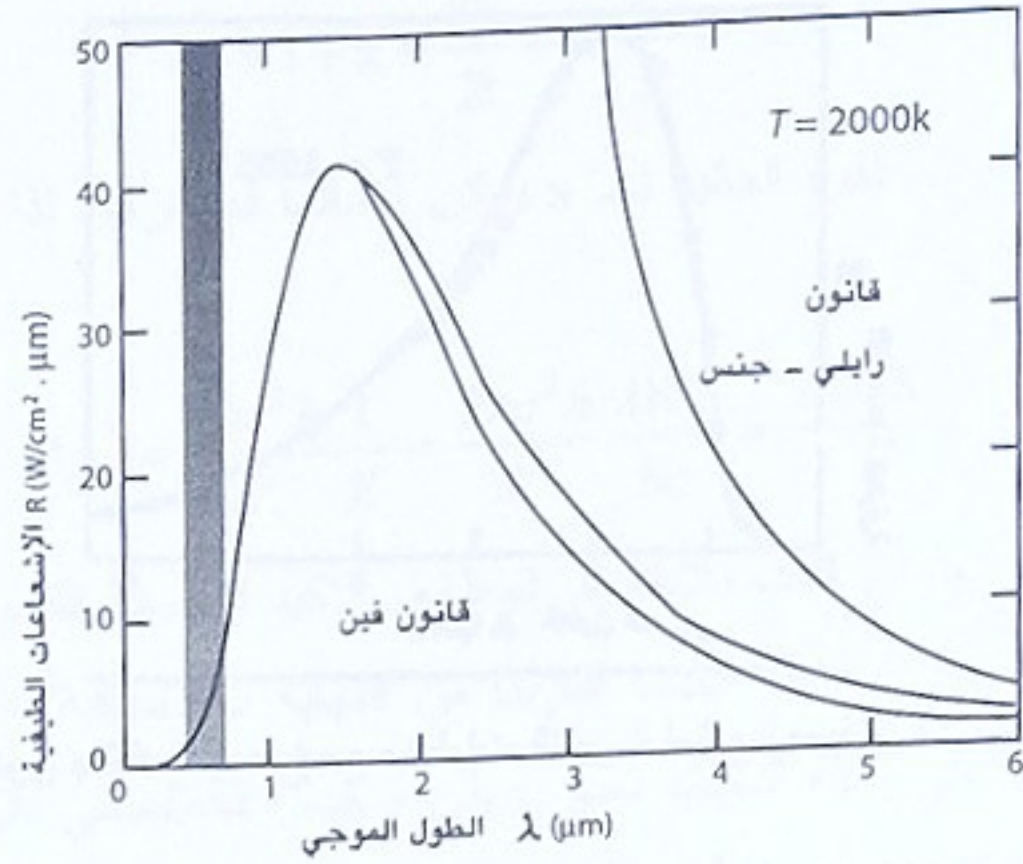
ولمَنكب الجوزاء نجد أن $L = 1.5 \times 10^{31} W$ ، وهي أكبر من نورانية الشمس بـ 38000 مرة.

(2-1) قانون بلانك للإشعاع

في شهر سبتمبر من العام 1900 اقترحت صيغتان لتفسير منحنيات التآلق التجريبية المبينة على الشكل 2 والتطابق معها، ولكن لم تستطع أي من الصيغتين أن تحقق ذلك. الصيغة الأولى تعود أصلاً إلى اللورد رايلي Rayleigh، ومن ثم وبصورة مستقلة تم اشتقاقها لاحقاً من قبل انشتاين Einstein، ثم طورت من قبل جيمس - جينز James Jeans - على أساس خزينه المعرفي الكلاسيكي، لكن هذه الصيغة عجزت عن تفسير منحنيات التآلق (شكل 2) أو التطابق معها، باستثناء المناطق ذات الأطوال الموجية الطويلة جداً، والشكل 3 يبين منحنى الإشعاعية الطيفية لإشعاع تجويفي عند 2000k على ضوء نبوءة رايلي - جينز. إن أفضل تطابق ظاهر في الرسم هو لتلك الأطوال الموجية الأكبر بكثير من $50 \mu m$ ، بعيداً خلف مقياس الرسم، إن صيغة رايلي-جينز غير مرضية، رغم أنها قد تكون أفضل ما يمكن أن تظهر به الفيزياء الكلاسيكية.

أما وليم فين فهو أيضاً اشتق تعبيراً نظرياً للإشعاعية الطيفية، وصيغته (لاحظ الشكل 3) أفضل بكثير من صيغة رايلي - جينز، وهي تتطابق تماماً مع المنحنيات عند الأطوال الموجية القصيرة المارة خلال القمة، ولكنها تحيد عن المنحني بصورة لافتة للنظر عند الأمواج الطويلة في نهاية مقياس الرسم.

مع ذلك، لم تؤسس صيغة فين على أساس النظرية الكلاسيكية للإشعاع، ولكن بدلاً من ذلك قامت على أساس الحدس - ولهذا فهي تدعى بـ (التخمين)، على أساس التشابه بين منحنيات الإشعاعية الطيفية وسرعة توزيع المنحنيات لماكسويل لجزيئات غاز مثالي.

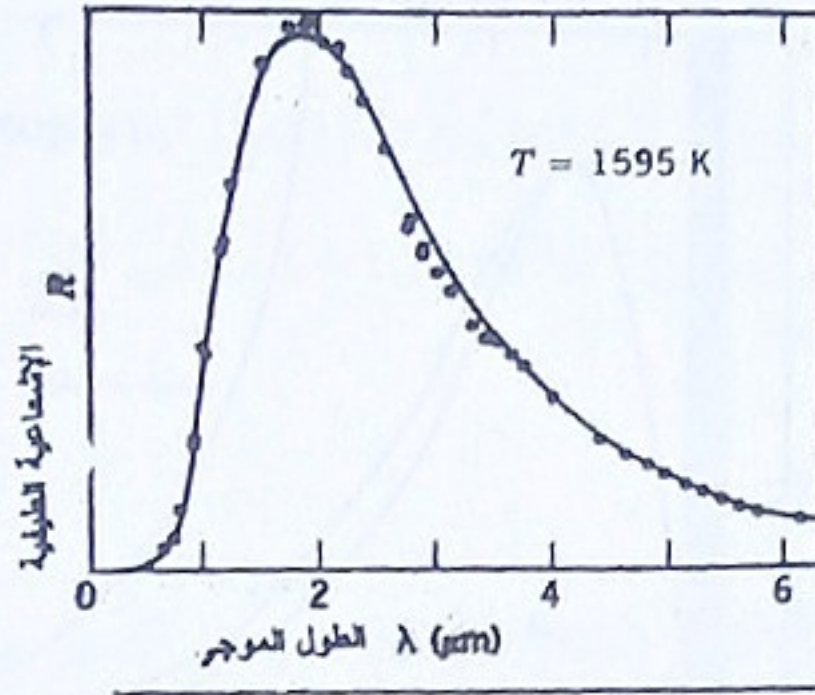


(شكل 3) يبين المنحنى المستمر للإشعاعية الطيفية التجريبية لإشعاع من تجويف بدرجة حرارة 2000K، وتظهر نبوءات قانون ريلي - جينز الكلاسيكي وقانون فين كخطوط متقطعة والقضيب العمودي المظلل يمثل مدى الأطوال الموجية المرئية.

وبهذا يكون لدينا صيغتان للتعبير عن الإشعاعية الطيفية لإشعاع التجويف، واحدة تتطابق مع التجربة عند الأمواج الطويلة (صيغة ريلي - جينز) والأخرى عند الأمواج القصيرة. وبهدف التسوية بين هاتين الصيغتين أو قانوني الإشعاع هذان، عمل ماكس بلانك على جعلهما مستوفيتين لشروط التطابق مع معطيات جميع الأطوال الموجية. أعلنت صيغة بلانك على جمعية الفيزيائيين في برلين في 19 أكتوبر 1900 وكانت بالصورة:

$$R(\lambda) = \frac{a}{\lambda^5} \frac{1}{e^{b/\lambda T_1}} \quad (1-5)$$

حيث a و b ثابتان حسابيان، اختيرا لكي تعطي المعادلة (1-5) أفضل تطابق مع معطيات التجربة. والشكل (4) يبين حسن التطابق هذا وبرغم صحة هذه الصيغة، لكنها كانت في الأصل حسابية فقط ولم تُسن أو تنشأ نظرية حقيقية.



(شكل 4) يتطابق قانون بلانك للإشعاع مع معطيات التجربة لمشح تجويفي عند درجة حرارة 1595 k

اشتق بلانك صيغته من افتراضات بسيطة، وأعاد صياغتها تدريجياً، مدخلاً فيها تغييرات طفيفة شملت الثابتين a و b (وهما ثابتان عشوائيان) فأصبحت بالصورة:

$$R(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda KT} - 1} \quad (1-6)$$

حيث استبدل ثابتيه a و b في العلاقة (1-5) بثابت بولتزمان K في العلاقة (1-6) ثم أدخل ثابتاً جديداً هو h والذي يدعى الآن بثابت بلانك، إضافة إلى سرعة الضوء c .
وبتطابق المعادلة (1-6) مع المعطيات التجريبية تمكن بلانك من إيجاد قيم للثابتين K و h هي:

$$K = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K} , \quad h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.S.}$$

مثال 2: يوحي الشكل 4 بأن قانون بلانك للإشعاع (المعادلة 1-6) يقترب من قانون ريلي - جينز الكلاسيكي عند الأمواج الطويلة لأي شكل تعبير يؤول قانون بلانك عندما $\lambda \leftarrow \infty$ ؟

الحل: للملائمة الجبرية، نعيد كتابة المعادلة (1-6) بالصورة:

$$R(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^x - 1}$$

حيث $X = hc/\lambda KT$ فعندما $\lambda \leftarrow \infty$ ، نجد أن $X \leftarrow 0$.

و إذا ما تذكرنا أن:

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + X \frac{x^3}{3!} + \dots$$

وأن الحدود ذات القوة العالية لـ x يمكن إهمالها لصغرهما، لذا فإنه يمكن القول إن $e^x - 1 = x$ ، ومنه فإن:

$$R(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{X} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{\lambda KT}{hc} = \frac{2\lambda CKT}{\lambda^4}$$

ومنه نلاحظ أن ثابت بلانك h ، المطابق الأكيد للصيغة الكمومية، هو الذي الغي بصورة ملائمة من المعادلة عندما اقتربنا من النهاية الكلاسيكية للأمواج الطويلة. هذه النتيجة هي حقيقة وعلى وجه التحديد تعبير ريلي - جينز الكلاسيكي للإشعاعية الطيفية.

(3-1) تكميم الطاقة

كان بلانك قد اشتق قانونه الإشعاعي (1-6) من خلال تحليله للتفاعل بين الإشعاع في الحجم التجويفي والذرات التي تتكون منها جدران هذا التجويف. وإفترض أن هذه الذرات تسلك مثل مذبذبات بالغة الصغر، كل منها بتردد مميز (خاص به) للاهتزاز، وهي تشع الطاقة إلى داخل التجويف وتمتص منه الطاقة بجرعات (أو طرود) أحادية لا تقبل التجزئة، تتناسب طاقتها مع التردد الخاص للمذبذب $E = h\nu$ ، حيث h هو ثابت أساسي جديد للطبيعة عرف فيما بعد بثابت بلانك.

من وجهة النظر الكلاسيكية، فإن طاقة هذه المذبذبات الصغيرة جداً تتغير تدريجياً وبصورة مستمرة، وهذا يفترض بالتأكيد أن تكون هذه المذبذبات كبيرة، مثل النواس (البندول) أو نظام الكتلة النابض. وخلافاً لهذا تماماً كان اشتقاق قانون بلانك للإشعاع يستند على افتراض أن المذبذبات الذرية المفترضة من قبل بلانك نفسه قد لا تبعث أو تمتص الطاقة E بأي مقدار كان، بل فقط بتلك الطاقات المختارة من طاقم متقطع يتحدد بالعلاقة:

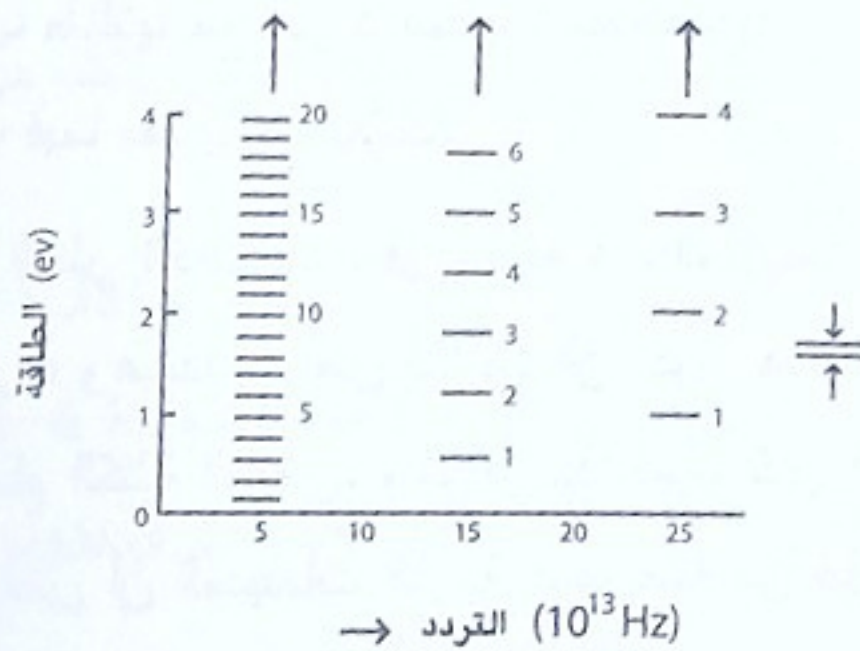
$$E = nh\nu, n = 1, 2, 3, \dots \quad (1-7)$$

حيث ν هو تردد المذبذبات، وهنا نقول إن طاقة المذبذب الذري كمائة وإن العدد الصحيح n هو عدد كمومي. بعبارة أخرى، إن هذا التكميم لطاقة المذبذب هو بالمعنى

الأصح تكميم لطاقة الإشعاع (إشعاع التجويف أو إشعاع الجسم الأسود) الذي افترضه بلانك أنه يتم بواسطة المذبذبات الذرية.

نبين لنا المعادلة (1-7) أن مستويات طاقة المذبذب تكون متساوية التباعد الفضائي، وأن الفاصلة بين المستويات المتجاورة هي $h\gamma$ (لاحظ شكل 5).

إن هذا الافتراق المطلق بين وجهتي نظر الفيزياء الكلاسيكية إلى التكميم الطاقى بوصفه تغير تدريجي مستمر لطاقة مذبذب كبير كالنواس، والفيزياء الحديثة (الكمومية) بان التكميم الطاقى يقوم على فكرة المذبذب الذري الذي يشع الطاقة ويمتصها بمقادير معينة منتقاة ($h\gamma$ أو مضاعفاتها $n h\gamma$) لا يجوز تجزئتها وأنه يحدث بصورة متقطعة أو قفزية، هو افتراق بين عالَمين، قديم وحديث، مرئي ومجهري، مستمر ومتقطع لا جسور بينهما إلا في حدود النهايات أو الغايات لهذين العالمين. والنظرية الكلاسيكية (التي تنظر للعالم المرئي القديم) هي غاية النظرية الكمومية الحديثة، ومتى بلغت الأخيرة غايتها تكون قد كفت عن تطابقها مع معطيات التجربة وانفقت مع النظرية الكلاسيكية. إن غاية النظرية الكمومية هي غاية الأعداد الكمومية، والمثال التالي يوضح ذلك.



(شكل 5) مستويات الطاقة لمذبذبات ذرية عند ثلاثة ترددات منتقاة، حيث أشير إلى الأعداد الكمومية لبعض المستويات. على اليمين تشاهد الطاقة KT لمذبذب كلاسيكي عند درجة حرارة $2000K$.

مثال 3: جسم كتلته 300 g معلق في نابض، ثابت القوة له $K = 3.0 \text{ N/m}$ ، يتذبذب بسعة $A = 10 \text{ cm}$. عامل هذا النظام كمذبذب كمومي وأوجد: أ) الفاصلة الطاقية بين المستويات المتجاورة وب) الأعداد الكمومية التي تصف التذبذب.

الحل: أ) نجد تردد الذبذبة من العلاقة:

$$\gamma = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3.0 \text{ N/m}}{0.3 \text{ kg}}} = 0.50 \text{ s}^{-1}$$

والطاقة الميكانيكية الكلية لهذا النظام المتذبذب هي:

$$E = \frac{1}{2} K A^2 = \frac{1}{2} (3.0 \text{ N/m}) (0.10 \text{ m})^2 = 0.015 \text{ J}$$

وعندما تخمد سعة التذبذب بسبب الاحتكاك، فإن النظرية الكمومية تتنبأ أن الطاقة E ستتلاشى في (قفزات) قياسها:

$$\Delta E = h\gamma = (6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s}) (0.50 \text{ s}^{-1}) = 3.3 \times 10^{-34} \text{ J.}$$

وهكذا فإن:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{3.3 \times 10^{-34} \text{ J}}{0.015 \text{ J}} = 2.2 \times 10^{-32}.$$

قياسات طاقة بمثل هذه الدقة هي ببساطة غير ممكنة، وبالتالي فإن القفزات الكمومية لمثل هذا المذبذب هي من الصغر بحيث لا يمكن كشفها، بمعنى أن النظام يقع في الحدود الكلاسيكية، ويمكن التعامل معه على هذا الأساس.

ب) من العلاقة (7-1) نجد أن العدد الكمومي:

$$n = \frac{E}{h\gamma} = \frac{0.015 \text{ J}}{3.3 \times 10^{-34} \text{ J}} = 4.6 \times 10^{31}$$

وهذا عدد هائل ومعه يستحيل كشف (تسجيل) التكميم الطاقى في عمل المذبذب المدروس.

(4-1) السعة الحرارية للصلب:

إذا نقلنا حرارة Q إلى 1 مول صلب فارتفعت درجة حرارة الصلب بمقدار Δt ، فإن

السعة الحرارية المولارية له تساوي

$$C_V = \frac{Q}{\Delta T} \text{ (حجم ثابت)} \quad (1-8)$$

واختيار شرط نقل الحرارة تحت حجم ثابت جاء لكي تظل المسافات بين الذرات ثابتة وأي طاقة مضافة تظهر بصورة كلية كطاقة اهتزاز للذرات حول مواقعها الشبكية الثابتة. يؤخذ مقدار 1 مول من المادة بحيث أن المقارنة من عنصر إلى عنصر تتم على أساس العدد المتساوي من الذرات.

يبين الجدول 1 السعات الحرارية لبعض الأجسام الصلبة الأساسية عند درجة حرارة الغرفة أو بالقرب منها، ومنه يتضح أن جميع العناصر الصلبة، مع بعض الاستثناءات، لها نفس السعة الحرارية المولية، التي هي بحدود 25 جول لكل مول. كلفن (25J/mol.k)، وما دونها يدعي شواذاً.

يبين الشكل 6 السعة الحرارية لكل من الرصاص، الألمونيوم، والكربون كدالة لدرجة الحرارة ومنه نلاحظ أن C_V لجميع العناصر الثلاثة تقترب من نفس القيمة النهائية عند درجات الحرارة العالية، على أن الكربون يظهر شذوذاً في الجدول يعكس حقيقة أن درجة حرارة الغرفة ليست درجة حرارة عالية بالنسبة له.

ماذا نتبأ الفيزياء الكلاسيكية بشأن السعة الحرارية المولية للصلب؟

تترتب الذرات في الصلب في شبكة ثلاثية الأبعاد، وكل ذرة مقيدة إلى موقعها الشبكي بثلاثة قوى كهرومغناطيسية وتتذبذب حول هذا الموقع بسعة تزداد عندما تزداد درجة الحرارة. فكل ذرة تسلك مثل مذبذب خفيف بثلاث درجات الحرية، تطابق ثلاثة محاور اتجاهيه مستقلة تتحرك بامتدادها الذرة حرة.

إن البديهة الكلاسيكية بشأن التقسيم المتساوي للطاقة ترفق طاقة قدرها $\frac{1}{2}KT$

مع كل درجة حرية، والمذبذب الثلاثي الأبعاد له ست درجات من الحرية، درجتان لكل اتجاه (طبقاً لطاقتي الحركة والموضع لذلك الاتجاه)، وبالتالي فإن الطاقة الداخلية للصلب بالمول الواحد هي:

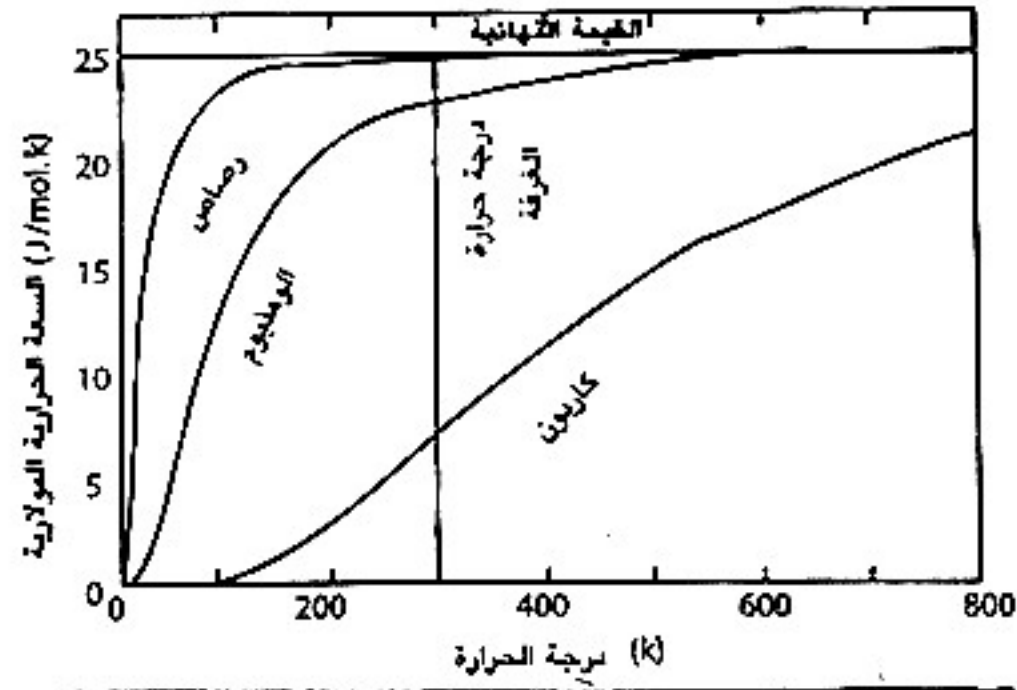
$$E_{int} = 6 \left(\frac{1}{2} KT \right) N_A = 3RT \quad (1-9)$$

حيث NA هو عدد أفوغادرو، و R هو الثابت العام للغازات.

جدول 1 السعة الحرارية المولية لبعض الأجسام الصلبة

الصلب	$C_v (J/mol.K)$
الألمونيوم Aluminum	23
البيريليوم Beryllium	11
البزموت Bismuth	25
البورون Boron	13
الكاديوم Cadmium	25
الكربون Carbon	6
النحاس Copper	24
الذهب Gold	25
الرصاص Lead	25
البلاتين Platinum	25
الفضة Silver	24
التنجستن Tungsten	24

"جميع القياسات جرت بدرجة حرارة الغرفة"



(شكل 6) السعة الحرارية المولية لثلاثة أجسام صلبة كدالة لدرجة الحرارة

إذا ضبط الجسم الصلب في حجم ثابت فإنه يمكن استبدال Q في العلاقة (1-8) بـ ΔE_{int} ، التي تعني التغير في الطاقة الداخلية بالمول الواحد (من القانون الأول للديناميكا الحرارية) فنحصل على:

$$C_v = \Delta E_{int} / \Delta T$$

$$C_v = \frac{dE_{int}}{dT} \quad (1-10)$$

في النهاية التفاضلية وبالتعويض عن E_{int} من العلاقة (1-9)، نحصل على

$$C_v = \frac{d}{dT}(3RT) = 3R \quad (1-11)$$

ومن هذه العلاقة نلاحظ كيف أن النظرية الكلاسيكية تنتبأ بثبات الحرارة النوعية المولارية للمادة وتكافؤها لجميع المواد، وعدم اعتمادها على درجة الحرارة. وبالتعويض عن $R (= 8.31 \text{ J/mol.K})$ نجد أن $(C_v = 24.9 \text{ J/mol.k})$. وهذا يتفق جيداً مع غاية C_v بدرجات الحرارة العالية، كما يوضح ذلك الشكل 6 والجدول 1.

النظرية الكمومية للسعة الحرارية

افترض أنشتاين أن طاقات المذبذبات الذرية في الصلب قد تم تكميمها طبقاً للمعادلة (1-7) ونسب إلى كل مذبذب معدل طاقة لكل اتجاه، ليس KT كما في الحالة الكلاسيكية، بل مقداره:

$$E = \frac{h\gamma}{e^{h\gamma/KT} - 1} \quad (1-12)$$

وهو نفس التعبير الذي استخدمه بلانك لمعدل طاقة المذبذبات في مسألة إشعاع التجويف (1-6)، و γ في المعادلة (1-12) هو التردد الاهتزازي الطبيعي للذرة المتذبذبة الذي اعتبره أنشتاين ثابتاً ضابطاً.

بضرب المعادلة (1-12) بعدد أفوغادرو، وبالعامل 3 لكي تأخذ ثلاثة أبعاد نحصل على الطاقة الداخلية بالمول:

$$E_{int} = \frac{3N_A h\gamma}{e^{h\gamma/KT} - 1} \quad (1-13)$$

باشتقاق هذه العلاقة في T وملاحظة المعادلتين (1-10) و(1-9) نجد:

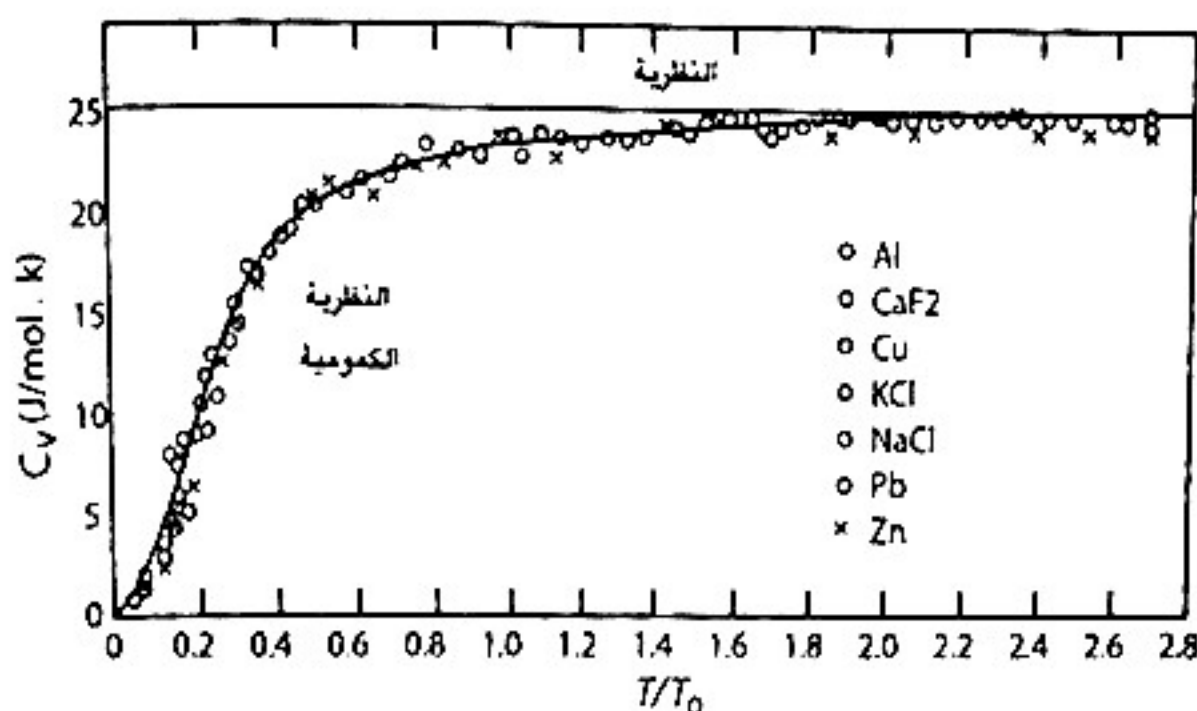
$$C_v = \frac{dE_{int}}{dT} = 3NAh\gamma \frac{d}{dT} (e^{h\gamma/KT} - 1)^{-1} = -3NAh\gamma \frac{\left(-\frac{h\gamma T^{-2}}{-K}\right) e^{h\gamma/KT}}{(e^{h\gamma/KT} - 1)^2} \quad (1-14)$$

$$= 3N_A K \left(\frac{h\gamma}{KT}\right)^2 \frac{1}{(e^{h\gamma/KT} - 1)^2} = 3R \left(\frac{h\gamma}{KT}\right)^2 \frac{e^{h\gamma/KT}}{(e^{h\gamma/KT} - 1)^2}$$

في هذه العلاقة يوجد متغير ضابط واحد فقط، وهو تردد المذبذب γ وعموماً يعبر عن التردد γ بدلالة (درجة حرارة إنشتاين المميزة $T_E = h\gamma/K$)، التي يمكن اختيارها بحيث أن معادلة أنشتاين هذه (1-14) تتطابق مع المعطيات بصورة حسنة، رغم وجود بعض الانحرافات الصغيرة عن قانون درجة الحرارة. انحرافات لم تؤسس عملياً بعد عندما شرع أنشتاين نظريته.

يفسر الفيزيائيون الإخفاق في التوافق مع التجربة عند درجات الحرارة المنخفضة بأنه يمكن أن يرد إلى تلك الحقيقة أن أنشتاين - ربما متعمداً - قدم افتراضاً مفرط البساطة، مفاده، أن مذبذبات الذرة المفردة هي في منأى عن تأثير جاراتها. في 1912 كرر الفيزيائي الألماني بيوتر ديباي Peter Debye نظرية أنشتاين، وذلك بأخذه بنظر الاعتبار تفاعل المذبذبات الذرية مع الذرات المجاورة، والشكل 7 يوضح التوافق الرائع لنظرية ديباي مع التجربة لعدد من الأجسام الصلبة. في هذا الشكل جعل مقياس درجة الحرارة بدون أبعاد، حيث T_D ثابت له قيم مختلفة لكل مادة. وعندما تكون درجات حرارة ديباي المميزة هذه قد حددت على النحو الملائم، يمكننا حينذاك أن نرى كيف تقع جميع النقاط التجريبية بشكل رائع على نفس المنحني النظري. هذا التوافق هو انتصار أساسي للنظرية الكمومية.

الشكلان 6 و 7 يوضحان مباشرة بتفسير القيم الشاذة في الجدول 1. بالنسبة لهذه المواد تكون T_D أكبر بكثير من درجة حرارة الغرفة، بحيث أن السعة الحرارية لا تبلغ قيمتها النهائية.



(شكل 7) نتيجة النظرية الكمومية بالنسبة للسعة الحرارية للأجسام الصلبة في توافق تام مع النتائج التجريبية. المقياس الأفقي هو نسبة لا بعدية لدرجة الحرارة T إلى درجة حرارة ديبياي T_D ذات القيمة المميزة لكل مادة

مثال 4: أوجد بدلالة درجة حرارة أنشتاين T_E ، درجة الحرارة التي عندها تصبح السعة الحرارية للمادة مساوية لنصف قيمتها الكلاسيكية.

الحل: القيمة الكلاسيكية للسعة الحرارية للمادة هي $3R$ وفقاً للعلاقة (1-11)، لذلك نبحث عن درجة الحرارة التي تكون فيها قيمة السعة الحرارية C_v في علاقة أنشتاين (1-14) مساوية لـ $\frac{1}{2}(3R)$:

$$\frac{3}{2}R = 3R \left(\frac{h\gamma}{KT} \right)^2 \frac{e^{h\gamma/KT}}{e^{h\gamma/KT} - 1}$$

وبوضع $X = \frac{h\gamma}{KT} = T_E/T$ والتعويض في المعادلة أعلاه، نحصل على

$$\frac{1}{2} = X^2 \frac{e^X}{e^X - 1}$$

هذه المعادلة يمكن أن تحل حسابياً بواسطة الآلة الحاسبة و منها نجد أن $X = 2.98$

و بما أن $X = T_E/T$ ، إذن:

$$T = X^{-1}T_E = (2.98)^{-1}T_E = 0.336T_E$$

(5-1) التأثير الكهروضوئي:

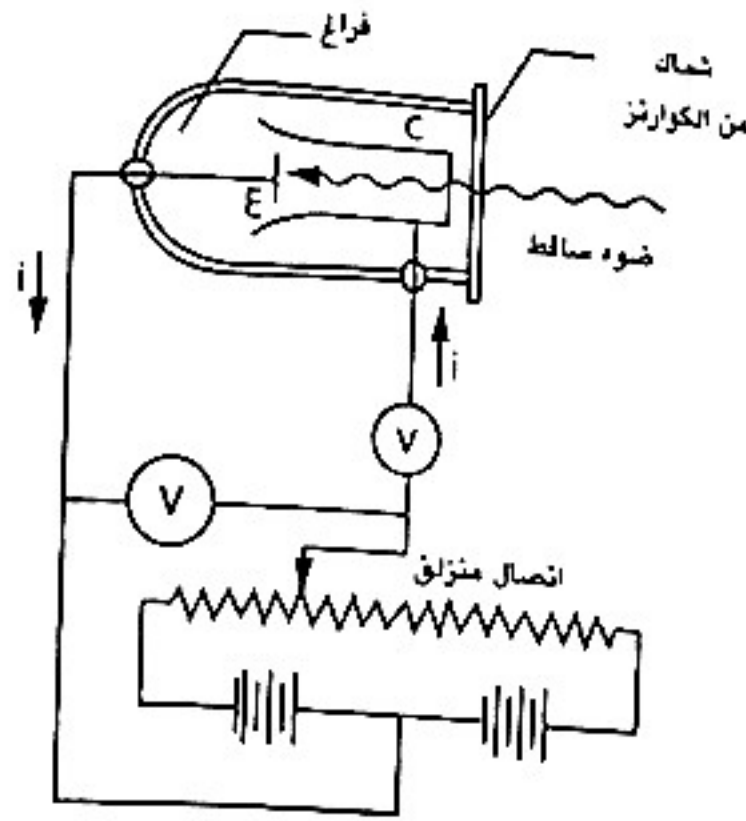
إن التأثير الكهروضوئي هو مثال آخر على التفاعل بين الإشعاع والمادة، يضاف إلى مثال التفاعل بين المادة والإشعاع عند جدران المشع التجويفي (الجسم الأسود) الذي قامت على أساسه فكرة الأكممة الطاقية. أنه يشتمل في الأساس على ثابت بلانك ويوسع فكرة الأكممة إلى الطبيعة الفعلية للإشعاع ذاته.

يبين الشكل 8 جهازاً عادياً يستخدم لدراسة التأثير الكهروضوئي. فالضوء ذو التردد γ يسقط على سطح معدني (الباعث E)، وإذا كان γ عالياً بما يكفي، فإن الضوء المرتطم بـ سطح المعدن سوف يخرج الإلكترونات خارج السطح. فإذا وصلنا فرق جهد V مناسب بين E والمجمع C، فإننا نستطيع أن نجمع هذه الإلكترونات الضوئية ونقيسها كتيار كهروضوئي.

إن فرق الجهد V المؤثر بين الباعث E والمجمع C هو ليس نفس فرق الجهد V_{ext} المجهز بواسطة البطارية الخارجية ويقرأ (V_{ce}) على تدريج الفولتميتر في الشكل 8. فهناك أيضاً قوة دافعة كهربائية ثانية (emf)، بطارية خفية، تنشأ نتيجة لاختلاف المادة التي يصنع منها الباعث عن تلك التي يصنع منها المجمع، تكون ما يعرف بفرق جهد الاتصال (V_{cpd})، الذي يمكن أن يبقى ثابتاً أثناء التجربة. لذلك فإن فرق الجهد V الذي تظهر فيه الإلكترونات هو المجموع الجبري لجهد الاتصال و جهد البطارية الخارجي:

$$V = V_{ext} + V_{cpd} \quad (1-15)$$

على أننا في حساباتنا اللاحقة سنعتبر أن جهد الاتصال مقاساً ومأخوذاً بنظر الاعتبار وأن V هو المحصلة للجهدين في المعادلة (1-15).



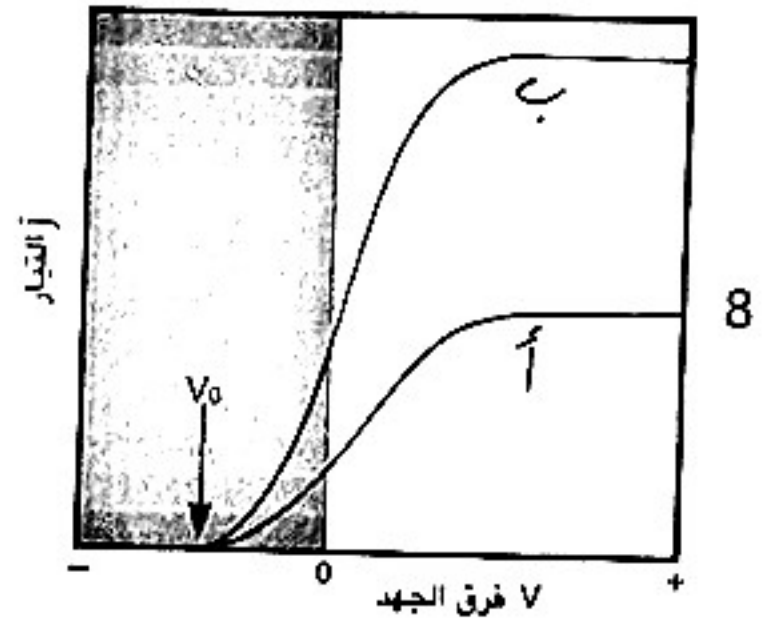
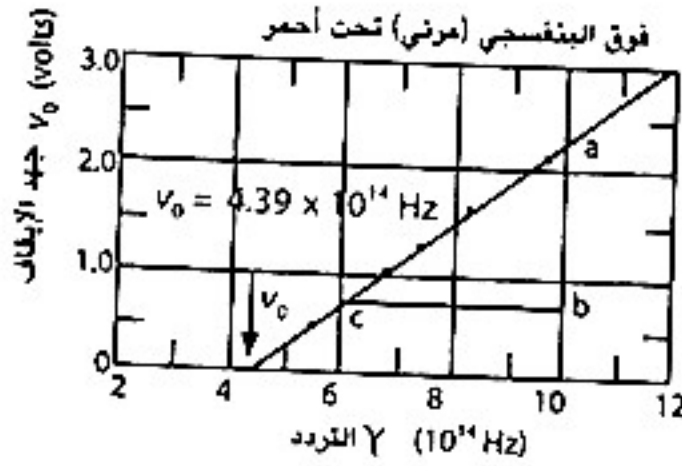
(شكل 8) جهاز لدراسة التأثير الكهروضوئي تبين الأسهم اتجاه التيار في الدارة الخارجية وهو يعاكس اتجاه حركة الإلكترونات، يقيس الفولتميتر V الجهد الخارجي المطبق V_{ext}

يبين الشكل 9 (المنحني أ) التيار الكهروضوئي كدالة للجهد ومنه نرى أنه إذا كان V موجباً وكبيراً بما يكفي، فإن التيار الكهروضوئي يبلغ قيمة إشباع ثابتة تكون عندها جميع الإلكترونات المنتزعة من E قد تجمعت بواسطة C .

إذا أعدنا V إلى الصفر ومن ثم عكسناه، فإن التيار الكهروضوئي لا يهبط إلى الصفر حالاً وذلك بسبب الإلكترونات المنبثقة من E بسرعة لا تساوي صفر. فبعضها سيصل إلى المجمع حتى لو كان فرق الجهد عكس حركتها. وإذا جعلنا فرق الجهد المعكوس كبيراً بما يكفي، فإننا نصل القيمة V_0 التي تدعى جهد الإيقاف، الذي يهبط عنده التيار فعلاً إلى الصفر. وبضرب جهد الإيقاف بشحنة الإلكترون e ، نحصل على الطاقة الحركية K_{max} لبعض الإلكترونات الضوئية المنبعثة النشطة:

$$K_{max} = eV_0 \quad (1-16)$$

إن جهد الإيقاف V_0 والطاقة الحركية K_{max} لا يعتمدان على شدة الضوء الساقط، والمنحني ب في الشكل 9، الذي تتضاعف فيه شدة الضوء الساقط، يبين ذلك، ورغم أن تيار التشبع تتضاعف أيضاً فإن جهد الإيقاف بقي ثابتاً.



(شكل 10) جهد الإيقاف كدالة للتردد بالنسبة لسطح للصوديوم.

(شكل 9) رسم لمعطيات أخذت بواسطة الأداة في الشكل 8. شدة الضوء الساقط بالنسبة للمنحنى ب ضعفاً بالنسبة للمنحنى أ.

أما الشكل 10 فيبين جهد الإيقاف كدالة لتردد الضوء الساقط. وبالأستنتاج الاستقرائي نلاحظ من الشكل أنه يوجد تردد قطع حاد γ_0 مطابقاً لجهد إيقاف قيمته صفراً. فالضوء ذو التردد الأقل من تردد القطع الحاد γ_0 لا يحدث أثراً ضوئياً ولا تصاحبه أية إلكترونات ضوئية عند جميع الانبعاثات.

الملامح الرئيسية للأثر الكهروضوئي

توجد ثلاثة ملامح (أو هيئات) رئيسية للتأثير الكهروضوئي لا يمكن تفسيرها بواسطة النظرية الموجية الكلاسيكية للضوء. فكما بالنسبة لإشعاع التجويف (إشعاع الجسم الأسود) ومسألة السعة الحرارية، فإن عجز النظرية الموجية الكلاسيكية في هذه الحالات ليس محل خلاف يذكر. فالعجز كلياً ولا يقبل الجدل. وهنا توجد ثلاث مسائل (مشكلات):

1- مسألة الشدة (أو كثافة القدرة): تتطلب النظرية الموجية أن تزداد سعة المتجه الكهربائي $\vec{E}$ المستذبذب في الموجة الضوئية عندما تزداد شدة الحزمة الضوئية. وبما أن القوة المطبقة على الإلكترون هي $e\vec{E}$ ، فهذا يوحي أن الطاقة الحركية للإلكترونات الضوئية ستزداد أيضاً عندما تصبح الحزمة الضوئية أكثر شدة. في حين أن الشكل 9 يبين أن الطاقة الحركية العظمى $K_{max} (=eV_0)$ لا تعتمد على الشدة الضوئية، وهذا

ما تم فحصه على نطاق من الشد يوصل إلى 10^7 .

2- مسألة التردد: طبقاً للنظرية الموجية، فإن التأثير الكهروضوئي يجب أن يظهر عند أي تردد للضوء بشرط أن يكون الضوء الساقط ذو شدة كافية لإعطاء الطاقة اللازمة لانزعاج الإلكترونات الضوئية، بينما يبين الشكل 10، أنه من أجل كل سطح، يوجد تردد قطع γ_0 خاص، دونه لا يظهر التأثير الكهروضوئي مهما تعرضت المادة لهذا الإشعاع.

3- مسألة التأثير الزمني: وفقاً للنظرية الموجية الكلاسيكية، فإن التأثير الكهروضوئي يظهر متأخراً بعد سقوط الضوء على سطح المعدن، لكن التجارب المجراة بهذا الخصوص تشير إلى أن التأثير الكهروضوئي يحدث دون رد فعل ذاتي، بمعنى أن التيار الضوئي يظهر لحظياً بنفس الوقت مع إضاءة المعدن. فلو أن مصدراً ضوئياً قدرته P_0 ينشر ضوءه في جميع الاتجاهات، ولنفرض أن هذا الضوء يسقط عمودياً على مهبط ضوئي مستوي من الزنك أو البوتاسيوم موضوع على مسافة r من المصدر الضوئي (مصباح مثلاً)، فإن شدة الضوء I تعتمد على المساحة الهدف للمهبط والتي لا تزيد كثيراً عن مساحة دائرة قطرها يساوي تقريباً قطر الذرة:

$$I = \frac{P_0}{4\pi r^2} \quad (1-17)$$

ولانزعاج الإلكترون من المعدن يجب أن لا تكون الطاقة المتجمعة لديه نتيجة لاهتزازه القسري مع اهتزازات المجال الكهربائي للموجة الضوئية الساقطة أقل من دالة عمل هذا المعدن A . إن أكبر طاقة يمكن أن تحصل عليها الذرة من الإشعاع خلال t من الزمن هي:

$$E_{\max} = \frac{P_0}{4\pi r^2} \sigma t \quad (1-18)$$

حيث σ المقطع العرضي للذرة. أما الطاقة المعطاة للإلكترون خلال نفس الزمن، فهي أقل من $E_{\max}$ ، ولكنها يجب أن لا تكون أقل من دالة العمل Φ إذا أردنا للإلكترون أن يغادر المعدن. إن الطاقة التي تصيب المساحة الهدف من الشدة الضوئية I تعتمد على الشدة I وعلى المساحة الهدف A :

$$P = IA \quad (1-19)$$

ومن مقارنة المعادلتين (1-18) و (1-19) نستطيع أن نجد العلاقة بين الطاقة العظمى التي يشعها المصدر $E_{\max}$ و الطاقة p التي ينتفع بها الهدف المساحة خلال زمن تعرضه للإشعاع t :

$$E_{\max} = Pt \quad (1-20)$$

مثال (1-5): وضعت رقاقة بوتاسيوم على مسافة $r (= 0.5 \text{ m})$ من مصدر ضوئي، قدرة خرجة $P_0 = 1.0 \text{ W}$. كم من الزمن تستغرقه الرقاقة لتنتفع بأكبر قدر من طاقة الحزمة ($1.8 \text{ eV} =$) تكفي لتحرير الإلكترون من المعدن، بفرض أن الإلكترونات المتحررة تجمع طاقتها من مساحة دائرية للرقاقة نصف قطرها يساوي تقريباً نصف قطر ذرة البوتاسيوم $(1.3 \times 10^{-10} \text{ m})$.

الحل: إذا كان المصدر يشع بكل الاتجاهات وبصورة منتظمة، فإن شدة إشعاعه الضوئي I ، وفقاً للعلاقة (1-17) تساوي:

$$I = \frac{1.0 \text{ W}}{4\pi(0.5 \text{ m})^2} = 0.32 \text{ W / m}^2$$

ومن هذه الشدة هناك قدر من الطاقة تنتفع به المساحة الهدف (المساحة المستهدفة) هو، وفقاً للعلاقة (1-19):

$$P = IA = (0.32 \text{ W / m}^2) (1.3 \times 10^{-10} \text{ m})^2 \pi = 1.7 \times 10^{-20} \text{ J / S}$$

والآن نطبق المعادلة (1-20)، بعد تحويل طاقة المصدر إلى الجول، نحصل على:

$$1.8 \text{ eV} \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right) = (1.7 \times 10^{-20} \text{ J / S}) t$$

ومنه فإن:

$$t = \frac{1.8 \text{ eV} \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right)}{1.7 \times 10^{-20} \text{ J / S}} = 17 \text{ S}$$

(6-1) نظرية أنشتاين الفوتونية

في عام 1905 قدم أنشتاين افتراضاً استثنائياً غاية في الأهمية عن طبيعة الضوء، مفاده أن الضوء وتحت بعض الظروف، يسلك كما لو كانت طاقته مركزة في رزم متموضعة، سميت فيما بعد بالفوتونات، طاقة الفوتون الواحد منها تساوي:

$$E = h\gamma \quad (1-21)$$

حيث γ هو تردد الضوء. هذا المفهوم عن طبيعة الضوء، بأن الحزمة الضوئية تسلك كسيل من الجسيمات، لهو في تناقض حاد مع المفهوم الموجي القائل (إن الضوء يسلك كموجة). ففي النظرية الموجية للضوء، لا تتركز طاقة الموجة في رزم، بل تنتشر إلى الخارج بصورة منتظمة فوق جبهات الموجة.

عندما اشتق بلانك قانونه الإشعاعي في 1900، مقدماً لأول مرة ثابتة h إلى الفيزيائيين، استخدم العلاقة $E = h\gamma$ ، مطبقاً إياها ليس على الإشعاع داخل التجويف، بل على المذبذبات الذرية، التي تتركب منها جدران التجويف. لقد تعامل بلانك مع إشعاع التجويف على أساس النظرية الموجية، ولكن أنشتاين كان قادراً بعد ذلك على اشتقاق قانون بلانك للإشعاع على أساس مفهومه الفوتوني، كانت طريقة أنشتاين تتسم بالوضوح والبساطة وكانت قد أبطلت الكثير من الافتراضات الخاصة التي وجدها بلانك ضرورية فدونها في جهوده التمهيدية.

إذا طبقنا مفهوم أنشتاين الفوتوني على الفعل الكهروضوئي فإننا نستطيع أن نقول:

$$h\gamma = K_{\max} + \phi \quad (1-22)$$

حيث $h\gamma$ هي طاقة الفوتون. وهذا معناه أن الفوتون الواحد يحمل طاقة مقدارها $h\gamma$ إلى داخل السطح حيث يتم امتصاصه بواسطة إلكترون منفرد، وجزء من هذه الطاقة ϕ (ويدعى دالة العمل للسطح الباعث) يستخدم لتمكين الإلكترون من الهروب من سطح المعدن > أما فائض الطاقة $(h\gamma - \phi)$ فيصبح طاقة حركية للإلكترون، يظل محتفظاً بها حتى بعد بزوغه من السطح إذا لم يخسرها بالتصادم الداخلي أثناء هروبه من المعدن. وهكذا تعتبر $K_{\max}$ الطاقة العظمى التي يمكن أن يمتلكها الإلكترون الضوئي خارج السطح.

الآن نري كيف واجه افتراض أنشتاين الفوتوني الاعتراضات الثلاثة التي رفعت ضد تفسير النظرية الموجية للتأثير الكهروضوئي. بالنسبة للاعتراض الأول (مسألة الشدة)، فهناك توافق تام بين النظرية الفوتونية والتجربة. فإن نحن ضاعفنا شدة الضوء الساقط على المعدن فسنكون قد ضاعفنا عدد الفوتونات، وبالتالي نكون قد ضاعفنا التيار الكهروضوئي، لكننا بهذا لا نكون قد غيرنا طاقة الفوتونات الأولية أو طبيعة العمليات الكهروضوئية الأولية الموصوفة بالمعادلة (1-22).

الاعتراض الثاني (مسألة التردد): قوبل من قبل النظرية الفوتونية بالمعادلة (1-22)، فإذا كانت K_{max} تساوي صفراً، فإن $h\gamma = \phi$

وهذا يؤكد أن الفوتون يمتلك طاقة تكفي تماماً لاستخراج الإلكترونات الضوئية وليس لديه فائضاً منها لتظهر بصورة طاقة حركية. فإذا كان تردد الضوء الساقط γ أصغر من γ_0 فإن $h\gamma$ ستكون أصغر من ϕ ومن ثم، فإن الفوتونات الأولية – ليس مهماً كم يوجد منها، أي ليس مهماً كم تكون شدة الإضاءة – لا تمتلك ما يكفي من الطاقة لاستخراج الإلكترونات الضوئية، ومن ثم فليس ثمة فعل ضوئي.

الاعتراض الثالث (مسألة التأخير الزمني)

هذا التعارض نابع من النظرية الفوتونية لأن الطاقة الضرورية لجهاز في رزم متمركزة، ولا تنتشر بانتظام فوق المقطع العرضي للحزمة الضوئية كما تقول بذلك النظرية الموجية.

لو أعدنا كتابة معادلة أنشتاين الكهروضوئية (1-22) معوضين K_{max} من المعادلة (1-16)، لحصلنا، بعد إعادة ترتيب الحدود، على:

$$V_0 = (h/e)\gamma - (\phi/e) \quad (1-23)$$

وهكذا تتبنا نظرية أنشتاين بعلاقة خطية بين جهد الإيقاف V_0 وتردد الضوء الساقط γ ، وهذا يتفق تماماً مع التجربة، لاحظ شكل 10. ومن العلاقة (1-23) ينتج أيضاً، أن ميل المنحني التجريبي في الشكل 10 هو h/e ، الذي يساوي، وفقاً للنقاط المأخوذة على البياني،

$$\frac{h}{e} = \frac{ab}{bc} = \frac{2.300v - 0.68v}{(10 \times 10^{14} \text{ Hz}) - (6.0 \times 10^{14} \text{ Hz})} = 4.1 \times 10^{-15} \text{ V.s}$$

ومنه، فإن:

$$h = e(4.1 \times 10^{-15} V.s) = (1.6 \times 10^{-19} C)(4.1 \times 10^{-15} V.s) = 6.6 \times 10^{-34} J.s$$

ومن التحليل الأكثر دقة لهذه المعطيات ولغيرها، وجد ميليكان (Millikan) أن قيمة h تساوي $6.57 \times 10^{-34} J.s$ بدقة تصل إلى حوالي 0.5%. هذا التوافق مع قيمة h المشتقة من صيغة بلانك للإشعاع يصطدم بتصديق مفهوم أنشتاين الفوتوني.

فعندما قدم أنشتاين نظريته الفوتونية للضوء، لم تكن حقائق الكهروضوئية واضحة بالشكل الذي بينته التجارب لاحقاً، والقياسات الكهروضوئية الدقيقة كانت صعبة، ولم تكن ناجحة إلى أن اخضع ميليكان معادلة أنشتاين الكهروضوئية إلى الفحص التجريبي. ورغم أن ميليكان برهن أن هذه المعادلة تتوافق مع التجربة في جميع التفاصيل، إلا أنه ظل غير مقتنعاً أن جسيم أنشتاين الضوئي كان حقيقياً.

مثال 6: أوجد دالة العمل بالنسبة للصوديوم من المعطيات المبينة على الشكل 10.
الحل: تقاطع الخط المستقيم في الشكل 10 مع محور التردد هو تردد الإيقاف γ_0 . بوضع جهد الإيقاف V_0 مساوياً للصفر و $\gamma = \gamma_0$ في المعادلة (1-23)، نحصل على:

$$\phi = h\gamma_0 = (6.63 \times 10^{-34} J.s)(4.39 \times 10^{14} Hz) = 1.82 eV$$

مثال 7: بأي معدل بوحدة المساحة تصطدم الفوتونات بالشريحة المعدنية في المثال 5؟ بفرض أن الطول الموجي للضوء الساقط هو 589 nm (ضوء الصوديوم الأصفر).

الحل: تحدد شدة الضوء على أنها الطاقة بوحدة الزمن بوحدة المساحة (تؤخذ المساحة عمودية على اتجاه انتشار الضوء) وهنا يمكن اعتبار الشدة (من أجل ضوء وحيد اللون) بدلالة الفوتونات كطاقة بالفوتون مضروبة بمعدل الفوتونات بوحدة المساحة التي تصطدم بالسطح العمودي على حركة الفوتونات $I = rE$ وكلا التفسيران متكافئان.

ومن المثال 5 وجدنا أن الشدة I تساوي:

$$I = 0.32 \frac{W}{m^2} = 0.32 \frac{J}{m^2.s} = \left(0.32 \frac{J}{m^2.s} \right) \left(\frac{1 eV}{1.6 \times 10^{-19} J} \right) \\ = 2.0 \times 10^{18} eV / m^2.s$$

وأن طاقة الفوتون لضوء الصوديوم الساقط هي:

$$E = h\gamma = h \frac{C}{\lambda} = \frac{(6.63 \times 10^{-34} \text{ J.S})(3.00 \times 10^8 \text{ m/s})}{589 \times 10^{-9} \text{ m}}$$

$$= 3.4 \times 10^{-19} \text{ J} = (3.4 \times 10^{-19} \text{ J}) \left(\frac{1 \text{ eV}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}} \right) = 2.1 \text{ eV}$$

ومنه، فإن معدل الفوتونات بوحدة المساحة التي تصطدم بسطح الشريحة يساوي:

$$r = \frac{I}{E} = \frac{2.0 \times 10^{18} \text{ eV/m.S}}{2.1 \text{ eV/Photon}} = 9.5 \times 10^{17} \text{ Photons/m}^2 \cdot \text{S}$$

ومنه نلاحظ أنه حتى بهذه الشدة المتواضعة للضوء الساقط، فإن معدل الفوتونات بوحدة المساحة كبير جداً وهو يقترب من 10^{12} فوتون يسقط على كل 1 mm^2 كل ثانية واحدة.

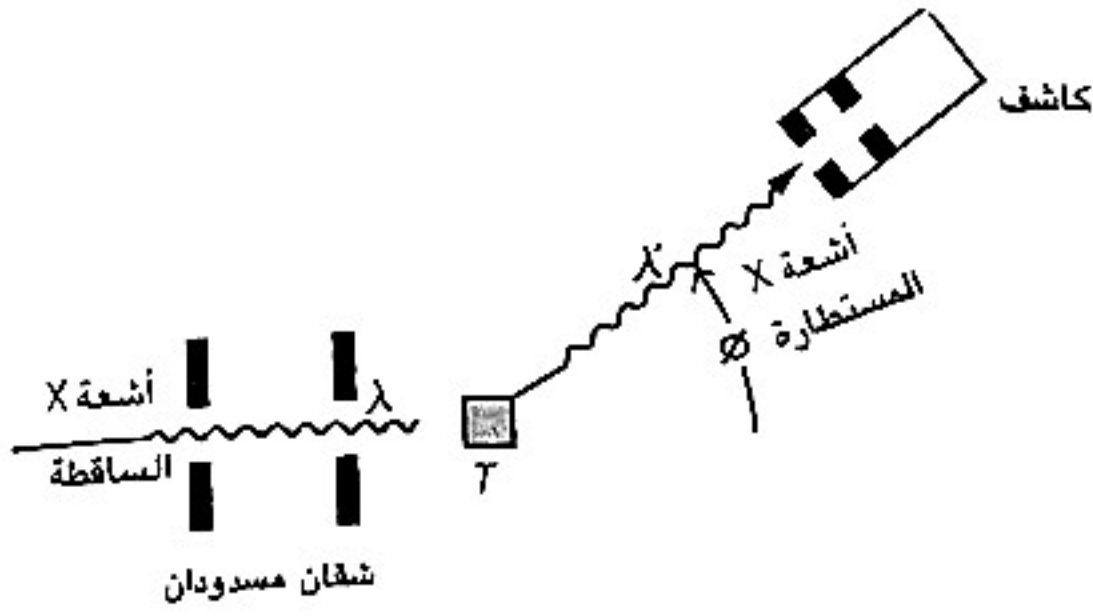
(7-1) أثر كومبتون

كان إشعاع التجويف (الجسم الأسود)، الذي يشكل جزءه الأكبر طيف الأشعة تحت الحمراء، مثالنا الأول في دراسة تفاعل الإشعاع مع المادة، وكان الأثر الكهروضوئي مثالنا الثاني، شاملاً الضوء المرئي وفوق البنفسجي. في هذه الفقرة نصف أثر كومبتون الذي اكتشفه آرثور كومبتون (Aurthur .H.Compton) (1892-1962) في 1922 كمثال ثالث على تفاعل الإشعاع مع المادة في منطقتي الأشعة السينية (أشعة X) و أشعة غاما في الطيف الكهرومغناطيسي.

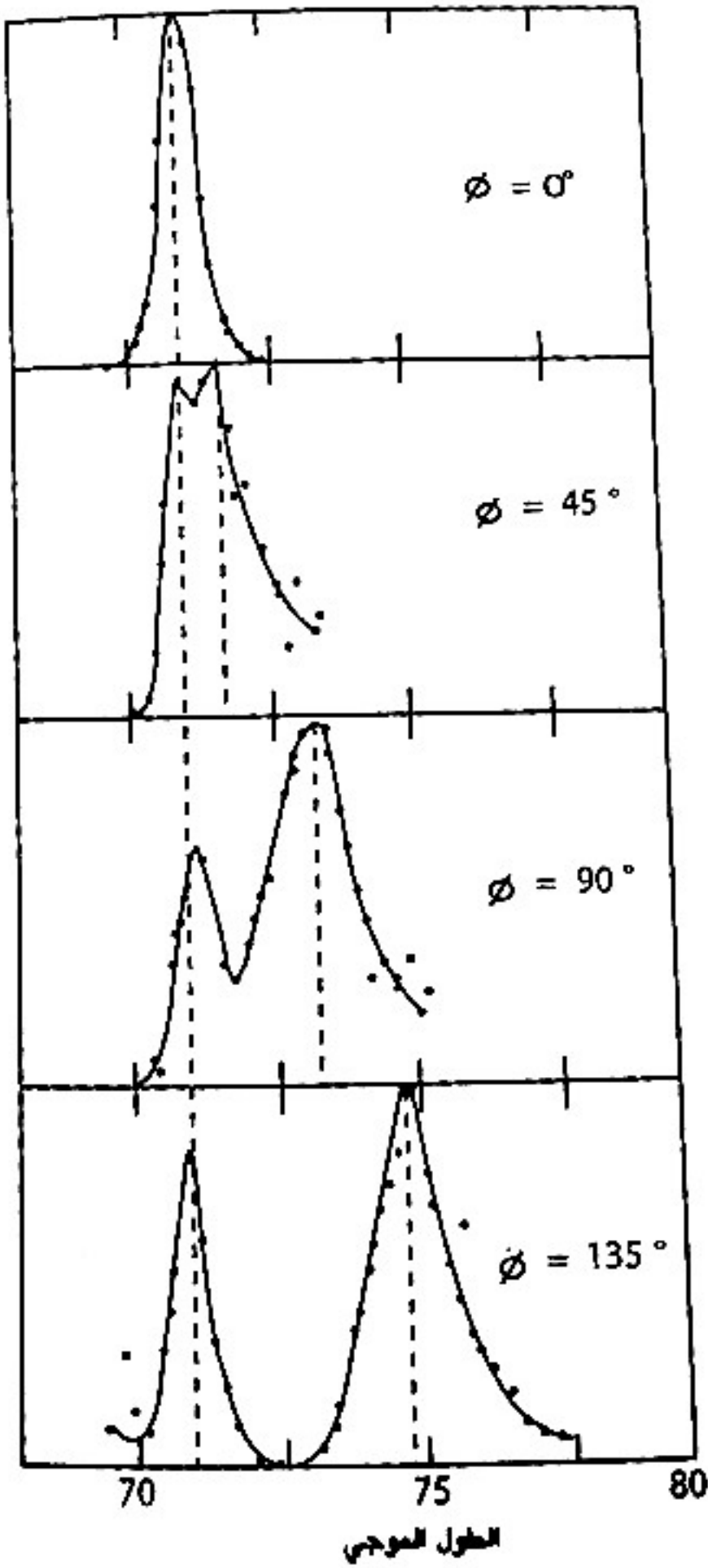
يمكن فهم أثر كومبتون، الذي يتضمن استطارة الإشعاع من الذرات، بدلالة التصادمات بين الفوتونات والإلكترونات، الشبيهة بتلك التي تحدث بين كرات البليارد، على أن نأخذ في حسابنا عند تفسير هذه التصادمات طاقة الفوتون وكمية حركته الخطية.

في تجربة كومبتون أسقطت حزمة من الأشعة السينية محددة الطول الموجي λ تماماً على هدف من الخرافيت T، كما هو موضح على الشكل 11، و جري قياس شدة الأشعة المستطارة كدالة لطولها الموجي عند زوايا استطارة ϕ مختلفة، فكانت النتائج كما يوضحها الشكل 12. ومن الشكل 12 هذا نلاحظ أنه رغم أن الحزمة الساقطة تتكون من طول موجي واحد λ ، فإن الأشعة السينية المستطارة تمتلك قمتين للشدة عند طولين موجيين، الأول هو نفس الطول الموجي للأشعة الساقطة λ والثاني λ' أكبر منه بمقدار $\Delta \lambda$. إن المقدار $\Delta \lambda$ يعرف بـ زحزحة كومبتون، وهي تتغير مع الزاوية التي

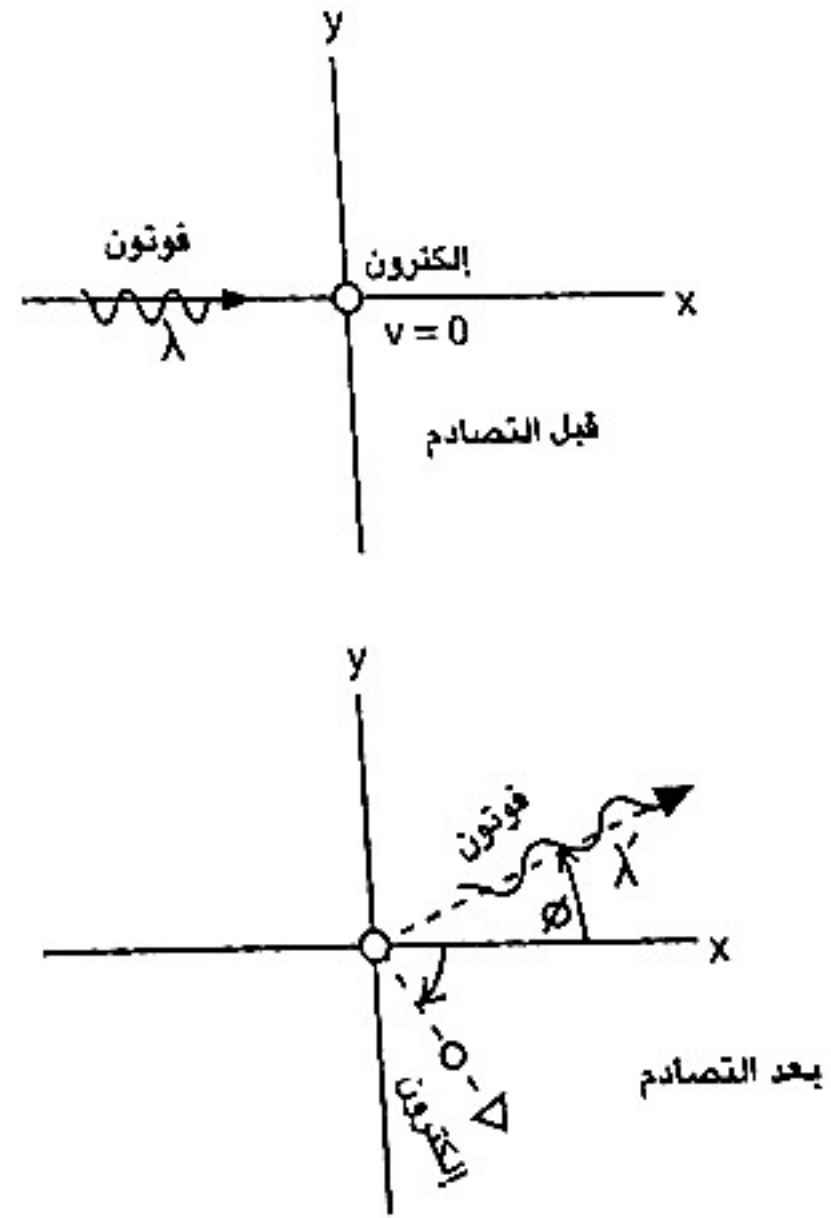
تشاهد بها الأشعة السينية المستطارة.



(شكل 11) الترتيب التجريبي
لمشاهدة أثر كومتون، يمكن
أن يتحرك الكاشف إلى
زوايا ϕ مختلفة



(شكل 12) نتائج كومتون التجريبية لأربع
قيم مختلفة لزاوية الاستطارة ϕ



(شكل 13) فوتون يصطدم بإلكترون ساكن

إن وجود موجة مُستطارة طولها الموجي λ' لا يمكن أن يفهم إذا اعتبرت الأشعة السينية الساقطة كموجة كهرومغناطيسية. ففي التصور الموجي، تسبب الموجة الساقطة ذات التردد γ اهتزاز الإلكترونات في الهدف المستطير (الذي سبب الاستطارة) أو إجبارها على التردد بنفس ترددها، وهذه الإلكترونات المهتزة، مثل شحنات مندفة إلى الخلف وإلى الأمام في هوائي راديو إرسال صغير، تشع، أمواجاً كهرومغناطيسية جديدة بنفس التردد γ . إذن تبعاً لهذا التفسير الكلاسيكي الموجي، فإن الموجة المستطارة يجب أن يكون لها نفس التردد ونفس الطول الموجي كما للموجة الساقطة، وهذا يتعارض مع المعطيات التجريبية (شكل 12) التي تبين التغير في الطول الموجي للموجة المستطارة (الساقطة على الهدف).

فسر كومتون نتائج التجربة افتراضاً أن حزمة الأشعة السينية الواردة تنصرف ليس كموجة، بل كتجمع من الفوتونات ذات طاقة $E = h\gamma$ وأن هذه الفوتونات تعاني (تخضع لـ) ما يشبه تصادمات كرات البليارد مع الإلكترونات الحرة في الهدف المستطير، وفق هذه الرؤية، فإن الإشعاع المستطار يتكون من الفوتونات المرتدة البازغة (المنبثقة) من الهدف. وبما أن الفوتون الساقط ينقل بعض طاقته إلى الإلكترون الذي يتصادم معه، فإن الفوتون المستطار يجب أن يمتلك طاقة أدنى E' ، وبالتالي يجب أن يمتلك تردد أقل $\gamma = h/E$ ، الذي يعني ضمناً طولاً موجياً أكبر $\lambda' = C/\gamma'$. وجهة النظر هذه يجب أن تؤخذ في الحساب بالنسبة للزحزحة في الطول الموجي $\Delta\lambda$. وهكذا يبدو الاختلاف واضحاً بين النموذج الجسيمي للأشعة السينية المستطارة (وهو نموذج كمومي بطبيعة الحال) عن ذلك الذي يقوم على الصورة الموجية.

التحليل الكمي (من الكمية) للتصادم المنفرد فوتون - إلكترون

يبين الشكل 13 تصادماً بين فوتون وإلكترون، يفترض أن يكون الإلكترون في البداية ساكناً وحرراً تماماً، أي أنه غير مقيد إلى ذرات الجسم المستطير (هذا التقريب يؤخذ به بالنسبة للإلكترونات الخارجية غير المقيدة التي طاقة ارتباطها أقل من طاقة فوتون الأشعة السينية)، نطبق قانون حفظ الطاقة على هذا التصادم. بما أن الإلكترون المرتد قد يمتلك سرعة v مقدارها يتقارن مع مقدار سرعة الضوء، لذلك يجب استخدام التعبير

النسبي للطاقة الحركية للإلكترون K . ومن التعبير النسبي لحفظ الطاقة لدينا: الطاقة قبل التصادم = الطاقة بعد التصادم.

$$\text{بعد } E_i = E_f \text{ قبل}$$

$$h\gamma + mc^2 = h\gamma' + mc^2 + K \quad (1-24)$$

حيث mc^2 هي طاقة سكون الإلكترون، و K طاقته الحركية النسبية، بالتعويض عن تردد الحزمة الضوئية الساقطة γ بـ c/λ ، وتردد الحزمة المستطارة γ' بـ c/λ' وعن الطاقة الحركية النسبية للإلكترون بصيغتها النسبية المعروفة

$$K = E_f - mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - mc^2 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right)$$

نحصل على:

$$\frac{hc}{\lambda} = h \frac{c}{\lambda'} + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right) \quad (1-25)$$

الآن نطبق قانون حفظ كمية الحركة الخطية على تصادم الإلكترون والفوتون (شكل 13): وهنا ننطلق من حقيقة أنه إذا أمّص جسم امتصاصاً كاملاً طاقة قدرها U من حزمة ضوئية متوازية تسقط عليه، فإن الحزمة الضوئية، وطبقاً للنظرية الموجية للضوء، تنقل للجسم في الوقت ذاته كمية حركة خطية مقدارها U/c . وعلى الضد من الصورة الموجية، يعتبر الضوء في النظرية الكمومية سيل من الفوتونات، كل منها يحمل طاقة $E = PC$ وهو جسيم عديم الكتلة، وبالتالي فإن كمية الحركة p المحمولة بواسطة كل جسيم (فوتون) هي E/C . ومنه يتضح التكافؤ بين التعبيرين، الكلاسيكي لكمية حركة الإلكترون المذكورة أعلاه، والكمومي لكمية حركة الفوتون. إن امتصاص طاقة قدرها U من موجة ضوئية يتم بامتصاص عدد من الفوتونات المنفردة ذات الطاقة E من قبل ذرات الجسم. وبصورة مماثلة، بالنسبة لكمية الحركة P المتخلي عنها للجسم من قبل الموجة الضوئية، يمكن أن نتحلل بدلالة كمية الحركة P المتخلي عنها إلى ذرات أولية من قبل فوتونات في الحزمة، في هذه الحالة، يكون لدينا:

$$P = \frac{E}{c} = \frac{h\gamma}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1-26)$$

بالنسبة للإلكترون، يعطي التعبير النسبي عن كمية حركته الخطية بالعلاقة (كجسيم تقترب سرعته من سرعة الضوء)

$$P^{\rightarrow}_e = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (1-27)$$

الآن نستطيع أن نكتب قانون حفظ كمية الحركة الخطية بالنسبة للمركبة الأفقية X من الشكل 13:

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \phi + \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \cos \theta \quad (1-28)$$

وبالنسبة للمركبة الرأسية y

$$0 = \frac{h}{\lambda'} \sin \phi - \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \sin \theta \quad (1-29)$$

هدفنا هو أن نجد الزحزحة في الطول الموجي للفوتونات المستطارة $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$. ولتحقيق ذلك علينا أن نحل المعادلات الثلاث (1-25), (1-28), (1-29). ولأن هناك خمسة مجاهيل في هذه المعادلات هي λ , λ' , v , θ , و ϕ لذلك فإن علينا إقصاء مجهولين هما v و θ وإيجاد الباقي، لهذا يمكننا إعادة كتابة المعادلتين (1-29), (1-28) كالتالي (بعد ضربهما بـ C والعودة إلى الرمز P_e):

$$CP_e \cos \theta = h\gamma - h\gamma' \cos \phi$$

$$CP_e \sin \theta = h\gamma' \sin \phi$$

نربعهما ونجمعهما، نحصل على:

$$C^2 P_e^2 = (h\gamma)^2 + (h\gamma')^2 - 2(h\gamma)(h\gamma') \cos \phi \quad (1-30)$$

ولدينا من نظرية النسبية من أجل الإلكترونات أيضاً أن:

$$E_T = \sqrt{m^2 c^4 + P_e^2} = mC^2 + K \quad (1-31)$$

وأن الطاقة الحركية K التي يكتسبها الإلكترون المرند بعد التصادم تساوي عملياً الطاقة التي يفقدها الفوتون المستطار،

$$K = h\gamma - h\gamma' \quad (1-32)$$

إنّ بتربيع المعادلة (1-31) والتعويض عن k من (1-32)، نجد:

$$P_e^2 C^2 = (h\gamma)^2 + (h\gamma')^2 - 2(h\gamma)(h\gamma') + 2(h\gamma - h\gamma') mc^2 \quad (1-33)$$

بمساواة المعادلتين (1-30) و (1-33)، نحصل على:

$$2(h\gamma - h\gamma') mC^2 - 2(h\gamma)(h\gamma') = -2(h\gamma)(h\gamma') \cos\phi$$

$$mc^2 (h\gamma - h\gamma') = (h\gamma)(h\gamma') [1 - \cos\phi]$$

$$mc^2 hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = h^2 c^2 \frac{1}{\lambda \lambda'} (1 - \cos\phi)$$

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda \lambda'} = \frac{h}{mc} \frac{1}{\lambda \lambda'} (1 - \cos\phi)$$

ومنه فإن:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi) \quad (1-34)$$

وهذه هي زحزحة كومتون المنشودة، وهي تعتمد فقط على زاوية الاستطارة وليس على الطول الموجي الابتدائي λ ، وتتغير من 0 (لـ $\phi = 0$ وهو ما يطابق التصادم الكشطي، حيث يصعب على الفوتون الساقط أن ينحرف) إلى $mc/2h$ لـ $\phi = 180^\circ$ وهو ما يطابق التصادم (رأس لـ رأس) حيث يعكس الفوتون الساقط اتجاهه).

في الختام لابد من التذكير أن أثر كومتون هو أثر كمومي نقي، لا يمكن توقع ظهوره على أسس الفيزياء الكلاسيكية. فكما في إشعاع التجويف والأثر الكهروضوئي، فإن وجود ثابت بلانك في تعبير زحزحة كومتون (1-34) يشير إلى أن أثر كومتون هو ظاهرة كمومية، كذلك تشير المعادلة (1-34) إلى أن $\Delta\lambda \leftarrow 0$ عندما $h \leftarrow 0$.

مثال 8: أشعة سينية طولها الموجي $\lambda = 1000 \text{ Pm}$ استطارت من هدف كاربوني.

شوهد الإشعاع المستطار عند زاوية 90° بالنسبة للضوء الساقط. أ) ما هي زحزحة كومتون؟ ب) ما هي الطاقة الحركية المنقولة للإلكترون المرتد؟

الحل: أ) بوضع $\phi = 90^\circ$ في المعادلة (1-34) نحصل على:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi) = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})} (1 - \cos 90)$$

$$= 2.43 \times 10^{-12} \text{ m} = 2.43 \text{ pm}$$

ب) من العلاقة (1-32) نجد أن $K = h \frac{c}{\lambda} - h \frac{c}{\lambda'}$

$$= hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = hc \left(\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda \lambda'} \right) = hc \frac{\Delta\lambda}{\lambda(\lambda + \Delta\lambda)} = 295 \text{ eV}$$

مسائل في البصريات الكمومية

الإشعاع الحراري:

1- في عام 1983 اكتشف القمر الصناعي الفلكي للأشعة تحت الحمراء (IRAS) حشد من جسيمات صلبة تحيط بالنجم فيغا، تشع بأطوال موجية بحدود $32 \mu m$ ، ما هي درجة حرارة هذه الأجسام؟

2- احسب الطول الموجي للإشعاعية الطيفية العظمى وعيّن منطقة الطيف الكهرومغناطيسي التي تنتمي إليها لكل من درجات الحرارة التالية: (أ) $2.7 K$ إشعاع خلفي كوني، (ب) جسمك، مفترضاً أن درجة حرارة الجلد $34^\circ C$ ، (ج) خويط مصباح التجهيز عند درجة حرارة $1800 K$ ، (د) الشمس، بفرض أن درجة حرارة سطح الشمس هي $5800 K$ ، (هـ) أداة الانفجار النووي الحراري، بفرض أن درجة حرارة كرة النار هي $10^7 K$ ، (ي) الكون مباشرة بعد الانفجار الكبير، بفرض أن درجة حرارته $10^{38} K$ استخدم المعادلة (1-4).

الجواب: (أ) $1.06 mm$ ، أمواج ماكروية (ب) $9.4 \mu m$ ، أشعة تحت الحمراء، (ج) $1.6 \mu m$ ، أشعة تحت الحمراء، (د) $500 nm$ ، مرئية، (هـ) $0.29 nm$ ، أشعة سينية، (ي) $2.9 \times 10^{-41} m$ ، أشعة غاما القاسية.

3- تجويف حفظت جدرانه بدرجة حرارة $1900 K$ وله ثقب صغير قطره $1.00 mm$. بأي معدل تهرب الطاقة خلال هذا الثقب من داخل التجويف؟ (استخدم المعادلة (1-1) مقسماً الشدة الإشعاعية على مساحة الثقب المعطاة $\frac{I(T)}{A} = \sigma T^4$).

4- مشع تجويفي إشعاعيته الطيفية العظمى تكون عند طول موجي $25.0 \mu m$ ، في منطقة الأشعة تحت الحمراء من الطيف.

بدأت درجة حرارة الجسم تزداد، بحيث أن الشدة الإشعاعية $I(T)$ للجسم تضاعفت.

أ) ما مقدار درجة الحرارة الجديدة؟

ب) بأي طول موجي تكون للإشعاعية الطيفية قيمتها العظمى؟

5- فرن درجة حرارته الداخلية $T_0 = 215^\circ \text{C}$ يوجد في غرفة درجة حرارتها T_r 26.2°C ، في الفرن ثقب صغير مساحته $A = 5.20 \text{ cm}^2$ في أحد جوانبه. ما مقدار صافي القدرة المنتقلة من الفرن إلى الغرفة؟

الجواب: 1.44 W استعن بالعلاقة (1-1) مع أخذ مساحة الثقب وفرق درجة الحرارة بين الفرن والغرفة بالحساب.

قانون بلانك للإشعاع

6- برهن أن الطول الموجي λ_{max} الذي عنده يمتلك قانون بلانك للإشعاع الطيفي (1-6) قيمته العظمى، يعطي بالعلاقة (1-4).

الجواب: للوصول إلى الحل اشتق العلاقة (1-6) وساويها بصفر $\frac{dR}{d\lambda} = 0$

7- بيّن، بواسطة تكامل قانون بلانك للإشعاع (1-6) فوق جميع الأطوال الموجية، أن القدرة المشعة بالمتر المربع لسطح التجويف تعطي بالعلاقة:

$$I(T) = \left(\frac{2\pi^5 K^4}{15h^3 C^2} \right) T^4 = \sigma T^4$$

اجعل $X = hc/\lambda KT$ ، ليصبح التكامل بالصورة $\int_0^\infty \frac{X^3 dx}{e^x - 1}$

الذي قيمته $\pi^4/15$.

السعة الحرارية للصلب

8- بين بدلالة درجة حرارة أنشتاين T_E ، بأية درجة حرارة تبلغ الطاقة الداخلية المولية للصلب نصف قيمتها الكلاسيكية التي هي $3RT$ ،

9- بين أن الطاقة الداخلية المولية E_{int} للصلب يمكن أن تكتب، طبقاً لنظرية أنشتاين للسعة الحرارية، بالصورة:

$$E_{\text{int}} = 3RT_E \left(\frac{1}{e^x - 1} \right) \text{ التي فيها } x = T_E/T, \text{ } T_E \text{ درجة حرارة أنشتاين}$$

$$(T_E = h\gamma / K)$$

10- إذا كانت درجة حرارة أنشتاين للرصاص، الألمونيوم والبيريليوم هي 68k, 290k, 690k، على التوالي، أوجد أ) تردد المذبذبات الذرية لكل عنصر، ب) الطاقة الفاصلة ΔE بين المستويات الاهتزازية المتجاورة، وثابت النابض الفعال K.

11- سخن لوح من الألمونيوم كتلته 12.0g من 80k إلى 180k تحت شروط ثبات الحجم. كم يجب تسخين اللوح طبقاً لـ أ) النظرية الكلاسيكية للسعة الحرارية، وب) نظرية أنشتاين الكمومية للسعة الحرارية؟ إذا علمت أن درجة حرارة أنشتاين للألمونيوم قد تؤخذ لتكون 290k.

نظرية أنشتاين للفوتونات

12- أ) باستخدام أفضل قيم الثوابت الأساسية، الموجودة في الملحق B برهن أن طاقة

$$E = \frac{1240 \text{ eV} \cdot \text{nm}}{\lambda}$$

الفوتون E ترتبط بطوله الموجي λ بالعلاقة

هذه النتيجة يمكن أن تكون مفيدة في حل مسائل كثيرة.

ب) إذا علمت أن الضوء البرتقالي ذو اللون المعين من مصباح الصوديوم العالي له طول موجي قدره 589nm، فما مقدار الطاقة المملوكة بواسطة فوتون أولي من مثل هذا المصباح؟ الجواب أ) 2.11eV.

13- ذرة تمتص فوتون طولله الموجي 375 nm وتبعث في الحال فوتوناً آخر بطول موجي 580 nm، ما مقدار صافي الطاقة الممتصة من قبل الذرة في هذه العملية؟

14- معظم عمليات التآين الغازي تتطلب تغييرات طاقة من 1.0×10^{-18} إلى 1.0×10^{-16} J. فما هي منطقة طيف الشمس الكهرومغناطيسي، المسؤولة بصورة رئيسية عن خلق الأيونوسفير في الغلاف الجوي الأرضي؟

15- لو أردت أن تصنع خلية ضوئية معالجة في الضوء المرئي، فأى المواد التالية تختار (التي دوال عملها مذكورة معها)، تانتاليوم (4.2eV)، تانجستن (4.5eV)، الألمونيوم (4.2eV)، الباريوم (2.5eV)، الليثيوم (2.3eV)، السيزيوم (1.9eV).

16- إذا كانت الطاقة اللازمة لانتراع إلكترون من معدن الصوديوم هي (2.28eV)، فهل يظهر الصوديوم الفعل الكهروضوئي عند تعرضه للضوء الأحمر ذي الطول الموجي $\lambda=678\text{nm}$ ؟

(ب) ما هو الطول الموجي المؤهل للانبعاث الكهروضوئي من الصوديوم وما هو اللون الذي يتطابق مع هذا الطول الموجي؟
 (الجواب: أ) لا، ب) 544 nm، أخضر.

17- يصطدم فوتون ساقط بسطح الصوديوم ذو دالة العمل 2.28eV مسبباً انبعاثاً كهروضوئياً. وعندما يطبق جهد إيقاف قدره 4.92 V ينعدم الأثر الكهروضوئي، أوجد طول موجة الفوتون الساقط. الجواب: 172nm.

18- (أ) إذا كانت دالة العمل لمعدن ما هي 1.85eV، فما هو جهد الإيقاف لضوء طول موجته 410nm؟ (ب) ما أقصى سرعة للإلكترونات الضوئية المنبعثة عند سطح المعدن.

(الجواب: أ) 1.17 V، ب) 641Km/s.

19- إذا كانت معطيات ميلكان للأثر الكهروضوئي بالنسبة لليثيوم هي:

الطول الموجي (nm)	433.9	404.7	365.5	312.5	253.5
جهد الإيقاف (V)	0.55	0.73	1.09	1.67	2.57

فأعمل رسماً كالشكل 10 الخاص بالصوديوم، وأوجد:

(أ) ثابت بلانك وب) دالة العمل لليثيوم.

20- تابع (ساتلايت) في المدار الأرضي يحمل خلايا شمسية بزاوية قائمة بالنسبة لاتجاه أشعة الشمس. افرض أن الإشعاع الشمسي كان أحادياً بطول موجي 550nm ويصل بمعدل 1.38KW/m^2 . ماذا يجب أن تكون مساحة ألواح الخلايا لكي يصل مول واحد من الفوتونات كل ثانية؟

21- مصباح ضوء بنفسجي بطول موجي 400nm، ومصباح ضوء تحت أحمر بطول موجي 700nm، كل منهما بمعدل 130W.

أ) أي مصباح يشع فوتونات بمعدل أكبر؟ ب) كم فوتون يفوق الواحد منهما الآخر في الثانية الواحدة؟

22- أشعة X بطول موجي 71.0Pm تنتزع إلكترونات ضوئية لورقة (رقاقة) ذهبية من عمق الذرات. تتحرك الإلكترونات المنتزعة بمسارات دائرية بنصف قطر r في منطقة مجال مغناطيسي منتظم $B \rightarrow$. والتجربة تبين أن $rB = 188 \mu T.m$ أوجد: أ) الطاقة الحركية القصوى للإلكترونات الضوئية وب) الشغل المنجز لانتزاع الإلكترونات من الذرات الذهبية التي تشكل الورقة.

23- افرض أن مصباح بخار الصوديوم (100-W) يشع طاقته بكل الاتجاهات بصورة منتظمة بهيئة فوتونات بطول موجي مترابط 589nm، أ) بأي معدل تتبعث الفوتونات من المصباح؟ ب) عند أي مسافة من المصباح يصبح معدل فيض الفوتونات 1.0 Photon/cm^2 ؟ ج) عند أية مسافة من المصباح يصبح معدل كثافة الفوتونات 1.00 photon/Cm^3 ؟ د) احسب الفيض الفوتوني والكثافة الفوتونية على بعد 2.0m من المصباح.

الجواب: أ) $2.97 \times 10^{20} S^{-1}$ ب) 48.600Km ج) 281m د) $5.91 \times 10^{18}/m^2.s$
 $1.97 \times 10^{10} m^{-3}$

أثر كومتون

24- فوتون أشعة x منفرد طوله الموجي 41.6Pm. احسب: أ) طاقة الفوتون، ب) تردده، وج) كمية حركته؟

الجواب:

أ) 29.8keV، ب) $7.19 \times 10^{18} H_z$ ، ج) $1.59 \times 10^{-23} Kg.m/S = 29.8keV/c$

25- فوتونات طولها الموجي 2.17Pm تسقط على إلكترونات حرة.

أ) أوجد طول موجة الفوتون المستطار بزاوية 35.0° من اتجاه السقوط، ب) هل يكون للفوتون المستطار نفس الطول الموجي إذا كانت الاستطارة 115° بدلاً من 35.0° ؟

الجواب: أ) 2.87 pm ، ب) 5.89 pm.

26- برهن أن الخسارة الجزئية في طاقة الفوتون أثناء التصادم الكومطوني $\Delta E/E$ تعطي بالعلاقة:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{h\gamma'}{mC^2} (1 - \cos\phi)$$

27- أوجد أكبر إزاحة كومطونية في الطول الموجي بين الفوتون والبروتون الحر،
الجواب: 2.64fm.

28- فوتون أشعة x طوله الموجي $\lambda = 7.7\text{pm}$ يستطير إلى الخلف بواسطة إلكترون ($\phi=180^\circ$) أوجد: (أ) التغير في طول موجة الفوتون، (ب) التغير في طاقة الفوتون، (ج) الطاقة الحركية النهائية للإلكترون.

الجواب: (أ) 4.86pm (ب) 42.1keV، (ج) 42.1keV.

29- بآية زاوية يجب أن يستطير فوتون طاقته 215-keV بواسطة إلكترون حر بحيث أن الخسارة في طاقته تبلغ 10.0%؟

الفصل الثاني

الطبيعة الموجية للمادة

نادراً ما أخطأ الفيزيائيون في اعتمادهم على التماثلات التحتية للطبيعة. فمثلاً بعد معرفة أن المجال المغناطيسي المتغير ينتج مجالاً كهربائياً، لم يعد ثمة شك في كسب رهان التخمين، أن المجال الكهربائي المتغير ينتج مجالاً مغناطيسياً.

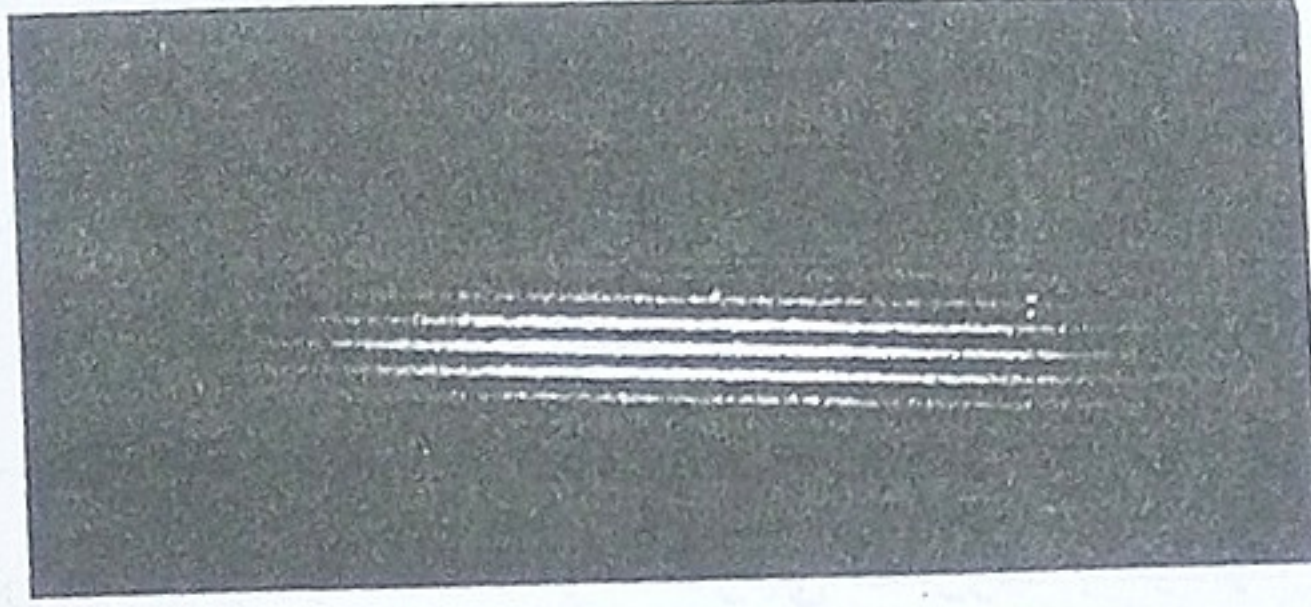
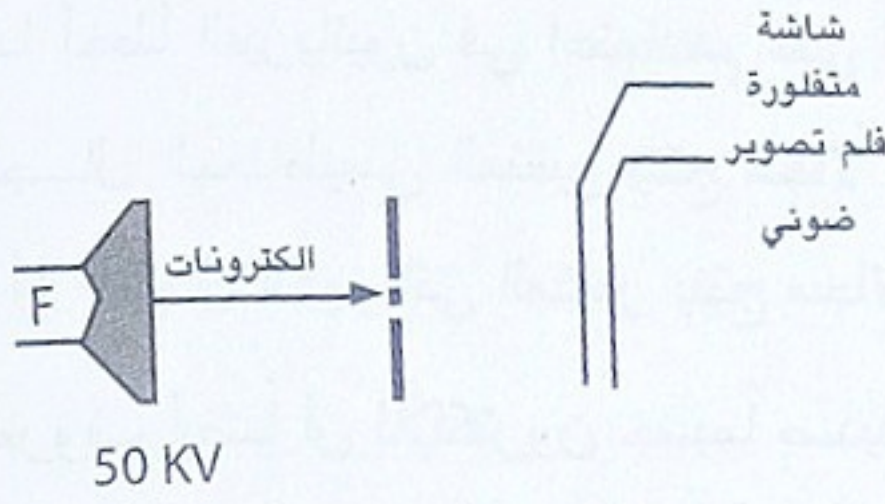
كان معروف أيضاً أن للإلكترون جسيماً ضديداً (وهو جسيم له نفس الكتلة ولكن بشحنة معاكسة). ثمة تخمين آخر أن للبروتون أيضاً جسيماً ضديداً، وحتى تؤكد هذه التخمينات كان قد بُني معجل بروتونات الطاقة المناسبة (لاحظ مثال 2-1).

في الفصل السابق درسنا الخواص شبه الجسيمية للضوء وإشعاعات أخرى خللت تقليدياً كأمواج. وعلى قاعدة التماثل نجد أنفسنا إزاء سؤال، هل أن المادة التي تُحلل تقليدياً كجسيمات تمتلك أيضاً صفاتاً موجية؟ وكما سنري فإن الجواب على هذا السؤال هو بالإيجاب، سنناقش أيضاً ميكانيك هذا السلوك الموجي المعروف بالميكانيك الكمومي.

(1-2) السلوك الموجي للجسيمات

إذا كان بالإمكان وتحت معظم الظروف، كما رأينا ذلك في الفصل السابق، للتعامل مع الإشعاع الكهرومغناطيسي بوصفه أمواجاً وأن خواصه الجسيمية تظهر فقط في بعض التجارب الخاصة، كالتأثير الكهروضوئي، وأثر كومتون، وغيرها، فإنه بالإمكان أيضاً التعامل مع المادة وبالقدر نفسه على أنها مركبة من كينونات بصفات جسيمية فقط. فليس ثمة حاجة، مثلاً، أن ننظر بعين موجية لكرات البليارد أو قلم الكتابة أو لبنية المبنى. لكن هناك تجارب لا يمكن فهمها إلا إذا حللنا كينونات المادة بوصفها جسيمات تسلك كأمواج. والتجربة الموضحة على الشكل 1 تبين ذلك.

يبين الشكل 1-(أ) حزمة من الإلكترونات تسقط على شق مزدوج، تسرع الإلكترونات لطاقة مختارة باستخدام فرق جهد V ، وبعد مرورها خلال الشق المزدوج تصطدم بشاشة متفلورة (مثل شاشة التليفزيون)، والشكل المحصل على الشاشة يخلف صورة على فلم فوتوغرافي. إن الترتيب التجريبي المبين على الشكل 1-(أ) يماثل كثيراً نظيره الضوئي.



(شكل 1) (أ) أداة شق تداخل مزدوج مع الإلكترونات، (ب) نمط أهداب تداخلية لشق مزدوج إلكتروني

إن نتيجة التجربة مبيّنة على الشكل 1ب، وليس ثمة شك في أننا نشاهد شكلاً تداخلياً. ولو لم يكن للإلكترونات سلوكاً موجياً لتوقعنا أن نرى منطقة مضيئة فقط على الفلم أمام الشقين، إن السلوك الموجي للإلكترونات هو المسؤول عن الشكل التداخلي في هذه التجربة.

يمكن استبدال الشقين في هذه التجربة بثقب دائري لنحصل على شكل حيودي، كما هو مبين على الشكل 2. ومرة أخرى نتجلى بوضوح الطبيعة الموجية للإلكترونات أكثر من إمكانيات مرورها كجسيمات خلال الثقب.

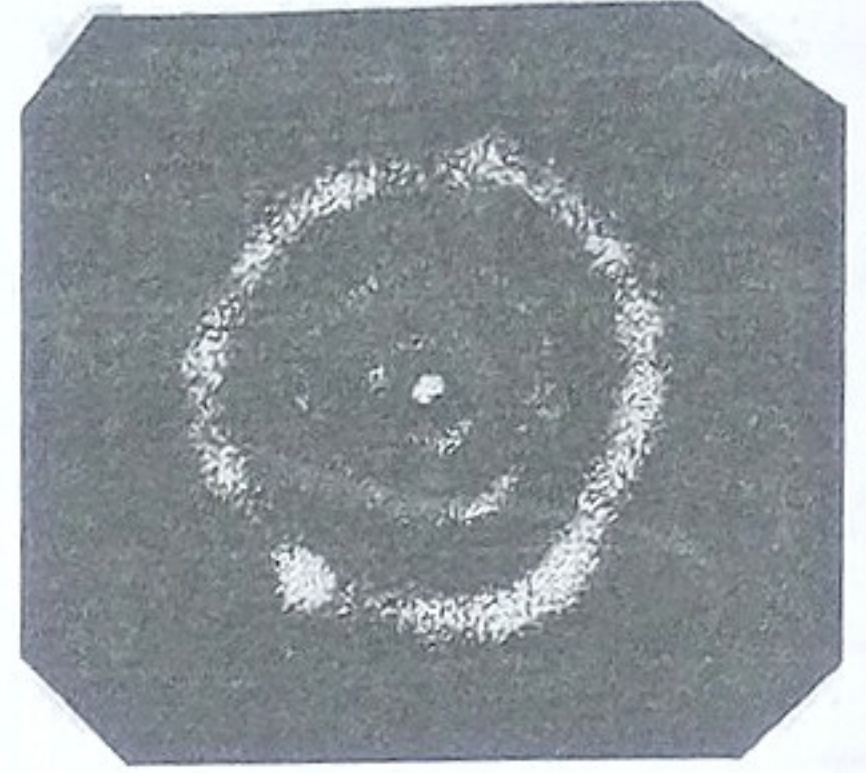
ويقارن الشكل 3 نتائج الحيود بواسطة حافة مستقيمة لحزمة إلكترونية وحزمة ضوئية. نقيم المقارنة دليلاً مقنعاً أن للإلكترونات سلوكاً موجياً.



(أ)



(ب)



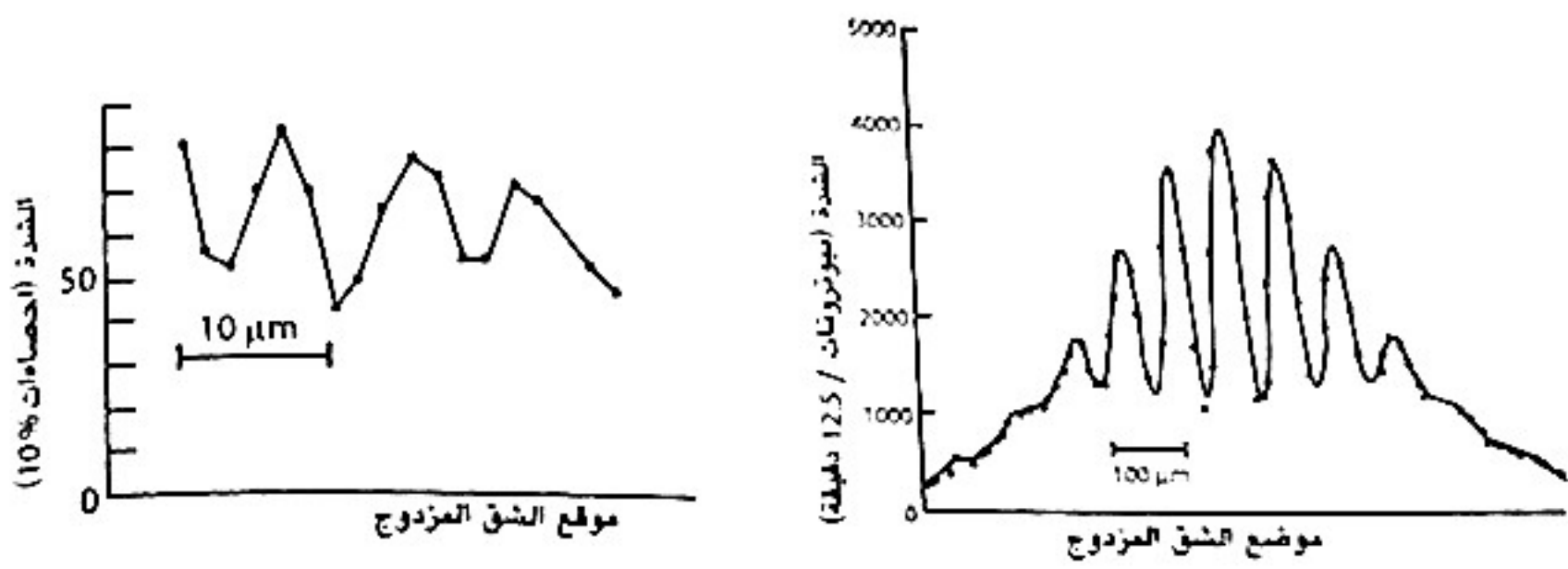
(شكل 2) نمط حيودي إلكتروني باستخدام
تقبة دائري قطره $30\mu\text{m}$ وإلكترونات
طاققتها الحركية 100KeV

(شكل 3) حيود (أ) الضوء

وب (ب) الإلكترونات من حافة مستقيمة

ولتأكيد السلوك الموجي للإلكترونات نجري التجربة على النيوترونات التي تختلف عن الإلكترونات بعدة نواحي: فهي أكثر كتلة من الإلكترونات (بـ 2000 مرة تقريباً)، غير مشحونة، وهي جسيمات مركبة.

ولكي نرى تداخل النيوترونات نضع سلكاً من مادة مثل البورون الماص جداً للنيوترونات، في فرجة (gap) (اعرض قليلاً من السلك) في مادة ذات امتصاصية مماثلة، عاملين بذلك تأثير شق مزدوج. وبواسطة الكاشف نبحث عن حزمة النيوترونات العابرة ونقيس شدتها كدالة للموضع، والشكل 4 يبين نتائج هذه التجربة. ومن ملاحظة الشكل نجد أنفسنا إزاء سؤال أنه لو كانت النيوترونات تتصرف كجسيمات تقليدية لتوقعنا أن نجد قمماً في الشدة العابرة أمام الشق مباشرة لكن ما نراه على الشكل هو دليل محدود على الآثار التداخلية.



(شكل 5) شكل الشدة لذرات هليوم
مرة خلال شق مزدوج

(شكل 4) شكل الشدة لنيوترونات مرة خلال شق مزدوج

مثال 1: يبين الشكل 5 نتائج تجربة مُررت فيها حزمة من ذرات الهليوم خلال شق مزدوج، وهي تقدم دليلاً آخر على وجود أهداب التداخل المشابهة لتلك التي ظهرت في تجربتي الإلكترونات والنيوترونات، حيث استخدمت في التجارب الثلاثة أنواع مختلفة من الجسيمات وأنواع مختلفة من أنظمة الشقوق والكواشف وجميعها تمتلك طبيعة مشتركة: وهي أن الجسيمات تبدو أنها تعاني أنواع من التداخل. ومثل هذه التجارب تقدم دليلاً مباشراً على الطبيعة الموجية للجسيمات.

نص المثال: في المعطيات المبينة في الشكل 5 كانت فاصلة الشق $d = 8\mu\text{m}$ والكاشف على مسافة $D = 64\text{cm}$ من الشقين. من الفسحة المشاهدة بين الأهداب، أوجد الطول الموجي لذرات الهليوم.

الحل: لدينا من دراستنا السابقة للتداخل، أن الفاصلة بين الأهداب المتجاورة Δy تساوي:

$$\Delta y = \frac{\lambda D}{d}$$

ومن الشكل 5 يمكن تقييم هذه الفاصلة بـ $8\mu\text{m}$ (وهي المسافة بين قمتين تداخليتين متتاليتين أو نهايتين دنتين متتاليتين) لذلك فإن:

$$\lambda = \frac{d\Delta y}{D} = \frac{(8 \times 10^{-6} m)(8 \times 10^{-6} m)}{0.64 m} = 1.0 \times 10^{-10} m$$

(2-2) الطول الموجي الدبروي (The De Broglie Wavelength)

التجارب الموضحة في الفقرة السابقة كانت قد أجريت حديثاً عندما أمكن صناعة الأداة الدقيقة الضرورية لعمل شق ضيق. ففكرة أن للجسيمات طبيعة موجية كانت قد تمت صياغتها منذ زمن طويل قبل أن تجرى هذه التجارب، على قاعدة حجج غير مباشرة أسست جزئياً على تماثل الطبيعة.

ففي سنة 1924 فكر لويس دي برولي، الفيزيائي وابن العائلة الفرنسية الأرستقراطية، بحقيقة أن الإشعاع يبدو أنه يمتلك مظهراً موجياً، جسيمياً مزدوجاً، بينما بدت المادة في ذلك الوقت وكأنها جسيمية كلياً. من جانب آخر تمتلك المادة والإشعاع مظاهر أخرى مشتركة: فكليهما شكلان للطاقة، وكل منهما يمكن أن يتحول في الآخر، وكليهما محكوم بالتماثلات الفضاء زمانية لنظرية النسبية.

تبين المعادلة (1-22) من الفقرة السابقة، أن العلاقة بين الخاصية الموجية للإشعاع، الطول الموجي λ ، والخاصية الجسيمية، كمية الحركة p ، هي $p = h/\lambda$ حيث h هو ثابت بلانك. وعلى ضوء ذلك اقترح دبرولي أن نفس هذه العلاقة تربط بين الخواص الجسيمية والموجية للمادة. وهذا معناه أن موجة جيبية طولها الموجي λ ، يعطي بالعلاقة

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{و(2-1)}$$

تلازم الجسيم الحر المتحرك بكمية حركة خطية p . إن الطول الموجي للجسيم المحسوب بهذه المعادلة يدعى بالطول الموجي الدي برولي. وهنا تجب الإشارة إلى أن ثابت بلانك يضمن صلة الوصل بين الطبيعتين الموجية والجسيمية لكل من المادة والإشعاع.

من النظرة الأولى للمعادلة (2-1) يتبين لنا لماذا نشاهد السلوك الموجي للأجسام العادية، فنثبت بلانك من الصغر (10^{-34} J.S) بحيث أن الأطوال الموجية للأجسام العادية أصغر بمراتب كثيرة من قد (قياس) النواة، وليس ثمة شق مزدوج يمكن بناءه على هذا

القياس ليكشف عن الطبيعة الموجية في العالم الذري أو دون الذري. بصورة عامة يمكن أن تكون كمية الحركة P صغيرة بدرجة كافية أن تحمل الطول الموجي الذي برولي إلى المدى الذي يمكن أن تشاهد فيه الخصائص الموجية.

تضمن لنا علاقة دي برولي أن نحسب الطول الموجي الملازم للسلوك الموجي للمادة، وهي لا تشير بأي شيء إلى السعة الموجية، ولا تقترح المتغير الفيزيائي الذي يهتز كموجة راحلة.

مثال 2: احسب الطول الموجي الذي برولي لـ (أ) جسيم فيروسي virus particle كتلة $1 \times 10^{-15} \text{ Kg}$ يتحرك بسرعة مقدارها 2.0 mm/s ، و (ب) إلكترون طاقته الحركية 120 eV .

الحل: باستخدام المعادلة (2-1)، نجد

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{6.6 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{(1 \times 10^{-15} \text{ Kg})(2 \times 10^{-3} \text{ m/s})} = 3.3 \times 10^{-16} \text{ m} \quad (أ)$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mK}} = \frac{6.6 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{\sqrt{2(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(120 \text{ eV})} \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right)} \quad (ب)$$

$$= 1.1 \times 10^{-10} \text{ m}$$

ومن هنا نلاحظ أنه حتى بالنسبة لجسم صغير جداً مثل جسم الفيروس المتحرك ببطيء فإن الطول الموجي الذي برولي صغير جداً للمشاهدة (أصغر من نواة الذرة). بالنسبة لأجسام أكبر، فإن السلوك الموجي غير مشاهد كلياً. أما بالنسبة للإلكترون في المطلوب (ب) من المثال فإن الطول الموجي الذي برولي هو تقريباً بنفس قياس الذرة. وباستخدام الذرات كأجسام حيود للإلكترونات نستطيع أن نتحقق أن الطول الموجي الذي برولي يتصف بعمق بالسلوك الموجي للإلكترون.

(3-2) اختبار فرضيات دي برولي

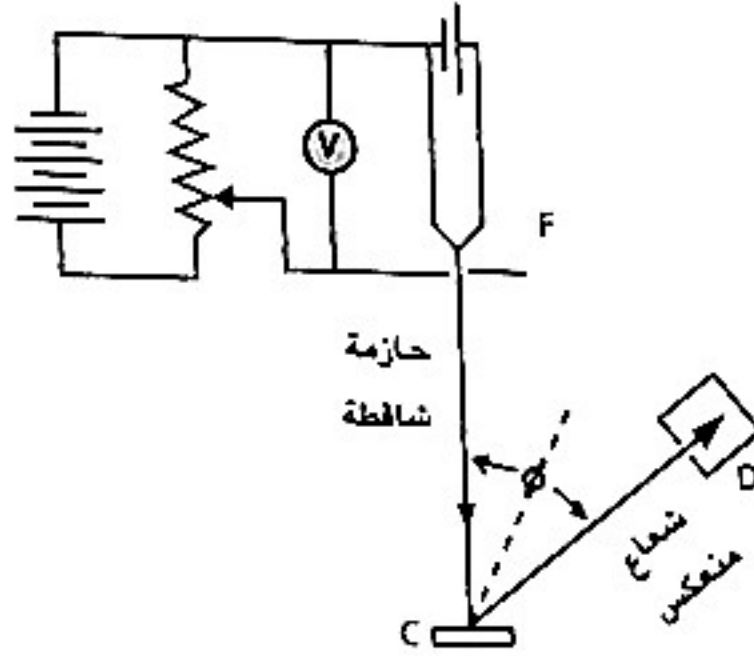
لو أردنا أن نثبت أننا نتعامل مع الموجة، فعلينا أن نقيس الطول الموجي. ففي 1801 مثلاً، صنع يونغ حجة قوية لإظهار الطبيعة الموجية للضوء المرئي عندما قاس طوله

الموجي مستخدماً لهذا الغرض تداخل الشق المزدوج. ولكي نقيس الطول الموجي بطريقة الشق المزدوج (أو أية طريقة مماثلة) يلزمنا مركزان (شقان) للحيود مفصولان بمسافة من رتبة مقدار الطول الموجي نفسه، والمثال 2 فرع (أ) يبين في الحال أن لا أمل في محاولة قياس الطول الموجي حتى لأصغر الجسيمات كالفيروس، لأننا سنحتاج إلى شقين مفصولين بمسافة 10^{-16} m ، وهذا هو سبب اللاجدوى من محاولة الحصول على معلومات عن الطبيعة الموجية للمادة بإجراء تجارب على أجسام كبيرة متحركة. في حين أن الفرع ب من المثال يبين أن بالإمكان قياس الطول الموجي للإلكترون متحرك، وفيما يلي نصف طريقتين لعمل ذلك:

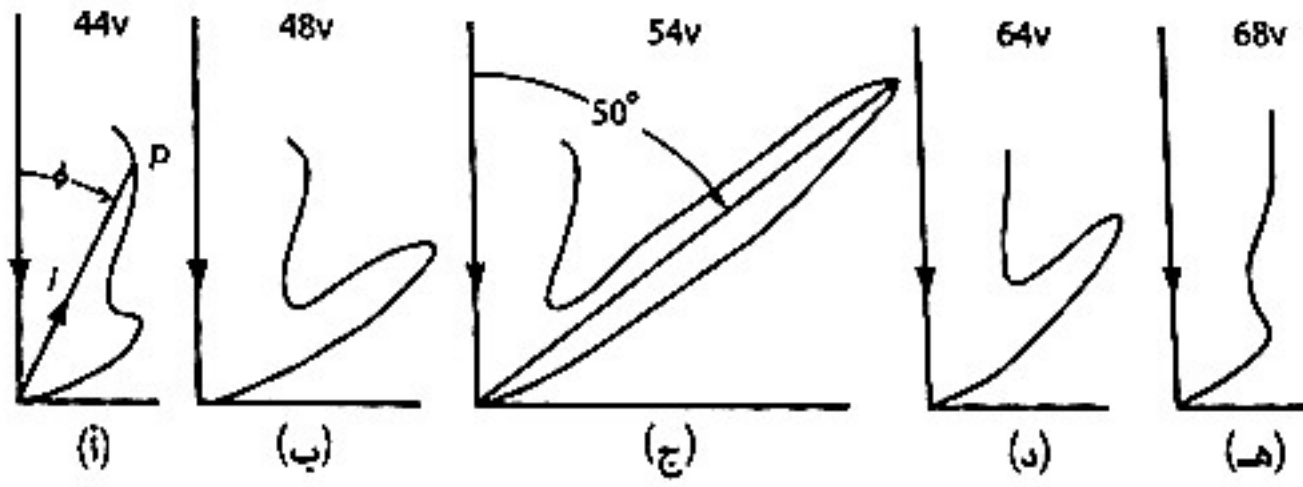
1. تجربة دافيسون - جيرمر (Davisson-Germer-exPeriment)

يوحي المثال 2(ب) أن بالإمكان استخدام بلورة كمحزز حيود لقياس الأطوال الموجية الذي برولية للإلكترونات ذات طاقة حركية من بضع مائة إلكترون - فولت. والشكل 6 يبين الأداة المستخدمة لهذا الغرض من قبل دافيسون وجيرمر.

في هذه الأداة تُعجل الإلكترونات الصادرة من الفتيلة الساخنة F بواسطة فرق جهد متحكم فيه V يُكسب الإلكترونات طاقة حركية قدرها eV تسمح لها بالسقوط على البلورة C ، التي كانت بلورة نيكل في تجربة دافيسون - جيرمر. أما الكاشف D فقد وضعه عند زاوية عشوائية ϕ وقرأنا تيار إلكترونات I الداخل في الكاشف D لقيم مختلفة لفرق الجهد V . والشكل 7 يبين نتائج خمس من هذه القراءات وفيه نلاحظ وجود حزمة حيود قوية عند الزاوية $\phi = 50^\circ$ وفرق الجهد $V = 54 \text{ v}$. وإذا تغير أي من الزاوية أو الجهد المعجل، تهبط شدة حزمة الحيود.



(شكل 6) الأداة المستخدمة في تجربة دافيسون - جيرمر. تتبع الإلكترونات من الفتيلة F وتُعجل بواسطة فرق جهد V ، وبعد انعكاسها من البلورة C تسجل بواسطة الكاشف D الذي يمكن أن يتحرك ليغير زاوية الموقع ϕ .

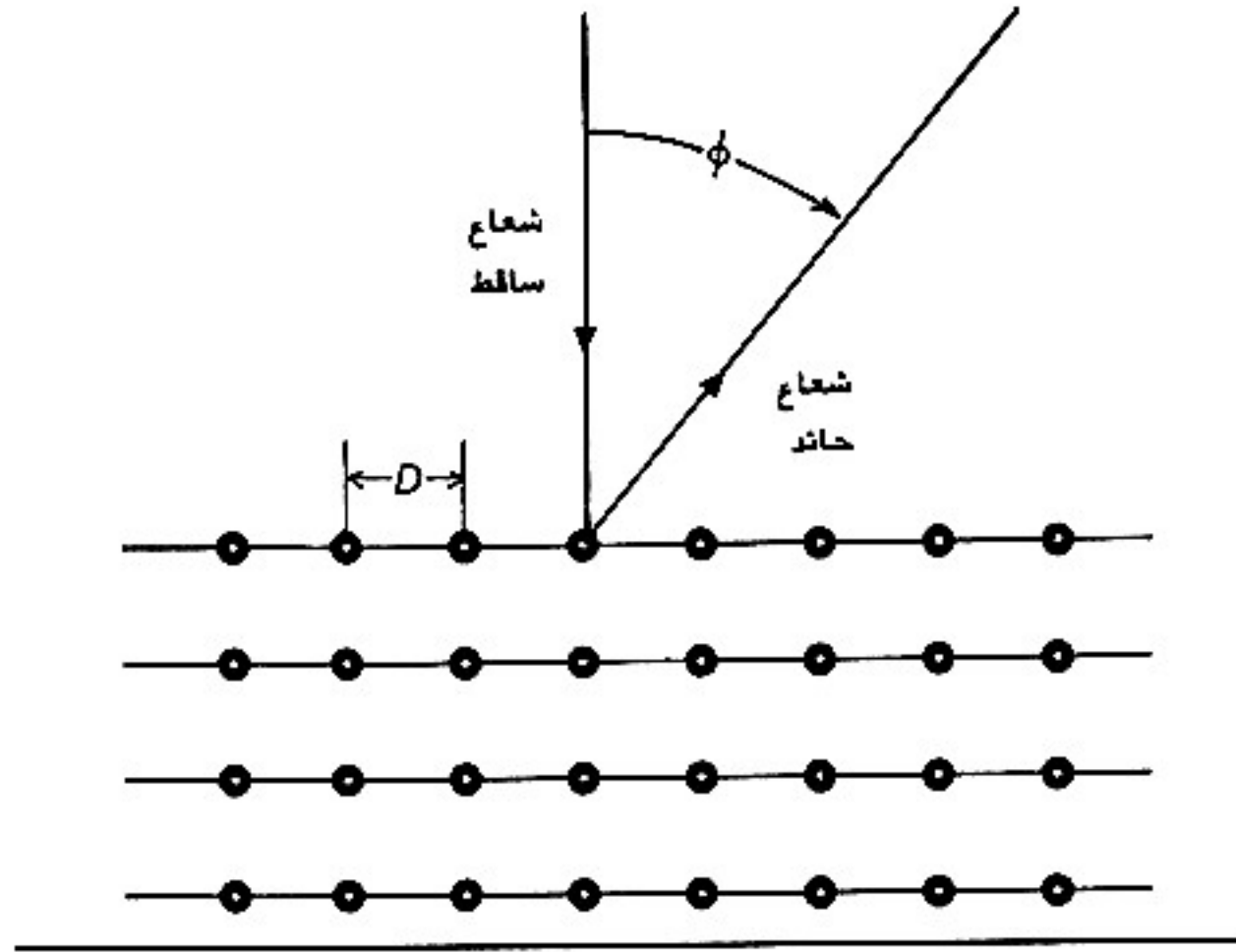


(شكل 7) النتائج المحصلة بواسطة تجربة دافيسون و جيرمر لخمس جهود معجلة مختلفة، موضحة كرسوم بيانية قطبية للتيار I كدالة للزاوية ϕ ، وتُشاهد أقوى قمة حيود في الجزء ج من الشكل عند $\phi=50^\circ$ لفرق جهد $V = 54V$.

الشكل 8 هو تمثيل بسيط لبلورة النيكل C في الشكل 6. ومن هذا الشكل التمثيلي نلاحظ أن الإلكترونات الساقطة على البلورة، وبسبب قلة طاقتها (المساوية لـ 54 eV حيث $V=54V$ من أجل أقوى حزمة) لا تتفذ بعيداً داخل البلورة، بل تحيد في مستوى الذرات على السطح بما يشبه انعكاس الضوء عن محرز حيود. في هذه الحالة تلعب ذرات البلورة الموجودة على السطح دور خطوط الحيود، وتلعب الفاصلة بين الذرات D في الشكل 8 دور فاصلة المحرز. إن القمة الرئيسية لمثل هذا المحرز تتحدد بالعلاقة:

$$m\lambda = D\sin\phi \quad (m=1,2,3,\dots) \quad (2-2)$$

حيث m هي رتبة القمة، و D لبلورة دافيسون - جيرمر تساوي $D=215\text{Pm}$. من أجل $m=1$ للرتبة الأولى لقمة الحيود، نحصل من العلاقة (2-2) على:

$$\lambda = D \sin \phi = (215 \text{ Pm}) (\sin 50^\circ) = 165 \text{ Pm}$$


(شكل 8) يؤثر السطح البلوري كمحزز حدود ذو فاصلة D

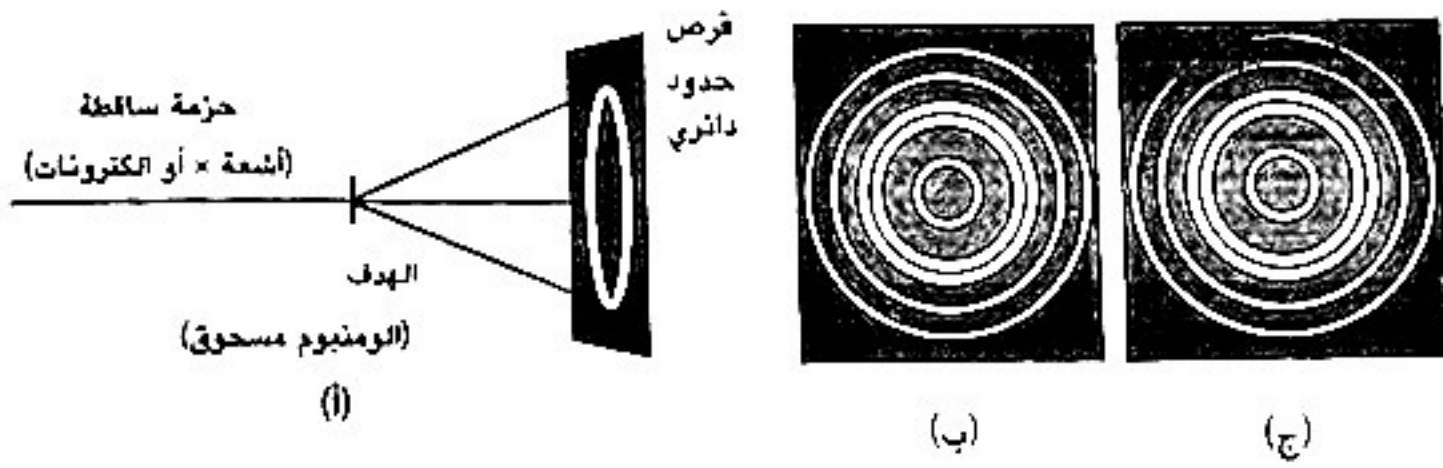
من ذلك نستنتج أن الطول الموجي الذي برولي لإلكترون طاقته الحركية 54eV محسوب وفقاً للمثال 2 فقرة (ب) لهو في توافق جيد مع القيمة المقاسة. وبهذا تكون نبوءة دي برولي قد تحققت.

2- تجربة ثومسون

في 1627 حقق ثومسون معادلة دي برولي بطريقة مختلفة. فكما في الشكل 9(أ) وجه ثومسون حزمة أحادية الطاقة من الإلكترونات طاقتها 15KeV خلال هدف مكون من ورقة معدنية رقيقة. وخلافاً لتجربة دافيسون - جيرمر، لم يكن الهدف عند ثومسون بلورة مفردة، بل كان عدداً كبيراً من البلورات البالغة الصغر والعشوائية التوجه. لاحظ ثومسون أنه إذا وضع فلم تصوير بصورة موازية للهدف كما هو موضح في الشكل 9(أ) فإن بقعة الحزمة المركزية ستحاط بأقراص حيودية. والشكل 9(ب) يبين هذا الشكل من الحيود لحزمة من أشعة x سقطت على هدف من مادة الألمونيوم. ولو استبدلت حزمة

أشعة x بحزمة إلكترونية لها نفس الطول الموجي مع الإبقاء على نفس الهدف (الألمونيوم) لحصلنا على شكل حيود مماثل تماماً كما يوضح ذلك الشكل 9 (ج). إن التحليل العددي لهذين الشكلين الحيوديين يؤكد صحة فرضية دي برولي في جميع التفاصيل.

في الوقت الحاضر أصبحت الطبيعة الموجية للمادة شئ مُسلم به، والدراسات الحيودية بواسطة الإلكترونات أو النيوترونات تستخدم روتينياً لدراسة التراكيب الذرية للأجسام الصلبة أو للسوائل. أما الأمواج المادية، فتستخدم كمكمل عالي القيمة لأشعة x بوصفها أداة للتحليل البنيوي. فالإلكترونات مثلاً أقل نفاذاً من أشعة x ولهذا فهي مفيدة بصورة خاصة لدراسة السطوح.



(شكل 9) (أ) ترتيب لإنتاج شكل حيودي باستخدام مسحوق أو بلورات كهف. (ب) نمط حيود أشعة x لهدف من مسحوق الألمونيوم. (ج) نمط حيود الإلكترونات لنفس الهدف. اختيرت الطاقة الإلكترونية بحيث يكون الطول الموجي الذي برولي لها هو نفسه طول موجة أشعة x المستخدم في (ب).

تتفاعل أشعة x بصورة واسعة مع الإلكترونات في الهدف، ولهذا السبب ليس من السهل استخدامها لتحديد مواضع الذرات الضوئية - ومنها الهيدروجين بصورة خاصة لاحتوائه على بعض الإلكترونات، في حين أن النيوترونات تتفاعل بصورة كبيرة مع نواة الذرة، لهذا يستعان بالنيوترونات بدلاً من أشعة x لهذه الأغراض، والشكل 10 مثلاً يبين بنية البنزين الصلب كنتاج لدراسات حيود النيوترونات.

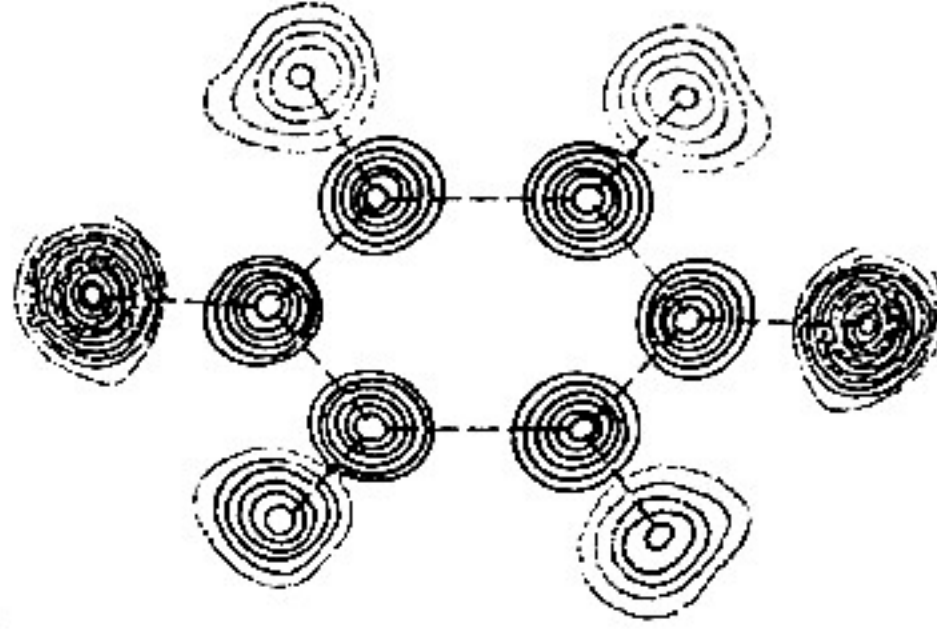
مثال 3: نفرض أن حزمة من الذرات انبثقت من فرن درجة حرارته T وبسرعة تخضع لتوزيع بولتزمان للسرعة. واستناداً إلى هذا يمكن القول إن القيمة الأكثر احتمالاً

للطول الموجي الذي برولي للذرات هي:

$$\lambda_p = \frac{h}{\sqrt{5mKT}} \quad (2-3)$$

حيث m كتلة الذرة و k ثابت بولتزمان

ومن معطيات الشكل 5، التي كانت قد حصلت لذرات الهليوم ($m = 4.0026u$) المنبثقة من فرن درجة حرارته $T = 83K$ ، أوجد القيمة الأكثر احتمالاً للطول الموجي الذي برولي لذرات الهليوم هذه وقارنه مع الطول الموجي المقدر في المثال 1.



(شكل 10) البنية الذرية للبنزين الصلب كاستنتاج من حيود النيوترونات. الدوائر الصلبة تبين مواقع ست ذرات كاربون تلك التي تشكل حلقة البنزين الشائعة. أما الدوائر المنقطعة فتبين مواقع ذرات الهيدروجين

الحل: من العلاقة (2-3) نجد أن λ_p تساوي

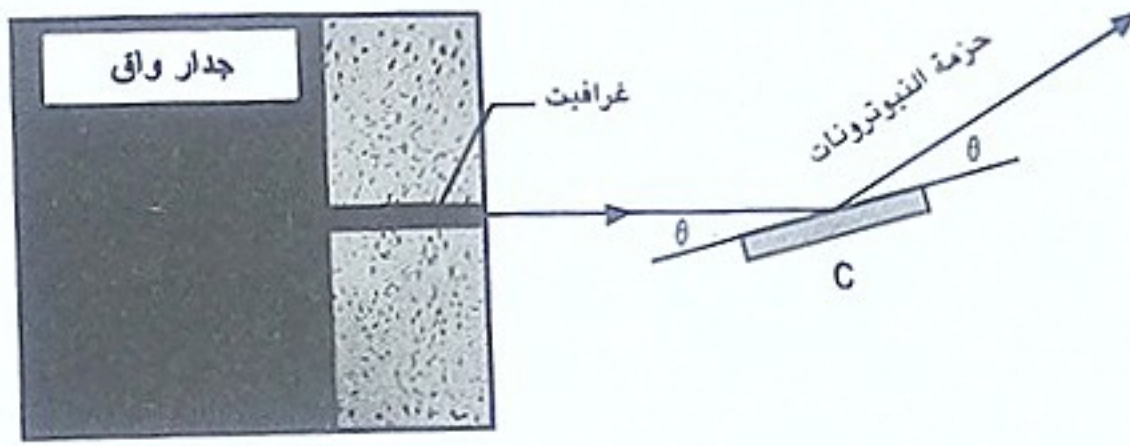
$$\lambda_p = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{\sqrt{5(4.0026u) \left(\frac{1.66 \times 10^{-27} \text{ Kg}}{1u} \right) (1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(83K)}}$$

$$= 1.07 \times 10^{-10} \text{ m}$$

وهي تتفق جداً مع القيمة المقدرة في المثال 1. وهذا برهان جديد، أن الطول الموجي الذي برولي يصف السلوك الموجي للجسيمات المادية.

مثال 4: تصمم المفاعلات النووية بحيث تتبثق منها حزمة منخفضة الطاقة من النيوترونات بعد مرورها خلال أسطوانة من الغرافيت (شكل من الكاربون الطري) داخل

جدار واقٍ، كما هو مبين في الشكل 11. وبعد عدة تصادمات مع ذرات الكربون، تصبح النيوترونات في حالة توازن حراري مع الذرات بدرجة حرارة الغرفة (293K). مثل هذه النيوترونات تدعى بالنيوترونات الحرارية. (أ) أوجد الطول الموجي الذي يرولي الأكثر احتمالاً في حزمة النيوترونات الحرارية، (ب) دع حزمة النيوترونات هذه تسقط على بلورة C، الفضاء فيها بين مستويات براغ يساوي $d = 0.304 \text{ nm}$. الرتبة الأولى الأكثر شدة لحيود براغ شوهدت للنيوترونات ذات الطول الموجي λ_p عندما كانت زاوية استطارة براغ θ هي المبينة على الشكل 11، أوجد الزاوية θ .



(شكل 11) ترتيب لمشاهدة حيود النيوترونات. وللنيوترونات المنبعثة من عمود الغرافيت المتوازن حرارياً توزيعات طاقة. بعد انعكاس براغ من البلورة C، تكون الحزمة عند الزاوية θ أحادية الطاقة

(الحل: أ) باستخدام المعادلة (2-3) نحصل على:

$$\lambda_p = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s}}{\sqrt{5(1.67 \times 10^{-27} \text{ Kg})(1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(293 \text{ K})}} = 0.114 \text{ nm}$$

(ب) صيغة براغ لحيود الأشعة السينية (انظر موضوع التشتت في المحزرات والأطياف) هي:

$$2d \sin \theta = m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2-4)$$

ونفس المعادلة يمكن أن تطبق على حيود الجسيمات، إذا استخدمنا الطول الموجي الذي يرولي λ . وبحل المعادلة (2-4) بالنسبة لـ θ نحصل على:

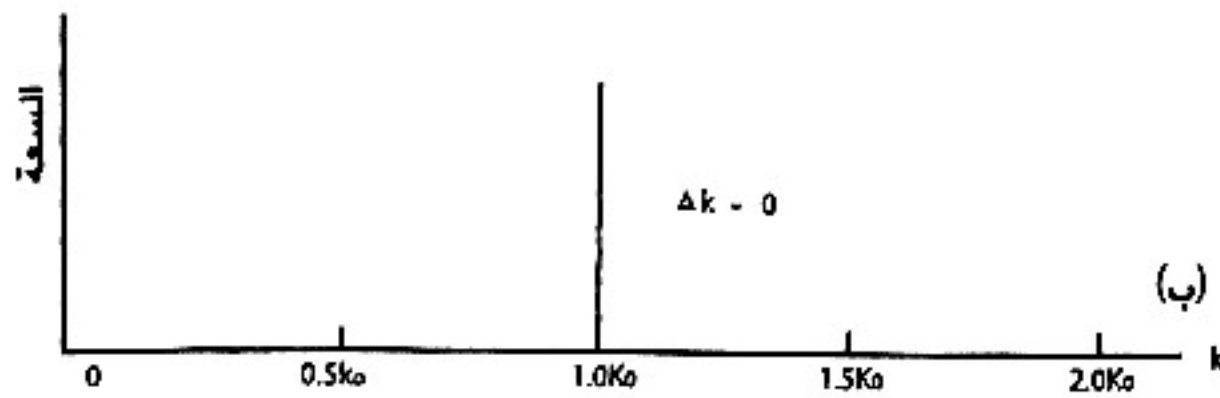
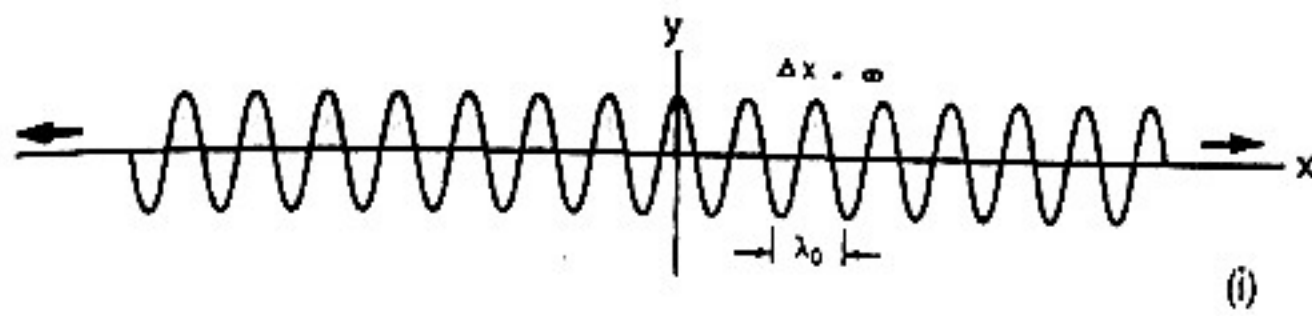
$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{m \lambda_p}{2d} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{(1)(0.114 \text{ nm})}{(2)(0.304 \text{ nm})} \right) = 10.8^\circ$$

وهكذا نحصل، بواسطة حيود النيوترونات بهذه الطريقة، على حزمة أحادية الطاقة، هذه الحزمة يمكن حيودها بعد ذلك بواسطة مادة أخرى لدراسة بنيتها، كما حصل في الشكل 10.

(4-2) الأمواج، الرزم الموجية، والجسيمات

كما رأينا في الفقرة السابقة أن الدليل على موجية المادة هو دليل قوى. ومع ذلك، لا يمكن نسيان أن الدليل على جسيمية المادة هو أيضاً دليل قوى. إن الاختلاف الأساسي بين وجهتي النظر هاتين هو أن موضع الجسيم يمكن أن يكون متمركزاً في كل من الفضاء والزمن. لكن الموجة لا يمكن أن تكون منبسطة إلى الخارج في كل من هذين البعدين. لنرى ما إذا كان بالإمكان وبمساعدة هذين التقريبيين أن نضع سوية جمع من الأمواج بطريقة لا تغيب مفهوم الجسيم. سندرس بالتعاقب تموضع الموجة (وهذا من أجل جميع أنواع الأمواج، سواء أكانت أمواج مائية، صوتية، كهرومغناطيسية، أو أمواج دي برولي) في الفضاء وفي الزمن.

1- تموضع الموجة في الفضاء. الشكل 12 هو لقطة فوتوغرافية لموجة أخذت بزمان عشوائي، وليكن $t = 0$. تتبسط الموجة من $X = -\infty$ إلى $X = +\infty$ ولها طول موجي محدد تماماً λ_0 وعدد موجي $K_0 (= \lambda_0 / 2\pi)$ محدد تماماً بصورة متطابقة، كما هو مبين على الشكل 12 (ب). ومع ذلك، لا يوجد شيء حول هذه الموجة يوحي بتموضعها في الفضاء ما يجعلنا نرفقها بكلمة "جسيم". بطريقة أخرى، إذا كانت الموجة في الشكل 12 (أ) تمثل جسيماً، فإن الشك (الريب) في موضعه ΔX بامتداد محور X يكون لانهائياً: فهو قد يكون في أي مكان بامتداد المحور.

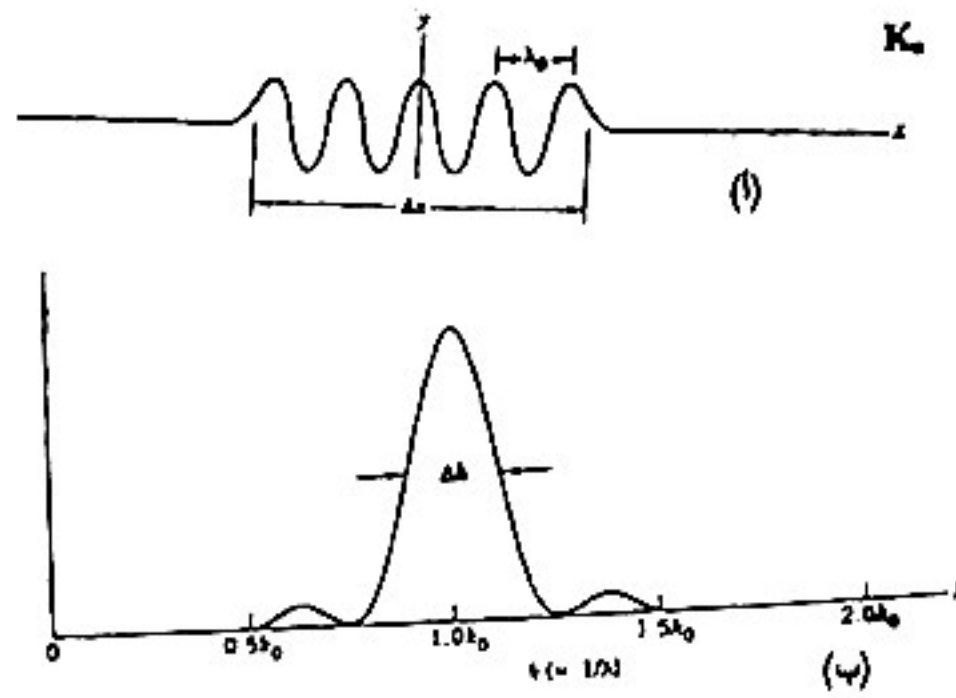


(شكل 12) (أ) منظر لموجة توافقية مأخوذ في الزمن $t = 0$. (ب) توزيع الأعداد الموجية مبيناً كرسماً لسعة المركبة التوافقية كدالة لعددتها الموجي. في هذا الرسم تمتلك جميع الأمواج بـ $k \neq k_0$ سعة تساوي صفر

ومن الجدير بالذكر أنه يمكن الحصول على أي شكل موجي نرغب فيه وذلك بجمع الأمواج الجيبية ذات الأعداد الموجية المناسبة المختارة، والسعات والأطوار. والشكل 13 (أ) يبين رزمة من الأمواج من النوع التي يمكن جمعها بهذه الطريقة. هذه المجموعة للأمواج لانهائية (تمتد من $X = -\infty$ إلى $X = +\infty$) تتجمع لتعطي موجة جيبية فوق منطقة معينة عرضها ΔX . وبواسطة التداخل الهدام تتجمع أيضاً لتعطي صفراً في كل مكان.

أصبح لدينا الآن تموضعاً في الفضاء مقاساً بطول الرزمة ΔX ، والغاية هي تقريب نقاوة الموجة الأصلية لأن الرزمة لن تضم طويلاً عدداً موجياً مفرداً k_0 ، بل انتشاراً لإعداد موجية تتركز حول k_0 .

لتكن Δk في الشكل 13 (ب) قياساً خشناً لانتشار الأعداد الموجية التي تشكل الرزمة الموجية في الشكل 13 (أ). ومن المناسب أن تكون الرزمة الموجية أعرض مدى من الأعداد الموجية التي تستخدم في بنائها. فمثلاً في الشكل 12 (أ) لم تكن الرزمة حادة عند جميع $(\Delta X \rightarrow \infty)$ ولكن من جانب آخر، يلزمنا فقط عدد موجي مفرد "لبنائها" $(\Delta k = 0)$. عند النهاية الأخرى، يمكن بناء رزمة موجية حادة جداً $(\Delta X \rightarrow 0)$ ، ولكن يلزم لذلك أن تتوحد الأمواج ذات الانتشار الواسع جداً في العدد الموجي $(\Delta k \rightarrow \infty)$. وعلى العموم، كلما نقصت ΔX ، ازدادت Δk ، وبالعكس. ويعبر عن ذلك بالعلاقة:



(شكل 13) (أ) رزمة موجية طولها Δx ، مشاهدة عند اللحظة $t = 0$ (ب) السعات النسبية لمركبات توافقية مختلفة تتحد لتعطي رزمة، عرض قيمتها المركزية Δk

$$\Delta x \cdot \Delta k \sim 1 \quad (2-5)$$

بمعنى أنه لا يمكن تحديد أي من Δx أو Δk بصورة دقيقة جداً.

2- تموضع الموجة في الزمن (Localization a wave in time)

يتموضع الجسم في الفضاء وفي الزمن. فإذا استبدلنا المتغير الفضائي x في الشكل 12 (أ) بالمتغير الزمني t (والطول الموجي λ_0 بالدور T_0)، حينذاك سيبين لنا هذا الشكل كيف ستتغير الموجة مع الزمن عندما تمر بنقطة ثابتة معينة، مثل $x=0$. وكالسابق، لا يوجد أي شيء حول هذه الموجة يوحي بتموضعها في الزمن، بما يجعلنا نرفقها بعبارة (جسيم) لأن الجسم سيتجاوز نقطة المراقبة عند زمن معين، بدلاً من أن ينتشر فوق مدى زمني لانهائي.

يمكن بناء الرزمة الموجية في الفضاء وفي الزمن والشكل 13 (أ) يبين ذلك، شريطة أن يتم استبدال المتغيرات الفضائية بالمتغيرات الزمنية المطابقة، كما تم عمله آنفاً، وكذلك يستبدل العدد الموجي k_0 بالتردد الزاوي ω_0 . وبالمماثلة مع المعادلة (2-5)، فإن استدامة الرزمة الموجية الجديدة Δt ترتبط بالترددات الزاوية $\Delta \omega$ اللازمة لإحداثها بالعلاقة:

$$\Delta \omega \cdot \Delta t \sim 1 \quad (2-6)$$

والهذه العلاقة تطبق في الحياة اليومية كالاتصالات التليفونية والرادار، وتخزين المعلومات الحاسوبية، وإرسال تلك كله من نقطة إلى أخرى بعبارة نبضات تمر مسرياً فوق مسدي كامل من الترددات وبمضامينها النبضات المطلوب استغلالها. تبين لنا العلاقة (2-6) أن النقص الأقصر استدامة زمنية يجب أن يكون عرض مرتبط بالتردد هو الأكبر، وبالعكس.

مثال 5: مرسل رادار يبحث نبضات استدامتها $0.15 \mu s$ بطول موجي 1.2 cm . (أ) لأي تردد مركزي يمكن أن يعمل مستقبل الرادار؟ (ب) ما طول الرزمة الموجية؟ (ج) ما عرض شريط تردد المستقبل؟ بمعنى ما هو نطاق الترددات التي يكون المستقبل قادراً على الاستجابة إليها؟

الحل: (أ) التردد المركزي $\gamma_0 = (2\pi \lambda_0)^{-1}$ يعطى بالعلاقة:

$$\gamma_0 = \frac{C}{\lambda_0} = \frac{3.0 \times 10^8 \text{ m/s}}{0.012 \text{ m}} = 2.5 \times 10^{10} \text{ Hz} = 25 \text{ GHz}$$

(ب) طول الرزمة الموجية هو

$$\Delta x = C \Delta t = \left(3.0 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) (0.15 \times 10^{-6} \text{ s}) = 45 \text{ m}$$

(ج) عرض شريط المستقبل يعطى بالعلاقة (2-6):

$$\begin{aligned} \Delta \gamma &= \frac{\Delta \omega}{2\pi} \approx \frac{1}{2\pi \Delta t} = \frac{1}{2\pi (0.15 \times 10^{-6} \text{ s})} \\ &= 1.1 \times 10^6 \text{ Hz} = 1.1 \text{ MHz} \end{aligned}$$

إذا كان المستقبل لا يستطيع أن يعمل الترددات خارج هذا النطاق، فسوف لن يكون قادراً على إعادة إنتاج أشكال نبض الرادار المرسل.

(2-5) علاقات الشك لهايزنبرج (Heisenberg's Uncertainty relations)

تطبق المعادلة (2-5) على جميع أنواع الموجات. فلو طبقناها على أمواج دي برومي، نحصل من أجل الكمية ΔR في نفس المعادلة على:

$$\Delta k = \Delta \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = \Delta \left(\frac{2\pi P_x}{h} \right) = \frac{2\pi}{h} \Delta p_x$$

وهنا ماثلنا λ بالطول الموجي الذي برولي للجسيم وعوضناه بـ P_x/h . نعوض هذه النتيجة في المعادلة (2-5)، نحصل على:

$$\Delta P_x \cdot \Delta X \sim \frac{h}{2\pi} \quad \text{أو} \quad \Delta k \cdot \Delta x = \frac{2\pi}{h} \Delta P_x \cdot \Delta X \sim 1$$

و بالأخذ بحقيقة أن كمية الحركة هي متجه، فإننا نستطيع أن نعمم هذه العلاقة إلى:

$$\begin{aligned} \Delta P_x \cdot \Delta x &\sim h/2\pi \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\sim h/2\pi \\ \Delta P_z \cdot \Delta z &\sim h/2\pi \end{aligned} \quad (2-7)$$

وهذه هي علاقات الشك لهايزنبرج، اشتقها في 1927، وهي صيغ رياضية لمبدأ الشك أو الريب لهايزنبرج: "من غير الممكن تحديد كل من الموقع وكمية الحركة للجسيم بدقة غير محدودة". يهدف الميكانيك الكمومي إلى تمثيل الجسيم بواسطة رزمة موجية ذات سعة كبيرة حيث يحتمل أن يوجد الجسيم وذات سعة صغيرة في كل مكان آخر. إن عرض الرزمة الموجية Δx يشير بعض الشيء إلى احتمال موضع الجسيم. لهذا يمكن صياغة مبدأ الشك لهايزنبرج بطريقة أخرى "لا يمكن أن يوصف الجسيم برزمة موجية يكون فيها لكل من الموقع وكمية الحركة نطاقات صغيرة بصورة عشوائية". فكلما جعلنا نطاق إحداهما صغيراً، يصبح نطاق الأخرى أكبر، مثلما تبين ذلك العلاقة (2-7).

ورغم ذلك فإن القياسات الأولية لكمية حركة الجسيم يمكن أن تعطي قيماً عشوائية دقيقة في أي مكان من النطاق ΔP_x . حول القيمة الحقيقية P_x (في الواقع، وفقاً للميكانيك الكمومي، لا يمكن تحديد القيمة الحقيقية P_x إلا داخل النطاق ΔP_x).

إذا أعيد القياس عدة مرات على أنظمة جاهزة على نحو مطابق، فإن النتائج تتحلق (تتجمع) حول P_x بتوزيع إحصائي يوصف بالعرض ΔP_x وبصورة مماثلة، نتحقق قياسات الموقع حول الموقع X داخل توزيع إحصائي يوصف بالعرض Δx .

هذه القيود لا تؤثر شيئاً في المسائل العملية للقياسات. فعندما نستخدم كلمة جسيم (Particle) لوصف أجسام (Objects) كالإلكترونات، فإنها تستحضر في أذهاننا صورة

نقطة صغيرة جداً تتحرك بامتداد مسار، يتحدد عليه جيداً موقعها وسرعتها في أية لحظة من الزمن. هذه الطريقة من التفكير هي امتداد طبيعي لتجارب شائعة على أجسام مثل كرات البيسبول والحصى، تلك التي نراها ونلمسها.

في المثال اللاحق (6) سنرى أن مبدأ الشك لن يقيد دقة القياس عندما يجري التعامل مع أجسام كبيرة مثل كرات الغولف. فهنا نغمر الأخطاء الآلية (أخطاء الجهاز) القيود الأساسية الموضوعة بواسطة مبدأ الشك. عندما نتعامل مع الإلكترونات و جسيمات أولية أخرى فإن الوضع يكون مختلفاً تماماً، كما يوضح ذلك المثال التالي:

مثال 6: (أ) إلكترون حر ذو طاقة 10-eV يتحرك في الاتجاه x بسرعة $1.88 \times 10^6 \frac{m}{s}$. فإذا كان بالإمكان قياس هذه السرعة بدقة 1% ، فبأية دقة تقديرية يمكن قياس موقع الإلكترون؟

(ب) كرة غولف كتلتها 45g وسرعتها التي يمكن قياسها بدقة 1% كانت 0.40m/s ، ما هي القيود التي يضعها مبدأ الشك على قدرة قياس موقعها؟

(الحل: أ) نتحدد كمية حركة الإلكترون كالتالي:

$$P_x = m v_x = (9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg}) (1.88 \times 10^6 \text{ m/s}) = 1.71 \times 10^{-24} \text{ Kg.m/s}$$

والشك فيها الذي يتحدد بدوره بالشك في سرعة الإلكترون هو 1% من هذه

$$\Delta P_x = m \Delta v_x = m(0.01 v_x)$$

$$\Delta P_x = 1\% \times 1.71 \times 10^{-24} \text{ Kg.m/s} = 1.71 \times 10^{-26} \text{ Kg.m/s}$$

وبالتالي فإن الشك في الموقع تبعاً للعلاقة (2-7) هو:

$$\Delta x \sim \frac{h/2\pi}{\Delta P_x} = \frac{1.06 \times 10^{-34} \text{ J.s}}{1.71 \times 10^{-26} \text{ Kg.m/s}} = 6.2 \text{ nm}$$

وهذا الشك في موقع الإلكترون الحر يفوق قطر الذرة حوالي 30 مرة.

(ب) هنا كل شئ مماثل للفقرة (أ) ما عدا أن كتلة كرة الغولف أكبر بكثير من كتلة الإلكترون وسرعتها أقل بكثير من سرعته. إن الشك في موقع الكرة يساوي:

$$\Delta x \sim \frac{h/2\pi}{\Delta P_x} = \frac{1.06 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{m_G \Delta v_x} = \frac{1.06 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{(45 \times 10^{-3} \text{ Kg})(1 \times 10^{-2} \times 0.4 \text{ m/s})}$$

$$= 6.0 \times 10^{-31} \text{ m}$$

وهذه المسافة صغيرة للغاية وهي اصغر من قطر نواة الذرة العادية (10^{-14} m) بـ 10^{16} مرة، إذن حيثما تكون الأجسام الكبيرة معنية بقواعد مبدأ الشك، فذلك لا يهدف إلى تحديد دقة القياس، فكرة الغولف في المثال السابق لا تكشف شيئاً عن هذا المبدأ.

مبدأ الشك وحيود الشق الأحادي

نعتبر حزمة من الإلكترونات سرعتها v_0 تتحرك إلى الأعلى كما في الشكل 14. نحاول أن نقيس في وقت واحد ودون تحديد لدقة القياس، الموقع الأفقي x ومركبة السرعة v_x للإلكترون في هذه الحزمة. لكن ذلك، وكما سنري، غير ممكن التحقيق.

لقياس x نعيق الحزمة بشاشة A نضع فيها شقاً عرضه Δx . فإذا مر الإلكترون خلال هذا الشق، فبالإمكان معرفة موقعه الأفقي بدقة تعتمد على مقاييس الشق نفسه. إن الحزمة الإلكترونية، التي هي مثل الموجة، تنتسح إلى الخارج بواسطة الحيود عندما تمر عبر الشق. فإذا وضعنا شاشة حساسة ملائمة B في الشكل 14، فإننا نشاهد شكل حيود الشق الواحد التقليدي. فالإلكترونات التي تشكل النصف الأيسر لهذا الشكل يجب أن تكون متحركة إلى اليسار عندما تنبثق من الشق، وتلك التي تشكل النصف الأيمن يجب أن تكون متحركة إلى اليمين.

هناك قيمة معينة لـ v_x تجعل الإلكترون يهبط عند أول نهاية دنيا للشكل الحيودي، نسميها θ_1 في الشكل 14. نأخذ هذه القيمة لـ v_x كقياس خشن للشك في معرفتنا للسرعة v_x ونسميه Δv_x . لدينا من حيود الضوء بواسطة الشق الواحد أن أول نهاية دنيا للحيود تتحدد بالعلاقة:

$$\frac{a}{2} \sin \theta_1 = \frac{\lambda}{2}$$

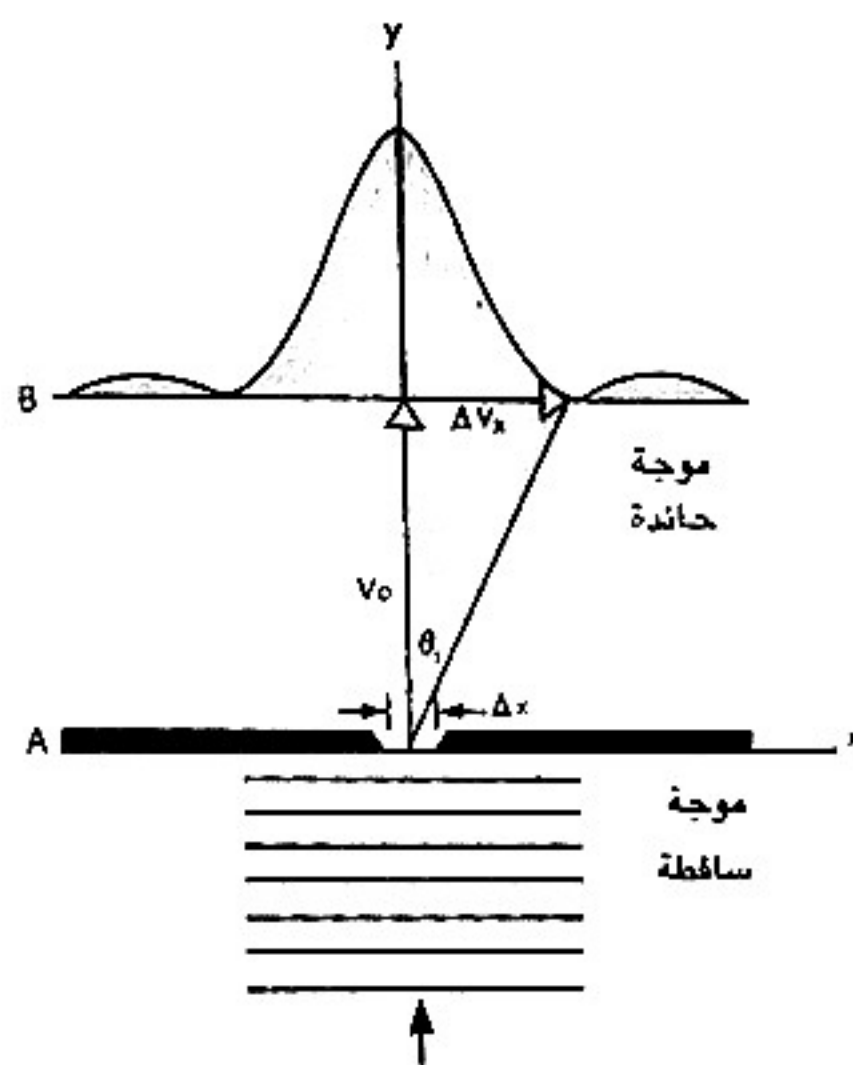
أو

$$a \sin \theta_1 = \lambda$$

حيث a عرض الشق و λ طول موجة الضوء الساقط. فإذا كان عرض الشق

صغيراً ويساوي Δx ، فإنه من أجل θ_1 صغيرة، نحصل على:

$$\theta_1 \cong \frac{\lambda}{\Delta x}$$



(شكل 14) تتحرف حزمة الإلكترونات الساقطة عند الشق في الشاشة A. فإذا كان الشق ضيقاً، فإن شكل الحيود يصبح أعرض.

ولكي نبلغ نفس هذه النهاية في حيود الإلكترونات وكما يوضح ذلك الشكل 14، فإن

$$\theta_1 \text{ يجب أن يساوي } \Delta p_x / p_0$$

ومن هاتين العلاقتين نحصل على $\Delta p_x \cdot \Delta x \cong \lambda p_0$

حيث λ هي الطول الموجي الذي برولي للإلكترون ويساوي h/p أو h/mv_0 . نعوض ذلك في العلاقة أعلاه نحصل على

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \cong h$$

وهذا يتطابق مع المعادلة (2-7)، باستثناء العامل 2π ، الذي حصل بسبب الطريقة العشوائية المتبعة في تحديد Δx و Δp_x .

لنرى كيف يعمل مبدأ الشك في هذه الحالة. إذا أردنا تثبيت (تحديد) الموقع الأفقي

للإلكترون فيجب أن تضيق الشق، وهذا يوسع نمط الحيود بحيث يزداد Δp_x . أما إذا أردنا تثبيت المركبة الأفقية لكمية حركة الإلكترون فيجب أن ننقص العرض الزاوي لنمط الحيود. ولعمل ذلك هناك طريقة واحدة فقط. هي توسيع الشق ولكن ذلك يفقدنا مرة أخرى القدرة على معرفة الموقع الأفقي للإلكترون معرفة دقيقة. فكلما حاولنا أن نزيد معرفتنا عن أحد المتغيرين نكون قد أنقصناها عن الآخر. إن مبدأ الشك لا يعبر عن أو ينص حول الإلكترون (أو أي جسيم آخر)، بل يعبر عن قدرتنا على التحديد الدقيق لخواص هذه الجسيمات.

علاقة الشك في الطاقة والزمن

حتى الآن اعتبرنا فقط الأطوال الموجية للأمواج المادية ولم نتطرق إلى ترددات هذه الأمواج. فبالتماثل مع معادلة أنشتاين الفوتونية ($E = h\nu$)، فإن الشك في تردد الموجة المادية يرتبط بالشك في الطاقة E للجسيم المطابق بالعلاقة $\Delta\nu = \Delta E / h$. وبتعويض هذا في العلاقة (2-6)، نحصل، مع الأخذ بنظر الاعتبار، أن $\Delta w = 2\pi\Delta\nu$ ، على:

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim h / 2\pi \quad (2-8)$$

وهذه هي العلاقة الرياضية لمبدأ الشك معبراً عنه بمتغيرين مختلفين. وبلغت الكلمات ينص هذا المبدأ، أنه:

(لا يمكن تحديد كل من أحداث الطاقة والزمن للجسيم بدقة غير محدودة). فجميع قياسات الطاقة تحمل شكاً ملازماً ما لم يكن لدينا زمناً غير محدود ينتفع به للقياس. فالذرة مثلاً، تمتلك حالتها الدنيا (وتدعى الحالة الأساسية) طاقة محددة بصورة جيدة جداً لأن الذرة توجد طبيعياً في هذه الحالة بصورة غير محدودة. في حين أن طاقات جميع الحالات الطاقية العليا (الحالات المثيجة) تكون محددة بدقة أقل لأن الذرة عاجلاً أو آجلاً ستتحرك تلقائياً إلى الحالة الأدنى طاقة. في النهاية سيكون هناك زمناً معيناً Δt فقط ينتفع به بحيث أن قياس الطاقة سيكون مشكوك فيه بالمقدار ΔE المحدد بـ $\Delta t \sim \left(\frac{h}{2\pi} \right)$.

مثال 7: جسيم كتلته ثلاثة أمثال كتلة البروتون، قيسَت طاقة سكونه، فكانت 3097 MeV بشك قدره 0.063 MeV. ومثل هذا الجسيم الثقيل من المتوقع أن ينحل بصورة

عشوائية جداً إلى جسيمات بكتل أصغر. ما معدل الفاصل الزمني بين إنتاج الجسيم وانحلاله إلى جسيمات قصيرة العمر؟

الحل: نطبق المعادلة (2-8) بالنسبة لـ Δt

$$\Delta t \sim \frac{h/2\pi}{\Delta E} = \frac{1.06 \times 10^{-34} \text{ J.S}}{(0.063 \times 10^6 \text{ eV}) \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right)}$$

$$= 1.05 \times 10^{-20} \text{ S}$$

وهذا الزمن يمكن مطابقته مع عمر الجسيم الذي يبدو قصيراً جداً بالمعايير العادية، لكنه طويلاً من وجهة نظر مختصة، لأن النظرية تتنبأ أن انحلال هذا الجسيم الثقيل (ويسمى ψ -بساوي) يجب أن يكون أقصر.

(6-2) الدالة الموجية

الآن وبعد ما عرضناه آنفاً سنكون متجاوبين مع حقيقة أن الجسيم المتحرك يمكن أن ينظر إليه كموجة، وأن نكون على معرفة كافية بطريقة قياس طول الموجة. بقي أن نتساءل (ما هي الكمية التي نغيرها في الفضاء وفي الزمن ينتج هذه الموجة؟

وما هو التموج؟

بالنسبة لموجة في سلك يمكن تمثيل الاضطراب الموجي بإزاحة مستعرضة y ، وبالنسبة للأمواج الصوتية يستخدم التغير الضغطي ΔP ، و بالنسبة للأمواج الكهرومغناطيسية يستخدم متجه المجال الكهربائي $\vec{E}$ ، أما بالنسبة للأمواج التي تمثل الجسيمات فتستعمل الدالة الموجية ψ . إن المشكلة التي نحن بصدد حلها قد تكون بروتوناً راحلاً بامتداد محور أنبوب مفرغ داخل معجل جسيمات، أو إلكترون توصيل متحرك خلال سلك نحاسي، أو إلكترون متحرك حول نواة ذرة الهيدروجين. ومهما تكن الحالة التي نحن إزائها، فإذا عرفنا الدالة الموجية $\psi(x,y,z,t)$ لكل نقطة فضائية لكل لحظة من الزمن، فإننا نعرف كل شيء يمكن معرفته حول سلوك الجسيم.

قبل النظر في المعنى الفيزيائي للدالة الموجية، يمكن اعتبار الإشعاع بدلاً من

المادة: موجة كهرومغناطيسية مستوية راحلة خلال الفضاء الحر. ومثل هذه الموجة (التابعة لماكسويل) يمكن النظر إليها بأنها ترتيب للمجالين الكهربائي والمغناطيسي، المتغيرين في الفضاء وفي الزمن أو هي (تبعاً لأنشأتين) حزمة فوتونات، كل منها يتحرك بسرعة الضوء. إن معدل الطاقة بوحدة المساحة، المنقولة بواسطة الموجة، تتناسب طردياً مع مربع سعة الموجة E^2 ، أو سعة متجه المجال الكهربائي ومع العدد المتوسط للفوتونات بوحدة حجم الحزمة، وطاقة كل فوتون هي $h\nu$. وهنا تبدو الصلة الواضحة بين الموجة والصور الجسيمية للإشعاع، التي قدم لها أنشأتين لأول مرة ومقادها:

(أن مربع شدة المجال الكهربائي للموجة I^2 هو قياس مباشر لمعدل كثافة الفوتونات $(I^2 \sim \rho \text{ of photons} = N \text{ of photons})$).

اقترح ماكس بورن (Max Born) أن الدالة الموجية Ψ لحزمة الجسيمات تفسر بنفس هذه الطريقة، وهي أن مربعها Ψ^2 هو قياس مباشر لمعدل كثافة الجسيمات في الحزمة. في كثير من الحالات، مثل حالة ذرة الهيدروجين، حيث هناك إلكترون واحد، اقترح ماكس بورن أن مقابل (معدل كثافة الجسيمات) هو أن مربع الدالة الموجية عند أية نقطة يعبر عن احتمال (بوحدة الحجم) تواجد الجسيم بتلك النقطة. بمعنى أنه إذا كان dV هو عنصر حجمي متموضع في نقطة إحداثياتها (x,y,z) ، فإن احتمال تواجد الجسيم في هذا العنصر الحجمي في الزمن t سيكون متناسب طردياً مع $\Psi^2 dV$. ربما بالتناظر مع الكثافة الحجمية العادية (الكتلة بوحدة الحجم) يمكن أن نسمى مربع الدالة الموجية بـ (الكثافة الاحتمالية)، التي هي الاحتمالية بوحدة الحجم.

إن ما يجب ملاحظته هو أن العلاقة بين الدالة الموجية وجسيمها المزامن لها هي علاقة إحصائية تشتمل فقط على احتمال تواجد الجسيم داخل عنصر حجمي خاص. في الفيزياء الكلاسيكية يجري التعامل مع الجسيمات على أسس إحصائية أيضاً، ولكن مع أعداد كبيرة من الجسيمات، بينما في الميكانيك الكمومي فإن الطبيعة الإحصائية تكون أصيلة ويتم التنبأ بها بواسطة مبدأ الشك.

إن احتمال أن يتواجد الجسيم المدروس في مكان ما هو احتمال يساوي الوحدة (وهذا يطابق أن هناك 100% من الفرص أن يتواجد الجسيم) بحيث أنه سيكون لدينا.

$$\int \Psi^2 dV = 1 \quad (\text{شرط العيارية}) \quad (2-9)$$

والتكامل مأخوذ فوق كل الفضاء.

إن تعبير الدالة الموجية يعني ضربها بعامل ثابت، يتم اختياره بحيث تتحقق المعادلة (2-9).

(2-7) الجسيمات المحبوسة والكثافات الاحتمالية

بداية وقبل اعتبار الحالة الخاصة بالأمواج المادية، نستعرض مثالين متشابهين، الأمواج الميكانيكية والأمواج الكهرومغناطيسية. ومثال للأمواج الميكانيكية نتناول الأمواج الواقفة التي تظهر في السلك (ذى الطول L) المشدود عند نهايتيه. ستكون نهايتي السلك المشدودتين عقدتين اهتزازيتين حيث السعة عندهما تساوي صفراً في جميع الأوقات. وبامتداد السلك بين العقدتين سيظهر للأمواج الواقفة المتولدة فيه طاقماً محدوداً، من الأطوال الموجية التي يمكن أن يعبر عنها بالعلاقة.

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-10)$$

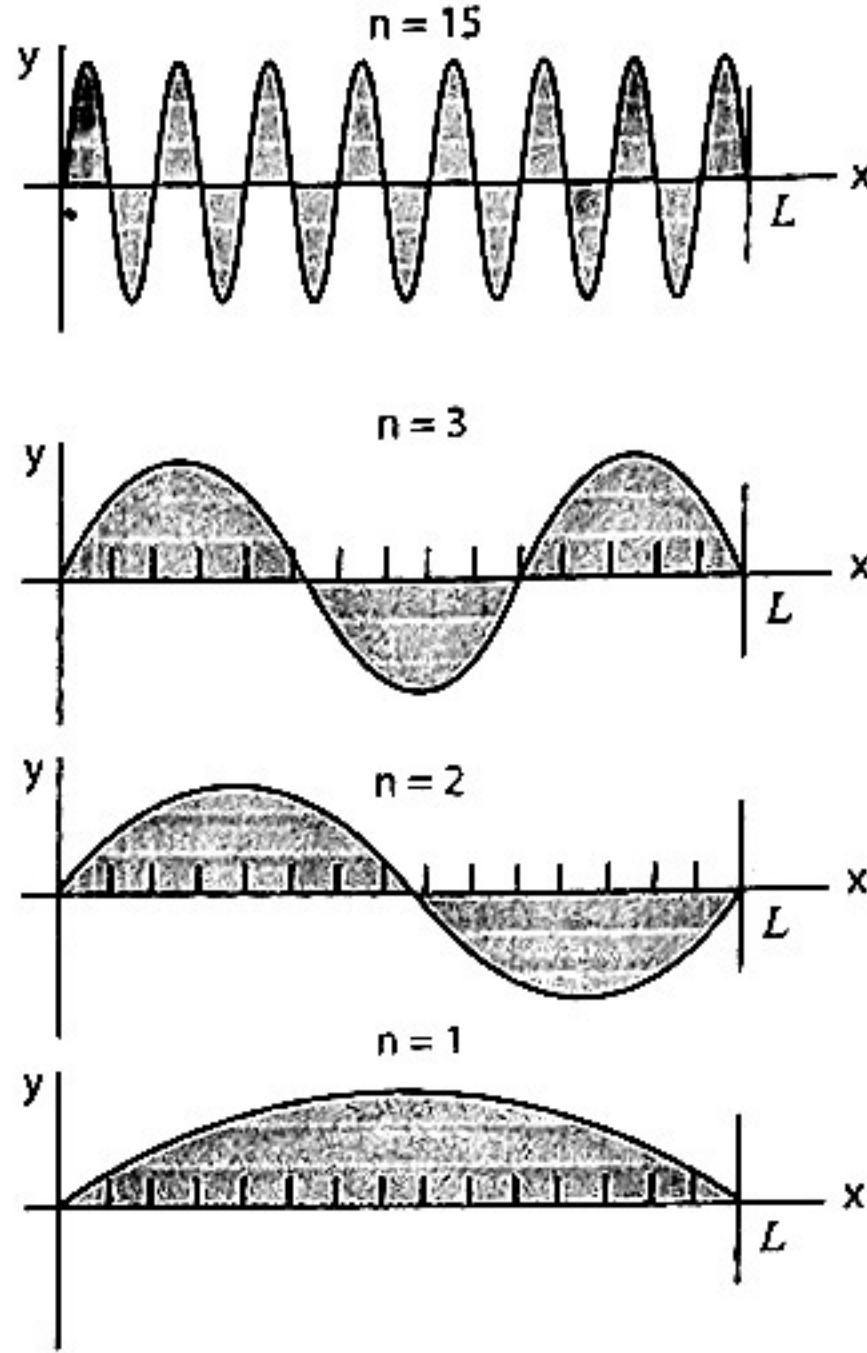
أو بعبارة العدد الموجي

$$K_n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{n\pi}{L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-11)$$

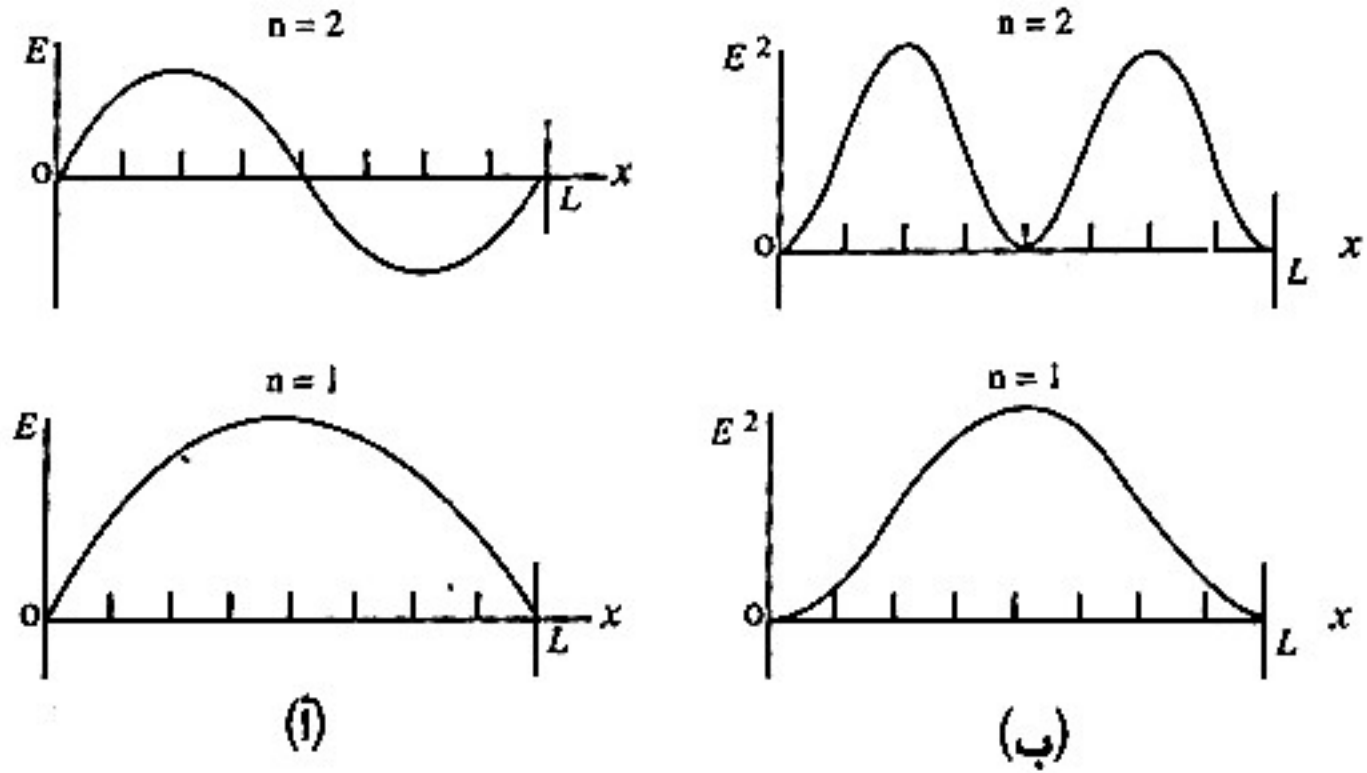
حيث n عدد صحيح يرمز لعدد القمم المتولدة بين النهايتين المشدودتين. وتعطي السعة عند أية نقطة بامتداد السلك بالعلاقة:

$$y_n(X) = y_{\max} \sin K_n X = y_{\max} \sin \frac{n\pi X}{L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-12)$$

حيث $y_{\max}$ هي الإزاحة العظمى للسلك والشكل 15 يبين أمثلة للأشكال (الهيئات) الاهتزازية للأمواج واقفة، قد تصف بعض الأنماط (الطرز) الاهتزازية الدنيا لسلك غيثة أو سلك كمان.



(شكل 15) أربعة أشكال موجية واقفة لسلك طوله L مثبت عند نهايته.



(شكل 16) (أ) المجال الكهربائي لشكلين موجيين كهرومغناطيسيين واقفين في تجويف طوله L . يتحدد هذان النمطان من العلاقة (2-13). (ب) كثافة الفوتونات في التجويف يمكن أن توجد من مربع المجالين

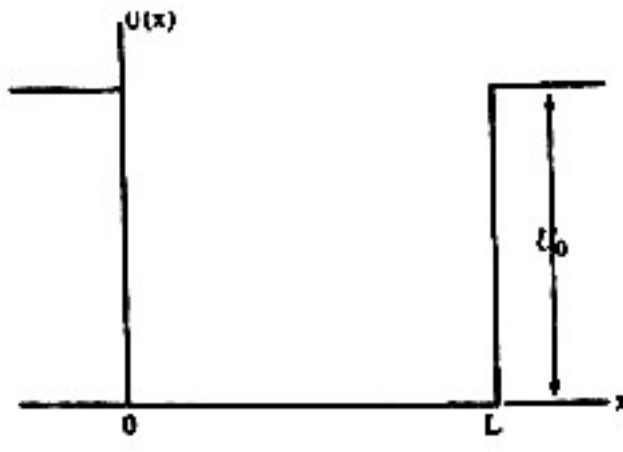
في الأمواج الكهرومغناطيسية تحصل حالة مماثلة عندما تتذبذب موجة كهرومغناطيسية مستوية إلى الخلف وإلى الأمام (في بعد واحد) بين سطحين عاكسين

تماماً (مرأتين مثلاً) مفصولين بمسافة L . مثل هذه الحالة قد تحدث للأمواج الضوئية كما هو الحال في الليزر. وكما في الحالة الميكانيكية تماماً، فإن أمواجاً واقفة تنشأ في جوف الليزر. هذه الأمواج الكهرومغناطيسية الواقفة يمكن اعتبارها تراكباً لموجتين متماثلتين تسيران باتجاهين متعاكسين. عند نهايتي التجويف، حيث يظهر الانعكاس من المادة الموصلة كطبقة الفضة على المرآة، يجب أن يهبط المجال الكهربائي إلى الصفر. أي أن $E = 0$ عند $X = 0$ و $X = L$. هذا يعني أن هناك أطوالاً موجية معينة هي فقط المسموح بها بالنسبة للأمواج الواقفة، وتتحدد بالعلاقة (2-10). أما سعة المجال الكهربائي المهتز فتتحدد بنفس العلاقة (2-12):

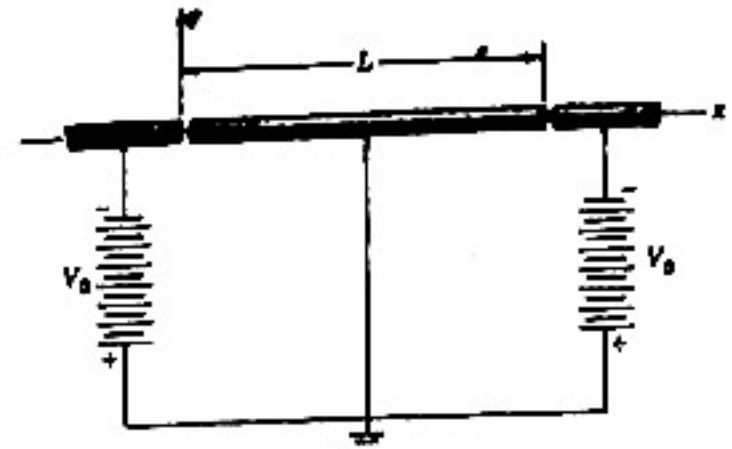
$$E_n(X) = E_{\max} \sin \frac{n\pi x}{L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-13)$$

يبين الشكل 16 (أ) رسم $E_n(x)$ كدالة لـ x لأنماط دنيا من الاهتزاز ($n = 1$ و 2). وهنا نلاحظ التماثل بين المجال الكهربائي والأمواج الميكانيكية الواقفة في السلك المشدود، أما الجزء (ب) من الشكل (16-أ) فيبين رسم $E_n^2(X)$ ، التي تتناسب مع الكثافة الطاقة للموجة. يمكن بدلالة الصورة الفوتونية، النظر إلى الموجة الواقفة كتجمع للفوتونات، الممثلة كثافياً على الشكل (16-ب) كدالة لـ X . وهذا معناه أنه في طراز أو نمط الاهتزاز بـ $n = 1$ نجد أن الكثافة العظمى للفوتونات هي عند $X = L/2$ وأقل كثافة عند الجدران. في الطراز $n = 2$ نجد أن أقل كثافة للفوتونات عند $X = L/2$ وأعظم كثافة عند $X = L/4$ و $3L/4$. وحتى لو أنقصنا كثافة الضوء في التجويف إلى فوتون واحد، فإن الشكل (16-ب) يظل قابلاً للتطبيق، ولكن يجب استبدال مفهوم كثافة الفوتونات بمفهوم إحصائي ينص على "أن مربع سعة المجال الكهربائي عند أحداثي معين تعطينا احتمالية أن يوجد الفوتون عند ذات الموقع". والشكل (16-ب) يبين لنا المواقع حيث تكون احتمالية أن نجد الفوتون كبيرة وحيث تكون صفراً. هنا لا يؤخذ في الاعتبار الموقع الفعلي للفوتون، بل احتمال أن يوجد في موقع معين.

هذه الخصائص للأمواج الميكانيكية والكهرومغناطيسية يمكن أن تُحمل مباشرة إلى الأمواج المادية. نعتبر جسماً مقيداً في حركته بين جدارين تامي الانعكاس تفصلهما مسافة قدرها L . والشكل 17 يبين مثل تلك الأداة التي يمكن أن تستخدم لحبس الإلكترون.



(ب)



(أ)

(شكل 17) (أ) الترتيب الذي يمكن أن يستخدم لحبس الإلكترون في منطقة طولها L بامتداد محور x .
(ب) طاقة كمون الإلكترون. في أية أداة حقيقية لن تتغير الطاقة الكامنة لحظياً من 0 إلى U_0 ، وسوف يستدير منحنيها بزوايا تامة ولن يكون بجوانب راسية.

في الأداة المبينة في الشكل 17 (أ) يستطيع الإلكترون أن يتحرك بحرية في الجزء المركزي، حيث لا وجود لقوى تؤثر عليه، وعندما يبلغ أي من النهايتين، يتصادم مع المنطقة التي يتغير فيها الجهد فجأة من 0 (ذلك الذي أخذناه ليكون الجزء المركزي) إلى $-V_0$ ، الجهد الذي ينتج عن أية بطارية. وبصورة مساوية، تكون الطاقة الكامنة للإلكترون صفراً (0) في الجزء المركزي و $U_0 (= eV_0)$ في الجزئين الخارجيين (شكل 17 ب). فإذا كانت الطاقة الحركية للإلكترونات في المنطقة المركزية أقل من U_0 ، فلن يكون حينئذ قادراً على الهروب من هذا السجن الذي يعرف بالبئر الكموني، بل يبقى متذبذباً إلى الأمام وإلى الخلف بين الجدارين. إن اللغة التي توصف بها حركة الإلكترون في البئر الكموني هي لغة الميكانيك الموجي.

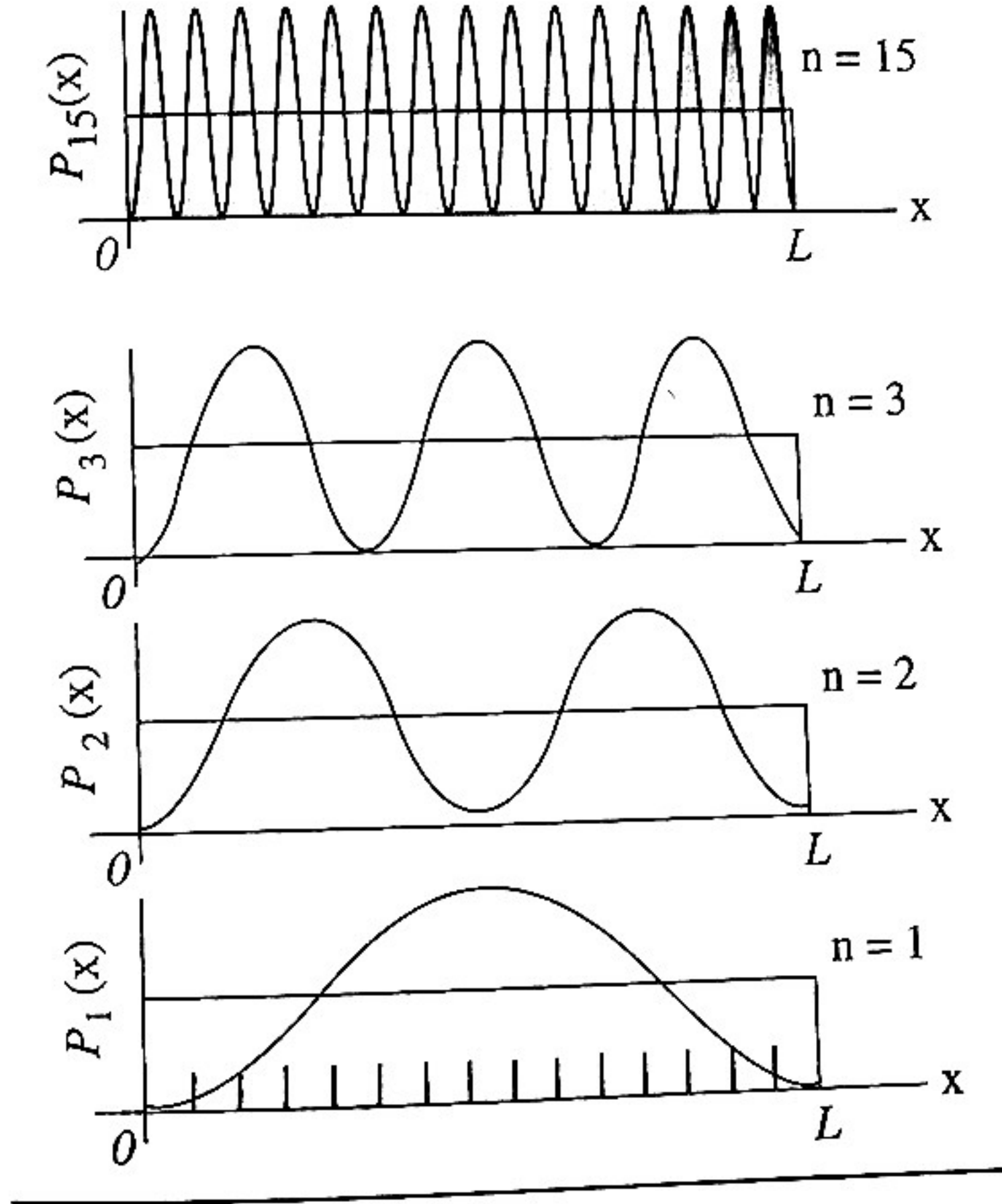
في وصف الأمواج الميكانيكية والكهرومغناطيسية استخدمت الدالتين $y_n(x)$ و $E_n(x)$ دون الاعتماد الزمني الذي يجب أن يوجد لوصف الموجة. وهذا لأن الاهتمام منصب بصورة أساسية على تغيرات السعة مع الموقع، وبالتالي، فلا حاجة لاعتبار الاعتماد الزمني، والشئ نفسه يحصل بالنسبة للأمواج المادية، فبدلاً من الدالة الموجية العامة سنعتبر الجزء الخاص الذي سنكتبه بالصورة $\psi(x)$.

نبدأ بافتراض أن الجدارين عاكسين تماماً لجميع الجسيمات، بمعنى أننا نعتبر بئراً عميقاً لما لانهاية، بحيث أن $U_0 \rightarrow \infty$. وفي هذه الحالة تصبح معادلة شرودنجر (التي

سنفرد لها فقرة خاصة في الفصل القادم) متطابقة مع المعادلات الموجية التي تصف الأمواج الميكانيكية والكهرومغناطيسية، وحلها (حل معادلة شرودنجر) هو:

$$\psi_n(X) = A \sin K_n X = A \sin \frac{n \pi x}{L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-14)$$

حيث الطاقم المسموح به من الأعداد الموجية أو الأطوال الموجية يعطي بالمعادلة (2-10) أو (2-11). والثابت A يتحدد بشرط العيارية (2-9) لاحظ المثال 10.



(شكل 18) الكثافة الاحتمالية $P_n(x)$ محسوبة طبقاً للمعادلة (2-15)، لأربعة قيم مختلفة للعدد الكمومي n والخطوط الأفقية المختزنة للقيم الاهتزازية تبين التوقعات الكلاسيكية لكثافة الاحتمال.

ليس لدالة $\psi_n(x)$ معنى فيزيائياً، وفقط مربعها هو الذي يمتلك هذا المعنى فهو يعطي الكثافة الاحتمالية $P_n(x)$:

$$P_n(x) = |\psi(x)|^2 = A^2 \sin^2 \frac{\pi n x}{L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-15)$$

وتامماً كما كان الحال بالنسبة للمجال الكهربائي في الشكل 16، فإن مربع الدالة الموجية عند موقع معين يشير إلى احتمال وجود الإلكترون عند ذلك الموقع، والشكل 18 يبين بعض هذه الكثافات الاحتمالية.

إن طاقة الجسيم (التي هي طاقة حركية كلياً داخل البئر، لأن $U=0$) مقيدة بطاقم معين من القيم، بمعنى أنها مكممة. لنرى كيف يحصل ذلك. إن الأطوال الموجية الذي يروليه المسموح بها تعطي بالعلاقة (2-10)، ولهذا فإن كمية حركة هذا الجسيم تنحصر في القيم التالية:

$$P_n = \frac{h}{\lambda n} = \frac{nh}{2L} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-16)$$

و من ثم، فإن الطاقة الحركية تساوي:

$$E_n = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \frac{m^2 v^2}{m} = \frac{P_n^2}{2m} = n^2 \frac{h^2}{8mL^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2-17)$$

حيث m هي كتلة الجسيم، و n هي العدد الكمومي. والشكل 19 يبين هذه الطاقات المسموح بها، محسوبة طبقاً لهذه العلاقة. فالإلكترون مسموح له أن يحتل فقط حالات الحركة تلك المطابقة لهذا الطاقم من الطاقات، ولا توجد حالات أخرى مسموح بها للجسيم.

$$n = 4 \text{ ————— } E_4 = 16(h^2/8mL^2)$$

$$n = 3 \text{ ————— } E_3 = 9(h^2/8mL^2)$$

$$n = 2 \text{ ————— } E_2 = 4(h^2/8mL^2)$$

$$n = 1 \text{ ————— } E_1 = h^2/8mL^2$$

(شكل 19) المستويات الطاقية المسموحة، محسوبة من المعادلة (2-16) للإلكترون محبوس في منطقة ذات بعد واحد

حالما توجد الطاقات المسموح بها والدوال الموجية، يصبح ممكناً حل مشكلة الجسم المحبوس وذلك باستخدام تقنيات الميكانيك الكمومي. إن الحل الكمومي يبين أن عدد الصور أو الملامح غير المتوقعة لا تشكل جزءاً من الحل الكلاسيكي للجسم المحبوس، وبعض من هذه الصور هي:

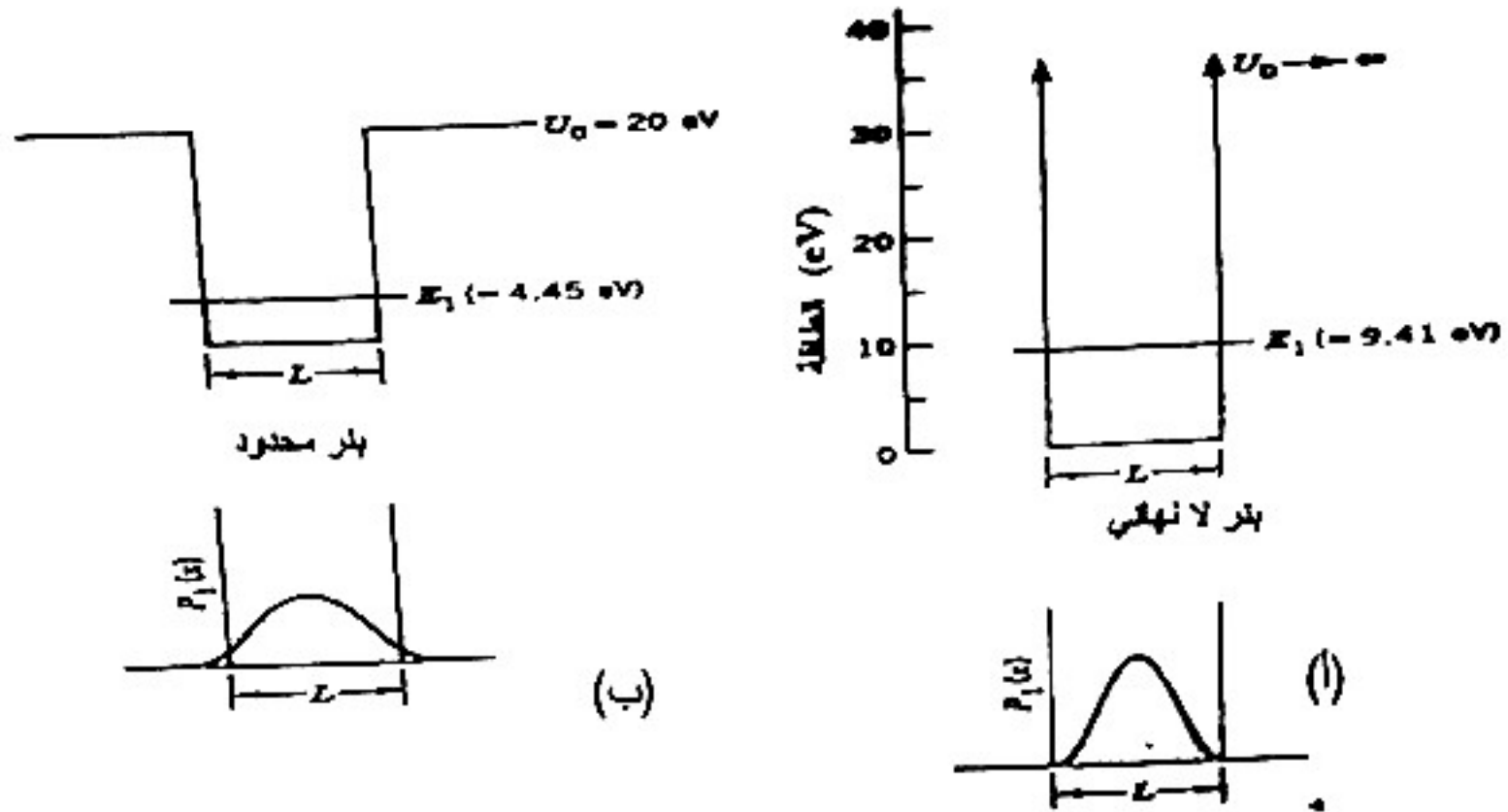
1- أن الإلكترون لا يمكن أن يكون في حالة مسكون في البئر. فالحالة الطاقة الأدنى، وتدعي الحالة الأساسية، تطابق العدد الكمومي $n=1$ في المعادلة (2-17) والشكل 18. والطاقة الأدنى هذه هي ليست صفراً، ولا يمكن إنقاص طاقة الجسم إلى الصفر (فهي طاقته الحركية) و أقل طاقة تعطي بالعلاقة.

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2} \quad (2-18)$$

وتدعي بطاقة النقطة - صفر للبئر اللانهائي. في أنظمة كمومية أخرى قد تأخذ طاقة النقطة - صفر أشكالاً مختلفة ولكن الظاهرة موجودة لجميع الأنظمة الكمومية حتى عند الصفر المطلق لدرجة الحرارة (OK)، حيث الجسم في أدنى حالة طاقة ممكنة، فهو يملك حركة وطاقة.

2- يمضي الإلكترون زمناً أطول في أجزاء معينة من محبسه منها في أخرى.

3- يستطيع الإلكترون أن يهرب من محبسه. ولتوضيح هذه النقطة نعتبر بئران متساويا العرض ($= 10 \times 10^{-10}$ م، قياس ذرة كبيرة تقريباً) أحدهما لا نهائي العمق والآخر عمقه 20eV فقط، كما هو موضح على الشكل 20، الذي يبين أن طاقة الحالة الأساسية للبئر المحدود (4.45 eV) أقل بصورة ملموسة من طاقة الحالة الأساسية للبئر اللانهائي ($= 9.41 \text{ eV}$) محسوبة من المعادلة (2-17). وبالنسبة للبئر اللانهائي فإن نصف طول موجة دي برولي ملائم تماماً بصورة متقنة بين الجدارين الصلبين للبئر. أما البئر المحدود فإن طول موجة دي برولي كبير جداً ولا يمكن أن ينطبق بهذه الطريقة، وبالتالي فهو يندلق خلف جداري البئر، وهذا يعني أن هناك احتمالية محددة أن يوجد الإلكترون خارج البئر المحدود، أي أن يهرب من محبسه.



(شكل 20) بئر كموني (أ) عمق لانهائي و(ب) عمق محدود (20eV) وهما متقارنان، فالبئران لهما نفس العرض (0.2nm)، طاقتيهما عند الحالة الأساسية E_1 وكثافتيهما الاحتماليتين $P_1(x)$ متقارنتان.

مثال 8: اعتبر إلكتروناتاً مقيدة بقوى كهربائية في بئر كموني لانهائي العمق عرضه $L=100 \text{ Pm}$ ، والذي يساوي قطر ذرة واحدة تقريباً، ما طاقات حالاته الثلاثة الدنيا المسموح بها وكذلك الحالة $n=15$ ؟

الحل: من المعادلة (2-17) بالنسبة لـ $n=1$ ، نحصل على:

$$E_1 = \frac{h^2}{8mL^2} = \frac{(6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s})^2}{8(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(100 \times 10^{-12} \text{ m})^2}$$

$$= 6.03 \times 10^{-18} \text{ J} = 37.7 \text{ eV}$$

وبنفس الطريقة نجد الطاقات الأخرى بالنسبة لـ $(h=2,3, 15)$ وهي التوالي

$$15^2 \times 37.7 \text{ eV} \text{ و } 3^2 \times 37.7 \text{ eV} \text{ ، } 2^2 \times 37.7 \text{ eV}$$

مثال 9: مقدار ضئيل جداً من الغبار، كتلته 1 ميكروغرام ($1 \mu\text{g}$) يتحرك إلى الأمام وإلى الخلف بين جداري بئر صلبين تفصلهما مسافة 0.1mm وهو يتحرك ببطء بحيث أن الجسم الغباري فيه يستغرق زمناً قدره 100 ثانية (100 s) لقطع الهوة بين الجدارين، ما هو العدد الكمومي الذي يصف هذه الحركة؟

الحل: نجد أولاً الطاقة الحركية لجسيم الغبار:

$$E(=K) = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} (1 \times 10^{-6} \times 10^{-3} \text{ Kg}) \left(\frac{0.1 \times 10 m^{-3}}{100 S} \right)^2$$

$$= 5 \times 10^{-22} J$$

وهذه تكافئ المعادلة (2-17)

$$E = n^2 \frac{h^2}{8mL^2} \quad (n=1,2,3,\dots)$$

إن نحل هذه المعادلة من أجل n ونعوض عن E بـ $5 \times 10^{-22} J$ ونحصل على:

$$n = \sqrt{\frac{8mL^2 E}{h^2}} = \frac{L}{h} \sqrt{8mE}$$

$$= \frac{0.1 \times 10 m^{-3}}{6.62 \times 10^{-34} J.S} \sqrt{8(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(5 \times 10^{-22} J)}$$

$$\cong 3 \times 10^{14}$$

وهذا عدد كبير جداً، وعملياً يستحيل التمييز بين حالة طاقة عددها الكمومي 3×10^{14} وحالة طاقة مجاورة عددها الكمومي $3 \times 10^{14+1}$ ، لذلك فإن الطبيعة الكمومية لهذه الحركة لن تكشف عن نفسها، ذلك لأن جسيم الغبار مهما كان صغيراً (10^{-9} Kg)، فهو كبير وجسيم عياني بالنسبة للإلكترون مثلاً ($9 \times 10^{-31} \text{ Kg}$). إن الطبيعة الكمومية تتجلى في الجسيمات المجهرية فقط.

مثال 10: أحسب ثابت العيارية A في المعادلة (2-14) الذي يعطى الكثافة الاحتمالية لجسيم محبوس في بئر لانتهائي العمق عرضه L .

الحل: بالنسبة لمسألة الاتجاه الواحد، فإن عنصر الحجم هو عنصر الطول ومن ثم

$$\int_0^L P_n(X) dX = 1 \quad \text{تصبح (2-9)}$$

وبتعويض $P_n(x)$ من المعادلة (2-15) نحصل على:

$$A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n\pi x}{L} dX = 1$$

ولتسهيل إنجاز التكامل نعوض $n\pi x/L$ بـ θ نحصل على

$$\theta = \frac{n\pi x}{L}, \Rightarrow d\theta = \frac{n\pi}{L} dx, \Rightarrow dx = \frac{L}{n\pi} d\theta$$

وبالتعويض في المعادلة العيارية أعلاه، نحصل على:

$$\frac{A^2 L}{n\pi} \int_0^{n\pi} \sin^2 \theta d\theta = \frac{A^2 L}{n\pi} \left(\frac{1}{2} \theta - \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Big|_0^{n\pi} = 1$$

$$\frac{A^2 L}{n\pi} \left(\frac{1}{2} n\pi - \sin 2.n\pi \right) = 1$$

$$\frac{A^2 L}{2} = 1, \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{L}}$$

(2-19)

ومن هنا نستنتج أن ثابت العيارية لا يتضمن العدد الكمومي n ، ولذلك فهو نفسه لجميع حالات النظام.

مثال 11: ثمة إلكترون محبوس في بئر لا نهائي العمق عرضه L . فإذا كان الإلكترون في حالته الأساسية، فما الزمن الذي يقضيه في الثلث المركزي من البئر.

الحل: في المثال السابق وجدنا أن ثابت التعبير A المعبر عنه في المعادلة (2-19) يساوي $\sqrt{2/L}$. لذلك فإن كثافة الاحتمال طبقاً للمعادلة (2-15) بالنسبة للحالة الأساسية

$$P_1(x) = \frac{2}{L} \sin^2 \frac{\pi x}{L} \quad n=1 \text{ هي:}$$

وتكامل هذه الكمية فوق كامل البئر يعطينا وحدة واحدة، وجزء هذا التكامل الذي

$$f = \int_{\frac{1}{3}L}^{\frac{2}{3}L} P_1(X) dx = \frac{2}{L} \int_{\frac{1}{3}L}^{\frac{2}{3}L} \sin^2 \frac{\pi X}{L} dx \quad \text{هو ثلث الجزء المركزي من البئر يعطى بـ:}$$

وبحساب هذا التكامل بنفس الأسلوب الذي اتبعناه في المثال السابق نجد أن:

$f=0.61$ ، بمعنى أن الإلكترون في الحالة الأساسية يمضي 61% من وقته في الثلث المركزي من محبسه، و 19.5% في كل من الثلثين الخارجيين ($0.195+0.61+0.195=1$).
فلو كان الإلكترون يخضع في سلوكه لقوانين الفيزياء الكلاسيكية وليس للفيزياء الكمومية (أي أنه لو لم يكن جسيماً كمومياً) لوجب أن يمضي ثلث وقته في كل منطقة من هذه

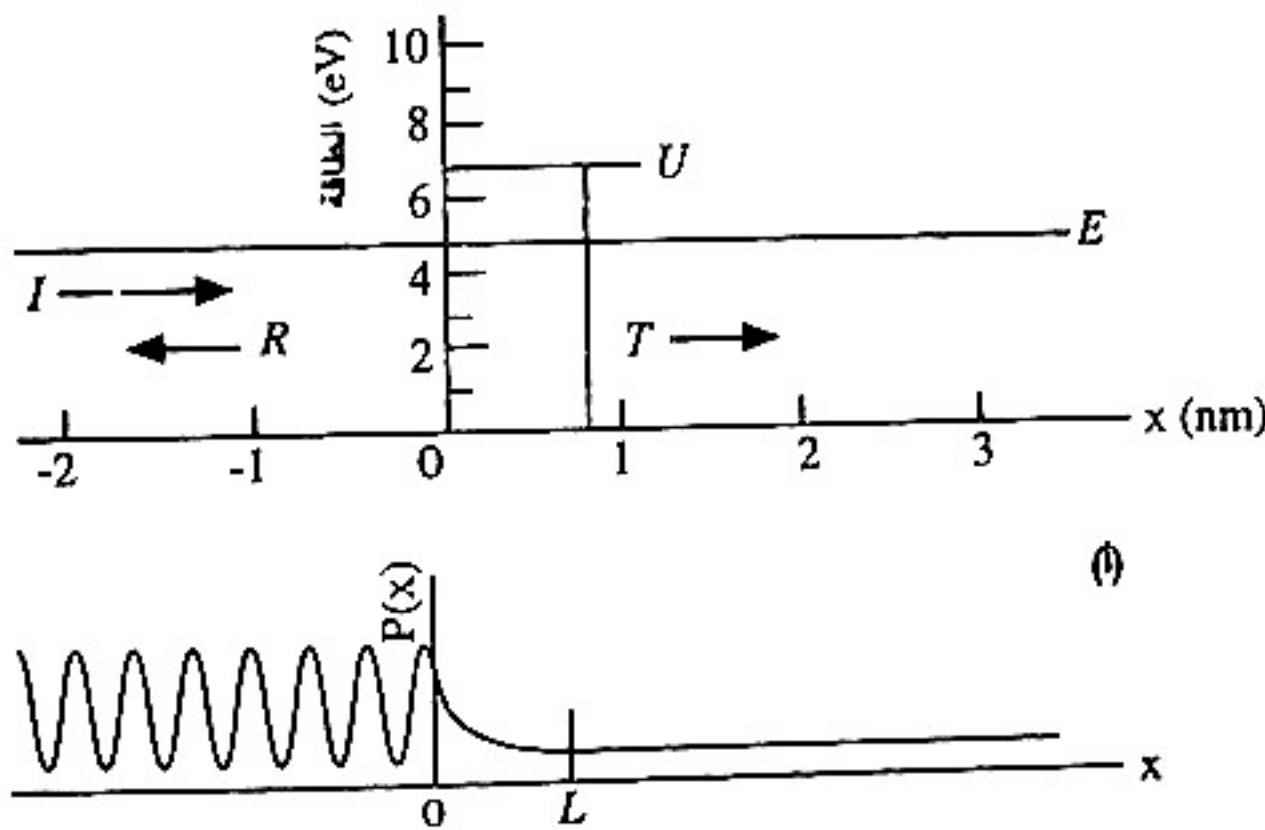
المناطق الثلاثة (المركز والأطراف).

(8-2) الحاجز النفقي

كما رأينا في الفقرة (2-7)، أن الإلكترون المحبوس في بئر والذي لا يستطيع من - وجهة النظر الكلاسيكية - الهروب منه، يمتلك رغم ذلك احتمالية محدودة لأن يكون موجوداً خارج البئر.

يبين الشكل 21 حاجزاً ارتفاعه U وسمكه L . ثمة إلكترون طاقته الكلية $U > E$ يقترب من الحاجز من جهة اليسار. ولأن $U > E$ ، فإن الإلكترون، من وجهة النظر الكلاسيكية، سينعكس عند الحاجز مرتداً في الاتجاه الذي قدم منه. لكن من وجهة نظر الميكانيك الموجي، فإن هناك فرصة محدودة لأن ينفذ الإلكترون عبر الحاجز ويواصل حركته نحو اليمين.

يمكن وصف الحالة أعلاه من خلال تعيين معاملي الانعكاس R والنفوذ T ، ومجموعهما الذي يساوي وحدة واحدة. فمثلاً، لو كان $T=0.05$ ، فمعني ذلك أن 5 إلكترونات من كل 100 إلكترون تنفذ وينعكس 95 إلكترونات.



(شكل 21) (أ) جسيم طاقته الكلية E يسقط من جهة اليسار على حاجز ارتفاعه U . 1 تمثل حزمة جسيمات ساقطة، R حزمة منعكسة، و T نافذة. (ب) كثافة الاحتمال للوصف الموجي لهذا الجسيم. تتراكب الحزمتان الساقطة والمنعكسة لإنتاج أمواج واقفة جهة يسار الحاجز

الجزء ب من الشكل يبين الكثافة الاحتمالية للحالة المدروسة. فعلي يسار الحاجز تمتلك الموجة المادية المنعكسة سعة أصغر من سعة الموجة الساقطة بحيث، رغم وجود التداخل بينهما، لا توجد نقاط تلغي عندها الموجتان إحداها الأخرى إلغاء تاماً. وداخل الحاجز تنحل الموجة أسياً، تماماً كما يحدث لها خارج البئر الكموني في الشكل 20 (ب) السابق. وفي الجانب البعيد للحاجز يكون لدينا موجة مادية مرتحلة ذات سعة مصغرة تعطي كثافة احتمالية منتظمة. ومن معادلة شرودنجر (لاحظ الفقرة (3-6)) يمكن إثبات أن معامل النفوذ T يساوي:

$$T = e^{-2KL} \quad (2-20)$$

حيث:

$$K = \sqrt{\frac{8\pi^2 m(U - E)}{h^2}} \quad (2-21)$$

هذه الصيغة هي تقريب يؤخذ به فقط بالنسبة للحواجز التي إما أن تكون عالية بدرجة كافية أو سميكة بدرجة كافية بحيث يكون معامل النفوذ T صغيراً ($T \ll 1$).

مثال 12: نعتبر إلكترونات طاقته الكلية $E = 5.0 \text{ eV}$ يقترب من حاجز ارتفاعه $U = 6.0 \text{ eV}$ ، كما في الشكل 21 (أ). فإذا كان سمك الحاجز $L = 0.7 \text{ nm}$ ، فما هو: (أ) طول موجة دي برولي، (ب) معامل النفوذ تبعاً للمعادلة (2-20)، (ج) معامل النفوذ إذا نقص سمك الحاجز إلى 0.3 nm ، إذا ازداد ارتفاعه إلى 7.0 eV ، إذا كان الجسم الساقط بروتوناً؟

الحل: (أ) قبل أن يبلغ الإلكترون الحاجز، تكون طاقته الكلية E حركية تماماً، والكامنة صفراً. وبأسلوب مماثل لما عملناه في المثال (2-2) ب، نجد أن $\lambda = 0.55 \text{ nm}$. وبالتالي فإن سمك الحاجز ($L = 0.7 \text{ nm}$) أكبر من طول موجة دي برولي بـ:

$$0.7 \text{ nm} \setminus 0.5 \text{ nm} = 1.3 \text{ مرة.}$$

(ب) لدينا

$$K = \sqrt{\frac{8\pi^2 m(U - E)}{h^2}} = \sqrt{\frac{8\pi^2 (9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(6 \text{ eV} - 5 \text{ eV})(1.6 \times 10^{-19} \text{ J / eV})}{6.62 \times 10^{-34} \text{ J.S}}} \\ = 5.12 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$$

إن الكمية KL تساوي $KL = 5.12 \times 10^9 m^{-1} (0.7 \times 10^{-9} m) = 3.58$

$$T = e^{-2kL} = e^{-2(3.58)} = 7.7 \times 10^{-4} = 0.00077$$
 ومنه فإن

أي أنه من كل 100 ألف إلكترون تصدم الحاجز ينفذ خلاله 77 إلكترون فقط

وينعكس الباقي.

(ج) بإدخال التغيرات المعطاة على حل الفرع ب من المثال، نحصل على

$$L = 0.3nm : T = 0.1$$

مسائل

طول موجة دي برولي:

- 1- رصاصة كتلتها 41g تسير بسرعة 960m/s،
(أ) ما الطول الموجي الذي يمكن أن يرافق هذه الرصاصة؟ (ب) لماذا لا تظهر الطبيعة الموجية للرصاصة نفسها من خلال الآثار الحيودية؟
 - 2- أحسب الطول الموجي لـ 1.0 KeV (أ) إلكترون ، (ب) فوتون ، (ج) نيوترون.
 - 3- إذا كان الطول الموجي للبروتون هو 0.113pm، فما هي سرعة البروتون؟ (ب) خلال أي جهد كهربائي سيعجل البروتون من السكون ليكتسب هذه السرعة؟
 - 4- جسيم لانسبي يتحرك بسرعة أكبر من سرعة الإلكترون بثلاث مرات والنسبة بين طول موجة دي برولي للجسيم إلى طول موجة دي برولي للإلكترونات هي 1.813×10^{-4} ، ما هذا الجسيم إذا علمت أن كتلة النيوترون هي 1.67×10^{-27} Kg.
 - 5- في التلفزيون الملون العادي، تعجل الإلكترونات خلال فرق جهد مقداره 25.0KV أوجد طول موجة دي برولي لمثل هذه الإلكترونات (أ) باستخدام التعبير الكلاسيكي لكمية الحركة ، (ب) بأخذ النسبية في الحساب.
- فحص فرضيات دي برولي:
- 6- ينتفع المطياف البلوري السينيوتروني من المستويات البلورية المفصولة بمسافة $d=73.2\text{pm}$ في بلورة البيريليوم. كم يجب أن تكون زاوية براغ θ بحيث تنعكس فقط النيوترونات ذات الطاقة الحركية $K=4.2\text{eV}$ ؟ اعتبر فقط الرتبة الأولى للانعكاس.
 - 7- في تجربة دافيسون وجيرمر (أ) بأي الزوايا ستظهر حزمتي الرتبين الثانية والثالثة المنكسرتين طبقاً لأقوى القيم العظمى في الشكل (2-7)؟ (ب) بأية زاوية ستظهر حزمة الرتبة الأولى المنكسرة إذا كان الجهد المعجل يتغير من 54 إلى 60v؟
 - 8- حزمة نيوترونات ذات طاقة دنيا تنبثق من مفاعل وتحدد من بلورة. الطاقات الحركية

للفوتونات محتواة في أشرطة بعرض ΔK متمركزة على طاقة حركية K . بين أن زوايا الحيود لرتبة معينة تعطي مدى مقداره $\Delta \theta$ درجة ويتحدد بالعلاقة:

$$\Delta \theta = \left(\frac{90}{\pi} \right) (\tan \theta) \frac{\Delta K}{K}$$

حيث θ زاوية حيود النيوترون ذا الطاقة الحركية K

الموجة، العتبة الموجية، والجسيمات:

9- إشارة من محطة تلفزيونية تشتمل على نبضات بعرض زمني كامل $\Delta t = 10ns$ هل ملائم أن يرسل التلفزيون في شريط البث الإذاعي المعدل السعة (AM) الذي يمتد من حوالي 500 إلى $1600KHz$ ؟

10- باستخدام مصراع النافذة الدوار تستمع إلى شوكة قياسية ترددها $450Hz$ لمدة $0.23s$ ما هو التوسع التقريبي للترددات المتضمنة في هذا النبض الصوتي؟

مبدأ الشك لهايزنبرغ:

11- نواة في ذرة مثارة تعود إلى الحالة الأساسية بعد أن تبعث بإشعاع غاما، فإذا كان معدل نصف العمر لهذه النواة في إحدى حالات الإثارة ذات الطاقة $1.32MeV$ هو $8.7ps$ ، ما هو الشك في طاقة فوتون إشعاع غاما المنبعث؟

12- أستخدم مايكروسكوب يعتمد الفوتونات في عمله لتحديد موقع الإلكترون في الذرة بعمق قدره 12 Pm ، ما هو أدنى شك في كمية حركة الإلكترون المحدد موقعه بهذه الطريقة.

13- أوجد الشك في موقع جسيم، بدلالة الطول الموجي الذي يرولي له، إذا كان مقدار الشك في سرعة الجسيم مساوياً للسرعة نفسه.

الجسيم المحبوس والكثافات الاحتمالية:

14- (أ) احسب أصغر طاقة مسموح بها لإلكترون محبوس داخل بئر عمقه لانهاضي وعرضه يساوي قطر نواة ذرية حوالي $(1.4 \times 10^{-14} \text{ m})$. (ب) أعد الحساب لـ

نيوترون. ج) قارن هاتان النتيجتان مع طاقة ربط (بضع MeV) البروتونات والنيوترونات داخل النواة.

15- إلكترون، محبوس في بئر لانهائي عرضه 253Pm ، في الحالة الأساسية ($n=1$). ما مقدار الطاقة التي يجب أن يمتصها ليقفز إلى حالة الإثارة الثالثة ($n=4$)؟

16- اعتبر إلكترونًا مسجونًا في بئر لانهائي عرضه 98.5 Pm . فإذا كان الإلكترون في الحالة ذات العدد الكموني $n=15$ فما هو:

أ) طاقته.

ب) الشك في كمية حركته.

ج) الشك في موقعه.

17- أين نقاط أقصى وأدنى احتمالية لجسيم محبوس في بئر لانهائي العمق عرضه L إذا كان الجسيم في حالة n ؟

18- جسيم مقيد بين جدارين صليبين متموقعا عند $X=0$ و $X=L$. بالنسبة للحالة الطاقية ($n=4$) أ) ارسم منحنى الكثافة الاحتمالية لموقع الجسيم. احسب الاحتمالات التقريبية لإيجاد الجسيم داخل المنطقة L $\Delta X=0.0003$ عندما ب) ΔX متموقعة عند $X=L/8$ و ج) عند $X=3L/16$. عد إلى المنحنى الذي رسمته ولاحظ إذا كانت نتائجك معقولة أم لا؟

الحاجز النفقي

19- أ) بروتون وب) ديترين (الذي له نفس شحنة البروتون لكن ضعف كتلته) سقطا على حاجز سمكه 10fm وارتفاعه 10MeV ، فإذا كانت الطاقة الحركية لكل جسيم هي 3.0MeV فما هي احتماليتي العبور بالنسبة لهما؟

20- افرض أن حزمة من البروتونات، الطاقة الحركية لكل بروتون فيها هي 5.0eV تسقط على حاجز ارتفاعه 6.0eV وسمكه 0.7nm وبمعدل يكافئ تياراً قدره 1.0KA . كم يلزم من الوقت - بالمعدل - لكي يعبر الحاجز بروتون واحد.

الفصل الثالث

بنية الهيدروجين الذري في المنظورين
الكلاسيكي والكمومي

هذا الفصل مكرس للإجابة على سؤال "ما هي شبة الذرة" (Atom like) من وجهة نظر الميكانيك الموجي". إن فهم بنية الذرة هو أمر جوهري إذا أردنا أن نفهم كيف ترتبط الذرات لتشكل جزيئات وأجسام صلبة. فالكيمياء وفيزياء الحالة الصلبة كليهما تعتمدان على معرفة البنية الذرية المكتسبة من الميكانيك الموجي.

إن اختيار الهيدروجين كنموذج للبدء بدراسة البنية الذرية جاء على أساس ما تتمتع ذرة الهيدروجين من بساطة، ولأن خواصه يمكن أن تحسب بدقة ودون تقريب، ما يسمح بالمقارنة بين التجربة والنبوءة لنظريات متنوعة في الميكانيك الكمومي والإلكتروديناميكي.

(1-3) السلاسل الطيفية للهيدروجين

دراسة الإشعاع المنبعث أو الممتص بواسطة الأنظمة الذرية (ذرات، جزيئات، إلكترونات، وغيرها ...) هي التي راكمت ما لدينا من معرفة عن هذه الأنظمة.

يبين الشكل 1 طيف الهيدروجين وفيه تظهر عدة تراتيب أو انتظامات: فتباعد الخطوط الطيفية يتناقص كلما ذهبنا جهة الأطوال الموجية القصيرة، بينما الأطوال الموجية نفسها تقترب من حد (نهاية) تدعى (الحد السلسلي أو نهاية السلسلة). كان بالمر Johannes Balmer، مدرس المدرسة السويسرية العليا، قد طور في العام 1885 صيغة تجريبية للأطوال الموجية لخطوط الهيدروجين الذري هي، بوحدات النانومتر:

$$\lambda = 364.6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (3-1)$$

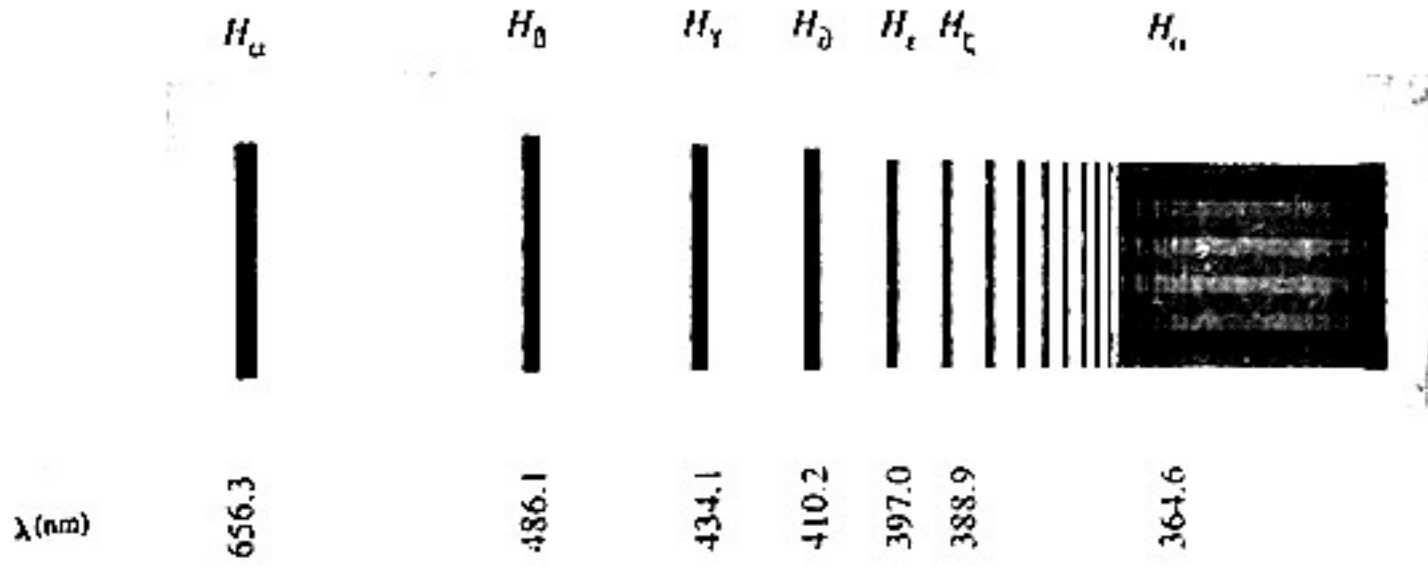
و تقع في المنطقة المرئية وتدعى بسلسلة بالمر. في 1890 عدل ريديبيرج (Rydberg) صيغة بالمر هذه بالصورة:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right), n=3,4,5,\dots \quad (3-2)$$

حيث R ثابت ريديبيرج وقيمه $1.097 \times 10^7 m^{-1}$. ثم أعاد كتابتها بصورة أكثر عمومية، تدعى صيغة بالمر - ريديبيرج:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n=m+1, m+2, \dots \quad (3-3)$$

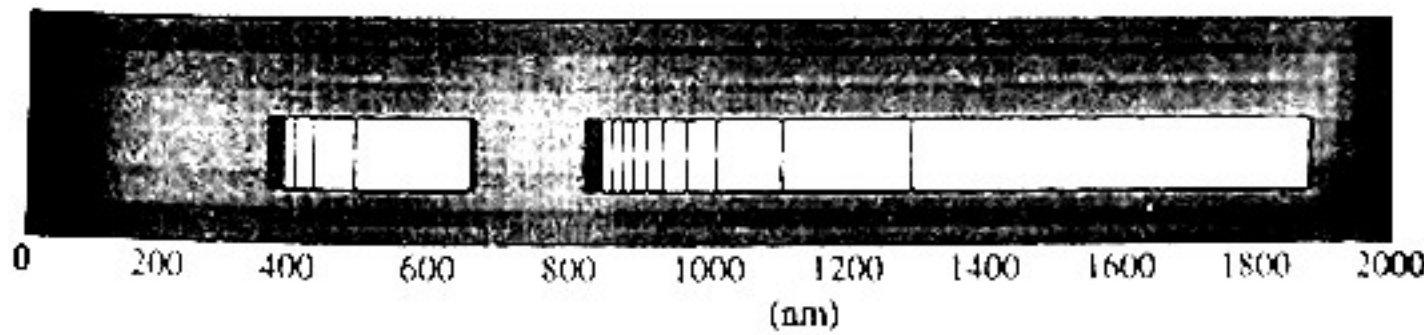
حيث $m = 2$ بالنسبة لسلسلة بالمر.



(شكل 1) صورة فوتوغرافية للخطوط الطيفية لسلسلة بالمر في الهيدروجين

على أن هناك سلاسل طيفية أخرى غير سلسلة بالمر، تطابق قيماً ثابتة أخرى لـ m ، إحداها تقع في المنطقة تحت الحمراء وتطابق $m=3$ ، والأخرى في المنطقة فوق البنفسجية، وتطابق $m=1$. جميع هذه السلاسل يمكن أن تتطابق مع صيغة بالمر - ريدبيرج (3-3) على نحو متقطع وبقيم معطاة لـ m وسلسلة من القيم لـ n مبتدأة بـ $m+1$ ومنتهية بالحد السلسلي عندما $n \rightarrow \infty$ جهة الأمواج القصيرة يساراً.

يبين الشكل 2 السلاسل التي من أجلها $m=1$ (وتدعى بسلسلة ليمن Lyman series) و $m=2$ ، و $m=3$ (سلسلة باشن Paschen Series) وبعض الأطوال الموجية لهذه السلاسل مدون في الجدول 1.



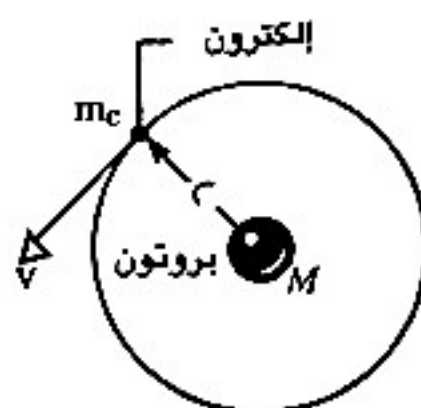
(شكل 2) سلاسل ليمن، بالمر، وباشن للهيدروجين. لحل سلسلة تنتهي عند الأمواج القصيرة (يساراً)

جدول 1: طيف الهيدروجين (بعض الخطوط المختارة)

اسم السلسلة	العدد الكمي		الطول الموجي (nm)
	Nm (الحالة الأدنى)	n (الحالة الأعلى)	
ليمان	1	2	121.6
	1	3	102.6
	1	4	97.0
	1	∞ (الحد السلسلي)	91.2
بالمر	2	3	656.3
	2	4	486.1
	2	5	434.1
	2	∞ (الحد السلسلي)	364.6
باشن	3	4	1875.1
	3	5	1281.8
	3	6	1093.8
	3	∞ (الحد السلسلي)	822.0

(2-3) نموذج بور الكوكبي وفرضياته الكمومية

لفهم صيغة بالمر - ريديبيرج (3-3) التجريبية اقترح بور في 1913 نموذجاً يدور فيه الإلكترون حول النواة مثل كوكب حول الشمس، كما هو موضح على الشكل 3.



(شكل 3) نموذج بور لذرة الهيدروجين وفيه يتحرك الإلكترون في مدار دائري حول بروتون مركزي.

باقترح بور لهذا النموذج يكون قد انتهك إحدى نبوءات الفيزياء الكلاسيكية القائلة (إن الإلكترون المعجل (حتى المعجل مركزياً) يبعث طيفاً مستمراً من الإشعاع كما هو يفقد طاقته متخذاً سبيلاً لولبياً إلى داخل النواة". ولكن هذا لم يحدث. اعتمد بور في نموذجيه هذا على ثلاثة مبادئ أساسية ضمنها في فرضيتين، أحدثت كلاهما انقلاباً في وجهات النظر الحديثة في عالم الفيزياء، ليس بالنسبة لذرة الهيدروجين فحسب، بل ولمنظومات ذرية، جزيئية، ونووية لجميع الأنواع. هاتان الفرضيتان كانتا في أساس تطوير النظرية الكمومية لبور عن بنية الذرة، وهما:

1- الفرضية الأولى - فرضية الحالات المستقرة:

تستطيع الذرات والأنظمة الذرية (جزيئات، إلكترونات، أنوية، ... الخ) أن تُمكث طويلاً فقط في حالات محددة، حالات مستقرة، دون أن تشع الطاقة أو تمتصها، بصرف النظر عما يحدث من حركات للجسيمات المشحونة في هذه الحالات. في هذه الحالات تظهر الأنظمة الذرية طاقات تشكل طواقم متقطعة $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$. هذه الحالات تتصف باستقرارها، فأي تغيير للطاقة نتيجة لامتصاص أو إصدار أشعة كهرومغناطيسية أو نتيجة للتصادم يمكن أن يحصل فقط عند الانتقال الكامل (انتقالاً قفزياً) من حالة إلى أخرى. إن الطواقم الطاقية التي تظهرها الأنظمة الذرية في الحالات المستقرة هي التعبير عن حقيقة أن طاقة الذرة عند بور مكممة. إن هذه الحقيقة الحاسمة والمذهلة التي أدركها بور مبكراً تعني أن خواصاً ميكانيكية أخرى هي أيضاً تتكمم في نموذج بور الكوكبي للذرة، مثل تكميم كمية الحركة الزاوية، الذي لا يقل أهمية حاسمة عن تكميم الطاقة.

فوفقاً لبور يتخذ الإلكترون مداراً له حول النواة بحيث تكون فيه كمية حركته الزاوية L_n مساوية لمضاعفات صحيحة من ثابت بلانك المجزأ $\hbar$:

$$L_n = n \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n\hbar, \quad n=1,2,3,\dots \quad (3-4)$$

حيث n هو العدد الكمومي الرئيسي الذي يشير إلى رقم المدار المرفق دائماً بالحالة المستقرة. هذه المعادلة (3-4) اقترحها بور كفرضية أساسية اختيارية تطورت من خلالها نظريته الكمومية (لاحظ الفقرة 3-3). وهنا تكمن مفخرة بور الرئيسية.

2- الفرضية الثانية - فرضية التردد:

عند الانتقال من حالة مستقرة إلى أخرى تصدر الذرات أو تمتص الإشعاع فقط بتردد محدد تماماً. فالإشعاع، الصادر أو الممتص عند انتقال الذرة من حالة ابتدائية (علياً) طاقتها E_n إلى حالة نهائية (دنياً) طاقتها E_m هو إشعاع أحادي اللون يتحدد تردده بالعلاقة:

$$h\gamma_{nm} = E_n - E_m \quad (3-5) \quad (\text{شرط التردد لبور})$$

أي أن طاقة الفوتون، الصادر أو الممتص، هي طاقة أحادية وتساوي الفرق في الطاقة بين الحالتين E_n و E_m .

كلا الفرضيتان الأولى والثانية تتناقضان بحدّة مع متطلبات الإلكتروديناميكا الكلاسيكية، لأنه وفقاً للفرضية الأولى، فإن الذرات لا تشع أمواجاً كهرومغناطيسية، بصرف النظر عما إذا كانت إلكتروناتها تتجز حركة متسارعة (كدورائها في مدارات مغلقة حول النواة مثلاً) أم لا، مثلما تقضي ذلك النظرية الكلاسيكية، ووفقاً للفرضية الثانية، فإن الترددات الصادرة لا تمت بصلة إلى ترددات الحركة الدورية للإلكترونات.

كيف تُفسر صيغة بالمر - ريدبيرج بدلالة فرضيتي بور؟ يمكن البدء بإعادة كتابة صيغة بالمر - ريدبيرج (3-3) بما يتناسب مع البنية العامة لشرط التردد لبور (3-5) وذلك بأن نضرب طرفيها بـ hc ونستبدل C/λ بـ γ_{nm} ، لنحصل على:

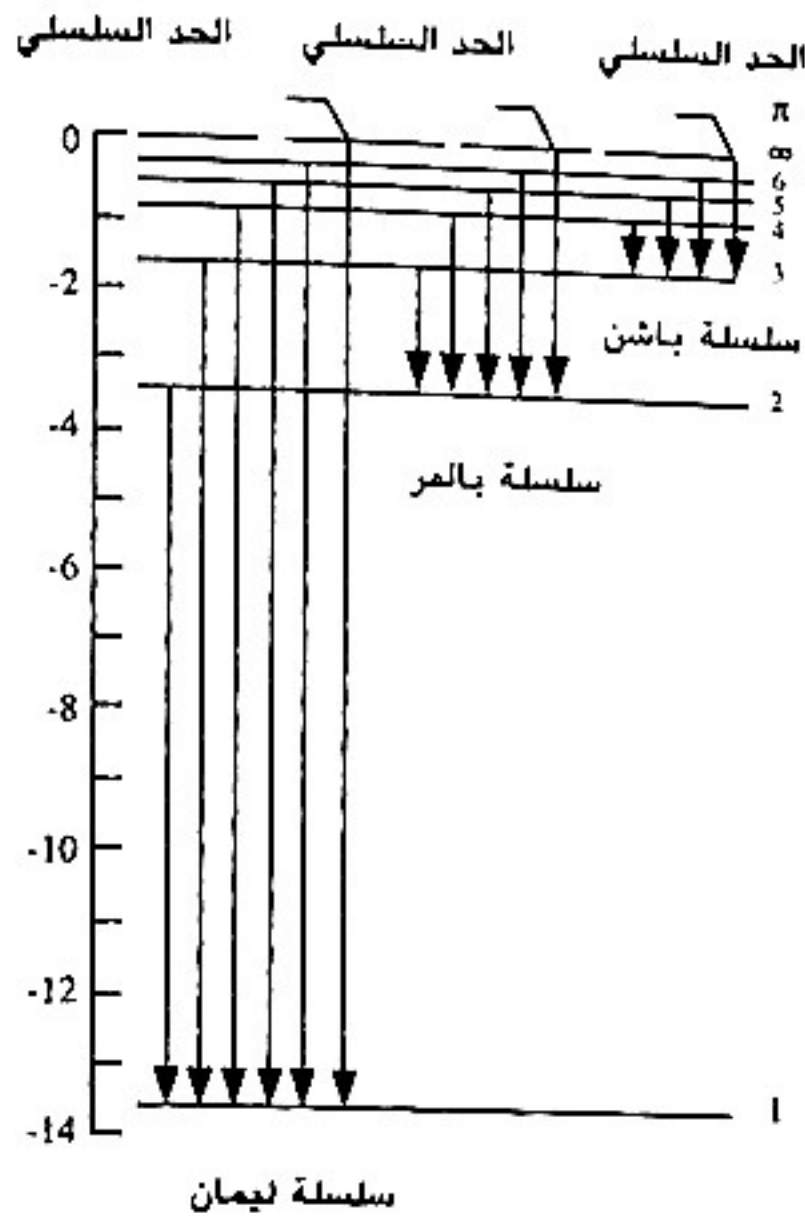
$$h\gamma_{nm} = \left(-\frac{hcR}{n^2} \right) - \left(-\frac{hcR}{m^2} \right)$$

نقارن هذه النتيجة حداً بحد مع المعادلة (3-5) نستنتج أن:

$$E_n = -\frac{hcR}{n^2} \quad \text{و} \quad n=1,2,3,\dots \quad (3-6)$$

وهذا بالنسبة لطاقات الحالات المستقرة لذرة الهيدروجين. والإشارة السالبة، لأن الذرة في حالة مقيدة، بمعنى أن شغلاً يجب أن يبذل بواسطة جهة خارجية لانتزاعها بعيداً عن قيدها. (إن الطاقة الكامنة التي تساوي صفراً عند الفاصلة اللانهائية للبروتون والإلكترون، هي سالبة أيضاً وأكبر بالمقدار من الطاقة الحركية للذرة المقيدة.) وبنفس الطريقة يكون النظام الأرضي - الشمسي حالة مقيدة، بمعنى أن شغلاً يجب أن يبذل

بواسطة جهة خارجية لانتزاع هذا النظام بعيداً عن قوة الجاذبية الممسكة بالأرض والشمس معاً.



(شكل 4) مستويات الطاقة والانتقالات في طيف ذرة الهيدروجين

يبين الشكل 4 مخططاً لذرة الهيدروجين ، الطاقات فيه محسوبة من المعادلة (3-5) لكل مستوى معلّم بعدده الكمومي n . والأسهم التي تشير إلى الأسفل رابطة مستويين طاقيين مع بعضهما تمثل (الأسهم) انبعاثات الفوتونات طبقاً لفرضية بور للتردد (3-4) والخطوط الطيفية لبعض هذه الانبعاثات مبيّنة أطوالها الموجية في الجدول 1.

مثال 1: احسب طاقة الارتباط للهيدروجين الذري التي يجب إضافتها إلى الذرة لنزع الإلكترون من حالته الطاقية الأدنى.

الحل: نزع الإلكترون من الذرة معناه إبعاده عنها نهائياً بحيث تصبح الفاصلة بينهما لا نهائية وعندئذ تكون طاقة الذرة طاقة كامنة فقط ومساوية للصفر، كما جاء في ملاحظتنا أعلاه، هذه الطاقة يمكن حسابها بوضع $n=\infty$ في المعادلة (3-5) لنجد أن $E_{\infty} = \frac{hcR}{\infty} = 0$. هذا يعني أن هناك طاقة ارتباط E_b فقط عندما يكون الإلكترون مرتبط

أو مقيد في الذرة، وهي تساوي عددياً طاقة الذرة في حالتها الطاقية الدنيا، وتوجد بتعويض $n=1$ في المعادلة (3-5):

$$\begin{aligned} E_b = -E_1 &= -\left(\frac{-hcR}{n^2}\right) = hcR = \\ &= (6.63 \times 10^{-34} \text{ J.S}) (3 \times 10^8 \text{ m/s}) (1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}) \\ &= 2.18 \times 10^{-18} \text{ J} = 13.6 \text{ eV} \end{aligned}$$

هذه القيمة المحسوبة لطاقة الارتباط لذرة الهيدروجين توافق طاقة الارتباط المشاهدة عملياً لذرة الهيدروجين.

مثال 2: (أ) ما هو الطول الموجي لأصغر فوتون طاقي في طيف بالمر؟ (ب) ما هو الطول الموجي للنهاية السلسلية لسلسلة بالمر؟

الحل: (أ) نطابق سلسلة بالمر (شكل 4) بوضع $m=2$ في المعادلة (3-3). ومن العلاقة $E = h\gamma$ يتبين أن الفوتون الأصغر طاقياً هو الأقل تردداً، وبالتالي الأكبر طولاً موجياً. هذا يعني أننا يجب أن نضع $n=3$ (أقل قيمة ممكنة) في العلاقة (3-3) لنحصل على أكبر طول موجي ومنه على أصغر فوتون طاقي.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \\ &= (1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}) \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = 1.524 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \end{aligned}$$

أو

$$\lambda = 6.563 \times 10^{-7} \text{ m} = 656.3 \text{ nm}$$

(ب) من الشكل 4 يتضح لنا أن سلسلة بالمر (وهي سلسلة انبعائية إسوة ببقية السلاسل) تبدأ من جميع المستويات الطاقية ($n=m+1$) فما فوق وصولاً إلى الحد النهائي للسلسلة $n = \infty$ وتنتهي عند المستوي الثاني الذي بالنسبة له تكون $m = 2$. نعوض عن هذا كله في المعادلة (3-3) لنحصل على الطول الموجي للحد السلسلي المطلوب.

$$\frac{1}{\lambda} = (1.097 \times 10^7 m^{-1}) \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty} \right)$$

$$\lambda = 364.6 nm$$

وكلا هذان الطولان الموجيان مدونان في الجدول 1.

(3-3) تكميم المدارات الدائرية

في أساس نظرية بور تكمن فرضيته حول الحالات المستقرة وشرط التردد، المصاغتين في الفقرة السابقة. وهما، كما أُشير إلى ذلك آنفاً في تناقض حاد مع قوانين الفيزياء الكلاسيكية. ففي الوقت الذي تتطلب فيه فرضيتا بور وجود تقطع متعاقب لحالات مستقرة أو مستويات طاقة يمكن أن يتواجد فيها النظام الذري وتكون "مرافقة" بطاقم من المدارات الكمومية المختارة، فإن الميكانيك الكلاسيكي يقود إلى مجموعة من المدارات المستمرة. هذا التناقض يمتلك طبيعة عامة للغاية. فجميع الحقائق تشير إلى أن التقطع (أو اللاتواصل) يتجلى في ظواهر العالم الذري، وهو يتميز بثابت بلانك. وعلى العكس من ذلك، فإن الظواهر العيانية (ذات القياس الكبير) تنسم على الخصوص بالتواصل (أو الاستمرار).

ومن هنا نصل إلى استنتاج، أن الميكانيك الكلاسيكي بكمياته المتغيرة باستمرار لا ينطبق على الظواهر الذرية. فالجسيمات الصغيرة كالإلكترونات، البروتونات، وغيرها، تخضع في حركتها لقوانينها الكمومية تماماً، المختلفة بحدة عن قوانين الميكانيك الكلاسيكي. لكن ذلك لم يكتشف إلا بعد حضي اثني عشر عاماً من صياغة فرضيتي بور أعلاه.

بداية ندرس كيف تمت صياغة تلك البديهية الخاصة التي على أساسها جري في نظرية بور اختيار المدارات الكمومية: ننطلق من أبسط نموذج للذرة، ذلك المتمثل في نواة موجبة الشحنة يدور حولها إلكترون بمدار دائري. ومثل هذه البديهية تعتبر تعميماً لبديهية بلانك من أجل اختيار حالات كمومية لهزاز خطي، تتحقق من أجله فقط الطاقات التي تساوي: (انظر الفقرة 3-7)

$$E_n = n\hbar\omega \quad \text{أو} \quad \frac{E}{\omega} = n\hbar \quad (3-7)$$

يمكن النظر إلى هذا الشرط كمطلب عام مفاده "أنه في الأنظمة الذرية ، فإن الكمية التي قياسها (طاقة / تردد) أو ما يكافئه (طاقة × زمن)، وتدعى فعلاً، يجب أن تكون مضاعفات لثابت بلانك المجزء h ."

تتميز حالة الهزاز الخطي في الميكانيك الكلاسيكي بالإحداثي الديكارتى x وبكمية الحركة المرافقة له mx نرسم لهذين المتغيرين بـ q و p نمثل حالة الهزاز بنقطة في الفضاء الطوري. وبما أن حالة النظام (الهزاز) توصف بالمتغيرين P و q ، فإن الفضاء الطوري في هذه الحالة مستوي، وكل حالة من حالات النظام تمثل بنقطة على هذا المستوى. وعند حركة النظام تغير هذه النقطة موضعها متخذة لها بعض مسار طوري، والطاقة الكلية للهزاز في هذا المسار هي:

$$E = K + U = \frac{1}{2} m \dot{q}^2 + \frac{1}{2} K q^2 = \frac{p^2}{2m} + \frac{K q^2}{2}$$

$$\frac{p^2}{2mE} + \frac{q^2}{2E/K} = 1$$

وبإدخال ثابتين جديدين هما:

$$a = \sqrt{2mE} \quad , \quad b = \sqrt{2E/K} \quad (3-8)$$

نحصل على:

$$\frac{p^2}{a^2} + \frac{q^2}{b^2} = 1 \quad (3-9)$$

وهذه هي معادلة قطع ناقص (البيس)؛ بمعنى أن المسار الطوري للهزاز الخطي هو قطع ناقص، مساحته πab لذلك فإن $\oint p dq = \pi ab$ من العلاقة (3-8) لدينا:

$$\pi ab = \pi \sqrt{2mE} \sqrt{2E/K} = 2\pi E \sqrt{m/K}$$

وبالنسبة للهزاز التوافقي، فإن التردد الزاوي $\omega = \sqrt{k/m}$ لذلك، فإن:

$$\oint p dq = \pi ab = 2\pi E \sqrt{m/K} = 2\pi E / \omega \quad (3-10)$$

وبملاحظة المعادلة (3-7) ، نحصل على:

$$\oint P dq = 2\pi n\hbar = n\hbar \quad (3-11)$$

هذه المعادلة يمكن النظر إليها كشرط عام للتكميم بالنسبة لأي نظام بدرجة حرية واحدة إذا أخذ بنظر الاعتبار أن المقصود بـ q و p هما إحداثي معمم وكمية حركة مرافقة له.

نطبق هذا الشرط العام على نموذج الإلكترون الدائر في مدار دائري ونختار الزاوية القطبية φ كإحداثي يصف وضع الإلكترون على المدار، فسيكون $P\varphi = mr^2\dot{\varphi}$ هو كمية الحركة المرافقة له (للإحداثي φ). نعوض عن q و P في المعادلة (3-11) بـ φ و $P\varphi$ على التوالي، آخذين بنظر الاعتبار أنه وفقاً لقانون حفظ كمية الحركة، فإن $P\varphi = \text{Constant}$ ، نحصل على:

$$2\pi n\hbar = \oint p dq = \int_0^{2\pi} p\varphi d\varphi = p\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p\varphi$$

ومنه، نجد أن:

$$P\varphi = n\hbar \quad (3-12)$$

وهذه هي قاعدة التكميم المنشودة للمدارات الدائرية: فمن بين جميع المدارات الممكنة كلاسيكياً تتحقق فقط تلك المدارات التي كمية الحركة الزاوية فيها هي مضاعفات $\hbar$. وعلى هذا الأساس فإن كمية $\hbar$ هي الوحدة الكمومية لكمية الحركة الزاوية.

(4-3) نظرية بور

نعود مرة أخرى إلى نظرية بور. نعتبر ما يعرف "بالذرة شبيهة الهيدروجين"، أي النظام المتكون من نواة بشحنة $+Ze$ ($-Z$ عدد صحيح) وإلكترون واحد. عند $Z=1$ ، فإن النظام هو ذرة هيدروجين، وعند $Z=2$ - ذرة هيليوم مؤينة مرة واحدة He^+ ، وعند $Z=3$ - ذرة ليثيوم مؤينة مرتين Li^{++} ، وعند $Z=4$ - Be^{+++} ، وهلم جراً.

من النظرية الحركية للغازات، معروف أن مقاييس الذرة هي بحدود 10^{-8} Cm، ومن تجربة رذرفورد الخاصة باستطارة جسيمات α ، ينتج أن قانون كولوم له مكان في الذرة

بمدي 10^{-12} Cm. بمعنى أن مجال النواة الحقيقي يتجاوز كثيراً حدود النموذج المقترح أعلاه (الذرة شبيهة الهيدروجين)، وأن التأثير المتبادل بين الإلكترون والذرة يخضع لقانون كولوم، أي أن القوة التي تمسك بها النواة بالإلكترون يجب أن تساوي:

$$F_e = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{Ze(e)}{r^2} = \frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} \quad (3-13)$$

وإذا افترضنا أن حركة الإلكترون في الذرة تخضع لقوانين الميكانيك الكلاسيكي فإن قانون كولوم يمكن أن يتوحد مع قانون نيوتن الثاني المطبق على الإلكترون المعجل في مداره الدائري حول النواة في نموذجنا المدروس:

$$\frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} = me \frac{v^2(r)}{r} \quad (3-14)$$

ومنه فإن السرعة الخطية للإلكترون (me) هي:

$$v(r) = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 me r}} \quad (3-15)$$

والطاقة الكلية للإلكترون هي:

$$E = K(r) + U(r) = \frac{1}{2} me v^2(r) + \left(-\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{(Ze)^e}{r} \right) \quad (3-16)$$

$$= \frac{Ze^2}{8\pi \epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r} = -\frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r}$$

ومن علاقة تكميم كمية الحركة الزاوية (3-12) وتحديد كمية الحركة نحصل على:

$$P\varphi = me\varphi' = me\omega = mev(r)r = n\hbar \quad (3-17)$$

بالتعويض عن $v(r)$ من (3-15) وحل (3-17) من أجل r ، نجد:

$$r_n = \left(\frac{\epsilon_0 \hbar^2}{Ze^2 \pi me} \right) n^2 = a_0 n^2 \quad n=1,2,3,\dots \quad (3-18)$$

حيث a_0 يعرف بنصف قطر بور ويساوي بالنسبة لذرة الهيدروجين ($Z=1$)

ولمدارها الأول ($n=1$).

$$a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 5.292 \times 10^{-11} m = 52.92 pm$$

وبالتعويض عن نصف قطر المدار m (3-18) في (3-16)، نجد الطاقة الكلية للنزعة في الحالة (المستوي الطاقوي) n

$$E_n = -\frac{meZe^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n, 1, 2, 3, \dots \quad (3-19)$$

حيث يمكننا الحصول من هذه العلاقة على القيم الكمومية للطاقة $E_1, E_2, E_3, \dots$ من أجل كل حالة مستقرة من حالات النظام. $n, 1, 2, 3, \dots =$

بالتعويض عن الطاقة (3-19) من أجل E_m و E_n في شرط بور للتردد (3-5)، نحصل على صيغة بالمر - ريدبيرج (3-3)

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{meze^4}{8\epsilon_0^2 Ch^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3-20)$$

وبوضع $Z=1$ ، نحصل على صيغة بالمر - ريدبيرج الخاصة بفرق الهيدروجين، والعامل أمام القوس سيكون ثابت ريدبيرج بثوابت أساسية:

$$R = \frac{me e^4}{8\epsilon_0^2 Ch^3} \quad (3-21)$$

وبالتعويض عن القيم الدقيقة لسرعة الضوء، ثابت بلانك، وشحنة الإلكترون e وكتلته me .

$$C = 2.9979246 m/s, h = 6.6227624 \times 10^{-34} J.S$$

$$me = 9.1095 \times 10^{-31} Kg, e = 1.6 \times 10^{-19} C$$

نجد أن $R = 1.09735 \times 10^7 m^{-1}$. وهذه القيمة النظرية لثابت ريدبيرج تقترب جداً من القيمة التجريبية المحصلة بأدق الطرق الطيفية للقياس، وهي:

$$R_H = 1.0967758 \times 10^7 m^{-1}$$

(5-3) مبدأ التقابل أو التطابق

يؤسس هذا المبدأ على فكرة النقاء النظرية الكمومية والكلاسيكية في مجال حسابات

البنية الذرية عند الأعداد الكمومية الكبيرة ($n \gg 1$). سنعمد تقابل الترددات الخطيين للإلكترون في مداره الكوكبي، الكلاسيكي γ_{cm} والكمومي γ_{qm} :

$$\gamma_{cm} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{v(r)}{2\pi r} = \left(Ze^2 / 16\pi^3 \epsilon_0 m e r^3 \right)^{1/2}$$

وبدلالة الطاقة الكلية (3-16)، نجد أن:

$$\gamma_{cm} = \left(-\frac{32 \epsilon_0^2 E^2}{Z^2 m e e^4} \right) \quad (3-22)$$

والرمز cm للتذكير على استخدام الميكانيك الكلاسيكي. الآن نعود إلى المعادلة (3-6). نعوض عن الطاقة منها في المعادلة (3-14)، نحصل على تعبير لتردد الإلكترون محسوباً على أساس الميكانيك الكلاسيكي في منطقة الأعداد الكمومية الكبيرة.

$$\gamma_{cm} = \left(\frac{32 \epsilon_0^2 h^3 C^3 R^3}{Z^2 m e e^4} \right)^{1/2} \frac{1}{n^3} \quad (3-23)$$

وفيهِ يبدو التردد متناسب عكسياً مع مقلوب القوة الثالثة للعدد الكمومي الرئيسي $(\gamma_{cm} \propto 1/n^3)$.

في الفيزياء الكلاسيكية يعتبر تردد الدوران هذا (3-23) تردداً للإشعاع المنبعث أيضاً.

نحول الآن إلى وجهة النظر الكمومية: نحسب التردد الكمومي γ_{qm} ، المعبر عنه بفرضية بور الثانية (3-5)، المطابق للتردد الكلاسيكي في منطقة الأعداد الكمومية الكبيرة، لأدنى تردد انبعاثي مترافق مع الانتقال من الحالة الطاقية ذات العدد الكمومي n إلى حالة أدنى عددها الكمومي $n-1$.

نستعين لهذا الغرض بصيغة بالمر - ريدبيرج (3-3) واضعين فيها ($m=n-1$),

نحصل على:

$$\gamma_{qm} = \frac{C}{\lambda} = CR \left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right) = CR \frac{(2n-1)}{n^2(n-1)^2}$$

$$(3-24) \quad \text{من أجل } n \gg 1 \text{ و } \approx \frac{2CR}{n^3}$$

ووفقاً لمبدأ التقابل في منطقة الأعداد الكمومية الكبيرة ($n \gg 1$)، أنظر الجدول 2،
نساوي (3-23) و (3-24) و نحل المتساوية من أجل R ، نجد أن:

$$(3-25) \quad R = \frac{meZ^2e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 C}$$

وهي نفس القيمة (3-21) المحصلة لثابت ريديبيرج في الفقرة السابقة.

جدول 2 مبدأ التقابل ونزرة الهيدروجين

n	$\nu_{em} (\text{Hz})$	$\nu_{qm} (\text{Hz})$	(%)
2	8.22×10^{14}	24.7×10^{14}	67
5	5.26×10^{13}	7.40×10^{13}	29
10	6.58×10^{12}	7.72×10^{12}	15
50	5.26×10^{10}	5.43×10^{10}	3.1
100	6.580×10^9	6.680×10^9	1.5
1,000	6.5797×10^6	6.5896×10^6	0.15
10,000	6.5797×10^3	6.5807×10^3	0.015
25,000	4.2110×10^2	4.2113×10^2	0.007
100,000	6.5798	6.5799	0.0007

وهكذا يبدو لنا أن إمكانية الاستفادة من مبدأ التقابل في دراسة نظرية بور تنحصر
بحدود الأعداد الكمومية الكبيرة ($n \gg 1$). إن المهم هو إدخال فكرة تكميم الطاقة (الفرضية
الأولى، E_1, E_2, E_3) وكمية الحركة (3-4) وليس مبدأ التقابل بحد ذاته.

نعوض عن قيمة R النظرية (3-17) في المعادلة (3-6)، نحصل على:

$$(3-26) \quad E_n = -\frac{meZ^2e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}$$

وهو تعبير كمومي خالص لطاقات الحالات المستقرة لذرة الهيدروجين، يمثل
انتصاراً لبور (وهو نفس التعبير (3-19)).

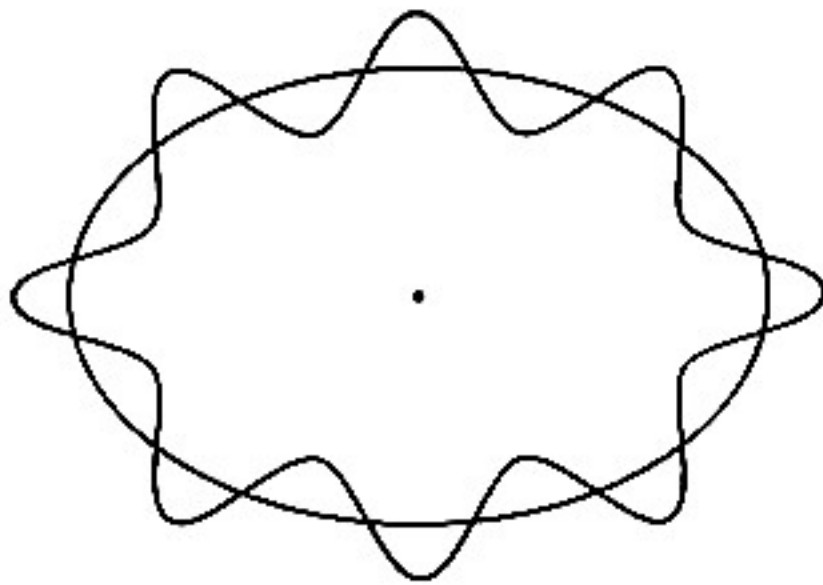
ولإيجاد أنصاف أقطار مدارات بور المكممة نستثنى الطاقة من تعبيرها، الكلاسيكي (3-16) والكمومي (3-26)، نحصل على:

$$r_n = \left(\frac{\epsilon_0 h^2}{Ze^2 \pi m e} \right) n^2 = a \cdot n^2 \quad \text{و} \quad n=1,2,3,\dots \quad (3-27)$$

وهو نفس التعبير الذي حصلنا عليه من علاقة التكميم (3-18).

وهو يطابق $n=1$ الذي يحدد الحالة الأساسية لذرة الهيدروجين في نموذج بور الكوكبي شبه الكلاسيكي لذرة أحادية الإلكترون. وهو يستخدم اليوم كوحدة ملائمة لقياس الأطوال على مقياس الأبعاد الذرية، وهو من الدقة بحيث أنه يعطي القياس الدقيق للذرة حتى الآن.

تفسير دبرولي لقاعدة تكميم كمية الحركة الزاوية لبور



(شكل 5) مدار بور بالإلكترون ممثل كموجة دبرولي

في 1924، و بعد مرور أحد عشر عاماً على طرح بور لنظريته، قدم دبرولي تفسيراً فيزيائياً مقنعاً لقاعدة تكميم كمية الحركة الزاوية (3-3) لبور يسير بطريقتين: إذا مثلنا الإلكترون الدوار بموجته الدبرولية، فحينذاك ستكون الحالات المستقرة بالنسبة للإلكترون هي تلك التي تتلائم فيها موجة دبرولي بتداخل إضعاف. الطريق الثاني، يجب أن ينطبق طول موجة دبرولي على محيط المدار بعدد صحيح من المرات، أي أن:

$$n\lambda = 2\pi r \quad \text{و} \quad n=1,2,3,\dots$$

كما يعرض ذلك الشكل 5.

نظرية بور التي تعرفنا عليها في هذه الدراسة تمثل خطوة عملاقة في رحلة تطور نظرية بناء الذرة، فهي أشارت بجلاء تام إلى استحالة تطبيق الفيزياء الكلاسيكية على الظواهر الداخلية. هذا من جهة، ومن الجهة الأخرى، أشارت إلى المعنى الريادي للقوانين الكمومية في الأنظمة المجهرية، فكانت بحق دافعاً قوياً لعدد كبير من الأعمال التجريبية التي حققت نتائج هامة. حتى في تلك الحالات التي لم تستطع أن تقدم فيها تفسيراً كمياً (من الكمية) لهذه أو تلك من الظواهر، فإنها أعطت خيطاً موحهاً لاستجلاء تصنيف هذه الظواهر، ومن ثم إيجاد التفسير النوعي لها.

بجانب هذا كله أظهرت نظرية بور نواقصاً جدية كانت معروفة منذ بواكير ولادتها، وأولها كان ذلك التناقض الداخلي المنطقي فيها: فهي ليست تتابعاً للنظرية الكلاسيكية، ولا هي تتابعاً للنظرية الكمومية. فهي حتى في أبسط الحالات للذرات شبيهات الهيدروجين ساعدت فقط على حساب الأطوال الموجية للخطوط الطيفية، لكنها لم تساعد على حساب شدد هذه الخطوط.

من متاعب نظرية بور على وجه الخصوص كان فشل جميع المحاولات لبناء نظرية لذرة الهيليوم المستعادلة، رغم بساطة هذه الذرة وكونها تأتي مباشرة بعد ذرة الهيدروجين في الجدول الدوري لمندليف.

في الوقت الحاضر وبعد اكتشاف الخواص الموجية المتنوعة للمادة، أصبح واضحاً تماماً، أن نظرية بور، المستندة على الميكانيك الكلاسيكي، كان مقدراً لها أن تكون فقط مرحلة انتقالية لصناعة نظرية تتابعية للظواهر الذرية، فكانت معادلة شرودنجر هي البداية الصحيحة في هذا الاتجاه.

(6-3) معادلة شرودنجر والمعنى الفيزيائي لحلها

تكمّن إحدى أروع خصائص ميكانيك الجسيمات المجهرية في حقيقة وجود المستويات الطاقة المنفصلة. وقد تجلت ضرورة مثل هذا الاتصال أو التقطع كأمر مسلم به منذ المراحل الأولى لتطور الفيزياء الكمومية. فهو ينبع من معادلة الميكانيك

الكمومي ويدخل في أساس تطوره. في حين كان التقطع في المستويات الطاقية وضعاً مستغرباً تماماً في إطار مفاهيم الميكانيك الكلاسيكي.

على خلاف نظرية بور التي لم تتأتى من معادلة حركة (كمعادلة قانون نيوتن الثاني) تصف ديناميكية النظام مما حال دون تطويرها إلى أبعد من مدارات سمر فيلد ولم يستطع أحد أن يخطو بها أبعد مما فعل بور نفسه، فإن معادلة شرودنجر هي معادلة حركة، تدرس حركة الجسيم في مختلف مجالات القوى.

ففي دراستنا للطبيعة الموجية للمادة (الفصل الثاني) اعتبرنا حركة الجسيمات المجهرية الحرة فقط (غير الخاضعة في حركتها لقوى خارجية) ورأينا كيف توصف هذه الحركة بواسطة موجة دبرولي المستوية. الآن نحن بحاجة إلى أن نكون قادرين على دراسة حركة الجسيمات تحت تأثير مجالات قوى خارجية أخرى. لهذا الغرض علينا أن نجد أولاً المعادلة التفاضلية التي تخضع لها أمواج دبرولي، ومن ثم نعمم هذه المعادلة على حالة الحركة في مجالات القوى. فذلك هو الطريق الذي يوصلنا إلى معادلة شرودنجر - المعادلة الأساسية للميكانيك الكمومي.

إن معادلة شرودنجر هي المعادلة الأساسية التي تحدد الدوال الموجية والمستويات الطاقية. سنطبقها على أنظمة عديدة، تشمل الجسيم المحبوس (الذي سبق لنا دراسته في البند (7-2) من الفصل السابق)، الهزاز التوافقي، وذرة الهيدروجين. سنتبين أيضاً كيف ترتبط معادلة شرودنجر بمعادلات دبرولي.

سنبدأ بمسألة البعد الواحد، لجسيم يتحرك بامتداد محور x ، معتبرين الجسيم المحبوس مثلاً له. إن الدالة الموجية التي تصف حركة هذا الجسيم هي (لاحظ المعادلة (2-14):

$$\psi(x) = A \sin kx = A \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (3-27)$$

إن الجسيم المتحرك بحرية داخل حدود محبسه، تكون طاقته الكلية مطابقة لطاقته الحركية وترتبط بكمية حركته تبعاً لعلاقات دبرولي.

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{p^2}{2m}, \quad (U = 0)$$

$$= \frac{h^2}{2\lambda^2 m} = \frac{h^2 K^2}{8\pi^2 m} \quad (3-28)$$

بإشتقاق المعادلة (3-27) مرتين في x وضربها في المعامل $(-h^2/8\pi^2 m)$

نحصل على:

$$\frac{-h^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -K^2 \psi \left(-\frac{h^2}{8\pi^2 m} \right) = \frac{h^2 k^2}{8\pi^2 m} \psi$$

ومن ملاحظة المعادلة (3-28) نحصل على:

$$\frac{-h^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi \quad (3-29)$$

وهذا أبسط شكل لمعادلة شرودنجر يتوقف على ما نعرفه عن الخواص الموجية للجسيمات وعن الدوال الموجية للجسيم المحبوس.

يمكن بالتعويض عن ثابت بلانك h بـ $\hbar$ ، ويسمى ثابت بلانك المجزء ويقرأ (أش

بار) ويساوي:

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J.S} \quad (3-30)$$

وإعادة كتابة علاقات ديبرولي بدلالة $\hbar$ والعدد الموجي K والتردد الزاوي ω :

$$P = \hbar K, E = \hbar \omega \quad (3-31)$$

أن نصيغ معادلة شرودنجر (3-29) بدلالة $\hbar$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi \quad (3-32)$$

لجسيم حر يتحرك بامتداد محور X دون أن تؤثر عليه أية قوة (باستثناء القوى الدفعية عند اصطدامه بجدران محبسه). الآن نفرض أن الجسيم يؤثر عليه قوة، مركبتها $F(x)$ تعتمد على x . وبفرض أن هذه القوة محافظة، إذن ينتج عنها طاقة كمون مطابقة هي $U(x)$. ولتقدير كيفية تعميم معادلة شرودنجر على هذه المسألة الأكثر عمومية، نبدأ بالعلاقة الكلاسيكية للطاقة لحركة تحت تأثير قوة محافظة: $K + U(x) = E$ ، أو:

$$\frac{p^2}{2m} + U(X) = E$$

وبمقارنة هذه العلاقة مع المعادلة (3-32) نستنتج أنه بالنسبة لحالة الحركة في مجال، طاقة كمونه $U(x)$ ، يجب أن نعوض الطاقة الحركية $K = U(x) - E$ في المعادلة (3-32)، بدلاً من قيمتها المطابقة للطاقة الكلية في حالة الحركة الحرة ($E =$)، ومنه نحصل على:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - U(x))\psi$$

أو

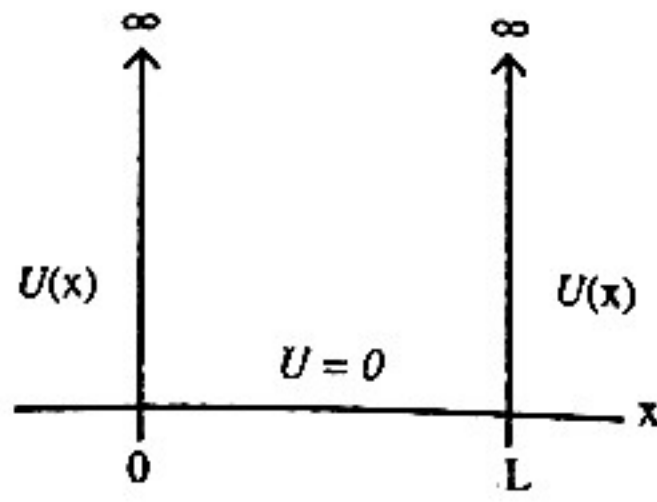
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (3-33)$$

وهذه هي معادلة شرودنجر المعممة لحركة جسيم بعيد واحد في مجال كموني، وهي المعادلة الأساسية للميكانيك الكمومي. والرمز $\psi(x)$ بدلاً من ψ هو للتذكير أن ψ هي دالة لـ X فقط.

عند التعامل مع معادلة شرودنجر المعممة (3-33) يجب أن تكون الدوال الموجية معيارية $\int |\psi|^2 dx = 1$. نلاحظ أيضاً أنه إذا كانت ψ هي حل لمعادلة شرودنجر المعممة (3-33)، فإن $A\psi$ هي حل أيضاً، حيث A أي ثابت. يمكن اختيار قيمة A دائماً لتفي بمتطلبات المعيارية.

يجب التأكيد أيضاً أن الدالة $\psi(x)$ ومشتقتها الأولى يجب أن يكونا مستمرين ووحيدتي القيمة.

يمكن تفسير الجسيم في محبس (شكل 2-7 أ) أو في صندوق (شكل 3-6) بدلالة المعادلة (3-33) عن طريق تمثيل التفاعل مع الجدران بدلالة دالة طاقة الكمون المبينة في الشكل (3-6). فطاقة الكمون تساوي صفراً من أجل جميع قيم X بين $0 \leq X \leq L$ ولكنها كبيرة بلا حدود في أي مكان آخر. حينئذ يجب أن تكون الدالة الموجية صفراً في كل مكان باستثناء الأماكن حيث $0 \leq X \leq L$. نلاحظ أيضاً أن مطلب الاستمرارية يقتضي أن تكون $\psi(x)$ صفراً عند $X = 0$ وعند $X = L$ ، كما افترض ذلك في بدء الكلام عن هذه



لكي نحصل على الدوال الموجية والطاقات لجسيم في صندوق مباشرة من المعادلة (3-32) ننتبه إلى أن $\psi(x)$ يجب أن تحقق هذه المعادلة، أي أنها تفي بشرط استمراريتها وهو أن $\psi(0) = 0$ و $\psi(L) = 0$ ، كما أشرنا إلى ذلك أعلاه. نعيد كتابة المعادلة (3-32) بالصورة:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2m}{\hbar^2} E \psi$$

ولها حلان، هما $\sin KX$ و $\cos KX$

$$K = \frac{P}{\hbar} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (P = \hbar K \text{ تساوي})$$

إن الشرط $\psi(0) = 0$ متحقق فقط بالتعبير $\sin kx$ ، ولتحقيق $\psi(L) = 0$ يجب أن نضع $KL = n\pi$. لذلك، فإن كلا الشرطين الحدوديين يتحققان فقط عندما:

$$\frac{n\pi}{L} = K = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

وبحل هذه العلاقة بالنسبة لـ E ، نحصل على:

$$E = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2mL^2} = \frac{n^2 \hbar^2}{8mL^2} \quad (3-34)$$

وهي نفس العلاقة (2-17) التي حصلنا عليها من أجل الإلكترون المحبوس، وقيم k هنا هي نفسها هناك.

(7-3) تطبيقات معادلة شرودنجر

1- البئر الكموني: هو دالة طاقة الكمون $U(x)$ بأدنى قيمها. هذا التعبير سبق لنا التعرف عليه في البند (7-2) من الفصل السابق وذلك مناقشتنا لحالة الجسيم المحبوس، وكما

ذكرنا في حينه، أن الجسم المحبوس في بئر كموني يستطيع، وفقاً لميكانيك نيوتن، أن يتذبذب خلفاً وأماماً بحركة توافقية، والتطبيق الأول لمعادلة شرودنجر على هذا الجسم، هو البئر الكموني الأولي، الذي دالته $U(X)$ تساوي صفراً داخل نطاق معين وما لانهاية في كل مكان آخر. هذه الدالة تقابل بعض الأوضاع في الطبيعة، مثل سطح بلورة بداخله إلكترونات محبوسة.

إن البئر الكموني الأكثر قرباً لعدة أوضاع فيزيائية فعلية هو البئر المستقيم الجوانب ولكن المحدود الارتفاع، كالبنر المبين على الشكل 7 ب، حيث دالة طاقة الكمون صفراً في المدى $0 \leq X \leq L$ و U_0 خارج هذا المدى. هذه الدالة تدعى غالباً بجهد البئر القائم، وهي تقابل دالة العمل التي ناقشناها في الظاهرة الكهروضوئية في الفصل الأول. إن حركات البروتونات والنيوترونات داخل النواة يمكن أن توصف أيضاً وبصورة تقريبية بنسخة ثلاثية الأبعاد لمثل هذا البئر الكموني.

وكما ذكرنا آنفاً، يكون الجسم، وفقاً للميكانيك النيوتني، محبوساً (متموضعاً) في البئر إذا كانت طاقته الكلية E أقل من دالة طاقة كمون البئر U_0 ، ومثل حالة التوضع هذه تدعى في الميكانيك الكمومي بالحالة المقيدة. أما إذا كانت E أكبر من U_0 ، فإن الجسم غير مقيد.

نجد حلول معادلة شرودنجر للحالة المقيدة عندما $U_0 > E$. لهذا الغرض نعتبر المنطقتان حيث $U = 0$ وحيث $U = U_0$ ، حيث $U = 0$ ، تكون معادلة شرودنجر (3-33) بـ $U(X) = 0$ ، وبإعادة ترتيبها، نحصل على:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\psi \quad (3-35)$$

وحلولها بالصورة:

$$\psi = C_1 \sin \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} X + C_2 \cos \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} X \quad (3-36)$$

حيث C_1 و C_2 ثابتان. وهذا يشبه إلى حد بعيد تحليل حالة الجسم المحبوس (البند 7-2) من الفصل الثاني). في المنطقتين $X \leq 0$ و $X \geq L$ نستخدم معادلة شرودنجر

(3-33) مرة أخرى بـ $U(X) = U_0$ ، ونعيد ترتيبها، نحصل على:

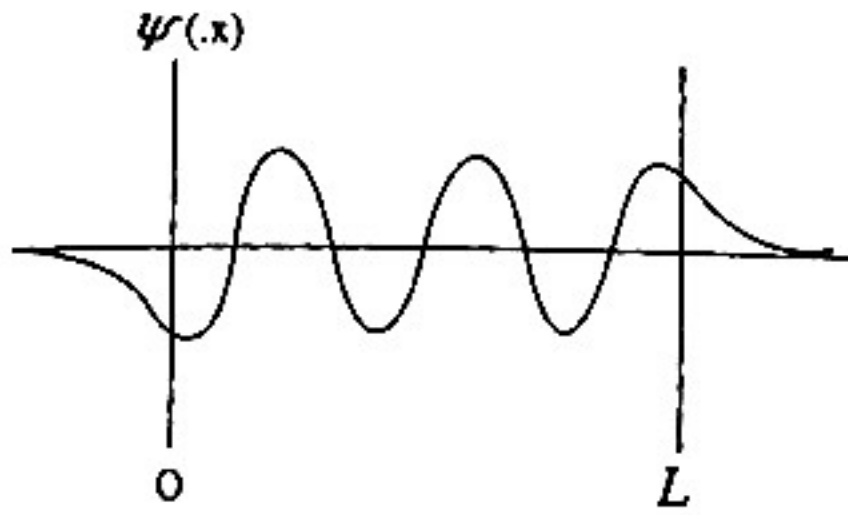
$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2} \psi \quad (3-37)$$

حيث الكمية $(U_0 - E)$ موجبة لأننا ندرس الحالة المقيدة $U_0 > E$ ، لذلك فإن حلّ معادلة شرودنجر في هذه الحالة (3-37) هما حلان أسيان من النوع:

$$\psi = D_1 e^{Kx} + D_2 e^{-Kx} \quad (3-38)$$

حيث K في هذه الحالة $2m(U_0 - E)/\hbar^2$ أي أنه يساوي دائماً معامل الدالة ψ في معادلة شرودنجر للحالة المدروسة، D_1 و D_2 ثابتان.

إن دوال الحالة المقيدة لنظام البئر الكموني هي دوال جيبية داخل البئر وأسية خارجه. في حالة الدوال الأسية يجب استخدام الأس الموجب في المنطقة $0 \leq X$ والأس السالب في المنطقة $X \leq L$. بعبارة أخرى، إن الدالة الموجية ستذهب إلى اللانهاية عند قيم $|X|$ الكبيرة ويجب أن تكون هناك وفرة من الدوال تكفي لتحقيق الشروط الحدودية، شروط استمرار ψ ومشتقة ψ في X



عند النقاط الحدودية $(X=L, X=0)$

(0) = إذا كانت ψ ومشتقتها الأولى

(الميل $\frac{d\psi}{dX}$) يتغيران بصورة متقطعة

عند نقطة ما، فإن المشتقة الثانية

$d^2\psi/dx^2$ ستكون لانهاية عند ذات

النقطة. لكن ذلك يتعارض مع معادلة

شرودنجر، التي يمكن القول عنها، إنه

عند أية نقطة، فإن $d^2\psi/dx^2$ تتناسب

طردياً مع $U - E$. وفي حالتنا المدروسة،

لدينا $U - E$ هي كمية محدودة في أي

مكان، لذلك فإن $d^2\psi/dx^2$ يجب أن

تكون محدودة في كل مكان. والشكل 7

(شكل 7) الدالة الموجية الممكنة لجسيم في بئر كموني محدود، وهي جيبية داخل البئر $(0 \leq X \leq L)$ وأسية خارجه وتقترب من الصفر عند القيم الكبيرة لـ $|x|$ ، والدالتان، الجيبية داخل البئر والأسية خارجه يجب أن تلتحما بصورة ناعمة عند $X=0$ و $X=L$ ، الدالة ومشتقتها يجب أن تستمرا

يبين المظهر العام للدالة الممكنة.

بعض القسمات اللافتة للنظر لهذه الدوال هي ذيولها التي تمتد خارج البئر داخل المناطق المحرمة كلاسيكياً (يحرّمها ميكانيك نيوتن لأن الجسم يمتلك طاقة حركية سالبة في هذه المناطق). وبالعكس من الميكانيك الكلاسيكي، فهناك بعض احتمالية أن يوجد الجسم خارج البئر الكموني (لاحظ البند 2-7 فصل 2). من الأهمية بمكان أن نقارن هذه الحالة (حالة البئر الكموني النهائي) مع حالة البئر الكموني اللانهائي العمق:

أولاً: لأن الدوال الموجية للبئر النهائي لا تساوي صفراً عند قيم $X = 0$ و $X = L$ ، فإن الطول الموجي للجزء الجببي لكل دالة موجية أطول قليلاً مما يمكن أن يكون عليه في حالة البئر اللانهائي وهذا يقابل نقصان كمية الحركة ومن ثم نقصان الطاقة، لذلك فإن كل مستوى طاقي، بما فيه الحالة الأساسية، هو أدنى مما سيكون عليه بالنسبة للبئر اللانهائي.

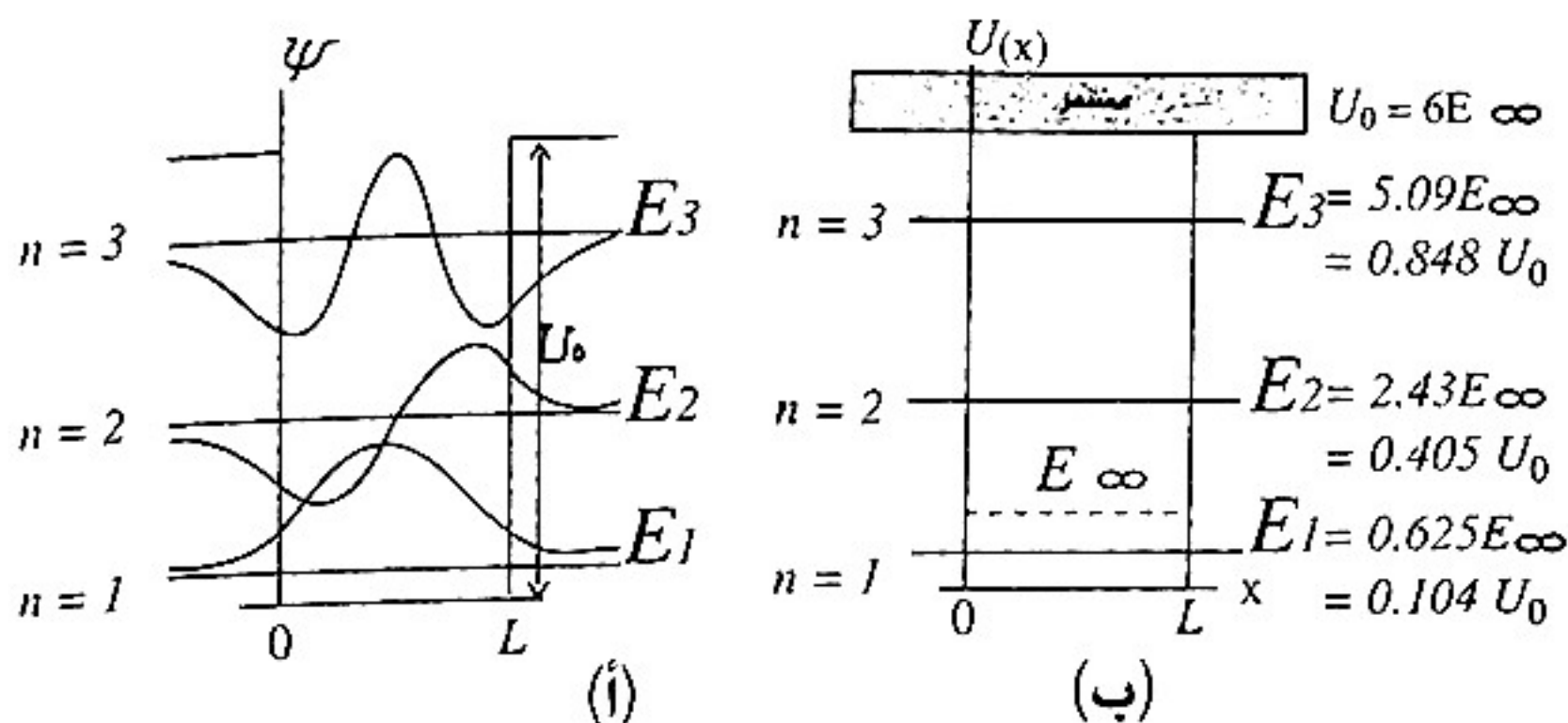
ثانياً، يمتلك البئر ذا العمق المحدود U_0 عدداً محدوداً فقط من الحالات المقيدة والمستويات الطاقية المطابقة، نتقارن مع عدد لانتهائي من الحالات المقيدة والمستويات الطاقية المقابلة للبئر اللانهائي العمق. أما عدد المستويات الطاقية الموجودة فهو يعتمد على المقدار U_0 بالمقارنة مع الحالة الأساسية الطاقية للبئر اللانهائي والتي تدعى بـ E_{∞} . فمن المعادلة (3-34):

$$E_{\infty} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} = \frac{h^2}{8mL^2} \quad (3-39)$$

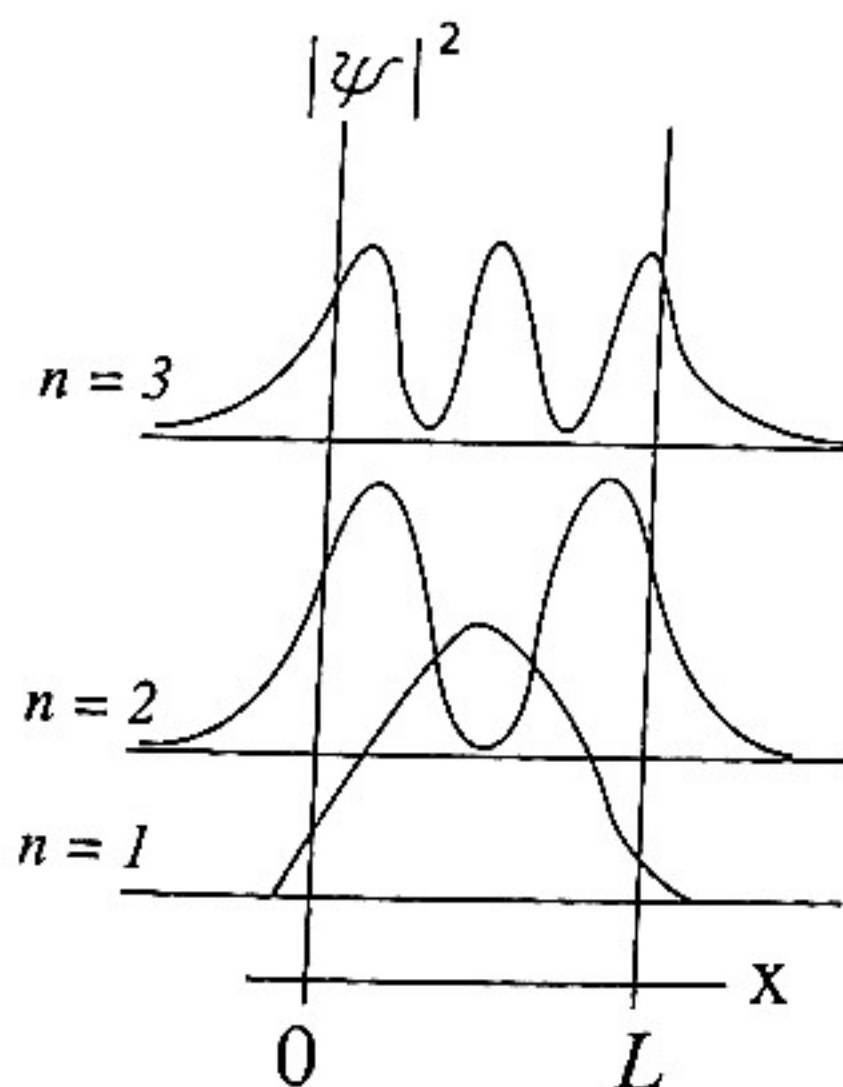
عندما تكون طاقة كمون البئر U_0 أكبر بكثير من الطاقة E_{∞} (بئر عميق جداً)، فإنه يوجد عدد كثير من المستويات الطاقية، وجزئها الأدنى هو نفسه تقريباً كما للبئر اللانهائي العمق. وعندما تكون U_0 أكبر ببضع مرات فقط من E_{∞} ، فإنه توجد فقط بضع حالات مقيدة. (ولكن توجد دائماً حالة مقيدة واحدة على الأقل، مهما تكن المادة ضحلة البئر الكموني). في النهاية، وكما في حالة البئر اللانهائي العمق ليست هناك حالة بطاقة $E = 0$.

يبين الشكل 8 حالة خاصة، تلك التي بالنسبة إليها تكون $U_0 = 6E_{\infty}$ ، ولها ثلاث حالات مقيدة. أما المستويات الطاقية فمعبّر عنها بكل من أجزاء العمق البئري U_0 ومضاعفات E_{∞} . نلاحظ من الشكل أنه لو كان العمق لانتهائياً، فإن أدنى ثلاث مستويات طاقية، كما معطي بالمعادلة (3-34)، ستكون E_{∞} ، $4E_{\infty}$ و $9E_{\infty}$. كذلك يبين الشكل

الدوال الموجية لهذه الحالات الثلاث.



(شكل 8-3) (أ) الدوال الموجية لثلاث حالات مقيدة لجسيم في بئر كموني محدود عمقه U_0 ، للحالة (ب) $U_0 = 6E_\infty$ ، حيث E_∞ هي طاقة الحالة الأساسية لجسيم في بئر لانهائي العمق له نفس العرض. ب) تخطيط المستويات الطاقية للنظام المدروس، حيث تم التعبير عن الطاقات بكل من مضاعفات E_∞ وبأجزاء U_0 ، وجميع الطاقات الأكبر من U_0 ممكنة، وهذه الحالات تشكل الاستمرار



(شكل 9) التوزيعات الاحتمالية (قيم) $|\psi|^2$ للدوال الموجية المبينة على الشكل 8 لجسيم في بئر كموني قائم الزاوية

ففي الحالة عندما تكون U_0 أقل من E_∞ ($U_0 < E_\infty$)، فإنه توجد حالة مقيدة واحدة، وعندما تكون U_0 أصغر بكثير من E_∞ (وهذا في حالة البئر الضيق جداً)، فإن طاقة هذه الحالة المفردة تقترب من $E = 0.68 U_0$. يبين الشكل 9 منحنيات التوزيعات الاحتمالية، أي القيم $|\psi|^2$ ، للدوال الموجية المبينة في الشكل 8.

كما في البئر اللانهائي، ليست جميع المواضع محتملة بصورة متساوية، فهناك ملاحظات على إمكانية أن يوجد الجسم خارج البئر، في المناطق المحرمة كلاسيكياً.

هناك حالات أيضاً تكون بالنسبة لها E أكبر من U_0 ، في هذه الحالة لا يكون الجسم مقيداً بل حراً يتحرك خلال جميع قيم X ، وبالتالي فإن أي طاقة E أكبر من U_0 هي طاقة ممكنة. وهكذا تشكل حالات الجسم الحرة استمراراً من طاقم متقطع من الحالات بمستويات طاقة محدودة، إن الدوال الجسيمية الحرة هي دوال جيبية داخل وخارج البئر، لكن الطول الموجي داخل البئر أقصر منه خارجه.

مثال 3: إلكترون في بئر قائم الزاوية: إلكترون محبوس في بئر قائم عرضه 0.50nm (يقارن مع بعض الأقطار الذرية).

(أ) أوجد طاقة الحالة الأساسية إذا كان البئر عميقاً للانهائية؟

(ب) إذا كان عمق البئر الحالي (U_0) يساوي ستة أمثال طاقة الحالة الأساسية، فأوجد المستويات الطاقية، (ج) إذا عمل الإلكترون في البئر الحالي انتقالاً من الحالة ذات الطاقة E_2 إلى الحالة ذات الطاقة E_1 بإصداره لفوتون، فأوجد الطول الموجي لفوتون، وبأية منطقة من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الفوتون؟ (د) إذا كان الإلكترون موجوداً في البداية في حالته الأساسية وأمتص فوتوناً، فما أقل طاقة يجب أن يمتلكها الفوتون لكي يحرر الإلكترون من البئر؟ وبأية منطقة من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الفوتون؟

(الحل: أ) طاقة الحالة الأساسية E_∞ لبئر لانهائي العمق تعطي وفقاً للمعادلة (3-39):

$$E_\infty = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2}$$

حيث m كتلة الإلكترون و L عرض البئر. ومنه نجد

$$E_{\infty} = \frac{(3.14)^2 (1.055 \times 10^{-34} \text{ J.s})}{2(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(0.50 \times 10^{-9} \text{ m})}$$

$$= 2.4 \times 10^{-19} \text{ J} = 1.5 \text{ eV}$$

ب) لدينا من معطيات المثال، أن $U_0 = 6E_{\infty}$ ، لذلك فإن $U_0 = 6(1.5 \text{ eV}) = 9.0 \text{ eV}$ وهذه نفس النسبة كما في المثال المبين على الشكل 8، لذلك نستطيع أن نستنتج المستويات الطاقية، لنجد أن:

$$E_1 = 0.625 E_{\infty} = 0.625 \left(\frac{U_0}{6} \right) = 0.104 U_0 = 0.104(9.0 \text{ eV}) =$$

$$= 0.94 \text{ eV}$$

$$E_2 = 0.405 U_0 = 0.405(9.0 \text{ eV}) = 3.6 \text{ eV}$$

$$E_3 = 0.848 U_0 = 0.848(9.0 \text{ eV}) = 7.6 \text{ eV}$$

وبطريقة أخرى:

$$E_1 = 0.625 E_{\infty} = 0.625(1.5 \text{ eV}) = 0.94 \text{ eV},$$

$$E_2 = 2.43 E_{\infty} = 2.43(1.5 \text{ eV}) = 3.6 \text{ eV}$$

$$E_3 = 5.09 E_{\infty} = 5.09(1.5 \text{ eV}) = 7.6 \text{ eV}$$

ولو كان البئر لانتهائي العمق، فإن طاقاته ستكون:

$$E_1 = E_{\infty} = 1.5 \text{ eV},$$

$$E_2 = 4 E_{\infty} = 4(1.5 \text{ eV}) = 6 \text{ eV},$$

$$E_3 = 9 E_{\infty} = 9(1.5 \text{ eV}) = 13.5 \text{ eV}$$

ج) طاقة الفوتون هي:

$$E_2 - E_1 = 3.6 \text{ eV} - 1.5 \text{ eV} = 2.7 \text{ eV} = 4.3 \times 10^{-19} \text{ J},$$

ومنه يمكن تحديد الطول الموجي له من العلاقة $E = h\gamma = hc / \lambda$:

$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{(6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s})(3 \times 10^8 \text{ m/s})}{4.3 \times 10^{-19} \text{ J}} = 460 \text{ nm}$$

وبطريقة أخرى:

$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{(4.14 \times 10^{-19} \text{ eV} \cdot \text{s})(3 \times 10^8 \text{ m/s})}{2.7 \text{ eV}} = 460 \text{ nm}$$

وهذا الفوتون يقع في المنطقة الزرقاء للطيف المرئي،

(د) الطاقة اللازمة لكي يغادر الإلكترون البئر هي عمق البئر ($U_0 = 9.0 \text{ eV}$) مطروحاً منه الطاقة الابتدائية للإلكترون ($E_1 = 0.94 \text{ eV}$)، أي أن:

$$\begin{aligned} E_{\text{required}} &= U_0 - E_1 \\ &= 9.0 \text{ eV} - 0.94 \text{ eV} = 8.1 \text{ eV} = 1.3 \times 10^{-18} \text{ J}. \end{aligned}$$

2- الهزاز التوافقي:

الهزاز التوافقي في ميكانيك نيوتن هو جسيم بكتلة m مؤثر عليه بقوة محافظة $F(x) = -Kx$ (تناسب طردياً مع إزاحة الجسيم x عن موضع اتزانه $x = 0$) ودالة الطاقة الكامنة المقابلة في هذه الحالة هي $U(x) = \frac{1}{2} k x^2$ (شكل 10).

عندما يزاح الجسيم عن موضع اتزانه، فإنه يتعرض لحركة جيبية بسرعة زاوية $\omega = \sqrt{k/m}$. لقد درسنا هذا النظام بالتفصيل في الفقرة (3-3) من هذا الفصل.

ولكي نحصل على معادلة شرودنجر للهزاز التوافقي، نكتب $\frac{1}{2} k x^2$ محل $U(x)$ في المعادلة (3-3):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} K x^2 \psi = E \psi \quad (3-40)$$

وحلول هذه المعادلة هي الدوال الجيبية للحالات الفيزيائية الممكنة للنظام. هذه الدوال تقترب من الصفر عند القيم الكبيرة لـ $|x|$.

ولكي نرى ذلك نعيد كتابة المعادلة (3-40) بالصورة:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{1}{2} K x^2 - E \right) \psi \quad (3-40)$$

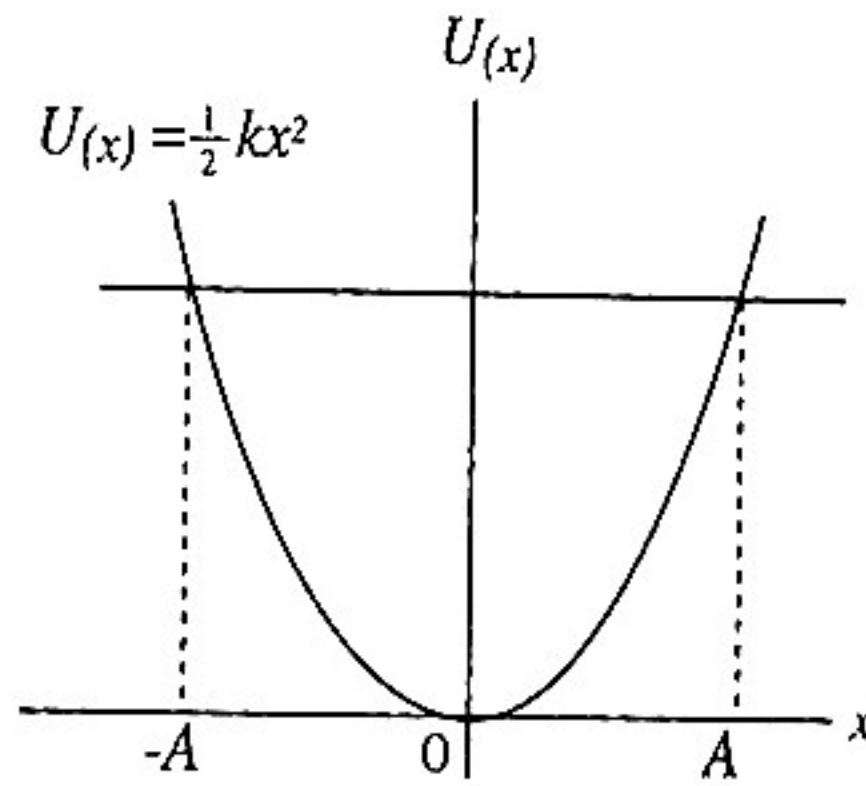
ومنها نشاهد أنه عندما تكون x كبيرة بما يكفي لأن تجعل الكمية $\left(\frac{1}{2} K x^2 - E \right)$

موجبة، فإن الدالة ψ ومشتقتها الثانية يمتلكان نفس الإشارة الموجبة.

إن المشتقة الثانية للدالة هي معدل تغير ميل الدالة. نعتبر النقطة التي بالنسبة لها

$$\frac{1}{2}kX^2 - E > 0. \text{ فإذا كانت } \psi \text{ موجبة، فإن الدالة صاعدة مقعرة، والشكل 11 يبين عدة}$$

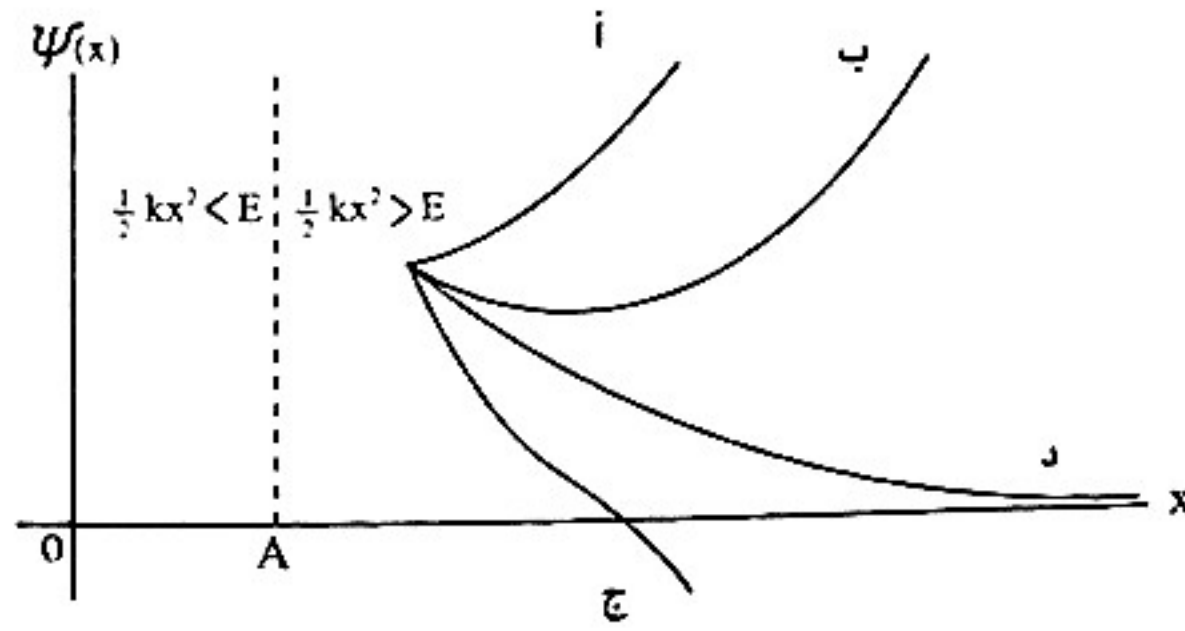
أنواع ممكنة لهذا السلوك، وإذا كان الميل موجباً، فإن المنحنيات الدالية صاعدة أكثر فأكثر بصورة حادة (المنحنى أ) وذاهبة إلى اللانهاية. أما إذا كان الميل سالباً عند النقطة، فإنه توجد عدة إمكانيات، إذا كان الميل يتغير بسرعة كافية (المنحنى ب)، فإن المنحنى ينحني إلى الأعلى ومرة أخرى يذهب إلى اللانهاية، وإذا كان الميل لا يتغير بسرعة كافية، فإن المنحنى يتجه إلى الأسفل ويقطع محور X ، وبعد أن يقطع محور X فإن ψ و $d^2\psi/dx^2$ تكون كليهما سالبتان (المنحنى ج) والمنحنى يتجه نحو اللانهاية السالبة. بين هذه الإمكانيات هناك فرصة لأن ينثني المنحنى بدرجة كافية لينحدر في (المنحنى د) ويعمل نزولاً رقيقاً وسهلاً، ومقارباً المحور X . وفي هذه الحالة تقترب كل من ψ و $d\psi/dx$ من الصفر عند قيم X الكبيرة.



(شكل 10) دالة طاقة الكمون لهزاز توافقي هي $U(x) = \frac{1}{2}kx^2$ ، والمنحنى هو قطع مكافئ. في ميكانيك

نيوتن ترتبط السعة A بالطاقة الكلية E بالعلاقة $E = \frac{1}{2}kA^2$ الكبيرة. ضمن هذه الإمكانيات هناك إمكانية

واحدة فقط تحقق الشرط الحدودي $\psi \rightarrow 0$ عند قيم X الكبيرة، وتظهر فقط لقيم خاصة معينة للثابت E



شكل 11 السلوكيات الممكنة للدالة الموجية للهزاز التوافقي في المنطقة $\frac{1}{2} K_x^2 > E$ ، في هذه المنطقة، تمتلك كل من ψ و $d^2\psi/dx^2$ نفس الإشارة

تدعى حلول معادلة شرودنجر للهزاز التوافقي (3-40) بالدوال الهرميتية، والدالة الهرميتية هي دالة أسية مضاعفة بمتعدد حدود في X . إن الحالة ذات الطاقة الدنيا (وهي الحالة الأساسية) تمتلك الدالة الموجية.

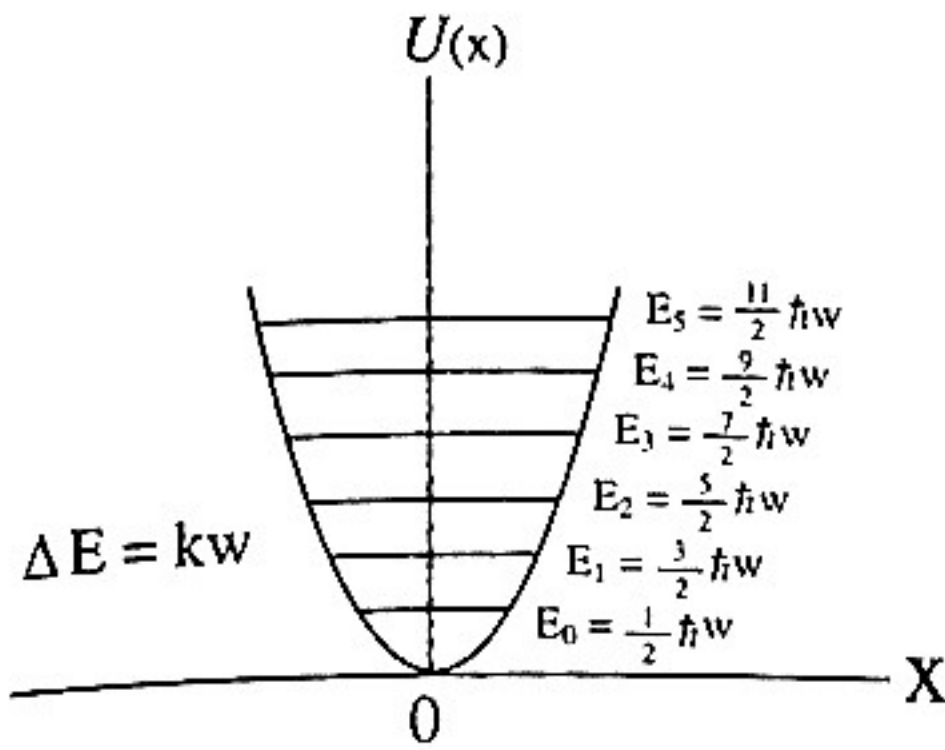
$$\psi(X) = C e^{\left(-\frac{\sqrt{mk}}{2\hbar} X^2\right)} \quad (3-41)$$

حيث C ثابت مختار لتعبير الدالة (لجعل $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = 1$) وهذه الدالة الموجية (3-42) هي في الحقيقة حل معادلة شرودنجر للهزاز التوافقي (3-40)، والطاقة المقابلة، المسماة بـ E_0 ، هي طاقة الحالة الأساسية، وهي:

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3-42)$$

وكما مر بنا سابقاً، فإن هذه الحالات يمكن التدلّيل عليها بمعامل عددي صحيح n (1، 2، 3، ...) هو العدد الكمومي الدال على الحالة الطاقية. إن كل دالة موجية هي الدالة الأسية للمعادلة (3-41) مضاعفة بمتعدد حدود الدرجة n في X . ومن المفاجئات الرائعة أن المستويات الطاقية، المعروفة بـ E_n ، تُعطى بالصيغة البسيطة:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3-43)$$



وهو ما يعزز التنبأ أن المستويات الطاقية هي مضاعفات $\hbar\omega$ ، ومعني ذلك أن المستويات الطاقية المتجاورة مفصولة عن بعضها البعض بالمدى الثابت $\hbar\omega$. ومن الطبيعي أن يكون عدد هذه المستويات الطاقية لانهاياً لأننا نتعامل أصلاً مع بئر كموني لانهاى العمق. فكل ما تزداد X تزداد $U(x)$ بلا حدود.

(شكل 12) المستويات الطاقية للهزاز التوافقي. وهي متباعدة بفواصل متساوية مقدارها $\Delta E = \hbar\omega$ بين المستويات المتجاورة. إن طاقة الحالة الأساسية هي $E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega$

يبين الشكل 12 بعض المستويات الطاقية الدنيا ودالة

الطاقة الكامنة $U(x) = \frac{1}{2} kx^2$. بالنسبة لكل مستوى تحدد نقطتا تقاطعه مع $U(x)$ سعة هزاز نيوتن المقابل وفقاً للعلاقة (3-43) $E_0, E_1, E_2, \dots$

مثال 4: الاهتزاز في بلورة الصوديوم: ذرة صوديوم ($m = 3.82 \times 10^{-26} \text{ kg}$) تتذبذب بحركة توافقية بسيطة في شبكة بلورية، وكانت طاقة الكمون تزداد بمقدار 0.03 eV عندما تزداد الذرة بـ 0.028 nm من موضع اتزانها. أوجد:

(أ) التردد الزاوي، طبقاً لميكانيك نيوتن، (ب) تباعد مستويات الطاقة المتجاورة، بالإلكترون فولت، (ج) إذا بعثت الذرة فوتوناً أثناء انتقالها من مستوى اهتزازي إلى الأدنى منه مباشرة، فما الطول الموجي للفوتون المنبعث؟ وبأية منطقة من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الفوتون؟

(الحل: أ) التردد الزاوي ω يساوي $\omega = \sqrt{k/m}$. و m هي كتلة الذرة وهي معلومة لدينا، أما K التي تقابل ثابت الزنبرك (أو ثابت النابض) في الهزاز التوافقي الكلاسيكي

فنجدها من قانون طاقة الكمون $U = \frac{1}{2} Kx^2$ (سواء لهزاز توافقي كلاسيكي أو كمومي).
وعليه، فإن:

$$K = \frac{2U}{x^2} = \frac{2(0.03eV)}{(0.028 \times 10^{-9})^2} = \frac{(0.06eV) \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} J}{1eV} \right)}{784 \times 10^{-18} m^2}$$

$$= \frac{9.6 \times 10^{-21} J}{784 \times 10^{-24} m^2} = 12.2 N/m$$

وهذا هو ثابت القوة للقوى الذرية الداخلية. ومن المدهش حقاً أنه لا يختلف كثيراً في المقدار عن ثابت القوة للزنبرك (الذي هو دائماً بحدود $10N/m$) وعليه، فإن التردد الزاوي يساوي:

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}} = \sqrt{\frac{12.2 N/m}{3.82 \times 10^{-26} Kg}} = 1.79 \times 10^{13} rad/s$$

(ب) إن التباعد (Spacing) بين المستويات الطاقة المتجاورة ΔE يمكن استنتاجه من المعادلة (3-43):

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \left(n + 1 + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega = \hbar \omega$$

$$= (1.055 \times 10^{-34} J.s) (1.79 \times 10^{13} rad/s) = 1.88 \times 10^{-21} J$$

$$= 0.0118 eV$$

(ج) من العلاقة $E = h \frac{C}{\lambda}$ ، فإن الطول الموجي المقابل

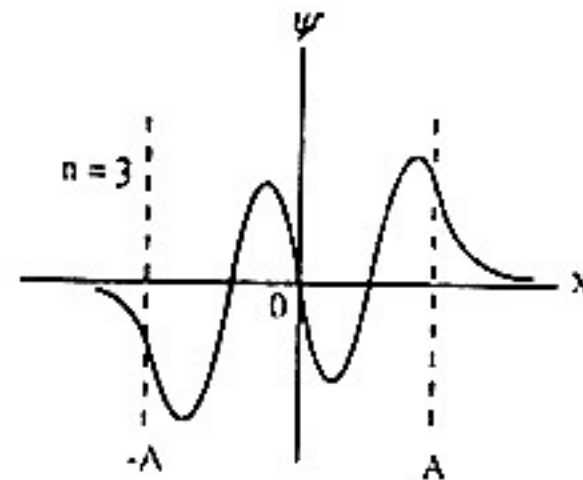
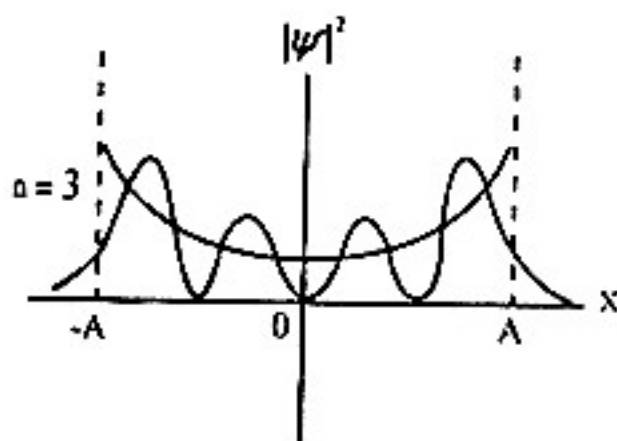
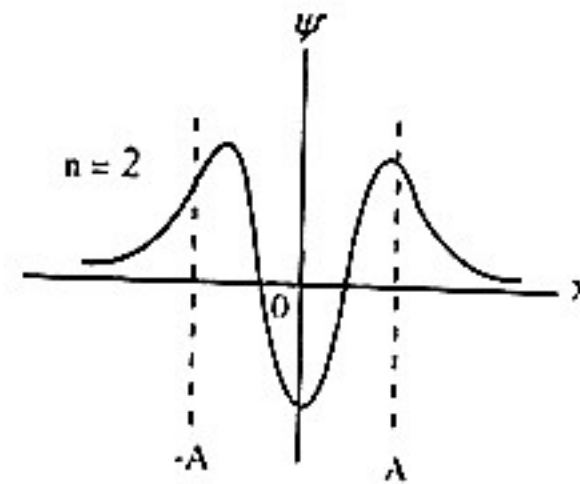
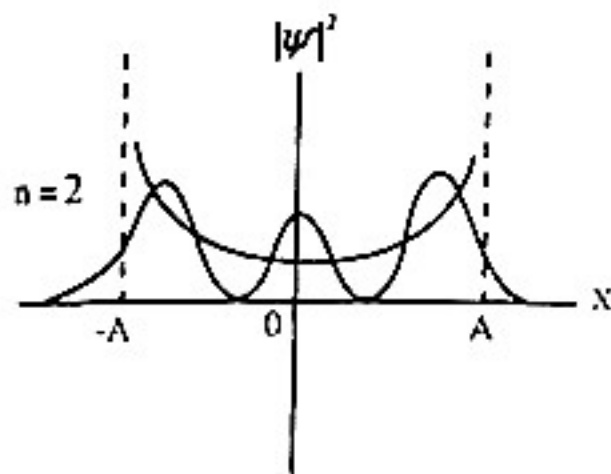
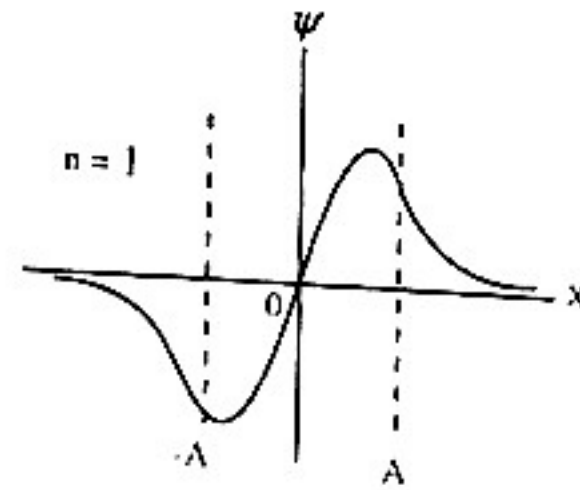
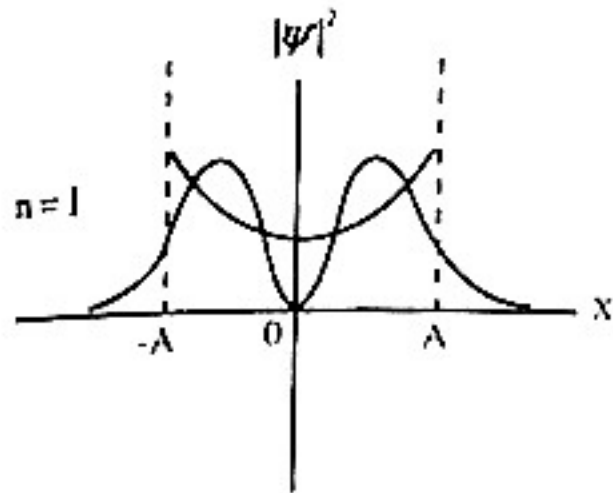
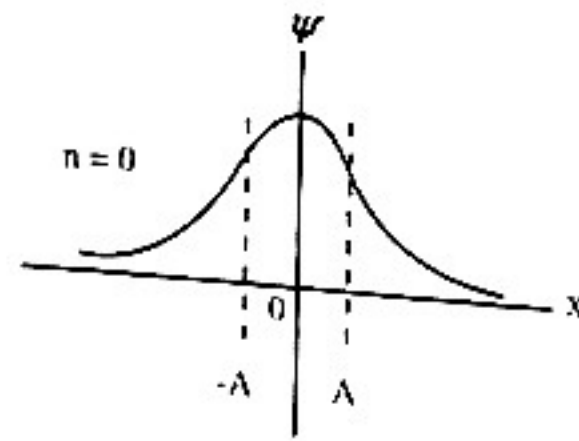
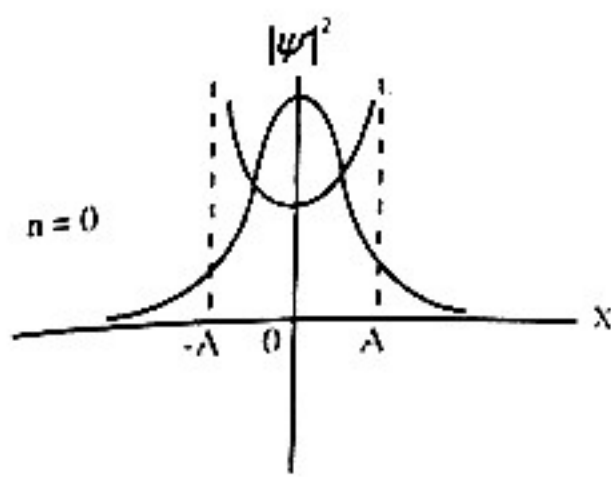
$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{(1.055 \times 10^{-34} J.s) (3 \times 10^8 m/s)}{1.88 \times 10^{-21} J}$$

$$= 1.05 \times 10^{-4} m = 105 \mu m$$

وهذا الفوتون يقع في المنطقة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي.

يبين الشكل 13 الدوال الموجية الأربعة الأولى للهاز التوافقي، وكل بياني يبين أيضاً السعة A لهزاز نيوتني بنفس الطاقة التي للهاز التوافقي (3-43)، وهذا يعني أن قيمة A تتحدد من العلاقة:

$$\frac{1}{2} KA^2 = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (3-44)$$



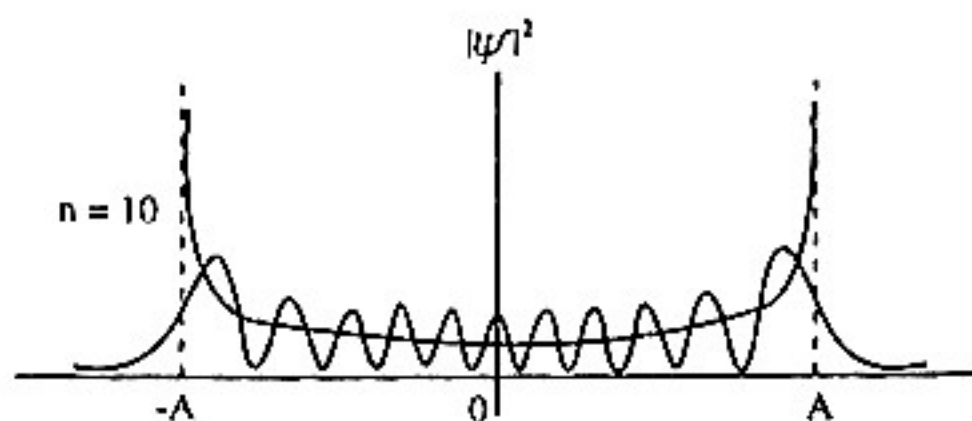
(شكل 13) الدوال الموجية الأربعة الأولى للهزاز التوافقي، مع إظهار سعة هزاز نيوتن A مع نفس الطاقة الكلية لكل سعة. وكل دالة موجية تخترق بطريقة ما المنطقة $|x| > A$ المحرمة كلاسيكياً. أما عدد القمم والنهايات لكل حالة فيساوي $n + 1$.

(شكل 14) التوزيع الاحتمالي للدوال الموجية للهزاز التوافقي وقد عرضت السعة A لهزاز نيوتن التوافقي بنفس الطاقة الكلية لكل دالة. والخطوط السميكة الهلالية تبين التوزيع الاحتمالي المقابل للحركة النيوتونية. عندما تزداد n ، فإن الدوال الموجية المأخوذة بقيمتها المتوسطة تصبح مماثلة أكثر فأكثر للمنحنيات النيوتونية.

وكما نشاهد من الشكل 13، فإن هناك بعض الاختراق من قبل الدالة الموجية داخل المنطقة $|x| > A$ في كل حالة من الحالات الأربع أعلاه، والتي تكون محرمة بواسطة ميكانيك نيوتن، وهذا ما سبق لنا التعرف عليه في فقرات سابقة.

أما الشكل 14، فيبين التوزيعات الاحتمالية $|\psi|^2$ لنفس الحالات أعلاه. على كل بياني رسمت أيضاً احتمالية التوزيع المحددة تبعاً لتحليل ميكانيك نيوتن، وفيه تتحدد احتمالية وجود الجسم قرب نقطة مختارة عشوائياً وبما يتناسب عكسياً مع سرعته عند ذات النقطة.

إذا عدل الاهتزاز في المنحنيات الاحتمالية الكمومية، فإن النتائج تماثل التنبؤات النيوتنية. هذا الاتفاق أو الانسجام بين التوزيع الاحتمالي الكمومي والكلاسيكي يتحسن مع زيادة العدد الكمومي n أو ما يقابله من دوال موجية، كما يظهر ذلك على الشكل 15 لـ $n = 10$.



(شكل 15) التوزيعان الاحتماليان، النيوتني والكمومي، لهزاز توافقي للحالة $n = 10$ وتظهر عليه السعة النيوتنية A أيضاً

في التحليل النيوتني للهزاز التوافقي، أقل طاقة تساوي صفر، مع وجود الجسم في حالة سكون عند وضع الاتزان. وهذا غير ممكن في التحليل الميكانيكي الكمومي. فليس هناك حل لمعادلة شرودنجر تكون فيه الطاقة E صفراً وبحقق الشروط الحدودية (استمرار ψ و $d^2\psi/dx^2$). أضف إلى ذلك أنه حتى لو وجدت مثل تلك الحالة التي فيها $E = 0$ ، فإن ذلك سيشكل خرقاً لمبدأ الشك لأنه تحت هذا الافتراض لا وجود للشك، لا في الموقع ولا في كمية الحركة.

في الواقع يجب أن تكون الطاقة لأي نظام مساوية على الأقل إلى $\left(\frac{1}{2} \hbar \omega\right)$ لكي يطيع النظام أو يشاكل مبدأ الشك. ولكي نري لماذا يجب أن يكون الأمر كذلك، نعتبر هزازاً نيوتنياً بطاقة كلية قدرها $\frac{1}{2} \hbar \omega$ ، ونجد سعته A وسرعته العظمى. لدينا من الحركة الدورية أن الطاقة الكلية للنظام المهتز تساوي الطاقة الكامنة عند أقصى إزاحة وتساوي الحركية عند الإزاحة صفر، وبوضع $E = \frac{1}{2} \hbar \omega$ ، نحصل على:

$$E = \frac{1}{2} K A^2 = \frac{1}{2} \hbar \omega, A = \sqrt{\frac{\hbar}{K}} \sqrt{\frac{K}{m}} = \sqrt{\frac{\hbar}{K m}}$$

لدينا أيضاً $\frac{1}{2} K A^2 = \frac{1}{2} m v_{\max}^2$ و منه فإن

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{K A^2}{m}} = \sqrt{\frac{K}{m} \frac{\hbar}{K m}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m} \sqrt{K / m}}$$

ولدينا أيضاً

$$P_{\max} = m v_{\max} = m \sqrt{\frac{\hbar}{m} \sqrt{K / m}} = \sqrt{\hbar \sqrt{K m}}$$

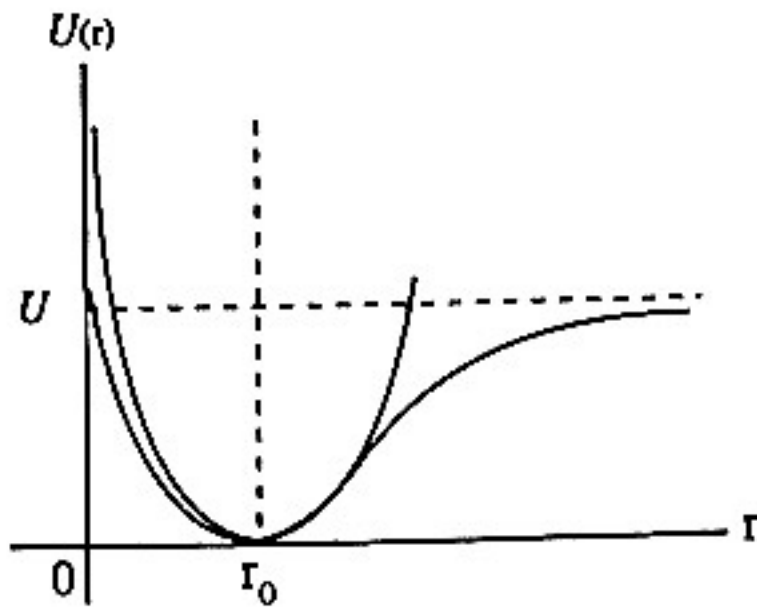
فإذا افترضنا أن A تمثل الشك ΔX في الموقع و $P_{\max}$ يمثل الشك ΔP في كمية الحركة، فإن حاصل ضربها يعطينا:

$$\Delta X \times \Delta P = \sqrt{\frac{\hbar}{K m}} \sqrt{\hbar \sqrt{K m}} = \hbar$$

وهذا يفي بمبدأ الشك في الموقع وكمية الحركة. فإذا كانت الطاقة أقل من

$\frac{1}{2} \hbar \omega$ ، فإن حاصل الضرب $\Delta X \times \Delta P$

سيكون أقل من $\hbar$ ، وهذا خرق لمبدأ الشك.



(شكل 16) دالة طاقة الكمون واصفة لتفاعل ذري في جزيء ثنائي الذرة. عند كل نقطة كوكبة التفاعل السبين ذرية مساوية لـ $F = -dU / dr$

وحتى لو كانت دالة الطاقة الكامنة ليست بهيئة قطع مكافئ تماماً، فبالإمكان تقريبها بواسطة كمون الهزاز التوافقي لإزاحة صغيرة من موضع الاتزان، كما هو موضح على الشكل 16 الذي يبين دالة الطاقة الكامنة العادية لقوة التفاعل الذري الداخلي في الجزيء. عند الفواصل (أو الفجوات) الكبيرة تتباعد مستويات دالة طاقة الكمون، بما يتطابق مع غياب القوى عند المسافات الكبيرة. ولكن قرب نقطة النهاية الدنيا (موضع اتزان الذرة)، فإن المنحنى يكون قطع مكافئ تقريباً. في هذه المنطقة تكون الاهتزازات الجزيئية توافقية بسيطة تقريباً، مع مستويات طاقة تعطي بالعلاقة (3-44).

ويكون موضع الاتزان عند $r = r_0$ حيث r أكبر من r_0 . عندما تكون r أكبر من r_0 ، فإن القوة تكون قوة جاذبة بين الذرتين، عندما تكون r أقل من r_0 ، تكون قوة تنافر. وعندما تقترب r من r_0 يصبح المنحنى قطع مكافئ تقريباً (كما يبدو في المنحنى المتماثل الجانبين) وتصبح الحركة توافقية بسيطة تقريباً. إن الطاقة اللازمة لتفكيك الجزيء هي U_∞ .

(3-8) مسألة الأبعاد الثلاثة

في الفقرة (3-7) أعلاه ناقشنا معادلة شرودنجر وتطبيقاتها بالنسبة لمسائل البعد الواحد فقط، ما يناظر الجسيم النيوتني المتحرك بامتداد خط مستقيم. إن نموذج الخط المستقيم ملائم لبعض التطبيقات، ولكن لفهم البنية الذرية يلزمنا تصميماً ثلاثي الأبعاد.

ليس من الصعوبة التنبأ كيف تبدو معادلة شرودنجر الثلاثية الأبعاد. فاولاً، إن الدالة الموجية ψ هي دالة لجميع الإحداثيات الفضائية الثلاثة (x, y, z) وأن دالة الطاقة الكامنة هي على العموم تعتمد أيضاً على جميع الإحداثيات الثلاثة ويمكن أن تكتب بالصورة $U(x, y, z)$. ثم أنه من الجوهرى الحصول على تعبير يتضمن المشتقة الثانية للدالة الموجية $d^2\psi/dx^2$ في معادلة البعد الواحد (3-33) بواسطة الاستنتاج الخطي المؤسس على علاقة الطاقة الحركية K بكمية الحركة P : $K = \frac{P^2}{2m}$. فإذا كان لكمية حركة الجسيم

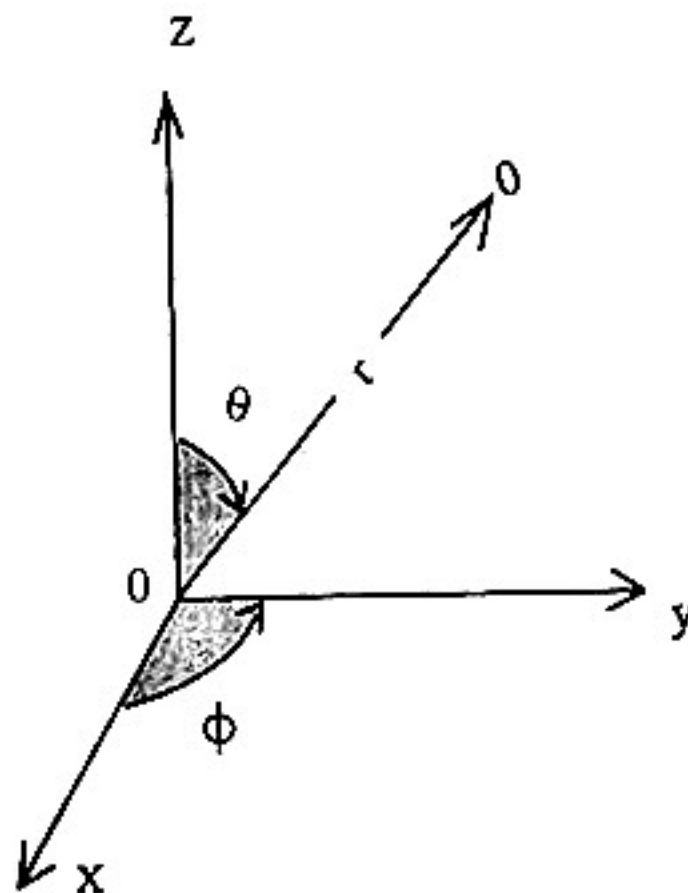
ثلاث مركبات (P_x, P_y, P_z) ، فإن العلاقة المقابلة في الأبعاد الثلاثة هي:

$$K = \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) \quad (3-45)$$

هذا يوحي أن التعميم الصحيح لمعادلة شرودنجر (3-33) إلى ثلاثة أبعاد هو:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + U \psi = E \psi \quad (3-46)$$

ومنه نفهم أن ψ و U هما دالتان لـ x, y, z (كما تشير إلى ذلك التفاضلات الجزئية).



(شكل 17) موقع النقطة P في الفضاء يمكن أن يوصف بواسطة الإحداثيات الكارتيزية (x, y, z) أو بواسطة الإحداثيات الكروية (r, θ, ϕ) . والإحداثيات الكروية مفيدة على وجه الخصوص في الميكانيك الكمومي في المسائل التي تعتمد فيها طاقة الكمون على r فقط - المسافة من المركز.

في مسائل عملية كثيرة، في البنية الذرية وفي أماكن أخرى، تكون دالة طاقة الكمون متماثلة كروياً، وهذا معناه أنها تعتمد فقط على المسافة $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ من مركز الإحداثيات. ولاستثمار هذا التماثل، نستخدم الإحداثيات الكروية (r, θ, ϕ) شكل 17 بدلاً من الإحداثيات الكارتيزية (x, y, z) وبالتالي فإن طاقة الكمون المتماثلة كروياً هي دالة لـ r فقط وليس لـ θ أو ϕ . هذه الحقيقة تساعد كثيراً في تبسيط مسألة إيجاد حلول لمعادلة شرودنجر، رغم أن الاشتقاقات تكون أكثر تعقيداً عندما يعبر عنها بدلالة الإحداثيات الكروية. فبالنسبة لذرة الهيدروجين، فإن دالة الكمون $U(r)$ هي دالة قانون

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (3-47)$$

بالنسبة لجميع دوال طاقة الكمون $U(r)$ المتماثلة كروياً، كل دالة ممكنة يمكن التعبير عنها كحاصل ضرب ثلاث دوال، واحدة لـ r فقط، واحدة لـ θ فقط، وواحدة لـ ϕ فقط، وبالتالي فإن دالتي θ و ϕ هما نفسيهما لكل كمون كروي متماثل. هذه النتيجة ترتبط مباشرة بمسألة إيجاد القيم الممكنة لكمية الحركة الزاوية للحالات المختلفة، والتي سنخصص لها الفصل القادم.

مسائل

1- نظرية بور

أ) بين بالتعويض المباشر للقيم العددية للثوابت الأساسية، أن طاقة الحالة الأساسية لذرة الهيدروجين هي -13.6 eV .

ب) وبصورة مشابهة لفقرة (أ) من السؤال، بين من المعادلة (21-3) أن قيمة ثابت ريدبيرج R هي 0.01097 nm^{-1} . (ج) كذلك افحص القيمة العددية لـ a_0 .

2- باستخدام صيغة بالمر - ريدبيرج، أحسب خمسة أطوال موجية لسلسلة بالمر.

3- بين على مخطط مستويات الطاقة للهيدروجين، الأعداد الكمومية المطابقة للانتقال الذي فيه يكون الطول الموجي للفوتون المنبعث هو 121.6 nm .

4- أحسب طاقة الربط لذرة الهيدروجين في الحالة المثارة الأولى.

5- أوجد العدد الكمي لذرة الهيدروجين التي نصف قطرها المداري 847 nm .

6- ضوء بطول موجي 1281.8 nm ينبعث بواسطة ذرة الهيدروجين. (أ) ما هو انتقال ذرة الهيدروجين المسؤول عن هذا الإشعاع؟ (ب) لأية سلسلة ينتمي هذا الإشعاع؟

7- إذا كان عمر الإلكترون في الحالة $n = 2$ في ذرة الهيدروجين هو حوالي 10 ns . فما هو الشك في طاقة الحالة $n = 2$ ؟ قارن هذا الشك مع طاقة الحالة المدروسة؟

8- نتنبأ الكهرومغناطيسية الكلاسيكية بأن الإلكترون الدائر في مدار له بتردد γ_0 يستطيع أيضاً أن يدور بالترددات $2\gamma_0$ ، $3\gamma_0$ ، $4\gamma_0$ ، وهلم جرا. بين أن هذا التنبأ ممكن أيضاً بواسطة نظرية بور لذرة الهيدروجين في الحالة الحدية للأعداد الكمومية الكبيرة.

9- نيوترون بطاقة حركية 6.0 eV يصطدم بذرة هيدروجين ساكنة في حالتها الأساسية، بين أن هذا التصادم يجب أن يكون مرناً (بمعنى أن الطاقة يجب أن تكون منخفضة) (ملاحظة: لكي تُثار الذرة يجب أن تكون الطاقة المثيرة تكفي لإيصالها لأقرب حالة إثارة).

10- طبقاً لمبدأ التقابل ، عندما $h \rightarrow \infty$ نتوقع نتائج كلاسيكية في ذرة بور. لهذا السبب فإن طول موجة ديبرولي المرافق للإلكترون (نتيجة كمومية) سيصبح أكثر صغراً قياساً بنصف قطر مدار بور عندما تزداد n .

واعتماداً على ذلك يمكن التوقع أن $\lambda/r \rightarrow 0$ عندما $n \rightarrow \infty$. بين صحة ذلك؟

(ملاحظة: عند الأعداد الكمومية الكبيرة يلغى التكميم ويصبح كل شيء كلاسيكياً، انطلق من هذا المبدأ للوصول إلى الإجابة المطلوبة).

11- من تخطيط المستويات الطاقة لذرة الهيدروجين ، فسر مشاهدة أن تردد الخط الثاني لسلسلة ليمان هو مجموع ترددي الخط الأول لسلسلة ليمان والخط الثاني لسلسلة بالمر.

12- أ) ما مقدار الطاقة اللازمة لإزالة إلكترون من أيون الهليوم He^+ في حالته الأساسية؟ ب) من أيون الليثيوم في الحالة $n=3$ ؟

13- بين أنه في نموذج بور شبه الكلاسيكي الأحادي الإلكترون للذرة أن أ) السرعة المدارية تكون مكممة، أي أن:

$$v_n = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 h n^2}$$

وب) كميات الحركة الزاوية المدارية هي مكممة أيضاً $L_n = n\hbar$

14- في الحالة الأساسية (Ground State) لذرة الهيدروجين، وتطبيقاً لنظرية بور، ما معني أ) العدد الكمومي ، ب) نصف القطر المداري ، ج) كمية الحركة الزاوية ، د) كمية الحركة الخطية ، هـ) السرعة الزاوية ، و) السرعة الخطية ، ي) القوة على الإلكترون، ك) تعجيل الإلكترون، ل) الطاقة الحركية، م) الطاقة الكامنة، ن) الطاقة الكلية.

15- كيف تتغير الكميات من ب) إلى ن) في المسألة 14 مع العدد الكمومي n ؟

16- احسب مديات الطول الموجي التي تمتد فوقها سلاسل ليمان، بالمر، وباشن. (يمتد المدى من أطول طول موجي إلى الحد السلسلي). ب) اوجد المديات الترددية المقابلة؟

الفصل الرابع

البنية الدقيقة للذرة

إن ما تتمتع به معادلة شرودنجر من أهمية فائقة قد دفع بعض الفيزيائيين إلى حد المطالبة (أن هذه المعادلة تشتمل على كل الكيمياء).

وهذه بالطبع مبالغة، ولكنها مبالغة قد يكون لها ما يبررها. ذلك لأن معادلة شرودنجر تعلمنا الكثير عن السلوك الكيميائي للعناصر وعن طبيعة الأواصر الكيميائية، وهي تتورنا عن الجدول الدوري للعناصر وعن القواعد المجهرية للمغناطيسية. عن بنية وخواص الذرات من خلال دراستنا لتفاعلاتها المغناطيسية.

سنبدأ بحلول معادلة شرودنجر الثلاثية الأبعاد بالنسبة لذرة الهيدروجين، وسندلل على الحالات الطاقةية بطاقم من الأعداد الكمومية، إضافة إلى عزم اللف أو العزم المغزلي للإلكترون.

(1-4) معادلة شرودنجر بثلاثة أبعاد

نعود مرة أخرى إلى ذرة الهيدروجين، لمتابعة ما بدأناه حولها من مفاهيم كلاسيكية، انطلاقاً من نموذج بور وبديهياته، وكمومية، انطلاقاً من مبادئ الميكانيك الكمومي. ففي نموذج بور، تتحرك الإلكترونات في مدارات دائرية مثل جسيمات نيوتنية، ما استوجب إنجازاً باهراً حول القيم المسموح بها لكمية الحركة الزاوية (تكميم كمية الحركة الزاوية). نموذج بور هذا حدد المستويات الطاقةية الصحيحة لذرة الهيدروجين، كما استنتجت من الأطياف. ولكن هناك صعوبات كثيرة مرتبطة بجوهر المفهوم. فهو يشتمل على الفيزياء الكلاسيكية مع الحديثة وافتراضات متناقضة في ما يبدو. ولم يكشف عن بصيرة نافذة في العملية التي بواسطتها تنبعث الفوتونات وتمتص. وبالتالي، فهو لا يمكن أن يعمم على ذرات بأكثر من إلكترون واحد. ولعل من المهم جداً، أن تصوره للإلكترونات كجسيم نقطي كان متناقضاً مع وجهات النظر الأكثر عمومية التي تناولناها في الفصلين الثاني والثالث.

إن الصحيح والأفضل أن تصاغ مسألة ذرة الهيدروجين في الإحداثيات الكروية (r, θ, ϕ) ، حينذاك سيعبر عن طاقة الكمون بالعلاقة المعروفة:

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

ومع دالة طاقة الكمون هذه يمكن أن تُحل معادلة شرودنجر حلاً دقيقاً. وهذه الحلول هي اتحادات لدوال شائعة. يمكننا دراسة وصف أغلب الملامح المهمة للأسلوب والنتائج دون الدخول في التفاصيل الكثيرة.

أولاً، يمكن الحصول على الحلول بطريقة تدعى فصل المتغيرات، نعبر فيها عن الدالة الموجية $\psi(r, \theta, \phi)$ كحاصل ضرب ثلاث دوال، كل واحدة منها دالة لأحدائي واحد فقط:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \theta(\theta) \Phi(\phi) \quad (4-2)$$

حيث الدالة $R(r)$ تعتمد فقط على r ، والشئ نفسه بالنسبة لـ $\theta(\theta)$ و $\Phi(\phi)$. عند تعويض المعادلة (4-2) في معادلة شرودنجر (3-46) نحصل على ثلاث معادلات منفصلة، كل منها تحتوي على إحداثي واحد فقط.

إن الحلول المقبولة فيزيائياً لهذه المعادلات تتحدد بواسطة الشروط الحدودية (استمرار ψ)، $(d^2\psi/dx^2)$. فالدالة القطرية $R(r)$ يجب أن تقترب من الصفر عند قيم r الكبيرة لأننا أصلاً نصف الحالات المقيدة للإلكترون، تلك التي تتموضع قرب النواة، وهذا يناظر لزوم اقتراب الدالة الموجية للهزاز التوافقي من الصفر عند قيم X الكبيرة. أما الدالتين الزاويتين $\theta(\theta)$ و $\Phi(\phi)$ فيجب أن تكونا دوريتين. فمثلاً، النقطتان (r, θ, ϕ) و $(r, \theta + 2\pi, \phi)$ هما نفس النقطة، لذلك فإن الدالة $\Phi(\phi + 2\pi)$ يجب أن تساوي الدالة $\Phi(\phi)$. هذا يعني أن الدالة $\Phi(\phi)$ يجب أن تكون دورية، بدور قدرة (2π) . كذلك أيضاً، يجب أن تكون الدالتين الزاويتين $\theta(\theta)$ و $\Phi(\phi)$ نهائيتين (محدودتين) لجميع القيم المناسبة للزاويتين θ و ϕ . فمثلاً هناك حلولاً بالنسبة لـ θ تتضخم عند $\theta = 0$ و $\theta = \pi$ ، وهي حلول غير مقبول.

أما الدوال القطرية $R(r)$ ، فتنتهي في النهاية لأن تكون لها الهيئة e^{-r}/na_0 مضروبة بمتعدد حدود في r . إن الدوال $\theta(\theta)$ هي متعدّدات حدود تتضمن قوى مختلفة لـ $\sin\theta$ و $\cos\theta$ ، أما الدوال $\Phi(\phi)$ فهي ببساطة بالهيئة $e^{im\phi}$ ، حيث m هو عدد صحيح سنُعرف عليه في الفقرة اللاحقة. وكما نجد الحلول التي تحقق الشروط الحدودية، نجد أيضاً المستويات الطاقية المقابلة E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$)، المطابقة لتلك التي حصلنا

عليها من نموذج بور (المعادلة (3-19) أو (3-26):

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4}{2n^2\hbar^2} = -\frac{13.60eV}{n^2} \quad (4-3)$$

حيث n كالسابق هو العدد الكمومي للحالة E_n

(2-4) كمية الحركة الزاوية

تحدد طاقة الحالة في ذرة الهيدروجين بواسطة العدد الكمومي المفرد n ، وهي كمية قياسية. أما كمية الحركة الزاوية للحالة، فهي متجه ويلزم لوصفها عددين كموميين هما ℓ و m_ℓ ، كما هو مبين في الجدول 3، وهي مكمأة بصورة مضاعفة (مضاعفات لثابت بلانك) في المقدار والاتجاه.

جدول 1

الرمز	الاسم	مترافق مع	القيم المسموح بها
n	العدد الكمومي الأساسي	الطاقة، متوسط نصف القطر	$1, 2, 3, \dots$
ℓ	العدد الكمومي المداري	مقدار كمية الحركة الزاوية	$0, 1, 2, \dots, n-1$
m_ℓ	العدد الكمومي المغناطيسي	اتجاه كمية الحركة الزاوية	$0 \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$

مقدار كمية الحركة الزاوية

بحلنا لمعادلة شرودنجر نتعلم أن كمية الحركة الزاوية هي كمية مكمأة، بمعنى أنها مكونة من وحدات منفصلة لكل منها كيانه المستقل. وقيمها المسموحة هي:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar \quad (4-4)$$

حيث ℓ هو العدد الكمومي المداري، وقيمته تعتمد على قيمة العدد الكمومي الأساسي n تتحدد كما يلي:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (4-5)$$

فمثلاً، بالنسبة للحالة الأساسية لذرة الهيدروجين التي تكون لها $n = 1$ ، يجب أن

تكون قيمة ℓ وفقاً للعلاقة (4-5) مساوية للصفر $\ell = 0$ و $L = 0$ وليس هناك قيمة أخرى مسموح بها. لنأخذ مثلاً آخر، الحالة بـ $n = 2$ ، ستكون ℓ لها مساوية لـ $\ell = 0$ أو $\ell = 1$. هاتان الحالتان ($\ell = 0, 1$) لذرة الهيدروجين تشتركان بنفس العدد الكمومي الأساسي n وتمتلكان نفس الطاقة، رغم أنهما تمثلان حالتين للحركة مختلفتين تماماً.

متجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$

لنختار اتجاهها في الفضاء ونثبتها بصورة عشوائية، مثل محور Z ، ومن ثم نحدد اتجاه $\vec{L}$ بالنسبة لهذا المحور.

إن متجه كمية الحركة $\vec{L}$ لا يستطيع أن يأخذ له موضعاً بالنسبة لمحور Z كيفما كان، بل يأخذ فقط تلك المواضع التي مركبته فيها بامتداد محور Z تُعطى بالعلاقة:

$$L_z = m\ell\hbar \quad (4-6)$$

حيث $m\ell$ هو العدد الكمومي المغناطيسي، ويمكن أن تكون له القيم التالية فقط:

$$m\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm \ell \quad (4-7)$$

ويدعى هذا التقييد على اتجاه $\vec{L}$ بالتكميم الفضائي.

ومن ملاحظتنا للمعادلتين (4-4) و (4-6) نستنتج أنه بالنسبة لحالة ذرة الهيدروجين ذات العدد الكمومي المداري $\ell = 2$ يكون مقدار كمية الحركة $\vec{L}$ ، وفقاً للعلاقة (4-4) هو $\sqrt{2(2+1)}\hbar$ في حين أن مركبة $\vec{L}$ بامتداد محور Z (L_z) يمكن أن تأخذ القيم $0, \pm \hbar, \pm 2\hbar$ أي خمس مركبات في المجموع وكل مركبة تطابق توجهاً مناظراً لمتجه كمية الحركة $\vec{L}$ بالنسبة لمحور Z ، أي أن هناك خمس توجهات (إمكانات للتوجه) فقط يمكن أن يأخذها متجه كمية الحركة لذرة الهيدروجين في الحالة $\ell = 2$. ونلاحظ أيضاً أن أكبر قيمة للمركبة L_z في هذه الحالة هي $2\hbar$ ، وهي أقل من مقدار $\vec{L}$ نفسه ($= 2.45\hbar$). وهذا معناه أن مقدار $\vec{L}$ أكبر دائماً من أكبر مركبة له بامتداد محور Z . وهذا يعني ببساطة أن متجه كمية الحركة $\vec{L}$ في أي من توجهاته المسموح بها لا يمكن أن يكون منطبقاً تماماً على محور Z ، وذلك لوجود L_x و L_y عبر اللامتساوية $\Delta L_x \Delta L_y \geq \hbar$.

يبين الشكل 1 القيم المسموحة للمركبة L_z من أجل $\ell = 1, 2$ و 10 . في الحالة

الأخيرة ($\ell = 10$) نَقْرَب من الوضعية الكلاسيكية التي يخبر فيها التكميم ويصبح أي نوعه لمتجه كمية الحركة مسموحاً به، والمثال 1 (اللاحق) يوضح هذه المسألة.

إن تكميم المركبة L_z يعني أن الزاوية θ بين متجه كمية الحركة الزاوي $\vec{L}$ ومحور Z (لاحظ شكل 1) هي زاوية مكمأة، و قيمها مقيدة بالعلاقة:

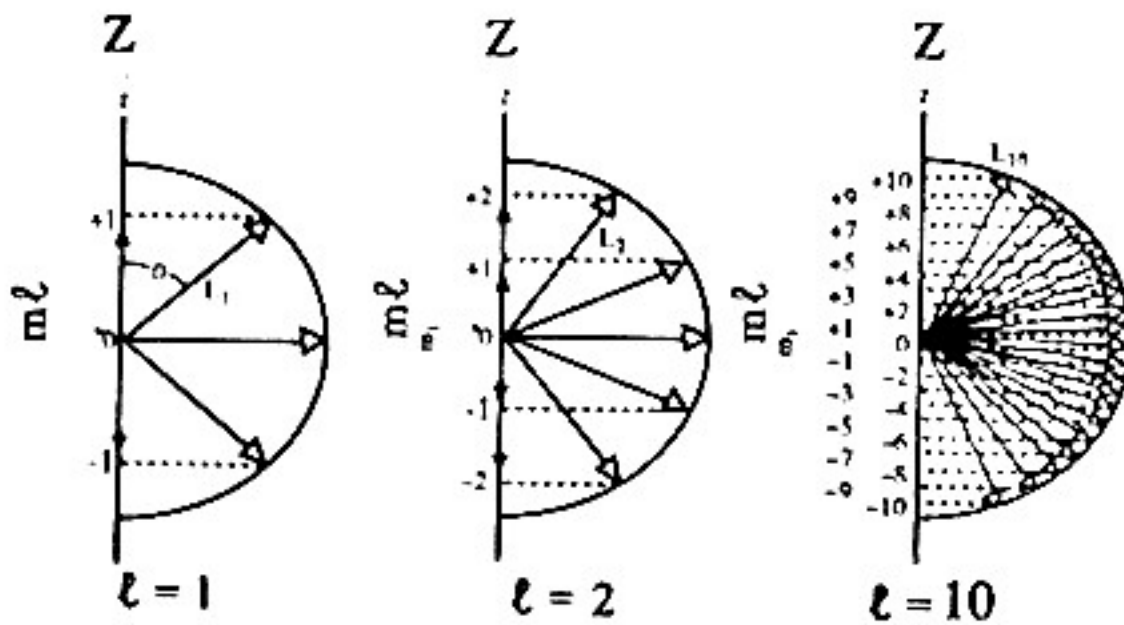
$$\theta = \cos^{-1} \frac{L_z}{L} = \cos^{-1} \frac{m_\ell}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \quad (4-8)$$

حيث استخدمنا المعادلتين (4-4) و (4-6) من أجل L_z على التوالي. إن أصغر قيمة لـ θ تتحقق عندما تكون لـ m_ℓ أكبر قيمة، والتي هي ℓ . فمن أجل $\ell = 2$ مثلاً، نجد أن القيمة الدنيا لـ θ تساوي:

$$\theta_{\min} = \cos^{-1} \frac{2}{\sqrt{2(2+1)}} = \cos^{-1} 0.817 = 35.3^\circ$$

بالنسبة لحالات ذرة الهيدروجين ذات العدد الكمومي المداري $\ell = 2$ ، يستحيل على متجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$ أن يصنع زاوية مع محور Z أصغر من 35.3° .

إن اختيار المحاور وتحديد مركبة $\vec{L}$ بامتداده يبقى مركبات $\vec{L}$ على جميع المحاور الأخرى غير معينة تماماً. وهذا معناه أننا نستطيع فقط معرفة مركبة مختارة واحدة للمتجه $\vec{L}$ (التي اخترناها بصورة عشوائية لتكون المركبة L_z) معرفة دقيقة (مبدأ الشك).



(شكل 1) القيم المسموحة لـ L_z من أجل $\ell = 1, 2, 10$. إن الأعداد فوق محور Z تبين قيم m_ℓ . رسمت الأشكال بمقاييس رسم مختلفة

يبين الشكل 2 نموذجاً اتجاهياً كلاسيكياً يمكن أن يساعد في تصور التكميم الفضائي لمتجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$. وهو يبين التقدم أو المسعى الاتجاهي حول الاتجاه Z ، بما يشبه البرم المغزلي أو دوران الجيروسكوب حول محور رأسي في مجال الجاذبية الأرضية. إن المركبة L_z تبقى ثابتة طالما ظلت الحركة متواصلة، ولكن دون قيم محددة لمركبتي $\vec{L}$ السينية والصادية.

ولفهم التكميم الفضائي لمتجه كمية الحركة الزاوية يمكن الاستعانة بمبدأ الشك لهايزنبرغ، الذي يعبر عن الدقة في تحديد موضع الجسم وكمية حركته:

$$\Delta P_x \cdot \Delta X \sim h/2\pi$$

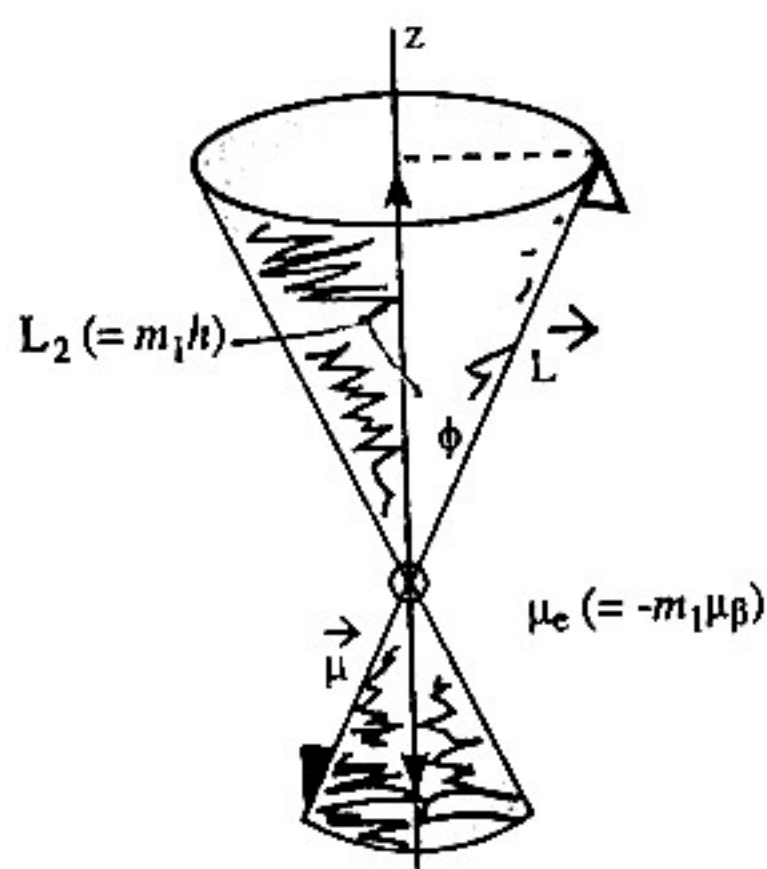
$$\Delta P_y \cdot \Delta y \sim h/2\pi$$

$$\Delta P_z \cdot \Delta Z \sim h/2\pi$$

وفي الشكل الزاوي يصبح مبدأ هايزنبرغ هذا بالصورة:

$$\Delta L_z \cdot \Delta \phi \sim h/2\pi \quad (\text{مركبة } z) \quad (4-9)$$

حيث ϕ هي زاوية الدوران حول المحور z في الشكل 2. تشير المعادلة (4-6) إلى أن L_z معلومة تماماً، وفي الوقت نفسه معين لدينا العدد الكمومي m_l . ينتج من ذلك أن ΔL_z (الشك في L_z) يجب أن تساوي صفراً، وبالتالي، تستلزم المعادلة (4-9) أن تكون $\Delta \phi \rightarrow \infty$. وهذا يعني أننا لا نملك أية معلومات عن الموقع الزاوي لدوران متجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$ حول محور Z . فنحن نعلم فقط مقدار $\vec{L}$ ومسقطه L_z على محور Z ولا شيء آخر.



(شكل 2) التمثيل الاتجاهي للتكميم الفضائي لكمية الحركة الزاوية $\vec{L}$ والعزم الثنائي المغناطيسي $\vec{\mu}$

مثال 1: أوجد أقل قيمة للزاوية θ في الشكل 2 من أجل $\ell = 1, 10^2, 10^3, 10^4$ و $\ell = 10^9$.

الحل: إن أقل قيمة للزاوية θ تتحقق عندما نضع $m_\ell = \ell$ في المعادلة (4-8):

$$\theta_{\min} = \cos^{-1} \frac{\ell}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} = \cos^{-1} \left[1 + \frac{1}{\ell} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

عند $\ell \rightarrow \infty$ ، نجد أن $\cos^{-1} = 0$. وهذا بالضبط هو ما نتوقعه من مبدأ المناظرة، حيث يتطابق (يتوافق) السلوك الكمومي للجسيم مع السلوك الكلاسيكي عند الأعداد الكمومية الكبيرة. الآن نعوض عن قيم ℓ المعطاة في المثال لنجد أن:

ℓ	$\theta_{\min}$
1	45.0°
10^2	5.7°
10^3	1.8°
10^4	0.57°
10^9	0.0018°

$\theta_{\min}$ تقترب من الصفر عند قيم ℓ الكبيرة، ومن ثم فإن الفروقات تصبح خارج حدود إمكانيات القياس. وهكذا تصبح كمية الحركة الزاوية للجسيم الدوار أكبر فأكبر، ومن ثم فإن التكميم الفضائي للميكانيك الموجي يندمج بشكل حسن في التوزيع المستمر للميكانيك الكلاسيكي.

ومرة أخرى نشاهد كيف يعمل مبدأ التطابق.

مثال 2: (أ) ما هي أكبر قيمة مسموح بها لـ ℓ من أجل $n = 4$ ؟ (ب) ما مقدار كمية الحركة الزاوية المناظرة لهذه القيمة؟ (ج) كم يبلغ عدد المركبات المختلفة لـ $\vec{L}$ على محور Z ؟ (د) ما مقدار أكبر مركبة مسقطية؟ (هـ) ما مقدار أصغر زاوية يصنعها متجه كمية الحركة الزاوية مع محور Z ؟

الحل: (أ) أكبر قيمة مسموح بها للعدد الكمومي المداري ℓ هو $n - 1$ ، ويساوي $\ell =$

$$n-1 = 4-1 = 3$$

ب) لحساب مقدار $\bar{L}$ نستخدم المعادلة (4-4):

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar = \sqrt{3(3+1)} (1.05 \times 10^{-34} \text{ J.S}) \\ = 3.66 \times 10^{-34} \text{ J.S}$$

في الحياة العملية، نادراً ما يعبر عن كمية الحركة الزاوية الذرية بالنظام العالمي للوحدات (SI)، ويكون مألوفاً أكثر أن يبين مقدار كمية الحركة الزاوية في هذه الحالة هكذا ببساطة $\sqrt{12}\hbar$ أو $3.46\hbar$ (لاحظ المطلوب (د) من المثال)

ج) إن عدد المركبات التي يمكن أن تكون لمتجه كمية الحركة الزاوية على محور Z يساوي عدد القيم المسموحة للعدد الكمومي المغناطيسي m_ℓ المبينة بالمعادلة (4-5) وهو:

$$0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell = 2\ell + 1$$

أو

$$0, -1, +1, -2, +2 - 3, +3 = 2 \times 3 + 1 = 7 \text{ قيم}$$

د) أكبر مركبة مسقطه نجدها من العلاقة (4-5)، وتعطي فيها m_ℓ بأكبر قيمة ممكنة لها وهي من المعادلة (4-5) تساوي ℓ :

$$L_z = m_\ell \hbar = \ell \hbar = 3 \times (1.055 \times 10^{-34} \text{ J.S}) \\ = 3.17 \times 10^{-34} \text{ J.S}$$

وكما نلاحظ من الجزء (ب) من المثال فإن مركبة $\bar{L}$ على محور Z أصغر من مقدار $\bar{L}$ نفسه.

الأعداد الكمومية

يشار للدوال الموجية لذرة الهيدروجين رفقة قيم ثلاثة أعداد كمومية هي n, ℓ, m_ℓ فالطاقة E_n تتحدد بواسطة العدد الكمومي الرئيسي n طبقاً لأي من العلاقات (3-19)، أو (3-26)، (4-3). ويتحدد مقدار كمية الحركة الزاوية المدارية L بواسطة العدد الكمومي المداري ℓ ، كما في المعادلة (4-4) أما مركبة كمية الحركة الزاوية باتجاه محور مميز

(وليكن المحاور المألوف Z) L_z فتحدد بواسطة العدد الكمومي المغناطيسي m_l ، طبقاً للمعادلة (4-5). فلكل مستوى طاقي E_n توجد عدة حالات مميزة لها نفس الطاقة تدعى انحلالاً، والتي ليس لها نظير في نموذج بور.

إن الحالات ذات القيم المختلفة للعدد الكمومي المداري ℓ ، يرمز لها بحروف طبقاً للتخطيط التالي:

$\ell = 0$: S State (حالة)

$\ell = 1$: P State (حالة)

$\ell = 2$: d State (حالة)

$\ell = 3$: f State (حالة)

$\ell = 4$: g State (حالة)

..... الخ

هذا الاختيار الذي لا يبدو منطقياً للحروف أقيم في الأيام المبكرة لعلم الأطياف وليس له مغزى أساسي. فالحالة بـ $n = 2$ و $\ell = 1$ تدعى حالة $2P$ ، والحالة بـ $n = 4$ و $\ell = 0$ تدعى حالة $4S$ ، وهلم جرا. إن الحالة S هي فقط المتماثلة كروياً.

وهناك رموز أخرى: إن النطاق القطري للدالة الموجية يزداد مع زيادة العدد الكمومي الرئيسي n ، وبالتالي يمكن الحديث عن منطقة من الفضاء مترافقة مع القيمة الخاصة لـ n كغلاف لها أو قشرة (Shell) ، هذه القشرات تعطي بالحروف:

$n = 1$: K Shell

$n = 2$: L Shell

$n = 3$: M Shell

$n = 4$: N Shell

... الخ

ولكل n قيمة مختلفة لـ ℓ تتطابق مع قشرة ثانوية (Subshell). فمثلاً، القشرة L ($n = 2$) تضم القشرات الثانوية $2S$ ($\ell = 0$) و $2P$ ($\ell = 1$).

والجدول 2 يظهر بعضاً من التركيبات الممكنة للأعداد الكمومية لدالة ذرة الهيدروجين مع الرموز الطيفية ورموز قشرات الأشعة السينية لكل حالة.

جدول 2 الحالات الكمومية لذرة الهيدروجين

n	l	ml	الرمز الطيفي	القشرة
1	0	0	1s	K
2	0	0	1s	
2	1	-1, 0, 1	2p	L
3	0	0	3s	
3	1	-1, 0, 1	3p	M
3	2	-2, -1, 0, 1, 2	3d	
4	0	0	4s	N
etc.				

مثال 3: كم عدد الحالات المميزة لذرة الهيدروجين مع $n = 3$ ؟ أوجد طاقة هذه الحالات.

الحل: عندما $n = 3$ فإن l يمكن أن تكون 0، 1، أو 2. وعندما $l = 0$ ، فإن m_l يجب أن تساوي صفراً (حالة واحدة). وعندما $l = 1$ ، فإن m_l يمكن أن تكون -1، 0، أو 1 (ثلاث حالات) وعندما $l = 2$ ، فإن m_l يمكن أن تكون -2، -1، 0، 1، أو 2 (خمس حالات). أي أن العدد الكلي للحالات مع $n = 3$ هو (حالات $1 + 3 + 5 = 9$).

أما طاقات هذه الحالات التسع فهي نفسها لكل الحالات لأنها تعتمد فقط على n . وطبقاً للمعادلة (4-3) مع $n = 3$ ، فإن:

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4}{Zn^2\hbar^2}$$

$$E_3 = -\left(8.99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{C}^2} \frac{(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})}{2(3)^2 (1.054 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})^2}\right)$$

$$= -2.41 \times 10^{-19} \text{ J} = -1.51 \text{ eV}$$

مثال 4: (أ) ما أكبر مقدار لكمية الحركة الزاوية L للحالة الرابعة $n = 4$ لذرة الهيدروجين؟ (ب) ما أكبر قيمة لـ L_z ؟ (ج) ما أصغر زاوية بين متجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$ والمحور Z ؟

الحل: عندما تكون $n = 4$ فإن أكبر قيمة للعدد الكمومي المداري ℓ هي 3، وبالتالي، وطبقاً للمعادلة (4-4)، نجد

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar = \sqrt{3(3+1)} \hbar = 3.464 \hbar$$

ب) أكبر قيمة للعدد الكمومي المغناطيسي m_ℓ هي ℓ ، وبالتالي فإن m_ℓ في هذه الحالة تساوي 3، ومن المعادلة (4-6)، نجد أن $L_z = 3\hbar$.

ج) من العلاقة (4-8) نستنتج أن أقل قيمة لـ θ هي عندما يكون $\cos\theta > 0$ ، وهذا يتحقق عندما نضع $m_\ell = \ell$ في العلاقة أعلاه:

$$\cos\theta_{\min} = \frac{L_z}{L} = \frac{3}{3.464}, \theta_{\min} = 30.0^\circ$$

التوزيعات الاحتمالية

لأن الدوال الموجية ثلاثية الأبعاد فإنه من الصعب تصورها من خلال نموذج بور الدائري الثنائي الأبعاد. وهنا يكون من المفيد دراسة التوزيعات القطرية لهذه الدوال. بمعنى دراسة احتمالية أن يوجد الجسيم الذي نوصفه هذه الدوال عند مسافات مختلفة من المركز. ومن مفهوم الدالة الثلاثية الأبعاد الفقرة (2-7) فإن احتمالية أن يوجد الجسيم في عنصر حجمي dV هي $|\psi|^2 dV$. فإذا أخذنا قشرة كروية رقيقة بنصف قطر داخلي r ونصف قطر خارجي $r+dr$ كعنصر حجمي، فإن حجم هذه القشرة هو تقريباً حاصل ضرب مساحتها $4\pi r^2$ في سمكها dr :

$$dV = 4\pi r^2 dr$$

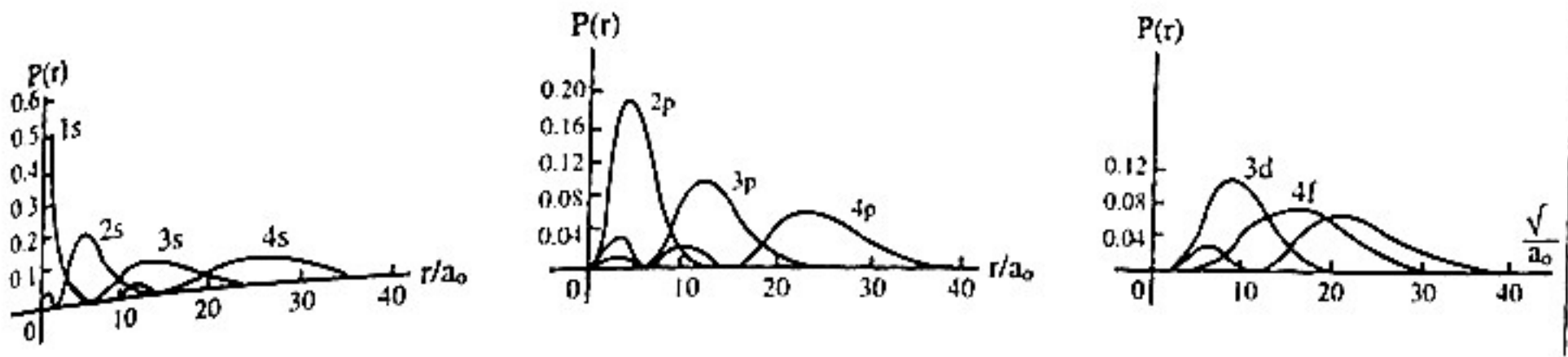
فإذا رمزنا لاحتمالية إيجاد الجسيم داخل النطاق القطري dr بـ $P(r)dr$ حينئذ ستكون:

$$P(r)dr = |\psi|^2 dV = 4\pi r^2 |\psi|^2 dr$$

بالنسبة للدوال الموجية تلك التي تعتمد على θ و ϕ ، و r يستخدم معدل قيمة $|\psi|^2$ فوق جميع الزوايا في المعادلة أعلاه.

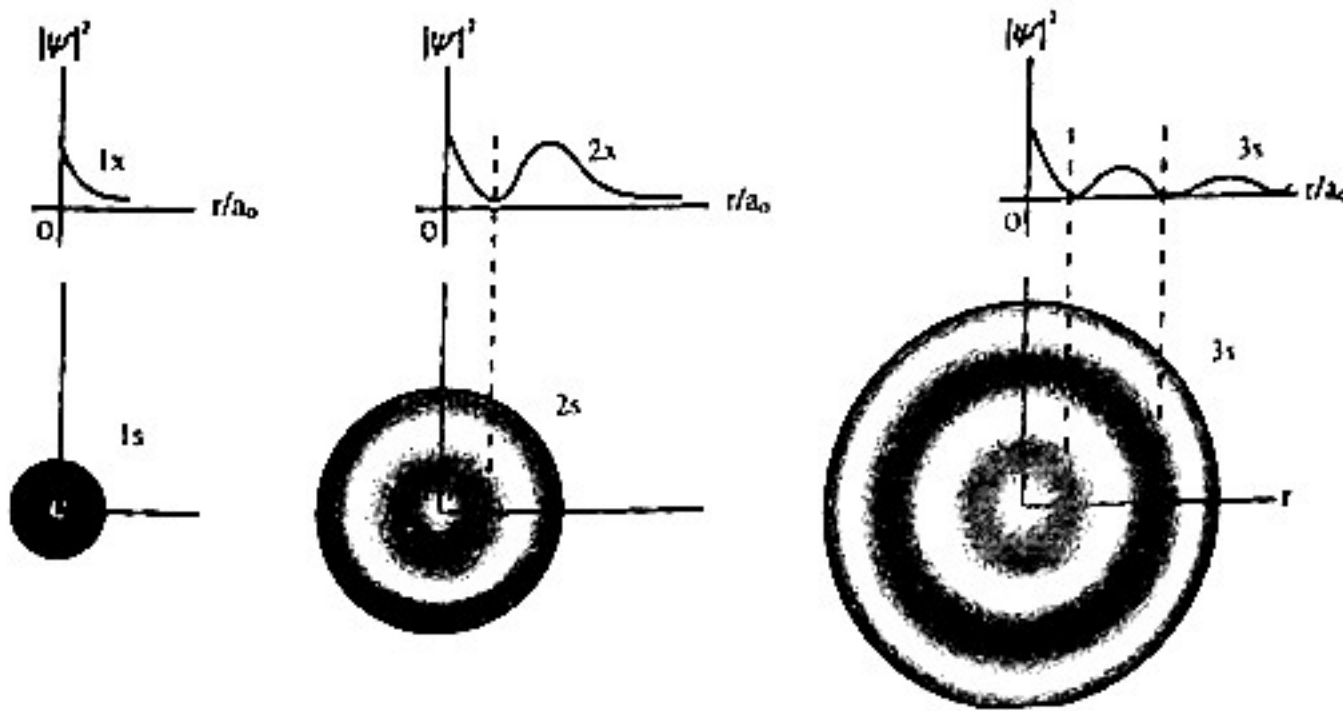
يبين الشكل 3 المنحنيات $P(r)$ لعدة دوال موجية لذرة الهيدروجين. والمقاييس r رمز

لها بنصف قطر بور a_0 .



(شكل 3) دوال التوزيع الاحتمالي القطري $P(r)$ لعدة دوال موجية لذرة الهيدروجين، مرسومة كنسبة للنسبة r/a_0 ، حيث a_0 نصف قطر بور. إن عدد القمم لكل دالة هو $(n - 1)$ إن المنحنيات التي بالنسبة لها $\ell = n - 1$ تمتلك قمة عظمى واحدة، متموضعة عند $n^2 a_0$.

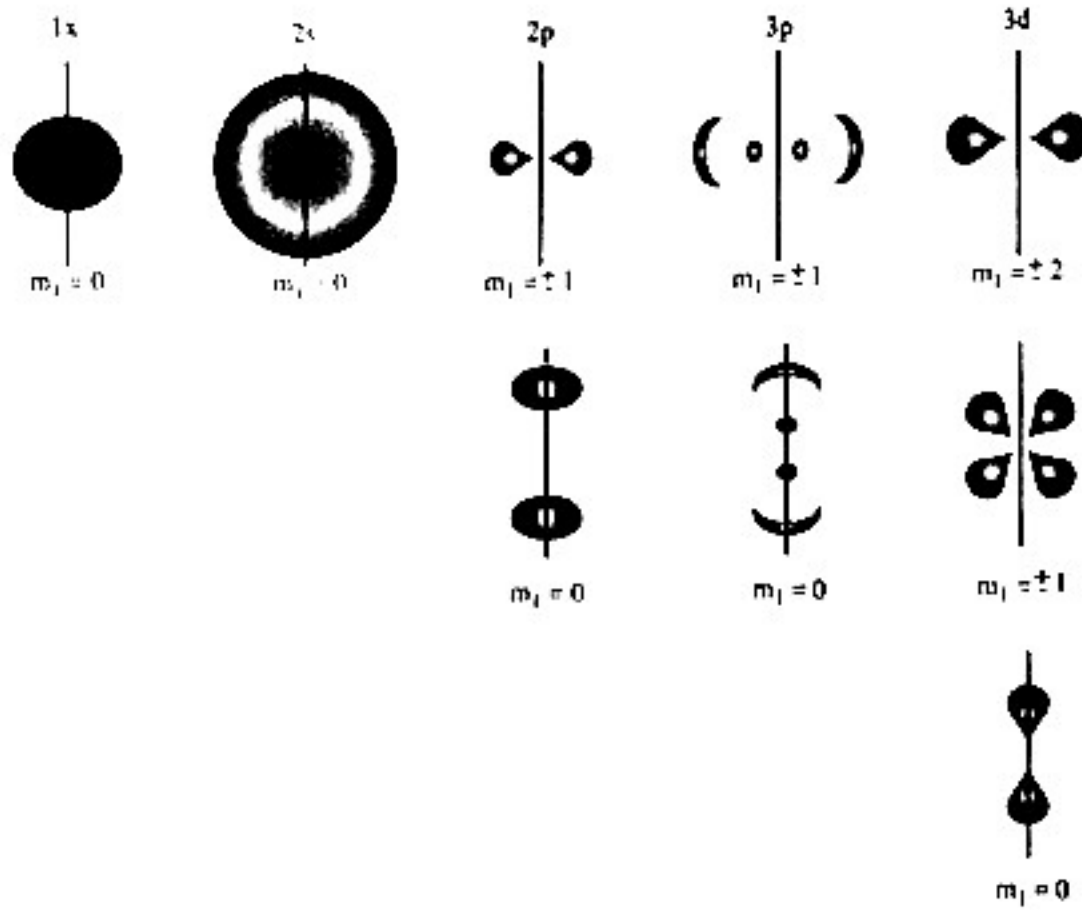
ومن المفيد ملاحظة أنه بالنسبة للحالات التي تمتلك أكبر الأعداد الكمومية المدارية ℓ الممكنة لكل n (الحالات $4f, 3d, 2p, 1s$) تظهر أكبر قيمة لـ $P(r)$ عند المدى $r = n^2 a_0$ بالنسبة لهذه الحالات، فإن الإلكترون أكثر ما يمكن أن يوجد هو عند نصف القطر المطابق لنصف قطر بور، وبالنسبة لجميع قيم ℓ ، فإن الاحتمالية بالنسبة للحالات ذات الـ n المعطى تتركز قرب نصف قطر يساوي تقريباً na^2 ، مشكّلة بذلك قشرة أو غطاء. إن تكامل كل $P(r)$ فوق جميع قيم r من 0 إلى ∞ هو واحد، وبالتالي، فإن الجسيم يجب أن يوجد عند بعض مسافة من النواة.



(شكل 4) التوزيع الاحتمالي القطري للدالة الموجية $1s$ المتماثلة كروياً لذرة الهيدروجين

يسبين الشكل 4 احتمالية التوزيع المتمثل كروياً للدالة الموجية للحالة الأساسية 1S لذرة الهيدروجين.

ويسبين الشكل 5 تخطيطات للتوزيعات الاحتمالية الثلاثية الأبعاد لبعض الدوال الموجية لذرة الهيدروجين.



(شكل 5) تخطيط للمقاطع العرضية لاحتماليات التوزيع الثلاثية الأبعاد لبعض الحالات الكمومية لذرة الهيدروجين

مثال 5: الدالة الموجية للحالة الأساسية (1S) لذرة الهيدروجين هي:

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0}$$

أ) تحقق ما إذا كانت هذه الدالة معايرة أم لا.

ب) ما احتمالية أن يوجد الإلكترون عند مسافة أقل من a_0 من النواة؟

الحل: إن شرط المعاييرة هو $\int_0^\infty |\psi_{1s}|^2 dV = 1$ وباستخدام العنصر الحجمي $(dV) =$

$4\pi r^2 dr$ ، نجد:

$$\int_0^{\infty} |\psi_{1s}|^2 dV = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi a_0^3} e^{-2r/a_0} (4\pi r^2 dr)$$

$$= \frac{4}{a_0^3} \int_0^{\infty} r^2 e^{-2r/a_0} dr$$

ومن جدول التكاملات نجد أن التكامل غير المحدد:

$$\int r^2 e^{-2r/a_0} dr = \left(-\frac{a_0 r^2}{2} - \frac{a_0^2 r}{2} - \frac{a_0^3}{4} \right) e^{-2r/a_0}$$

وبإدخال حدود التكامل نجد أن نتيجة التكامل تساوي صفراً عند $r = \infty$ وذلك بسبب العامل الأسّي، وتساوي $a_0^3/4$ عند $r = 0$ ، لذلك نجد أن:

$$\int_0^{\infty} |\psi_{1s}|^2 dV = \frac{4}{a_0^3} \cdot \frac{a_0^3}{4} = 1$$

وهذا يؤكد أن الدالة الموجية معيارية

(ب) لإيجاد احتمالية تواجد الإلكترون عند مسافة أقل من a_0 ننجز نفس التكامل ولكن بحدود من 0 إلى a_0 ، فنحصل على $-5e^{-2}a_0^3/4$ ، فتكون النتيجة النهائية للتكامل:

$$P(r < a_0) = \int_0^{a_0} |\psi_{1s}|^2 dV = \frac{4}{a_0^3} \left(-\frac{5a_0^3 e^{-2}}{4} + \frac{a_0^3}{4} \right)$$

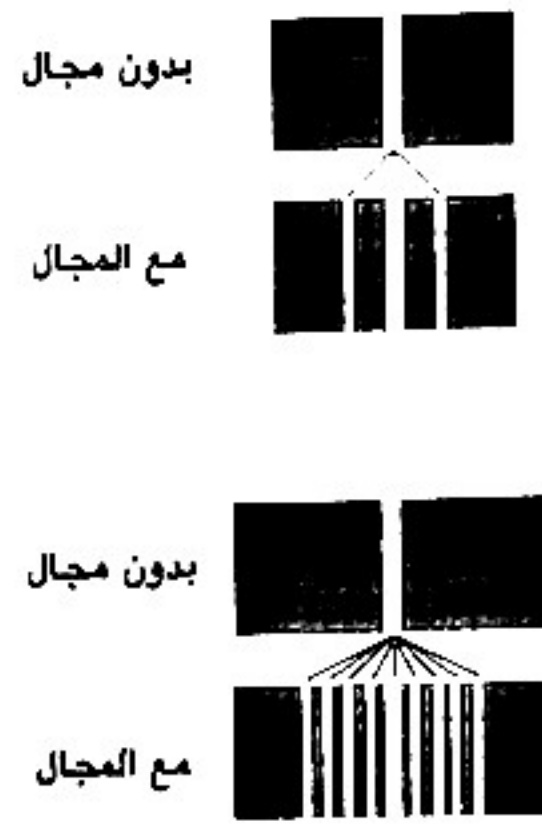
$$= 1 - 5e^{-2} = 0.323$$

وهكذا نستوقع أن نجد الإلكترونات في الحالة الأساسية عند مسافة أقل من نصف قطر بور من النواة بـ $\frac{1}{3}$ احتمالية إيجاده عند مسافة أكبر من نصف قطر بور. في الشكل 3، حوالي ثلثي المساحة تحت منحنى الحالة 1s عند مسافة أكبر من a_0 .

(3-4) أثر زيمان

هو زحزحة المستويات الطاقية الذرية والخطوط الطيفية المرافقة وذلك عندما توضع الذرات في مجال مغناطيسي. وهو تعديل عملي مباشر جداً لتكميم كمية الحركة الزاوية. تتضمن الذرات شحنات متحركة، لذلك ليس مفاجئاً أن تسبب محصلة قوى

المجالات المغناطيسية تغييرات في حركة هذه الشحنات وفي مستوياتها الطاقية. ففي بواكير القرن التاسع عشر تأمل الفيزيائيون أن مصادر الضوء المرئي قد تكون شحنة كهربائية مهتزة على المستوى الذري. في 1862 وضع فاراداي (Faraday) مصدراً ضوئياً في مجال مغناطيسي، في محاولة منه لمشاهدة أي أثر ما. ولكن في 1896 وجد الفيزيائي الألماني بيوتر زيمان، عند استخدامه أدوات محسنة، وجد أنه بوجود المجال المغناطيسي تنشط بعض الخطوط الطيفية إلى مجموعات من الخطوط المتقاربة التباعد (شكل 6). هذا الأثر يحمل الآن اسم زيمان.



(شكل 6) الخطوط الطيفية تبين أثر زيمان، عندما يوضع مصدر الإشعاع في مجال مغناطيسي، تنشط تفاعلات العزم الذري المغناطيسي مع المجال الخطوط الأولية إلى طواقم من الخطوط

نبدأ تحليلنا لأثر زيمان باستعراض مفهوم العزم المغناطيسي: إن الحلقة النيارية ذات المساحة الاتجاهية $\vec{A}$ والحاملة لتيار، تمتلك عزماً مغناطيسياً $\vec{\mu}$ ، يعرف بعزم الثنائي المغناطيسي أو هكذا ببساطة (عزم الثنائي).

فإذا وضعنا هذا العزم المغناطيسي في مجال مغناطيسي $\vec{B}$ ، فإن المجال يؤثر عليه بعزم تدويري $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ ، وتصبح هذا التفاعل طاقة كامنة U تعرف بطاقة التفاعل تعطي بالعلاقة:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (4-10)$$

نعتبر تفاعل ذرة الهيدروجين مع المجال المغناطيسي في إطار نموذج بور: إن الإلكترون الدوار يكافئ حلقة تيارية بنصف قطر r ومساحة πr^2 وهو يمتلك عزم ثنائي قطب مغناطيسي $\bar{\mu}$ مترافقاً معه. هذا العزم الثنائي مثل كمية الحركة الزاوية $\bar{L}$ ، فهو أيضاً كمية اتجاهية. والاثنان يسهمان بمحور مشترك واحد.

ولأن الإلكترون شحنة سالبة، فإن هذين المتجهين، متجهة كمية الحركة الزاوية $\bar{L}$ ، ومتجه عزم الثنائي المغناطيسي (المداري) $\bar{\mu}$ - يشيران (بوجهان) باتجاهين متعاكسين بامتداد محورهما المشترك (لاحظ شكل 2) ويرتبطان ببعضهما بالعلاقة:

$$\bar{\mu} = -\frac{e}{2me} \bar{L} \quad (4-11)$$

والإشارة السالبة تبين الاتجاهين المتعاكسين لكل من $\bar{\mu}$ و $\bar{L}$. هذه المعادلة (4-10) اشتقت على أسس شبه كلاسيكية، ورغم ذلك تبقى حقيقية أيضاً في الميكانيك الموجي. ولتوضيح ذلك نقول إن مقدار عزم الثنائي (4-10) يعتمد على التيار المتولد نتيجة دوران الإلكترون في مداره وعلى مساحة هذا الدوران

$$\mu = iA \quad (4-11)$$

حيث i هو التيار الفعال المرافق لدوران الإلكترون، و A هي المساحة المحصورة بواسطة المدار. إن التيار هو بالضبط الشحنة e مقسومة على الدور T لدورة مدارية واحدة:

$$i = \frac{e}{T} = \frac{e}{2\pi r/v} \quad (4-12)$$

حيث r هو نصف قطر المدار، و v هي السرعة المماسية للإلكترون، وبالتالي، فإن مقدار عزم الثنائي المغناطيسي هو:

$$\mu = iA = \left(\frac{ev}{2\pi r} \right) (\pi r^2) = \left(\frac{evr}{2} \right) \quad (4-13)$$

وللتعبير عن μ بدلالة كمية الحركة الزاوية المدارية L نعود إلى العلاقة (3-17) $L = mevr$ ، (نجد بعد ضرب المعادلة (4-13) بكتلة الإلكترون m_e وقسمتها عليها) لن:

$$\mu = \frac{e}{2me} L \quad (4-13)$$

حيث m_e هنا هي كتلة الإلكترون

وتدعى النسبة بين μ و L بالنسبة المغناطيسية الجيروسكوبية $\frac{e}{2me}$. ولتعميم هذه المعادلة نلاحظ ما يلي:

(1) إن كل من μ و L متجه، لذلك من الملائم أكثر أن نكتب المعادلة (4-13) بهيئة اتجاهية، و (2) أن دوران جميع الإلكترونات في الذرة يساهم في إنتاج عزم الثنائي المغناطيسي لذلك حصلنا على العلاقة (4-11).

الآن نعتبر الحالة التي تكون فيها المركبة Z لكمية الحركة الزاوية تساوي $L_z = \hbar = \frac{h}{2\pi}$ نعوض هذه القيمة لـ $\bar{L}$ في المعادلة (4-11) ، نحصل على:

$$\mu_z = \frac{eh}{4\pi me}$$

وتدعى هذه الكمية لعزم ثنائي القطب المغناطيسي $\bar{\mu}$ بـ مغناتون بور (Bohr magneton) وقيمتها:

$$\begin{aligned} \mu_B &= \frac{eh}{4\pi me} = \frac{eh}{2me} = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T} \\ &= 5.788 \times 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{T}} \end{aligned} \quad (4-14)$$

حيث T هي التسلا، وحدة المجال المغناطيسي. إن مغناتون بور وحدة ملائمة لقياس العزوم الذرية المغناطيسية أكثر من نصف قطر بور a_0 ، المتخذ كوحدة لقياس المسافات. إن نظرية بور تتنبأ أن عزم ثنائي القطب المغناطيسي لذرة الهيدروجين في الحالة الأساسية هو مغناتون بور واحد، وهي غير صحيحة في هذه النقطة بالذات. فالتجربة بينت، طبقاً لنبوءات الميكانيك الموجي، إن معدل كل من كمية الحركة الزاوية (المدارية) وعزم ثنائي القطب المغناطيسي (المداري) لذرة الهيدروجين في حالتها الأساسية يساوي صفراً، وهذا عجز في نظرية بور، لكنه لا يمنع من استخدام مغناتون بور كوحدة مناسبة

للقياس.

إذا كانت كمية الحركة الزاوية $\bar{L}$ هي كمية فيزيائية مكمّاة، فإن عزم ثنائي القطب المغناطيسي $\bar{\mu}$ هو أيضاً كمية فيزيائية مكمّاة، وبنفس الكيفية. بتوحيد المعادلتين (4-11) (مركبات Z فقط) و (4-6)، نجد أن:

$$\mu_z = -\frac{e}{2me} L_z = -\frac{e}{2me} (m_l \hbar) = -m_l \frac{eh}{4\pi me}$$

ومن المعادلة (4-14) نشاهد أن مركبة Z لعزم ثنائي القطب المغناطيسي تُعطى بالعلاقة:

$$\mu_z = -m_l \mu_B \quad (4-15)$$

أي أن مركبة عزم ثنائي القطب المختارة μ_z عند أي مدار تساوي حاصل ضرب مغناتون بور μ_B في العدد الكمومي المغناطيسي المداري m_l .

مثال 6: أوجد طاقة التفاعل الكموني عندما توضع ذرة الهيدروجين الموصوفة أعلاه في مجال مغناطيسي مقداره 2.00T ومتوجّه عمودياً على مستوى المدار.

الحل: إن الطاقة الناتجة عن تفاعل عزم الثنائي المغناطيسي $\bar{\mu}$ للإلكترون في ذرة الهيدروجين (وهو في الوقت نفسه عزم الثنائي المغناطيسي لذرة الهيدروجين) مع المجال المغناطيسي $\bar{B}$ عندما يكون العزمان متوازيان تساوي، للمعادلة (4-10) و (4-14)

$$\begin{aligned} U &= -\bar{\mu} \cdot \bar{B} = -\mu B \\ &= -(9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T})(2.00T) \\ &= -1.85 \times 10^{-23} \text{ J} = -1.16 \times 10^{-4} \text{ eV} \end{aligned}$$

وبهذا القدر من الطاقة يزحزح تفاعل المجال المغناطيسي المستويات الطاقة للحالة عندما يكون $\bar{\mu}$ موازياً لـ $\bar{B}$ وعندما يكون $\bar{\mu}$ و $\bar{B}$ متعاكسان، فإن طاقة التفاعل ستكون $+1.6 \times 10^{-4} \text{ eV}$. هاتان الطائقتان أصغر من المستويات الطاقة للذرة بعامل تقدر رتبته بـ 10^{-5} . وكما سبق أن أشرنا، فإن $\bar{\mu}$ و $\bar{L}$ متعاكسان، وبالتالي، فإن $\bar{B}$ و $\bar{\mu}$ متوازيان عندما يكون $\bar{B}$ و $\bar{L}$ متعاكسان.

لنعميم هذه المناقشة نفرض أن حقلاً مغناطيسياً $\bar{B}$ متجه بامتداد محور +Z. إن

طاقة التفاعل U للعزم المغناطيسي للذرة مع هذا المجال، كما أشرنا إلى ذلك في بداية هذه الفقرة، هي:

$$U = -\mu_z B \quad (4-16)$$

حيث μ_z هي المركبة Z للمتجه $\vec{\mu}$ وتساوي وفقاً للعلاقة (4-13)، بعد أخذ مركبة $\vec{L}$ بامتداد محور Z ،

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_e} L_z \quad (4-17)$$

وبالتعويض عن L_z من المعادلة (4-6)، نجد أن:

$$\mu_z = -m_l \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (4-18)$$

ومنه فإن طاقة التفاعل (4-16) هي:

$$U = -\mu_z B = m_l \frac{e\hbar B}{2m_e}, (m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \ell) \quad (4-19)$$

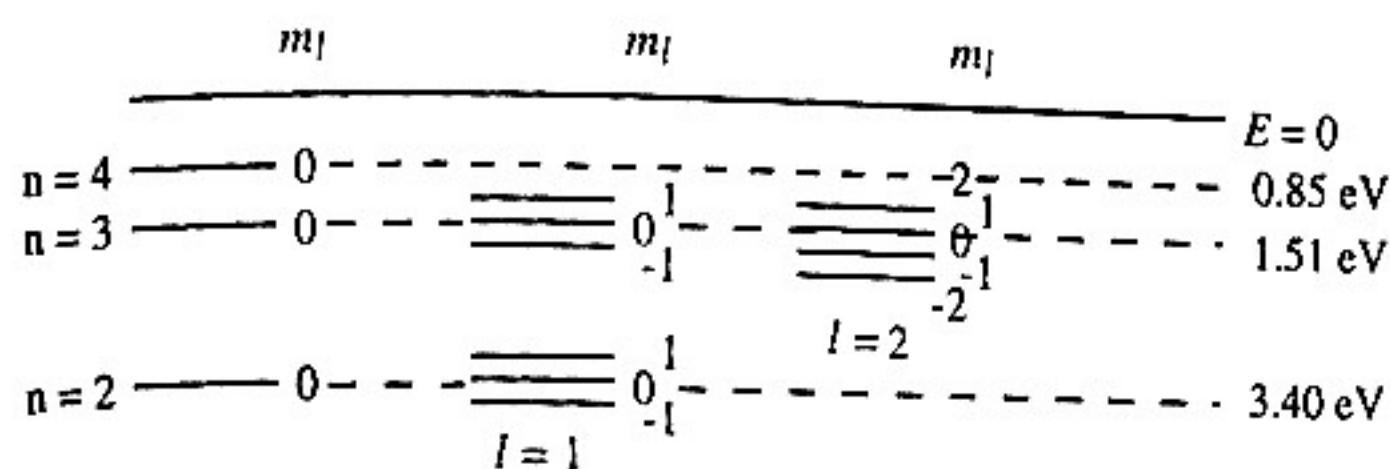
وبدلالة مغناتون بور $\mu_B = e\hbar / 2m_e$ (4-14)، نجد أن:

$$U = m_l \mu_B B \quad (4-20)$$

وهكذا فإن أثر المجال المغناطيسي هو زحزحة كل مستوي طاقي بالمقدار U ، المعطى بالعلاقة (4-19) ومقدار هذه الزحزحة يعتمد على قيم m_l ، التي تعتمد بدورها على التوجهات الممكنة لمتجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$.

فالمستوي الطاقي ذو القيمة المعينة للعدد الكمومي المداري ℓ يتطابق مع $2\ell + 1$ من الحالات بقيم m_l مرتبة من $-\ell$ إلى $+\ell$. وبغياب المجال المغناطيسي، فإن هذه الحالات تمتلك نفس الطاقة، بمعنى أنها منحلة. وعند وجود المجال المغناطيسي تنشط هذه المستويات إلى $2\ell + 1$ من المستويات الطاقية المميزة، والمستويات المتجاورة تختلف في الطاقة بالمقدار $\frac{e\hbar}{2m_e} B = \mu_B B$. فالمجال المغناطيسي يلغي الانحلال. والشكل 7 يبين تأثير المجال المغناطيسي على المستويات الطاقية لذرة الهيدروجين. إن الخطوط الطيفية

المطابقة للانتقالات المتضمنة لهذه المستويات تتشطر بصورة مطابقة وتظهر كسلسلة من الخطوط الطيفية المتقاربة التباعد بدلاً من خطوط منعزلة.



$$n=1 \xrightarrow{I=0} 0 \text{ --- --- --- --- --- } 13.6 \text{ eV}$$

(شكل 7) تخطيط المستويات الطاقية للهيدروجين، مبيناً انشطار المستويات الطاقية الناتج عن تفاعل العزم المغناطيسي لحركة الإلكترون المدارية مع مجال مغناطيسي خارجي، تظهر قيم m_l مجاورة للمستويات المختلفة. ولغرض التوضيح، ضُخمت المقادير النسبية للانشطارات. لم نشاهد أيضاً مستويات الحالة $n = 4$ (تركزت كتمرين للطالب).

مثال 7: ثمة ذرة في حالة $\ell = 1$ تبعث فوتوناً بطول موجي 600.000 nm عندما تنحل إلى حالتها الأساسية ($\ell = 0$). افرض أن الذرة وضعت في مجال مغناطيسي مقداره $B = 2.00 \text{ T}$ ، ما مقدار الزحزحة في المستوي الطاقى وفي الطول الموجي؟

الحل: طاقة الفوتون 600- nm هي:

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

$$= \frac{(4.14 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s})(3. \times 10^8 \text{ m/s})}{600 \times 10^{-9} \text{ m}}$$

$$= 2.07 \text{ eV}$$

إن مستوى الحالة الأساسية له $\ell = 0$ وهو لا ينشطر بواسطة المجال. إن انشطار الخطوط في الحالة $\ell = 1$ معطى بالمعادلة (4-19):

$$U = m_l \frac{e\hbar B}{2m_e} = m_l \frac{(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(1.054 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})(2.00 \text{ T})}{2(9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg})}$$

$$= m_l (1.855 \times 10^{-23} \text{ J}) = m_l (1.158 \times 10^{-4} \text{ eV})$$

إن القيم الممكنة لـ m_l عندما $\ell = 1$ هي -1 ، 0 ، $+1$ ، والمستويات الثلاثة المطابقة لقيم m_l انشطرت بفعل المجال B بنطاقات (أو بمديات) متساوية تساوي طاقة التفاعل U ، ($1.158 \times 10^{-4} \text{ eV}$). وهذا هو مقدار الزحزحة في المستوى الطاقى. وهو جزء صغير من طاقة الفوتون المنبعث من الذرة أثناء انحلالها من الحالة $\ell = 1$ إلى الحالة الأساسية $\ell = 0$:

$$\frac{U}{E} = \frac{1.158 \times 10^{-4} \text{ eV}}{2.07 \text{ eV}} = 5.59 \times 10^{-5}$$

يقابل هذه الزحزحات في المستويات الطاقية زحزحات في الأطوال الموجية $\Delta\lambda$ تساوي:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{U}{E}$$

$$\Delta\lambda = \frac{U}{E} \lambda = 5.59 \times 10^{-5} (600.000 \text{ nm})$$

$$= 0.034 \text{ nm}$$

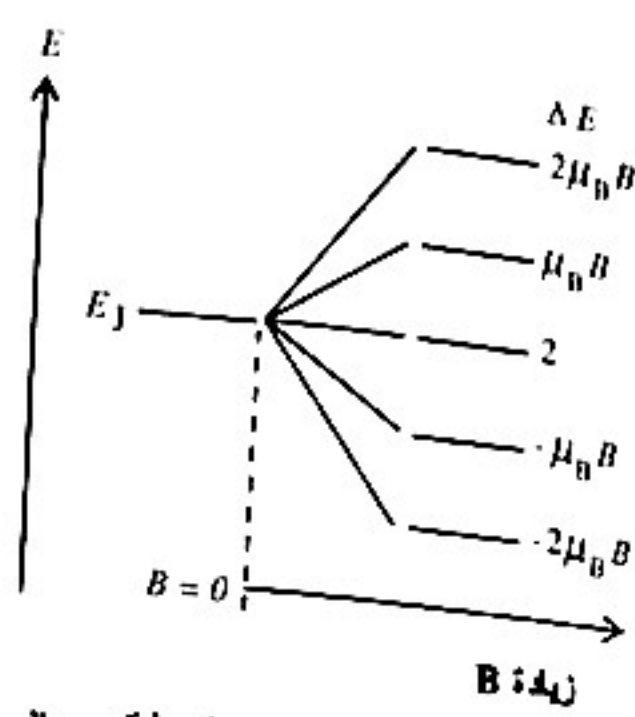
بمعنى أن الطول الموجي الأصلي ينشطر إلى ثلاثية بأطوال موجية تتحدد بقيم $(+1, 0, -1)m_l$:

$$\lambda_1 = \lambda - \Delta\lambda = 600.000 \text{ nm} - 0.034 \text{ nm} = 599.966 \text{ nm}$$

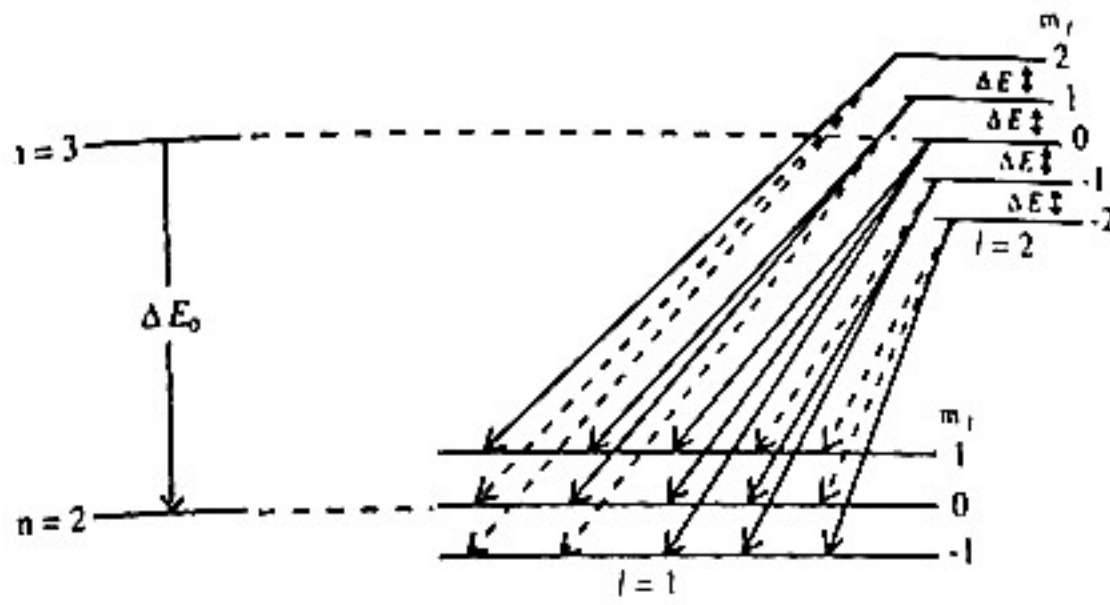
$$\lambda_2 = \lambda - \Delta\lambda = 600.000 \text{ nm} - 0 = 600.000 \text{ nm}$$

$$\lambda_3 = \lambda - \Delta\lambda = 600.000 \text{ nm} + 0.034 \text{ nm} = 600.034 \text{ nm}$$

وهو انشطار داخل حدود قدرات تحليل مقاييس الطيف الحديثة



(شكل 8) انشطار المستويات الطاقة للحالة d المسبب بواسطة مجال مغناطيسي مطبق، بافتراض وجود عزم ثنائي مغناطيسي مداري واحد



(شكل 9) سبب أثر زيمان الطبيعي. يشطر المجال المغناطيسي المستويات، ولكن قواعد الاصطفاء تسمح لانتقالات بثلاثة تغيرات طاقة مختلفة فقط، معطية ثلاثة ترددات مختلفة (غير موضحة على المقياس). الخطوط الصلبة تبين الانتقالات المسموحة، المنقطعة-المحرمة

يبين الشكل 8 ماذا يحدث لطاقت الحالات d ($\ell = 2$) لذرة الهيدروجين عندما يزداد المجال المغناطيسي. إن الانحلال الخماسي بغياب المجال ($B=0$) يختفي عندما تتفرق المستويات مع زيادة المجال. أما الشكل 9، فيبين انشطارات الحالتين $2p$ $3d$ ، والمستويات المتجاورة مفصولة عن بعضها البعض بطاقات متساوية، قدرها:

$$\Delta E = \mu_B B = \frac{e\hbar}{2m} B \quad (4-21)$$

بغياب المجال المغناطيسي يحصل الانتقال من الحالة $3d$ إلى الحالة $2p$ بهيئة طيف خطي منفرد. ومع انشطار المستويات كما يبدو من الشكل 9، يصبح هناك خمس طاقات

فوتونية ممكنة تتطابق مع المستويات الانشطارية المتوافقة مع قيم m_l للحالة $3d$ ($\ell = 2$)، مقدار كل طاقة يتحدد بالعلاقة:

$$E = E_0 + \Delta E m_l = E_0 + m_l \frac{e\hbar}{2m} B \quad (4-22)$$

وثلاث طاقات فوتونية ممكنة بالنسبة للحالة $2p$ ($\ell = 1$)، مقدار كل منها يتحدد بنفس العلاقة (4-22). مع الحالة الجديدة هذه يتعذر حصول جميع الانتقالات (أو الاتحادات) بين مستويات الحالة الابتدائية والنهائية وذلك بسبب القيد المرافق لقاعدة حفظ كمية الحركة الزاوية.

فالانتقالات الفوتونية العادية تحصل بوحدة ($\hbar$) واحدة لكمية الحركة الزاوية. هذه الحقيقة تقود إلى مطلب، أن الانتقالات المسموح بها هي فقط تلك التي يتغير فيها العدد الكمومي المداري ℓ بـ 1 والعدد الكمومي المغناطيسي m_l بـ 0 أو ± 1 . هذه المتطلبات تدعى بقواعد الانتقاء (أو الاصطفاء). والانتقالات التي تخضع لهذه القواعد تدعى بالانتقالات المسموحة، وتلك التي لا تخضع تدعى بالانتقالات المحظورة.

وعلى هذا الأساس، ستكون هناك ثلاث إمكانيات للانتقال من كل مستوي انشطاري في الحالة الابتدائية إلى بقية المستويات الانشطارية في الحالة النهائية (التي يتم إليها الانتقال)، هي انتقال المجال ذو القيمة الصفرية، وانتقال المجال ذو القيمة $+e\hbar B/2m$ ، وانتقال المجال ذا القيمة $-e\hbar B/2m$ ، والخطوط الصلبة على الشكل 9 تشير إلى هذه الانتقالات الممكنة. وهذا هو ما يعرف بأثر زيمان، الذي ابتدأنا به دراسة هذه الفقرة.

(4-4) برم (مغزلية) الإلكترون

في 1924 اقترح الفيزيائي النمساوي باولي (Pauli) أنه بالإضافة إلى الأعداد الكمومية n, ℓ, m_l ، يوجد أيضاً عدد كمومي آخر، ذلك الذي يصف حالة الإلكترون في الذرة، وأن هذا العدد يمكن أن يأخذ القيمتين $+\frac{1}{2}$ أو $-\frac{1}{2}$. في السنة اللاحقة اقترح الطالبان الألمانيان الخريجان صموئيل غودسمت وجورجي اهلنبيك (Samuel Goudsmit and Georgy Uhlenbeck)، اقترحا أن الإلكترون قد يمتلك بعض حركة إضافية. وفي

تصور شبه كلاسيكي، أوحيا، أن الإلكترون قد يسلك مثل كرة لفافة (غزّالة) لشحنة بدلاً من الجسيم. وبالتالي فهو يمتلك كمية حركة زاوية إضافية وعزماً مغناطيسياً.

تدعى المغزلية (أو البرم) غالباً بـ كمية الحركة الزاوية الجوهرية. ومن المفيد غالباً (رغم عدم صحة الأمر على نحو صارم) أن نتصور المغزلية بوصفها الحركة الزاوية لجسيم يدور على محور. فهناك الكثير من التشابه بين المغزلية (البرم) وكمية الحركة الزاوية المدارية. فالعدد الكمومي البرمي S هو مشابه للعدد الكمومي المداري l ، باستثناء الثبات في قيمتي S مع الحالة الإلكترونية للحركة. فجميع الإلكترونات تمتلك $S = \frac{1}{2}$ ، ويعتبر العدد الكمومي البرمي S خاصية أساسية للجسيم، بامتداد كتلته وشحنه الكهربائي.

يمكن تمثيل مغزلية الإلكترون بالمتجه $\vec{S}$ ومقداره يتحدد بنفس المعادلة التي تحدد مقدار كمية الحركة الزاوية (4-4):

$$S = \sqrt{S(S+1)} \hbar \quad (4-23)$$

ومركبته بالاتجاه Z تتحدد بمعادلة تناظر المعادلة (4-6):

$$S_z = m_s \hbar \quad (4-24)$$

وتماماً مثل مركبات $\vec{L}$ ، تختلف المركبات المسموحة لـ $\vec{S}$ بعضها عن بعض بوحدة واحدة من $\hbar$. وبالتالي، نجد أن القيم المسموحة لـ m_s هي:

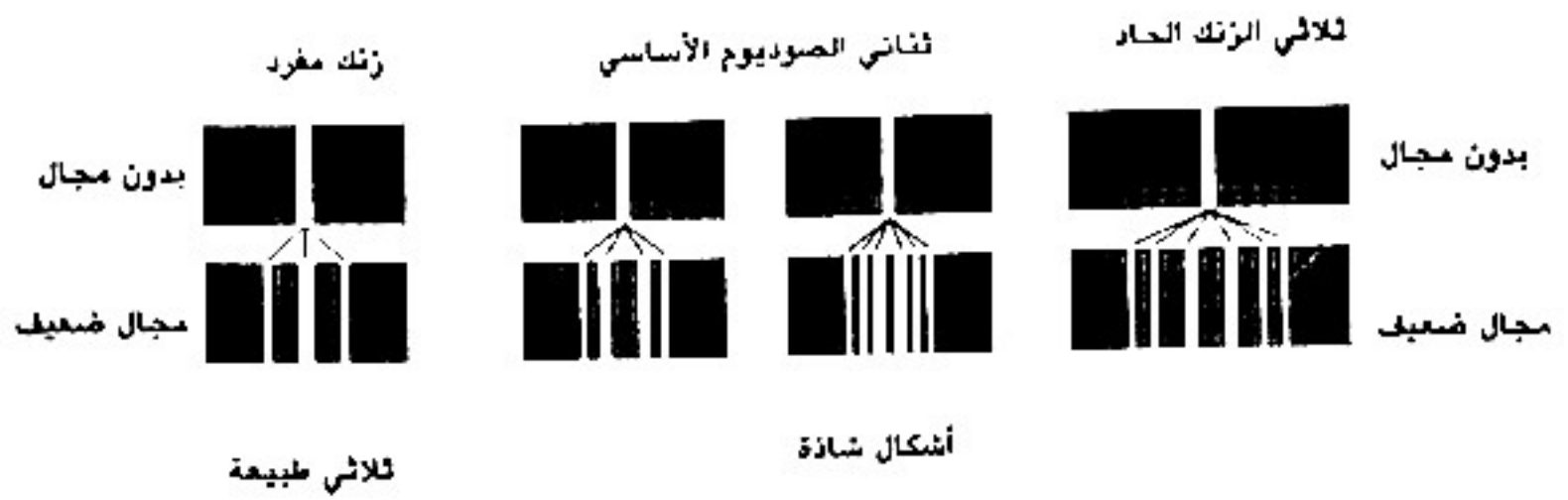
$$m_s = \pm \frac{1}{2} \quad (4-25)$$

بصاحب كمية الحركة البرمية للإلكترون عزماً مغناطيسياً، يعطى بمعادلة تناظر المعادلة (4-10):

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{me} \vec{S} \quad (4-26)$$

وتختلف عنها بالمعامل 2 في المقام. هذا يوحي بأن كمية الحركة الزاوية المغزلية هي، كتأثير، ضعف كمية الحركة الزاوية المدارية في التأثير المغناطيسي الناتج.

إن الأعداد الكمومية لكمية الحركة الزاوية المدارية l ولمسقطها المغناطيسي m_l ظهرت بطريق طبيعي ، من معادلة شرودنجر المحلولة بالنسبة لذرة الهيدروجين ، في حين أن كمية الحركة الزاوية المغزلية (4-23) ومسقطها (4-24) تبدوان وكأنهما ظهرتتا بصورة عشوائية. والشكل 10 يبين بعض انشطارات خطوط أثر زيمان المشاهدة، والتي لا تتطابق بشكل كاف مع تلك التي عرضت على الشكل 7. وبعض المستويات الطاقة تبين أن أثر زيمان ممكن حتى بغياب المجال المغناطيسي الخارجي. فعندما فحصت الخطوط في طيف الهيدروجين وجد أنها مكونة من طواقم مغلقة كخطوط بينها فسخ أو فضاءات تدعى التضاعفات. وبصورة مشابهة وجد أن الخط الأصفر-البرتقالي المعروف في طيف الصوديوم - المطابق للانتقال $4P \rightarrow 3S$ لإلكترون التكافؤ، وجد أنه مضاعف ($\lambda = 589.0, 589.6 \text{ nm}$) وطبقاً لذلك فإن المستوي $4P$ قد يكون مستويين متحايزين مغلقين وهذا ما لم تتنبأ به معادلة شرودنجر.



(شكل 10) عروض لأثر زيمان الطبيعي والشاذ. تشير الأقواس تحت انشطارات البرم

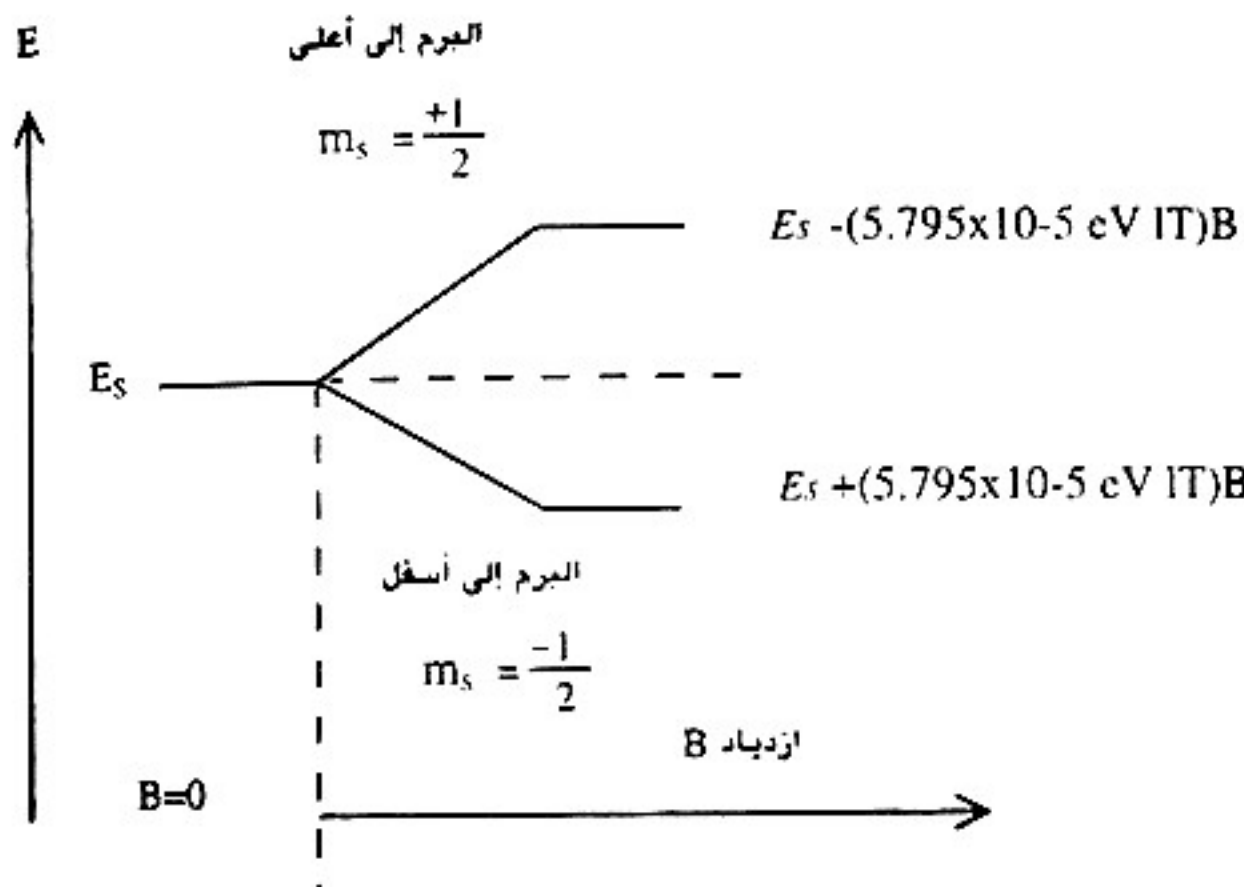
مثال 8: احسب طاقة التفاعل لإلكترون منفرد في مجال مغناطيسي مقداره $B=2.00\text{T}$, (لاحظ المثال 6).

الحل: تحسب طاقة التفاعل من العلاقة (4-11) $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ ، فإذا كان $\vec{B}$ بامتداد محور Z ، فإن طاقة التفاعل، وفقاً للعلاقة (4-19) ستكون $U = -\mu_z B$. ومن المعادلتين (4-24) و(4-26) نجد أن:

$$U = -\left(-\frac{e}{m_e} \cdot S_z\right) B = -\left(-\frac{e}{m_e} \cdot m_s \hbar\right) B$$

$$\begin{aligned}
&= m_s \frac{e\hbar B}{m_e} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} B = \pm \mu_B B \\
&= \pm \left(9.274 \times 10^{-24} \frac{J}{T} \right) (2.00 T) = \pm 1.85 \times 10^{-23} J \\
&= +1.16 \times 10^{-4} eV
\end{aligned}$$

والشكل 10 يبين أثر هذا التفاعل بين الإلكترون المنفرد والمجال المغناطيسي على المستويات الطاقة. وما نلاحظه في هذا المثال هو أن العزم المغناطيسي للبرم الإلكتروني μ_B يساوي مغنطون بور واحد، إضافة إلى أن المركبة Z لكمية الحركة الزاوية للبرم الإلكتروني S_z (المعادلة (4-24) هي $\pm \frac{1}{2} \hbar$ فقط.



شكل 10 الحالة S لإلكترون منفرد منشطرة بواسطة التفاعل مع مجال مغناطيسي

(5-4) الازدواج البرمي المداري (s, l) Coupling

العزم البرمي المغناطيسي يسبب أيضاً انشطاراً لبعض المستويات الطاقة حتى بغياب المجال الخارجي. وهذا أثر أكثر دقة إلى حد ما. ففي نموذج بور، يشاهد المراقب الذي يتحرك مع الإلكترون "تواة مشحونة" بشحنة موجبة تدور حول الإلكترون أو هو

يدور حولها (تماماً كالمشاهد على الأرض تبدو له الشمس وكأنها تدور حول الأرض) هذه الشحنة المتحركة (النواة) تسبب مجالاً مغناطيسياً عند موضع الإلكترون (كما يبدو في المعلم المتحرك المرجعي للإلكترون). وطاقة التفاعل الناتجة مع عزم البرم المغناطيسي تسبب انشطاراً مضاعفاً (أو ثنائياً) لهذا المستوي الطاقى المطابق للتوجيهين الممكنين للبرم الإلكتروني.

إن طاقة التفاعل E يمكن أن يعبر عنها بدلالة حاصل الضرب القياسي لمتجه كمية الحركة الزاوية $\bar{L}$ و متجه البرم السبيني $\bar{S}$. هذا الأثر يدعى بالازدواج البرمي المداري، وهو ملائم للفروقات الطاقية الصغيرة بين مستويين رنينيين قريبي التباعداً، كما للصوديوم مثلاً (شكل 10)، وللتنائي المقابل الشائع $(589.0, 589.6nm)$ في طيف الصوديوم.

مثال 9: أحسب المجال المغناطيسي الفعال للإلكترون في الحالات $3P$ لذرة الصوديوم.

الحل: يمتاز طيف الصوديوم بخطين طيفيين ناتجان عن الانتقال من الحالتين $3P$ المنشطتين بفعل الازدواج البرمي - المداري ، إلى الحالة $3S$ ، التي لا تتشطر لأن لها $L=0$. إذن فطاقتي فوتوني الانتقال هما:

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(4.136 \times 10^{-15} eV \cdot s)(3 \times 10^8 m/s)}{589.0 \times 10^{-9} m} = 2.1052 eV$$

و

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(4.136 \times 10^{-15} eV \cdot s)(3 \times 10^8 m/s)}{589.6 \times 10^{-9} m} = 2.1031 eV$$

وبالتالي، فإن الفرق الطاقى يساوي:

$$\Delta E = 2.1052 eV - 2.1031 eV = 0.0021 eV = 3.4 \times 10^{-22} J$$

وهو الفرق الطاقى بين الحالتين $3P$. أما الفرق الطاقى الناتج عن الازدواج البرمي - المداري، فهو نصف هذا المقدار، أي $1.7 \times 10^{-22} J$ ، وعليه فإن المجال الفعال للإلكترون B (بوصفه شحنة متسارعة بدورانها حول النواة) فهو وفقاً للمثال 7:

$$B = \frac{U}{\mu_B} = \frac{1.7 \times 10^{-22} J}{9.27 \times 10^{-24} J/T} = 18T$$

وهو مجال قوى جداً، يلزم لإنتاجه معملات مغناط كهرومغناطيسية فائقة الموصلية.

اتحاد $\vec{L}$ و $\vec{S}$: يمكن أن يتحد متجه كمية الحركة الزاوية $\vec{L}$ مع متجه كمية الحركة البرمية للإلكترون $\vec{S}$ لينتجا متجهاً جديداً يعرف بمتجه كمية الحركة الكلية للإلكترون $\vec{J}$.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (4-27)$$

ومقداره J الذي تتحدد قيمه الممكنة بدلالة العدد الكمومي j - ويعرف بالعدد الكمومي الداخلي، وهو:

$$J = \sqrt{j(j+1)} \hbar \quad , \quad j = \ell + S \quad (4-28)$$

وبالتالي ستكون لدينا حالتان، تلك التي فيها $j = \ell + \frac{1}{2}$ ، تطابق الحالة الكلاسيكية التي فيها يكون $\vec{L}$ و $\vec{S}$ متوازيان، وتلك التي فيها $j = \ell - \frac{1}{2}$ حيث $\vec{L}$ و $\vec{S}$ متعاكسان. فمثلاً، عندما تكون $\ell = 1$ فإن j يمكن أن تكون $\frac{1}{2}$ عندما $\vec{S}$ يعاكس $\vec{L}$ و $\frac{3}{2}$ عندما $\vec{S}$ يوازي $\vec{L}$ (شكل 2).

يرمز لهمايتين الحاليتين بـ $2p_{1/2}$ و $2p_{3/2}$ على التوالي والعدد 2 في أعلى يسار الحرف p يشير إلى التوجهات الممكنة للبرم $(2S+1)$ والتي تساوي 2 دائماً، والحرف p يشير إلى الحالة $\ell = 1$. أما المقدار في أسفل يمين الحرف p فيشير إلى قيمة j ، ويستخدم هذا التخطيط للتدليل على المستويات الطاقة.

إن الخطوط الانشطارية المختلفة الناتجة عن التفاعل المغناطيسي تدعى بالبنية الدقيقة.

(4-6) الذرات متعددة الإلكترونات ومبدأ الاستثناء لباولي

اقتصرت دراستنا لحد الآن على ذرة الهيدروجين ذات الإلكترون الواحد كمفتاح أو مدخل لفهم بنية الذرات الأكثر تعقيداً - الذرات متعددة الإلكترونات. عندما طور نموذج بور، الموضوع أصلاً لذرة الهيدروجين، في 1915، جرت محاولة تطبيقه على ذرة

الهليوم، الثنائية الإلكترون. فمن السهل بمكان تخيل إلكترونين اثنين يتحركان على جانبيين متعاكسين لمدار دائري. ولكن الحسابات تبعاً لهذا النموذج لا تتفق في مجملها مع الخصائص المشاهدة للهليوم ولا مع طيفه.

إن المشكلة العامة هي أن الذرة في حالتها الطبيعية (متعادلة كهربائياً) تمتلك z من الإلكترونات، و Z هذه تدعى بـ العدد الذري. إن النيوترون لا يمتلك شحنة، أما البروتون والإلكترون فشحنتيهما متساويتان بالمقدار ومتعاكستان بالإشارة. والشحنة الكلية في النواة موجبة ومقدارها $+Ze$ ، وبالتالي فإن الشحنة الكلية الكهربائية في الذرة العادية هي صفر تماماً.

يمكن تطبيق معادلة شرودنجر على هذه المشكلة العامة. وفي هذا الإطار تزداد صعوبة التحليل بسرعة جداً بزيادة Z . فكل إلكترون يتفاعل ليس فقط مع النواة، بل ومع كل إلكترون آخر. أما الدوال الموجية وطاقة الكمون فهي دوال بـ $(3Z)$ من الإحداثيات، أي بمقدار العدد الذري Z بثلاثة أبعاد، ومن ثم فإن المعادلة تتضمن المشتقات الثانية بالنسبة لجميع الإحداثيات. إن المشكلة الرياضية لإيجاد حلول مثل هذه المعادلات هي من التعقيد بحيث أنها لا تحل بصورة دقيقة حتى بالنسبة لذرة الهليوم.

ولحسن الحظ، أن مختلف التخطيطات والرسوم البيانية التقريبية متاحة، وأبسط تقريب هو إهمال جميع التفاعلات بين الإلكترونات واعتبار كل إلكترون بأنه متحرك تحت فعل للنواة فقط (معتبرينه شحنة نقطية). في هذا التقريب تصبح الدالة الموجية لكل إلكترون دالة شبه هيدروجينية بأربعة أعداد كمومية (n, ℓ, m_ℓ, m_s) . أما شحنة النواة فهي Ze بدلاً من e . وهذا يتطلب استبدال كل عامل e^2 في الدوال الموجية والمستويات الطاقة بـ Ze^2 . وهنا نستبدل على وجه الخصوص، المستويات الطاقة المعطاة بالمعادلة (3-4) مع e^4 بـ $Z^2 e^4$:

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi \epsilon_0)^2} \frac{mZ^2 e^4}{2n^2 \hbar^2} = \frac{Z^2}{n^2} (13.6) \quad (4-29)$$

هذا التقريب هو تقريب صارم على نحو ملائم. فعندما توجد عدة إلكترونات، فإن تفاعلاتها الواحد مع الآخر هي من الأهمية تماماً كأهمية تفاعل كل واحد مع النواة، لذلك

فإن هذا النموذج ليس هو النافع جداً للتنبؤات النوعية.

تقريب المجال المركزي

إن التقريب الأقل صرامة والأكثر نفعاً هو أن نتخيل جميع الإلكترونات سوية لتصنع سحابة شحنية تلك التي تكون بالمعدل متماثلة كروياً. حينذاك يمكننا أن نتخيل كل إلكترون أولي مفرد كمتحرك في مجال مركزي كلي ناشئ عن النواة، وهو يتوسط السحابة الخارجية لجميع الإلكترونات. مقابل ذلك هناك دالة طاقة كمون متماثلة كروياً $U(r)$ هذا التصور يدعى بـ تقريب المجال المركزي، وهو يوفر نقطة البدء المفيدة لفهم البنية الذرية.

في تقريب المجال المركزي يمكن التعامل مرة أخرى مع الدوال الموجية الأحادية الإلكترون. فمعادلة شرودنجر تختلف من معادلة للهيدروجين فقط في أن تستبدل دالة طاقة الكمون $\frac{1}{r}$ بدالة مختلفة $U(r)$. والدوال الزاوية هي نفسها تلك التي للهيدروجين، بحيث أن حالات العزوم الزاوية هي أيضاً نفسها، أما الأعداد الكمومية ℓ ، m_ℓ ، m_s فهي تمتلك نفس المعاني السابقة ومقدار العزم الزاوي ومركبته Z ، فهما يعطيان مرة أخرى بالمعادلتين (4-4)، و(4-6) على التوالي.

وبسبب التغير في الدالة $U(r)$ ، فإن الدوال القطرية والاحتمالات تكون مختلفة في الذرة متعددة الإلكترونات عنها في الذرة الأحادية الإلكترون، وبنفس الأعداد الكمومية m_s, m_ℓ, ℓ, n يمكن التدايل على الحالة الطاقية للذرة. وعموماً فإن طاقة الحالة الآن تعتمد على كل من n و ℓ ، بدلاً من n فقط كما هو الحال بالنسبة للهيدروجين. إن القيود على قيم الأعداد الكمومية هي نفسها كالسابق:

$$m_s = \pm \frac{1}{2} \quad |m_\ell| \leq \ell, \quad \ell \leq n-1, \quad (4-30)$$

مبدأ المنع أو الاستثناء

لفهم بنية الذرات متعددة الإلكترونات، يلزمنا مبدأ إضافي، هو مبدأ المنع أو الاستثناء، ولكي نوضح لماذا ذلك، نعتبر الحالة الأدنى للذرة متعددة الإلكترونات أو الحالة

الأساسية لها، في الحالات الأحادية الإلكترون لنموذج المجال المركزي، هناك حالة طاقة دنيا (تقابل الحالة $n = 1$ للهيدروجين)، وهذا يمكن توقعه أيضاً في الحالة الأساسية للذرة المعقدة. فجميع الإلكترونات ستكون في الحالة الدنيا هذه. فإذا كان الأمر كذلك، فإننا سنري تغييرات تدريجية في الخواص الفيزيائية والكيميائية تظهر مع زيادة أعداد الإلكترونات (z). فمثلاً، عناصر الفلورين، النيون، والصوديوم تمتلك (9، 10، 11) إلكترون في الذرة على التوالي. فالفلورين ($z = 9$) هو هالوجين وهو يميل بقوة لتشكيل مركبات، تكتسب في كل منها ذرة الفلورين إلكترونات خارجياً. والنيون ($Z = 10$)، وهو غاز خامل، ولا يشكل أية مركبات في كل الظروف، أما الصوديوم ($Z = 11$)، وهو فلز قلوي يشكل مركبات، تفقد في كل منها ذرة الصوديوم إلكترونات واحداً. هذه الملاحظات تبين أنه في الحالة الأساسية للذرة المعقدة لا يمكن أن تكون الإلكترونات جميعها في الحالات الطاقية الدنيا. ولكن لماذا لا؟

إن مفتاح حل هذا اللغز اكتشف من قبل الفيزيائي النمساوي باولي (Wolfgang Pauli) في 1925، ويدعى بـ مبدأ المنع. ينص هذا المبدأ على أنه: (لا يمكن أن يشغل إلكترونان نفس الحالة الكمومية الميكانيكية). وهذا يعني أنه لا يوجد إلكترونان في الذرة يستطيعان أن يمتلكا نفس القيم لجميع الأعداد الكمومية. فكل حالة كمومية تتطابق مع توزيع معين للسحابة الإلكترونية في الفضاء. وبالتالي، فإن المبدأ يقول أيضاً إنه لا يوجد في الواقع أكثر من إلكترونين (بقيمتين متعاكستين للعدد الكمومي البرمي m_s) يمكن أن يشغلا نفس المنطقة من الفضاء، رغم أن النص الأخير لا يؤخذ بجدية صارمة لأن الدوال الاحتمالية الإلكترونية لا تمتلك حدوداً نهائية حادة.

يُدرج الجدول 3 بعض طواقم الأعداد الكمومية للحالات الإلكترونية في الذرة، وهو يشابه الجدول 2، ولكن أضيف إليه عدد الإلكترونات التي يمكن أن تتطابق في كل طاقم من الحالات. فكل طاقم من قيم n, ℓ, m_ℓ يمكن أن يكون $\pm \frac{1}{2}$.

الحالات للطاقة المختلفة، بدوال موجية مختلفة، تتطابق مع توزيعات فضائية ومغزلية مختلفة. فالإلكترونات مع بقيم كبيرة لـ n تتركز عند أكبر المسافات من النواة، والشكل 3 يوضح هذه الحقيقة. فعندما تمتلك الذرة عدة إلكترونات، فلا تستطيع هذه

الإلكترونات أن تحتشد جميعها في الحالات الطاقية الدنيا بـ $n = 1$ قرب النواة، وذلك لعدم وجود ما يكفي من هذه الحالات. فمبدأ المنع يحظر مضاعفة إشغال الحالة.

جدول 3 الطواقم الكمومية للإلكترونات

الغشيرة	رقم الحالة	الرمز المطيافي	m_l	l	n
K	2	1s	0	0	1
L	2	2s	0	0	2
	6	2p	-1, 0, 1	1	2
	2	3s	0	0	3
M	6	3p	-1, 0, 1	1	3
	10	3d	-2, -1, 0, 1, 2	2	3
	2	4s	0	0	4
N	6	4p	-1, 0, 1	1	4
	10	4d	-2, -1, 0, 1, 2	2	4
	14	4f	-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3	3	4

بعض الإلكترونات تجبر على التواجد في حالات بعيدة جداً، بطاقات عالية. كل قيمة n تتطابق تقريباً مع منطقة من الفضاء حول النواة بهيئة قشرة كروية. وهكذا يقال عن القشرة k بأنها المنطقة المشغولة بواسطة الإلكترونات في الحالة $n = 1$ ، والقشرة L هي المنطقة المشغولة بواسطة الإلكترونات في الحالة $n = 2$ ، وهلم جرا، والحالات التي لها نفس العدد الكمومي الأساسي n ولكن بـ l مختلفة تدعى بالقشرات الثانوية، كالقشرة الثانوية 3P.

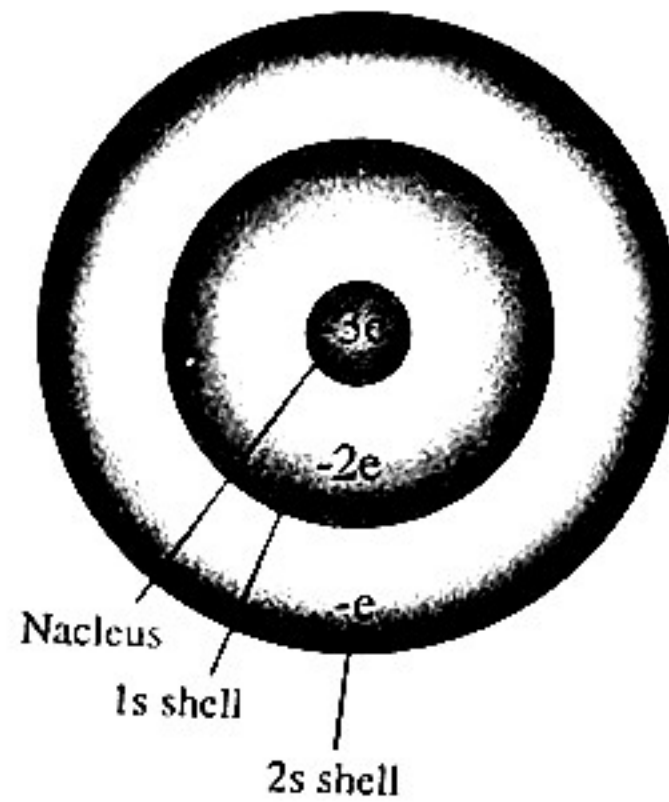
الجدول الدوري

يمكن باستخدام مبدأ المنع اشتقاق بعض القسمات المهمة للبنية الكيميائية للذرات المتعددة الإلكترونات ولسلوكلها الكيميائي، والمتضمنة للجدول الدوري للعناصر. نبدأ بنواة عادية بـ Z بروتون ونضيف لها Z من الإلكترونات، واحداً تلو الآخر. ولكي نحصل على الحالة الأساسية، نملأ الحالات الطاقية الدنيا (تلك التي تقترب من النواة بأصغر القيم لـ n, l) أولاً، ونستخدم الحالات العليا على التعاقب حتى تأخذ جميع الإلكترونات أماكنها. ولأن الخصائص الكيميائية للذرات تتحدد مبدئياً بالتفاعلات التي تشمل معظم إلكتروناتها

الخارجية، لذلك يهمننا بصورة خاصة معرفة كيف تترتب هذه الإلكترونات.

بالنسبة للهيدروجين، فإن الحالة الأساسية هي $1s$ ، فالإلكترون الوحيد هو في الحالة $n = 1$ ، $\ell = 0$ ، $m_\ell = 0$ و $m_s = \pm \frac{1}{2}$. في الهليوم ($Z = 2$)، فإن كلا الإلكترونين هما في الحالتين $1s$ ، ببرمين متعاكسين، ويرمز لهذا المظهر بـ $1s^2$ ، وتكون القشرة K ممتلئة تماماً، أما القشرات الأخرى، فجميعها فارغة، والهليوم هو غاز خامل لا يميل لكسب أو فقد إلكترون ما، ولا يشكل مركبات.

والليثيوم ($Z = 3$) يمتلك ثلاثة إلكترونات، اثنان منهما في الحالة الأساسية $1s$ ، وواحد في الحالة $2s$ ويرمز لهذا المظهر بـ $1s^2 2s$. وفي المعدل، فإن الإلكترون $2s$ هو أبعد بكثير عن النواة من الإلكترونين $1s$ ، كما هو موضح تخطيطياً على الشكل 11. وطبقاً لقانون غاوس، فإن صافي الشحنة المؤثرة في الإلكترون $2s$ هي $+e$ بدلاً من $+3e$ ، كما يمكن أن تكون عليه دون وجود الإلكترونين $1s$. وهو ضعيف الارتباط، ويكفي لانتزاعه من الذرة 5.4 eV فقط، قياساً بـ 13.6 eV تلزم لتأيين ذرة الهيدروجين (لانتزاع إلكترونها الوحيد). والليثيوم يتصرف كيميائياً كفلز قلوي فهو يشكل أواصر أيونية، في كل منها تفقد ذرة الليثيوم إلكترونًا واحدًا ويصبح تكافؤها $+1$.



(شكل 11) التمثيل التخطيطي للتوزيع الشحني في ذرة الليثيوم، تظهر فيه شحنة النواة ومقدارها $+3e$ ، والإلكترونات $1s$ أقرب إلى النواة من الإلكترون $2s$ ، الذي يتحرك في مجال يساوي تقريباً مجال شحنة نقطية مقدارها $(3e - 2e)$ ، أو $+1e$.

العنصر الذي يليه هو البيريليوم ($Z = 4$)، ومظهر الحالة الأساسية له هو $1s^2 2s^2$ ،
بإلكترونين في القشرة L. وهو أول العناصر القلوية - الترابية، مشكلاً أوامر أيونية،
يكون تكافؤه في كل منها +2.

يبين الجدول 4 مظاهر الحالات الأساسية - الإلكترونية لأول 30 عنصر. كل قشرة
L يمكن أن تمسك ثمانية إلكترونات، فعند $Z = 10$ ، فإن كل من القشرتين K و L ممتلئتان،
وليس ثمة إلكترونات في القشرة M، يمكن توقع أن يكون هذا مظهراً مستقراً، مع ميل
قليل نحو كسب أو فقد إلكترونات. هذا العنصر هو النيون، غازاً خاملاً دونما مركبات
معروفة. العنصر الذي يليه هو الصوديوم ($Z = 11$) بالقشرتين K و L المملوءتين
وبإلكترون واحد في القشرة M. إن هيئة الصوديوم بقشرتيه المملوءتين، مضافاً إليهما
إلكتروناً خارجياً يشابه ذلك الذي لليثيوم، فكليهما فلزان قلويان. أما العنصر قبل النيون،
فهو فلورين ($Z = 9$)، ولديه نقص في القشرة L ويميل لملئها بانجذابه نحو إلكترون
خارجي. يشكل فلورين أوامر أيونية تكافؤه في كل منها -1. هذا السلوك هو سمة من
سمات الهالوجينات (فلورين غاز سام، كلور غاز سام أيضاً بروم يود، ...)، وجميعها
تمتلك هيئات قشرة مملوءة بنقصها واحد.

وعلى أساس هذا السلوك الكيميائي يمكن فهم الترتيبات المدرجة في الجدول
الدوري للعناصر على قاعدة الهيئات الإلكترونية. يمكن ملاحظة أن ثمة تعقيدات بسيطة
تظهر مع القشرتين M و N لأن المستويات 3d و 4s ($n = 3$ ، $\ell = 2$ و $n = 4$ و $\ell = 0$ ،
على التوالي) تتشابه في الطاقة. فالأرغون $Z = 18$ جميع حالاته 3s, 1s, 2s, 2p, 3p
ممتلئة، ولكن في البوتاسيوم ($Z = 19$) يذهب الإلكترون الإضافي إلى المستوي 4s بدلاً
من المستوي 3d (لأن المستوي 4s يمتلك طاقة متدنية جداً). عناصر عديدة موالية تمتلك
إلكترونات أو إلكترونين في الحالات 4s وأعداداً متزايدة في الحالات 3d. هذه العناصر
جميعها فلزات بخواص كيميائية وفيزيائية متشابهة إلى حد ما، وهي تشكل أولي السلاسل
الانتقالية، بدءاً بالاسكانديوم ($Z = 21$) و انتهاء بالزنك ($Z = 30$) وفيها تكون جميع
المستويات 3d و 4s ممتلئة.

جدول 4 هينات الحالة الإلكترونية الأساسية

العنصر	الرمز	العدد الذري (Z)	الهيئة الإلكترونية
Hydrogen	H	1	1s
Helium	He	2	1s ²
Lithium	Li	3	1s ² 2s
Beryllium	Be	4	1s ² 2s ²
Boron	B	5	1s ² 2s ² 2p
Carbon	C	6	1s ² 2s ² 2p ²
Nitrogen	N	7	1s ² 2s ² 2p ³
Oxygen	O	8	1s ² 2s ² 2p ⁴
Fluorine	F	9	1s ² 2s ² 2p ⁵
Neon	Ne	10	1s ² 2s ² 2p ⁶
Sodium	Na	11	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s
Magnesium	Mg	12	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ²
Aluminum	Al	13	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p
Silicon	Si	14	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ²
Phosphorus	P	15	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ³
Sulfur	S	16	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁴
Chlorine	Cl	17	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁵
Argon	Ar	18	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶
Potassium	K	19	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s
Calcium	Ca	20	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Scandium	Sc	21	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s
Titanium	Ti	22	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Vanadium	V	23	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Chromium	Cr	24	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s
Manganese	Mn	25	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Iron	Fe	26	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Cobalt	Co	27	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Nickel	Ni	28	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Copper	Cu	29	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²
Zinc	Zn	30	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ²

شيئاً ما مشابهاً يحدث مع $z = 57$ إلى $Z = 71$ ، التي تمتلك إلكترونين في المستويات 6s ولكن المستويات 4f و 5d ممثلة جزئياً. وهذه تدعى بالعناصر الترابية النادرة. فهي جميعها تمتلك خواصاً كيميائية وفيزيائية متشابهة جداً. ولا تزال سلاسل أخرى مماثلة، تدعى الاكتينات، وتبدأ مع $Z = 91$.

إن تشابه العناصر في كل مجموعة (العمود الرأسي) للجدول الدوري هو نتيجة للتشابه في المظهر الخارجي الإلكتروني. فجميع الغازات الخاملة (هليوم، نيون، أرجون، كربتون، زينون، و الرادون) تمتلك مظاهر قشرات أو قشرات ثانوية ممثلة وتمتلك

جميع العناصر القلوية (ليثيوم، صوديوم، بوتاسيوم، روبيدوم، سيزيوم، والفرنسيوم - عنصر إشعاعي النشاط) مظاهر "قشرات" - ممثلة - زائد واحد"، أما المعادن القلوية- الترابية (البيريلىوم، والرايدوم) فتمتلك جميعها مظاهر "قشرات ممثلة - زائد - اثنان" وجميع الهالوجينات (فلور، كلور، برومين، يود، وأستاتين) تمتلك مظاهر "قشرات، ممثلة، ناقص، واحد".

الحجب

ذكرنا سابقاً أنه في تقريب المجال المركزي تعتمد المستويات الطاقة على l كما تعتمد على n . فالصوديوم ($Z = 11$) مثلاً، بالنسبة لحالاته التي فيها عشرة إلكترونات، فهي بقشرتين ممثلتين K و L وطاقت بعض الحالات للإلكترون المتبقي وجدت تجريبياً بأنها تساوي:

الحالة $3s$: -5.1 eV

الحالة $3p$: -3.0 eV

الحالة $3d$: -1.5 eV

الحالة $4s$: -1.9 eV

إذن فالحالة $3s$ هي الأدنى (الأكبر بالسالب) وهي الحالة الأساسية للإلكترونات الأحد عشر في الصوديوم، أما طاقة الحالة $3d$ فهي قريبة إلى حد بعيد من طاقة الحالة $n = 3$ للهيدروجين، كذلك، طاقة الحالة $4s$ فهي تحت الحالة $3d$ بحوالي 0.4 eV ، رغم حقيقة كونها تمتلك n أكبر.

يمكن فهم هذه النتائج بصورة معقولة جداً إذا استخدمنا قانون غاوس والتوزيع الاحتمالي القطري. فبالنسبة لأي توزيع شحني متماثل كروياً، يكون مقدار المجال الكهربائي على مسافة r من المركز مساوياً لـ $(1/4\pi\epsilon_0)Q_{\text{enc}}/r^2$ ، حيث Q_{enc} هي الشحنة الكلية المحصورة داخل كرة نصف قطرها r . نعتبر ذرة الصوديوم بالإلكترون خارجي منتزع. ماذا ستكون عليه حال الاتحاد المتماثل كروياً للإلكترونات العشرة (في القشرتين K و L) و البروتونات الأحد عشر، وشحنة محصورة $+e$ $Q_{\text{enc}} = -10e + 11 = +e$.

عندما يكون الإلكترون الحادي عشر خارج تجمع الشحنات هذا تماماً، فإنه يبدي شحنة فعالة مقدارها $+e$ وليس $+11e$. يدعى هذا الأثر بـ الحجب؛ فالإلكترونات الـ 10 تحجب البروتونات الأحد عشر، مخلفة ورائها صافي شحنة فعالة قدرها $+e$. وعلى العموم، فإن الإلكترون الذي ينفق كل وقته تماماً خارج الشحنة الموجبة $Z_{eff}e$ ، يمتلك مستويات طاقة تعطي بواسطة التعبير الهيدروجيني مع استبدال e^2 بـ $Z_{eff}e^2$ (لاحظ المعادلة (4-29):

$$E_n = -\frac{Z_{eff}^2}{n^2}(13.6eV) \quad (4-31)$$

فإذا كان الإلكترون الحادي عشر في ذرة الصوديوم خارج التوزيع الشحني المتبقي، فإن الشحنة الفعالة ستكون $Z_{eff} = 1$.

نعود الآن للدوال الاحتمالية القطرية المبينة على الشكل 3. إن التوزيع الشحني للحالة 3d (التي بالنسبة لها تمتلك ℓ أكبر قيمة لها، $n-1$) يمتلك قمة (أو ذروة) واحدة، ومعظم نصف قطرها المحتمل يقع خارج مواقع الإلكترونات بـ $n = 1$ أو $n = 2$ ، (تلك الإلكترونات أيضاً المدفوعة أقرب إلى النواة مما عليه الحال في الهيدروجين لأنها أقل حجماً من الشحنة الموجبة $11e$ للنواة)، وهكذا ينفق الإلكترون 3d في الصوديوم معظم وقته خارج الحالتين $n = 1$ و $n = 2$ (خارج القشرتين K و L) إن الإلكترونات العشرة في هاتين القشريتين تحجب تقريباً جميع البروتونات الأحد عشر باستثناء واحد منها، مخلفة بذلك صافي شحنة مقدارها تقريباً $Z_{eff} = (1)e$. ومنه، فإن الطاقة المطابقة، وفقاً للمعادلة (4-31) هي: $(1)^2(-13.6eV)/3^2 = -1.5eV$

وكما سبق أن ذكرنا، فإن هذه الطاقة تساوي طاقة الحالة $n = 3$ بالنسبة للهيدروجين.

ننظر مرة أخرى في الشكل 3، نري أن الكثافة الاحتمالية القطرية للحالة 3p (التي بالنسبة لها $\ell = n - 2$) تمتلك قمتين وتملك الحالة $3s$ ($\ell = n - 3$) ثلاث قمم، وهلم جرا. بالنسبة للصوديوم تعطي القمة الصغيرة الأولى في التوزيع 3P، تعطي الإلكترون 3P باحتمالية أعلى (قياساً بالحالة 3d) التي تكون داخل التوزيع الشحني بالنسبة للإلكترونات في الحالات $n = 2$ ، وهذا معناه أن الإلكترون 3P هو أقل انحجاباً كلياً عن النواة مما هو

عليه بالنسبة للإلكترون 3d لأنه ينفق بعض الزمن داخل القشرتين المملوءتين K و L، وهكذا بالنسبة للإلكترونات 3p فإن Z_{eff} تكون أكبر من الواحد. وبالتالي فإن الطاقة 3p هي أدنى (أكثر سلباً) من الطاقة 3d التي مقدارها -1.5eV ، إن القيمة الفعلية للطاقة 3p هي تقريباً -3.0eV . أما الإلكترون 3s فهو ينفق زمناً أكثر داخل القشرات الإلكترونية الداخلية قياساً بالإلكترون 3p، معطياً بذلك شحنة فعالة Z_{eff} أكبر وطاقة أكثر سلباً.

مثال 10: إذا كانت طاقة الحالة 3s للصدوديوم هي -5.138eV فأحسب قيمة Z_{eff} ؟

الحل: نحل المعادلة (4-31) بالنسبة لـ Z_{eff} :

$$Z_{eff}^2 = -\frac{n^2 E_n}{13.6\text{eV}} = -\frac{(3)^2 (-5.138\text{eV})}{13.6\text{eV}} = 3.4, Z_{eff} = 1.84$$

إذن فإن الشحنة الفعالة للإلكترون 3s هي 1.84. أما البروتونات الأحد عشر فهي محجوبة بمعدل $(11 - 1.84 = 9.16)$ إلكترون بدلاً من 10 إلكترونات بسبب اختراق الإلكترون 3s للقشرتين K و L.

مثال 11: يمتلك الإلكترون الخارجي في البوتاسيوم الحالة الأساسية 4s. احسب الطاقة التقريبية التي تمتلك أصغر شحنة فعالة Z_{eff} ، وناقش الطاقات النسبية للحالات $4f, 4d, 4p, 4s$.

الحل: الحالة 4f هي حالة أكبر كمية حركة مدارية زاوية وهي الوحيدة التي بالنسبة لها ينفق الإلكترون معظم الزمن خارج السحابات الشحنية الإلكترونية - الممتلئة - القشرة. ومن العلاقة (4-31) نجد أن:

$$E_4 = -\frac{Z_{eff}^2}{n^2} (13.6\text{eV}) = -\frac{1^2}{4^2} (13.6\text{eV}) = -0.85\text{eV}$$

وهذه هي الطاقة التقريبية للحالة 4f.

إن الإلكترون في الحالة 4d فهو ينفق وقتاً قليلاً داخل القشرات الداخلية، وبالتالي فإن طاقته هي أقل سالبية. لنفس هذا السبب بالنسبة للحالة 4p فهي تمتلك طاقة منخفضة جداً، والحالة 4s أكثر انخفاضاً، وهي تجريبياً تساوي -4.339eV .

(4-7) أطيف الأشعة السينية

تقدم أطيف الأشعة السينية مثلاً آخر على غنى وقوة معادلة شرودنجر، وصحة النموذج المشتق منها بخصوص البنية الذرية الذي ناقشناه في الفقرة السابقة.

تم إنتاج الأشعة السينية على قاعدة المفهوم الفوتوني، بما يعاكس الأثر الكهروضوئي. ومع تطور تقنية حيود الأشعة السينية من قبل فون لي، براغ وآخرين (Von laue , Bragg,....) ابتداء من العام 1912 ، أصبح من الممكن قياس الأطوال الموجية للأشعة السينية بدقة عالية جداً (داخل حدود 0.1% أو أقل).

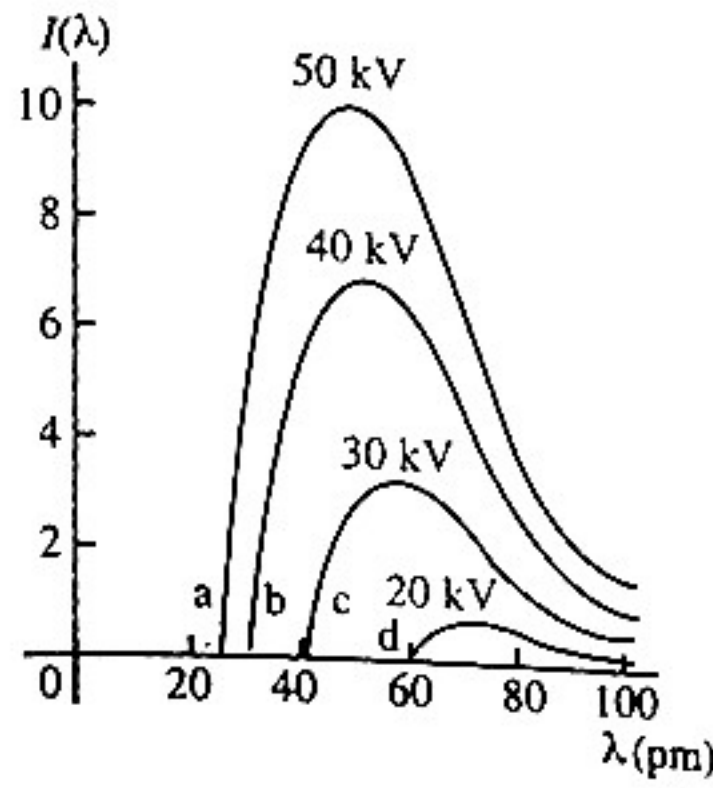
أظهرت الدراسات التفصيلية لأطيف الأشعة السينية طيفاً مستمراً لأطوال موجية (شكل 12) بأقل طول موجي (مطابقاً لأعظم تردد وأقصى طاقة فوتونية) متحدداً بالجهد المعجل V في أنبوب الأشعة السينية ، طبقاً للعلاقة :

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} \quad (4-32)$$

وهو طيف إشعاعي مستمر ومستقل تقريباً عن مادة الهدف في أنبوب أشعة X . تتركب على هذا الطيف المستمر قمم (ذري) حادة تُوحي بخط طيفي، والشكل 13 يعرض مثلاً لذلك. فمواقع هذه القمم تعتمد بصورة حرجة على عنصر الهدف. وهي تشكل ما يدعى بالطيف المميز لأشعة x بالنسبة لكل عنصر هدف. هذه الأطيف درسها موزلي (H.G.Moseley) بالتفصيل في 1913 ، مستخدماً بذلك تقنيات حيود أشعة X ، فوجد أن أقصر طول موجي في الطيف المميز لأشعة X ، من عنصر هدف خاص، يتغير بصورة انسيابية مع العدد الذري Z للعنصر (شكل 14). وهذا يتناقض بحدة مع الأطيف الضوئية ، التي تمتلك فيها قيم Z المتجاورة أطيفاً غالباً ما تتولد بطرق لا تشابه بعضها البعض.

وجد موزلي أن العلاقة يمكن أن يُعبّر فيها بدلالة تردد الأشعة السينية هي:

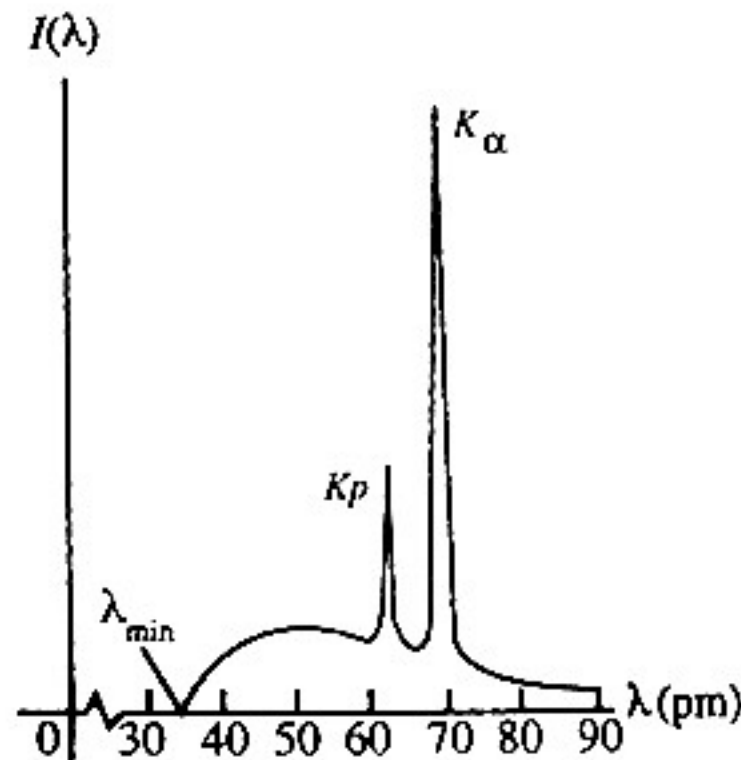
$$f = (2.48 \times 10^{15} \text{ Hz}) (Z - 1)^2 \quad (4-33)$$



(شكل 12) منحنيات شدة الأشعة السينية كدالة للطول الموجي $I(\lambda)$ ، مظهرة طيف أشعة X المستمر، لجهود معجلة مختلفة باستخدام التجسستن كهدف. والطول الموجي الأدنى لكل جهد مبيناً بالنقاط a, b, c, d. قارن قيم λ_{min} المبينة على الشكل مع ما تنتبأ به المعادلة (4-32).

اكتشاف موزلي لهذه الصيغة يقارن باكتشاف بالمر للصيغة التجريبية (3-3) بالنسبة للأطوال الموجية في طيف الهيدروجين .

ولكن موزلي ذهب بعيداً خلف هذه العلاقة التجريبية، فبيّن كيف يمكن أن تُفهم الأطياف المميزة للأشعة السينية على أساس المستويات الطاقة للذرة في الهدف. وكان تحليله مؤسساً على نموذج بور، المنشور بنفس العام.



(شكل 13) منحنى الشدة كدالة للطول الموجي لأشعة X المنتجة بجهد معجل قدره 35KV والمولبيديوم هو الهدف، إن المنحني هو دالة انسيابية تشابه تلك التي على الشكل 14 مع نتوئين حادين إضافيين يطابقان جزء الطيف المميز لأشعة X لهذا العنصر

يمكن، باستخدام نموذج البنية الذرية المناقش في الفقرة السابقة ، إعادة صياغة تحليل موزلي أعلاه. فأول تذكير هو أن الإلكترونات الخارجية للذرة هي المسؤولة عن الأطياف الضوئية. وهناك حالات مثارة تقع على بضع إلكترونات - فولت فوق الحالة الأساسية. وفي انتقالاتها من الحالات المثارة إلى الحالة الأساسية، تبعث هذه الإلكترونات عادة فوتونات في المنطقة المرئية أو قريبها.

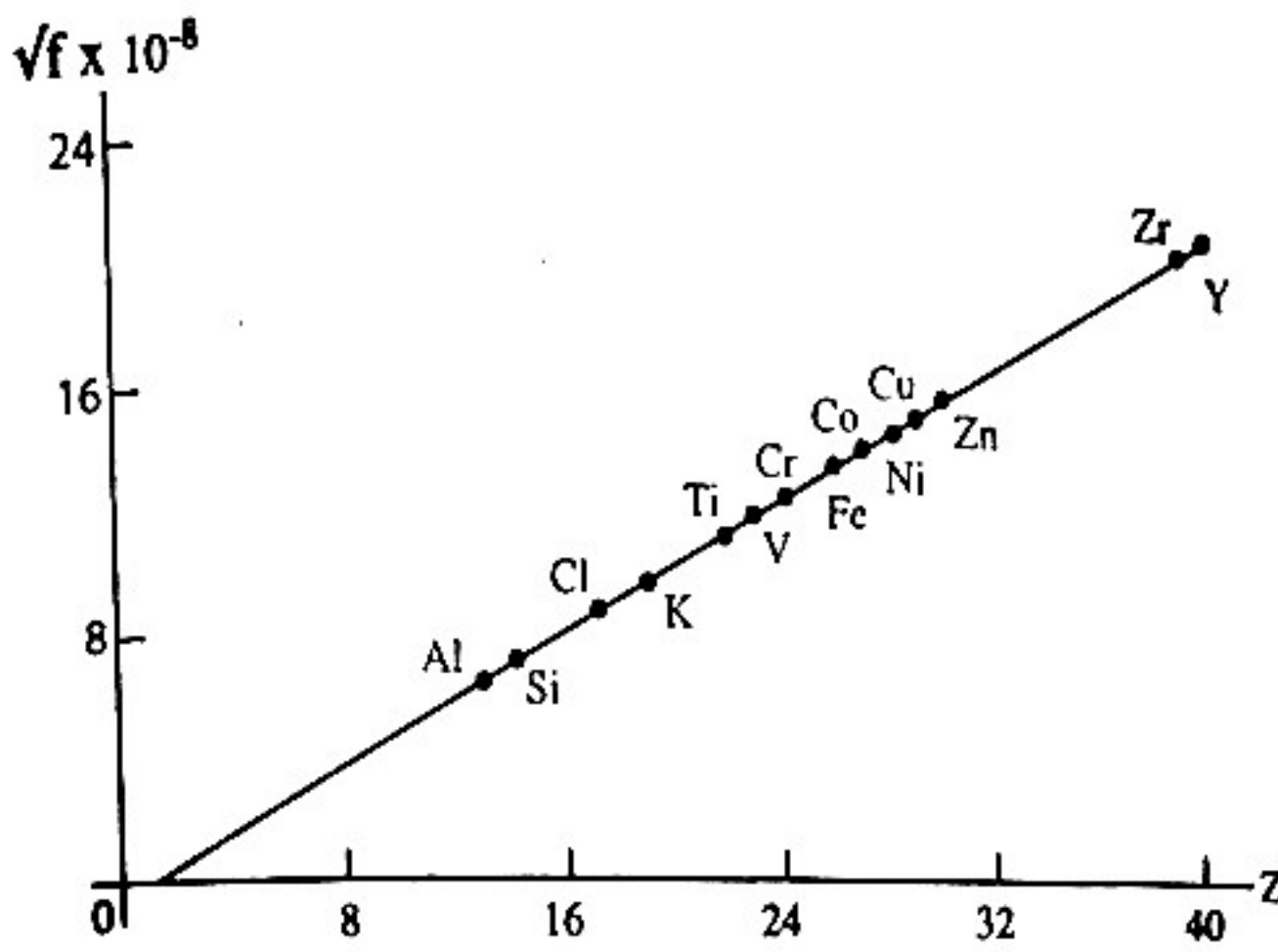
توجد أيضاً مستويات طاقة أشعة سينية، متطابقة مع الفراغات في القشرات الداخلية للذرة المعقدة. ففي أنبوب الأشعة السينية قد تصطدم الإلكترونات المنبعثة من المهبط بالهدف بطاقة كافية لأبعاد إلكترونات ذرات الهدف خارج القشرات الداخلية. وهذه الإلكترونات الداخلية هي الأكثر قريباً من النواة من الإلكترونات في القشرات الخارجية، وهي مقيدة بصورة أكثر إحكاماً، وانتزاعها يتطلب مئات أو آلاف الإلكترون - فولتات.

نفرض أن إلكترونات انتزع خارج القشرة K، إنه بذلك يترك فراغاً يدعى بـ "مستوى طاقة الأشعة السينية k". هذا الفراغ يمكن أن يملأ بعد ذلك بالإلكترون ساقط من إحدى القشرات الخارجية ، كالقشرة L, M, N, ... الخ. وهذا الانتقال للإلكترونات من قشرة خارجية إلى أخرى داخلية يكون مصحوباً بنقصان في طاقة الذرة (لأن طاقة قليلة تلزم لإزالة الإلكترون من القشرة L, M, N, ...) وبفوتون أشعة X منبعثاً بطاقة تساوي هذا النقصان. ولأن كل حالة تمتلك طاقة محددة، فإن لأشعة X المنبعثة أطوالاً موجية محدودة، ولهذا فإن الطيف المنبعث هو طيف خطي.

يمكن باستخدام مفهوم الحجب، تفسير مستويات طاقة الأشعة السينية، فالإلكترون في القشرة K مُحجب قبل كل شيء بواسطة الإلكترون K الآخر، ومن ثم فإن طاقته يجب أن تعطى بالعلاقة (4-31) بـ $N=1$ و $Z_{eff} = Z-1$. وهذه هي الطاقة اللازمة لإزالة هذا الإلكترون وترك الذرة في مستوى طاقة الأشعة السينية K. وبترسمية هذه الطاقة بـ E_K ، نحصل على:

$$E_K = (Z-1)^2 (13.6eV) \quad (4-34)$$

(مع تحديد طاقة الذرة الطبيعية في حالتها الأساسية لتكون صفراً)



(شكل 14) الأطوال الموجية المقاسة بواسطة موزلي للخط $K\alpha$ لأربعة عشر عنصراً، منحني $\sqrt{f}$ كدالة لـ Z هو خط مستقيم، معززاً قانون موزلي، المعادلة (4-33).

وبنفس الأسلوب، يكون الإلكترون في القشرة L ($n=2$) محجوباً بالإلكترون K وكمعدل بحوالي ثلاثة من الإلكترونات السبعة الأخرى L . وهكذا بالنسبة للإلكترون L تكون $Z_{eff} = Z - 5$. ولكي نجد الطاقة E_L الضرورية لإزالة الإلكترون L وإحداث مستوى طاقة الأشعة السينية L ، نستخدم المعادلة (4-31) بـ $n=2$ و $Z_{eff} = Z - 5$

$$E_L = (Z - 5)(13.6eV)/4 \quad (4-35)$$

وعندما يهبط الإلكترون L إلى الفراغ (الخلو) في القشرة K ، باعثاً أثناء ذلك فوتون أشعة X ، فإن طاقة الفوتون هذا هي الفرق بين طاقتي المستويين:

$$E = E_K - E_L$$

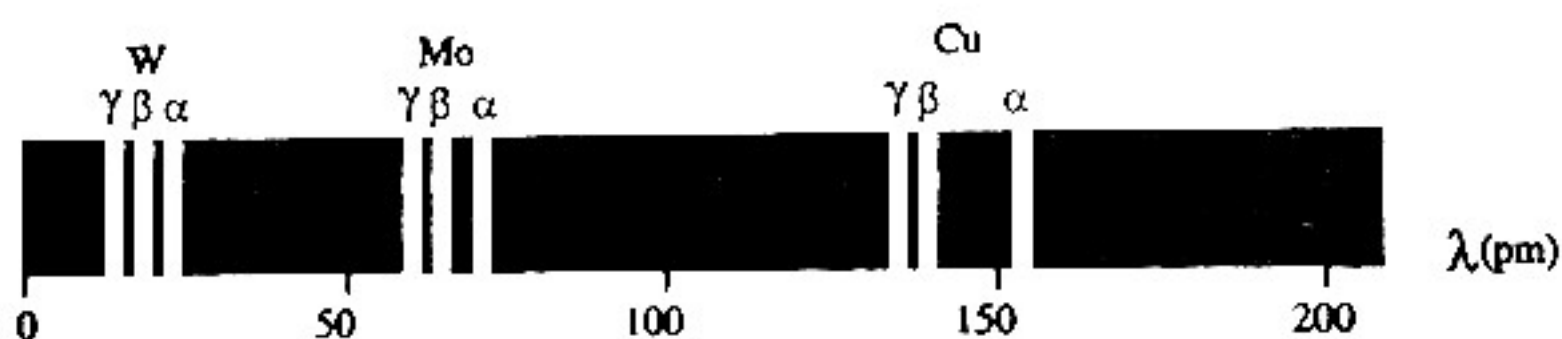
وتردده المقابل هو $f = E/h$. ولعمل مقارنة تقريبية مع قانون موزلي، نلاحظ أولاً أن المستويات L أصغر بكثير من المستويات K . يلاحظ أيضاً، على وجه الخصوص، أنه إذا كانت Z ضخمة (20 أو أكثر) فإن الخطأ في حسابات الطاقة يكون قليلاً إذا استبدلت $(Z-5)$ في المعادلة (4-35) بـ $(Z-1)$ وعندها نحصل على:

$$\begin{aligned} E &= E_K - E_L = (Z-1)^2(13.6eV) - (Z-1)^2(13.6eV)/4 \\ &= \left(\frac{3}{4}\right)(Z-1)^2(13.6eV) \end{aligned}$$

$$f = \frac{E}{h} = \frac{\frac{3}{4}(Z-1)^2(13.6\text{eV})}{4.136 \times 10^{-15} \text{eV}\cdot\text{s}} = (2.47 \times 10^{15} \text{Hz})(Z-1)^2$$

وهذا يتفق بدقة تقريباً مع قانون موزلي (4-33).

قد يملأ الفراغ K أيضاً بالإلكترون ساقط من القشرة M أو القشرة N بافتراض أنهما مسكونتان. وفي هذه الحالة، يظهر طيف الأشعة السينية سلاسل من ثلاثة خطوط، ناتجة عن الانتقالات التي يملأ فيها فراغ القشرة K بالإلكترون L، M، أو N، وتدعى بالسلاسل K والشكل 15 يبين هذه السلاسل بالنسبة للنحاس ($Z = 29$)، الموليبيديوم ($Z = 42$)، والتنجستن ($Z = 74$). الخطوط الثلاثة في كل سلسلة تدعى بالخطوط K_γ ، K_β ، K_α ، K ينتج الخط K_α بواسطة الانتقال $K \rightarrow L$ ، الخط K_β بواسطة الانتقال $K \rightarrow M$ ، والخط K_γ بواسطة الانتقال $K \rightarrow N$ (لاحظ أن الانتقال $K \rightarrow L$) يعني أن الفراغ يتحرك من القشرة K إلى القشرة L والإلكترون يتحرك من القشرة L إلى القشرة K. هناك سلاسل أخرى لخطوط الأشعة السينية، تدعى بالسلاسل M، L، و N، تنتج عن طريق طرد (قذف) الإلكترونات من القشرات L، M، و N، على التوالي، بدلاً من إلكترونات القشرة K. فالإلكترونات في هذه القشرات الخارجية بعيدة عن النواة وغير مقيدة بقوة إليها كما هو عليه الحال بالنسبة لإلكترونات القشرة K. ولإزالتها تتطلب طاقة أقل، ومن ثم فإن فوتونات أشعة x- المنبعثة عندما تملأ هذه الفراغات تكون طاقتها أقل من تلك التي في السلاسل K.



(شكل 15) الأطوال الموجية لخطوط K_γ ، K_β ، K_α للنجستن، الموليبيديوم، والنحاس

مثال 12: قيس الطول الموجي K_α لعنصر غير معروف، فوجد أنه يساوي 154

pm، ما هذا العنصر؟

الحل: نجد أولاً التردد المقابل

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{154 \times 10^{-12} \text{ m}} = 1.96 \times 10^{18} \text{ Hz}$$

ومن قانون موزلي (33-4) نجد:

$$1.96 \times 10^{18} \text{ Hz} = (2.48 \times 10^{15} \text{ Hz})(Z-1)^2$$

ومنه، فإن:

$$Z = 29.1 = 29$$

لأن Z (وهو العدد الذري) يجب أن تكون عدداً صحيحاً، ومن ملاحظة الجدول الدوري (جدول 4) نجد أن العنصر ($Z = 29$) هو النحاس.

مثال 13: ما هو أقل طول موجي للخط المميز لأشعة X من النحاس؟ وما هي طاقة الفوتون المطابق؟

الحل: إن أعلى قشرة مشغولة في النحاس ($Z = 29$) هي القشرة N (لاحظ الجدول 3) وبالتالي، فإن أكبر طاقة نقل تطابق الانتقال الإشعاعي السيني $K \rightarrow N$. إن الإلكترونات N ، بـ $n = 4$ و Z_{eff} تساوي تقريباً 2 فقط، هي إلكترونات ضعيفة الارتباط جداً ومستوي طاقتها يتحدد بالعلاقة (31-4).

$$E_n = -\frac{(2)^2}{(4)^2} (13.6 \text{ eV}) = -3.4 \text{ eV} = 3.4 \text{ eV}$$

والإشارة السالبة (-) هنا للدلالة على ضرورة إنفاقها عندما نريد انتزاع الإلكترون n من الذرة، وهي طاقة صغيرة جداً قياساً بمستوي الطاقة E_K ، لذلك يمكن إهمالها، ومن ثم الافتراض أن الطاقة الفوتونية يمكن أن تكون E_K ، المعطاة بالمعادلة (34-4)

$$E_K = (29-1)^2 (13.6 \text{ eV}) = 1.07 \times 10^4 \text{ eV}$$

ومنه، فإن التردد المقابل هو

$$f = \frac{E}{h} = \frac{1.07 \times 10^4 \text{ eV}}{4.136 \times 10^{-15} \text{ eV.S}} = 2.58 \times 10^{18} \text{ Hz}$$

وعليه، فإن الطول الموجي يساوي

$$\lambda = \frac{C}{f} = \frac{3.00 \times 10^8 \text{ m/s}}{2.58 \times 10^{18} \text{ Hz}} = 1.16 \times 10^{-10} \text{ m} = 116 \text{ pm}$$

وهذا الفوتون يمكن أن ينتج في أنبوب أشعة X- فقط عندما يكون الجهد المعجل في الأنبوب بحدود 11KeV (راجع إنتاج أشعة X).

مسائل

1- بالنسبة لذرة الهيدروجين في الحالة $l = 3$ ، أوجد القيم المسموحة لـ $(\text{أ}) L_z$ ، (ب)

$$\mu_z, \theta$$

أوجد أيضاً مقدار $(\text{د}) L$ و $(\text{هـ}) \mu$ ، حيث من المناسب أن يكون الجواب بوحدات

$$\mu_B, h$$

الجواب:

$$(\text{أ}) \quad h/3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$$

$$(\text{ب}) \quad \mu_B/3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$$

$$(\text{ج}) \quad 30.0^\circ, 54.7^\circ, 73.2^\circ, 90^\circ, 107^\circ$$

$$(\text{د}) \quad \sqrt{12} h$$

$$(\text{هـ}) \quad \sqrt{12} \mu_B$$

2- إذا كان مقدار كمية الحركة الزاوية للإلكترون هو $2.583 \times 10^{-34} \text{ kg.m}^2/\text{s}$ ، فما هو

النعد الكمومي المداري للإلكترون؟

3- احسب بوحدات $\hbar$ ، مقدار أكبر كمية حركة زاوية للإلكترون في ذرة الهيدروجين

للحالات بالأعداد الكمومية الرئيسية 1, 10, 9, 11. قرر كل مقدار من هذه المقادير مع

القيمة $n\hbar$ المفترضة في نموذج بور.

أثر زيمان

4- ذرة هيدروجين في الحالة المثارة 3P وضعت في مجال مغناطيسي خارجي منتظم $\vec{B}$.

ما مقدار B اللازم لإحداث انشطار في الحالة 3P إلى ثلاث مستويات بطاقة انشطار

قدرها $2.00 \times 10^{-4} \text{ eV}$ ، بين المستويات المتجاورة.

5- ذرة هيدروجين في الحالة 4F وضعت في مجال مغناطيسي قدره 2.50 T في الاتجاه

$+Z$. (أ) ما عدد المستويات التي تنشطر إليها هذه الحالة بواسطة تفاعل كمية الحركة

الزاوية مع المجال؟ (ب) ما هي الفاصلة الطاقية بين المستويات المتجاورة؟ (ج) ما هي الفاصلة الطاقية بين مستويات الطاقة الدنيا ومستويات الطاقة العليا؟

البرم الإلكتروني

6- البرم الإلكتروني الكلاسيكي: إذا عومل الإلكترون كجسيم كروي منتظم بنصف قطر $1.0 \times 10^{-17} \text{ m}$ ، فما هو مقدار السرعة الزاوية اللازمة لإنتاج كمية حركة بترمية زاوية (برم زاوي) قدرها $\hbar$ ؟

7- ذرة هيدروجين في حالة مدارية معينة ℓ ، وجد أنها تمتلك عددين كموميين z مقداريهما $5/2$ و $7/2$ ، ما قيمة ℓ ؟

8- ذرة هيدروجين في حالة كمية حركة زاوية مدارية منفردة وجد أنها تمتلك عددين مقدار كموميين z ، مقداريهما $\frac{1}{2}$ و $\frac{3}{2}$.

فما هي قيمة ℓ لهذه الحالة؟ (لاحظ الجدول 3).

الذرات متعددة الإلكترونات

9- أعمل سجلاً للأعداد الكمومية الأربعة n, ℓ, m_ℓ, m_s لكل من الإلكترونات العشرة في الحالة الأساسية لذرة النيون.

10- الإلكترون $5s$ موجود في الروبيديوم ($Z = 37$) Rb يظهر شحنة فعالة ($Z_{\text{eff}} = 2.771$). احسب طاقة تأين هذا الإلكترون.

11- قيم أدنى طاقة للمستوي المخترق ℓ من أجل:

(أ) الحالات $n = 2$ لأيون البريليوم Be^+ (ب) للحالات $n = 4$ لأيون الكالسيوم Ca^+ .

12- احسب الطاقة، التردد، والطول الموجي لخط الأشعة السينية $K\alpha$ للعناصر (أ) الألمونيوم ($Z = 13$) A_i .

(ب) المنغنيز (Mn ($Z = 25$))، (ج) الروبيديوم (Rb ($Z = 37$)).

13- ينبعث الخط $K\alpha$ لأشعة X- من عينة طاقتها 9.89 keV . ما هذا العنصر؟

الفصل الخامس

التوصيل الكهربائي في الصلب

بيّنت لنا دراستنا في الفصلين السابقين، الثالث والرابع، حسن أداء النظرية الكمومية عند تطبيقها على الذرات المنفردة. في هذا الفصل سنري أن هذه النظرية الجبارة تعمل بنفس قوة الأداء عند تطبيقها على مجموعات الذرات التي تشكل مجتمعة ما ندعوه بالصلب.

كل صلب يمتلك نطاقاً ضخماً من الخواص، التي يمكن اختيارها للاختبارات العملية، فهو قد يكون ليناً أو قاسياً، وقد يطرق إلى شرائح رقيقة أو يسحب ليتحول إلى أسلاك دقيقة، وقد يكون شفافاً، أو ... الخ.

جميع هذه الصفات وكثير غيرها، من قبيل ما نوع الأمواج المنتقلة خلاله وبأية سرعة؟ وهل ينقل الحرارة؟ وما خواصه المغناطيسية؟ وبناءه البللوري؟ الخ، في كل حالة من هذه الحالات سنري كيف تستخدم النظرية الكمومية لفهم الخواص التي يتم قياسها.

في هذا الفصل سينصب اهتمامنا على خاصية واحدة، هي توصيل الكهربائية. وسنحاول أيضاً التعرف على طبيعة تصنيف الصلب إلى موصل، عازل، شبه موصل، وموصل فائق، وسنري كيف يمكن أن تكون النظرية الكمومية إطاراً للعمل لفهم الاختلافات السلوكية للمواد المختلفة.

٤-1) إلكترونات التوصيل في المعدن

تمتلك ذرة النحاس المعزولة 29 إلكترون. وفي النحاس الصلب 28 منها مقيدة بقوى كهرومغناطيسية إلى مقاعدها الشبكية، غير قادرة على الحركة خلال حجم الصلب. أما الإلكترون المتبقى فهو حر لأن يتحرك. فإذا طبقت قوة دافعة كهربائية (ويرمز لها بـ emf) بين نهايتي سلك نحاس، فإن الإلكترونات الحرة هذه (إلكترون واحد في الذرة) تشكل التيار الذي يجري في السلك. ومن وجهة النظر الكلاسيكية، القائمة على مقارنة إلكترونات التوصيل في مكعب معدني بذرات الغاز في صندوق. باستخدام ما يُعرف بـ "نموذج الغاز الحر للإلكترون"، تم اشتقاق تعبير لمقاومية السلك، ووجد أنها تعتمد كلياً على خصائص الإلكترون الناقل للتيار وفقاً للمعادلة التالية:

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \quad (5-1)$$

حيث m كتلة الإلكترون، e شحنته، n عدد إلكترونات التوصيل بوحدة الحجم، و r الزمن بين تصادمات الإلكترونات مع الشبكة، وهو ثابت ولا يعتمد على ما إذا سلط مجال كهربائي داخل المكعب بواسطة قوة دافعة كهربائية خارجية أو لم يسلط. وهكذا نجد إن المقاومة ρ لا تعتمد على المجال الكهربائي المطبق. بعبارة أخرى يمكن القول أن المعدن يخضع لقانون أوم $\left(R = \frac{V}{I} = \text{Cons.} \right)$. رغم ذلك، لا يمكن المضي بعيداً بهذا الاتجاه. فهناك مشكلة السعة الحرارية للمعادن التي تضع تنبؤات الفيزياء الكلاسيكية بشأنها في تعارض مع التجربة، إضافة إلى مشكلات معقدة أخرى، كالصمام الذي لا يمكن تفسيره على أساس النموذج الكلاسيكي للغاز الحر الإلكترون، لهذا تم التوجه إلى الميكانيك الموي.

الخطوة الأولى لحل أي مشكلة ميكانيكية موجية هي توصيف طاقة كمون الجسم إلكترون توصيل منفرد - كدالة لموضعه. وكما رأينا في الفصل السابق، فإن طاقة كمون الجسم تدخل كمعلومة ضرورية في معادلة شرودنجر، وقيمها تبدأ من الصفر حتى اللانهاية (جسيم في بئر كموني لانهائي). يمكن البدء بأبسط افتراض مناسب، وهو أن طاقة الكمون صفر لجميع النقاط داخل المكعب المعدني وتقترب من اللانهاية لجميع النقاط خارجه. في هذه الأثناء نبقى نتعامل مع إلكترونات الغاز الحر، ولكن هذه المرة بما يتفق مع القواعد الكمومية بدلاً من الكلاسيكية.

إن مسألة الطاقة الكامنة لإلكترون التوصيل في المعدن تذكرنا بمسألة الإلكترون المحبوس في بئر كمون لانهائي، تلك التي درسناها في الفقرة (2-7). ومع ذلك، فهناك بعض الفروق بين المسألتين: أولها، أن مسألة الإلكترون الحر في المعدن هي مسألة ثلاثية الأبعاد، وثانيها أنها تشمل على بئر لأبعاد عيانية (بئر من معدن مرئي) بدلاً من بئر لأبعاد ذرية (سجن أو محبس الإلكترون).

نمثل إلكترون التوصيل المنفرد المحبوس في معدنه المكعب بموجة مادية مستقرة $\psi(\vec{r})$ ، حيث $\vec{r}$ هو متجه الموضع. ونطبق شرط أن تكون الكثافة الاحتمالية $\psi^2(\vec{r})$ مساوية للصفر سواء عند سطح المكعب أو عند جميع النقاط خارجه. وهذه هي علامات

أن الإلكترون حفاً محبوس داخل المعدن. بتطبيق هذه الشروط الحدودية يمكن الاستنتاج من معادلة شرودنجر أن الطاقة الكلية للإلكترونات تكون مكممة. الفرق الجوهري الكبير جداً بين حالتى الإلكترون في البئر اللانهائى العمق وفي المعدن هو أن المعدن كبير جداً على مقياس الأبعاد الذرية وبالتالي فإن عدد الأمواج المادية المستقرة داخله، والتي تخضع للشروط الحدودية سيكون هائلاً، ما يسمح بطاقات إلكترونية تقترب من بعضها البعض (لعددها الهائل). والمثال 1 يبين أنه بالنسبة لمكعب من معدن طول ضلعه 1 cm ، هناك حوالي 10^{20} من الحالات المكممة تقع بين $E = 5 \text{ eV}$ و $E = 5.01 \text{ eV}$. وللتعامل مع هذا العدد الضخم من الحالات الممكنة يجب استخدام الطرق الإحصائية.

بالنسبة للإلكترونات التوصيل، فإن عدد الحالات (بوحدة الحجم للصلب) التي طاقاتها تقع في المدى من E إلى $E + dE$ يمكن أن يكتب بالصورة $n(E)dE$ ، حيث $n(E)$ دالة تدعى كثافة الحالات، وهي للغاز الحر الإلكترون (الغاز الكمومي) تساوي:

$$n(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} E^{1/2} \quad (5-2)$$

حيث m هي كتلة الإلكترون.

في هذه المعادلة لا نلاحظ ما يشير إلى اعتماد $n(E)$ على المادة المصنوعة منها العينة المدروسة. وهذا معناه أن ملائمة أشكال الأمواج المادية المستقرة داخل الصندوق المكعب هي مسألة هندسية بحتة، والفقرة اللاحقة ستوضح هذا الأمر أكثر.

مثال 1: مكعب من النحاس طول ضلعه 1 cm كم عدد الحالات المتاحة للإلكترونات التوصيلية في مدى طاقي من $E = 5 \text{ eV}$ إلى 5.01 eV ؟ بفرض أن إلكترونات التوصيل تسلك مثل غاز (كمومي) الإلكترون الحر.

الحل: إن الحدود الطاقية من القرب لبعضها البعض لدرجة يمكن القول معها إن ما موجود من الحالات بوحدة الحجم هو $n(E)\Delta E$ ، حيث $E = 5 \text{ eV}$ و $\Delta E = 0.01 \text{ eV}$ ومن المعادلة (5-2) نجد أولاً كثافة الحالات $n(E)$:

$$n(E) = \frac{(8\sqrt{2}\pi)(9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg})^{3/2}}{(6.63 \times 10^{-34} \text{ J.S})^3} \left[(5\text{eV}) \frac{(1.6 \times 10^{-19} \text{ J})}{1\text{eV}} \right]^{1/2}$$

$$= 9.48 \times 10^{46} \frac{\text{J}^{-1}}{\text{m}^3} = 1.52 \times 10^{28} \frac{\text{eV}^{-1}}{\text{m}^3}$$

إن العدد الفعلي N للحالات الطاقة الممكنة للإلكترونات التوصيل في المعدن، الواقعة بمدى طاقي من $E = 5\text{eV}$ إلى $E = 5.01\text{eV}$ في مكعب طول ضلعه a هو:

$$N = n(E) \Delta E a^3 \quad (5-3)$$

$$= \left(1.52 \times 10^{28} \frac{\text{eV}^{-1}}{\text{m}^3} \right) (0.01 \text{ eV}) (1 \times 10^{-2} \text{ m})^3$$

$$= 1.52 \times 10^{20}$$

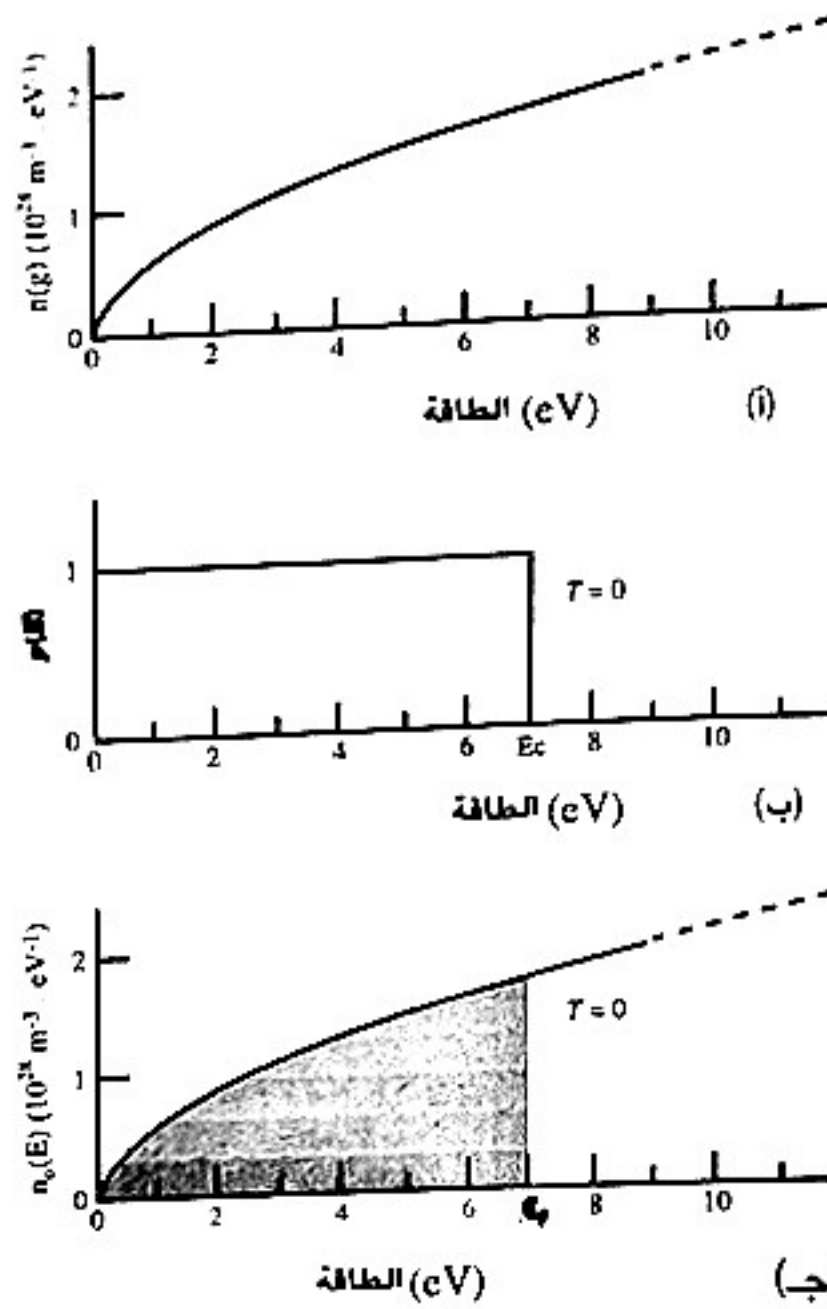
هذا يعني أنه يوجد 1.52×10^{20} من الحالات الطاقة المنفردة في مدى طاقي من 5eV إلى 5.01eV وبالتالي، فإن المدى الطاقي المتوسط بين مستويين طاقيين متجاورين هو:

$$\Delta E_{adj} = \frac{\Delta E}{N} = \frac{0.01 \text{ eV}}{1.52 \times 10^{20}} = 7 \times 10^{-23} \text{ eV}. \quad (5-4)$$

(2-5) ملء الحالات المسموح بها

إن الأهمية المركزية لمبدأ الاستثناء (المنع) لباولي (Pauli) تكمن في أنه يخبرنا بأننا نستطيع أن نوزع إلكتروناتنا واحداً فقط للحالة المعينة. بمعنى أنه لا يوجد إلكترونات لهما نفس الحالة الكمومية (n, ℓ, m_ℓ, m_s) . والشكل 1 يبين كثافة الحالات المعطاة بالمعادلة (5-2) كدالة للطاقة.

إن الدالة $n(E)$ تعطينا عدد الحالات الممكنة في أي مدى طاقي، على أنه، ليست جميع الحالات الممكنة تكون محتلة (مشغولة) واملء الحالات المتاحة تضاف إلكترونات، إلكترون واحد في كل حالة كمومية، بدءاً من الحالات الأدنى طاقة إلى الأعلى حتى تتم إضافة جميع الإلكترونات الضرورية إلى المعدن.



(شكل I) (أ) كثافة الحالات $n(E)$ مرسومة كدالة للطاقة

(ب) الدالة الاحتمالية $P(E)$ عند $T=0$.

(ج) كثافة الحالات المشغولة $n_0(E)$ تساوي حاصل ضرب $n(E)$ و $P(E)$

جميع الحالات تحت E_F محتلة (مشغولة) وجميع الحالات فوق E_F فارغة

نعتبر أولاً الشروط عند درجة حرارة الصفر المطلق، وهذا يمثل الحالة الطاقة الأدنى للعينة المدروسة، ثم نكمل وضع إلكترونات التوصيل داخل الحالات غير المملوءة التي تقع في أدنى طاقة، وهذا ما يبينه الشكل 1 ب، حيث الدالة الاحتمالية $P(E)$ تعطينا احتمالية أن الحالة عند الطاقة E يمكن أن تكون مشغولة. عند $T=0$ ، تكون جميع الحالات تحت طاقة معينة مملوءة ($P=1$) وجميع الحالات فوق تلك الطاقة فارغة ($P=0$). تحت هذه الشروط تدعى الحالة العليا المحتلة بمستوي فيرمي، وطاقتها المعروفة بـ E_F (شكل 1 ب) تدعى طاقة فيرمي، فطاقة فيرمي للنحاس مثلاً هي 7.06 eV .

إذا ضربنا كثافة الحالات المتاحة $n(E)$ في احتمالية الحالات المحتلة $P(E)$ ، نحصل

على كثافة الحالات المحتلة أو المشغولة:

$$n_0(E) = n(E)P(E) \quad (5-5)$$

المرسومة على الشكل 1 ج.

والمساحة المظلمة على الشكل 1 ج تمثل العدد الكلي للحالات المحتلة (بوحدة الحجم). إيجاد هذه المساحة ومساواتها بكثافة إلكترونات التوصيل n في المعدن يعطينا الوسيلة لإيجاد طاقة فيرمي. وبالتكامل بين حدود $E = 0$ و $E = E_F$ لإيجاد المساحة، نحصل على:

$$n = \int_0^{E_F} n_0(E) dE, \quad (5-6)$$

وبالتعويض عن كثافة الحالات $n_0(E)$ من العلاقة (5-5) و بوضع $p(E) = 1$ تحت فيرمي ومن ثم إنجاز التكامل نحصل على:

$$n = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \int_0^{E_F} E^{1/2} dE = \left(\frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \right) \left(\frac{2}{3} E_F^{3/2} \right)$$

وبحل هذه النتيجة بالنسبة لـ E_F ، نجد:

$$E_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} \quad (5-7)$$

والنظرة السريعة إلى الشكل 1 ج كافية لإزالة الاعتقاد الخاطئ الشائع بأن جميع الحركات تتوقف عند درجة حرارة الصفر المطلق. فبسبب مبدأ باولي في الاستثناء تماماً، فإن الإلكترونات تتكدس في الطاقة من الصفر إلى طاقة فيرمي. إن معدل الطاقة بالنسبة لشروط الشكل 1 ج تقترب لأن تكون 4.2eV . وبالمقارنة، فإن معدل الطاقة الانتقالية الحركية لجزءي الغاز المثالي عند درجة حرارة الغرفة هي فقط 0.025eV . إن إلكترونات التوصيل في المعدن تمتلك وفرة من الطاقة عند درجة حرارة الصفر المطلق.

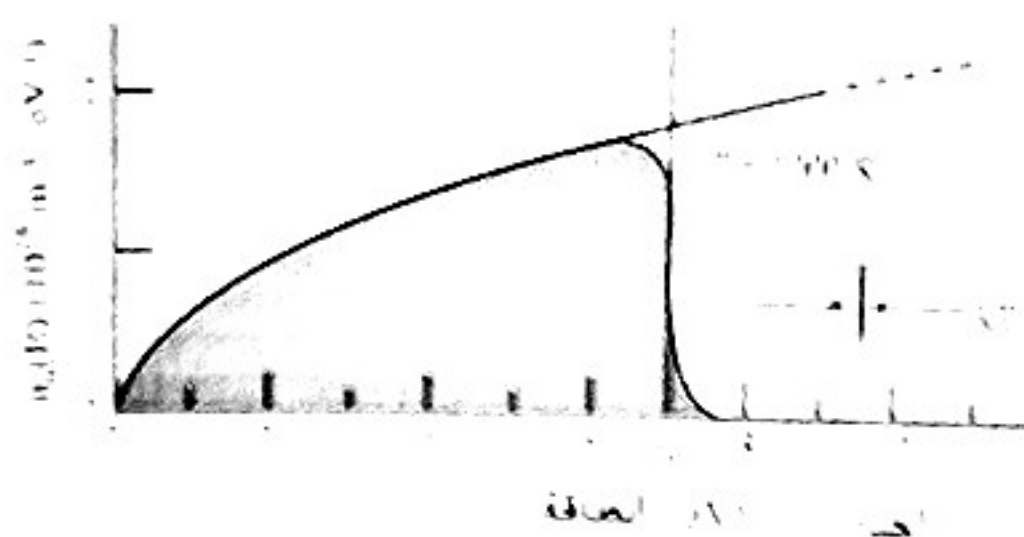
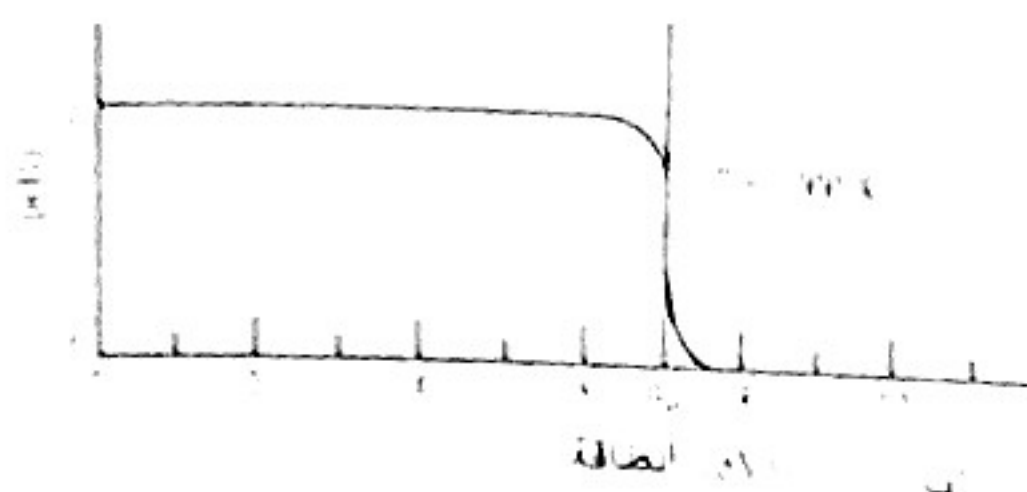
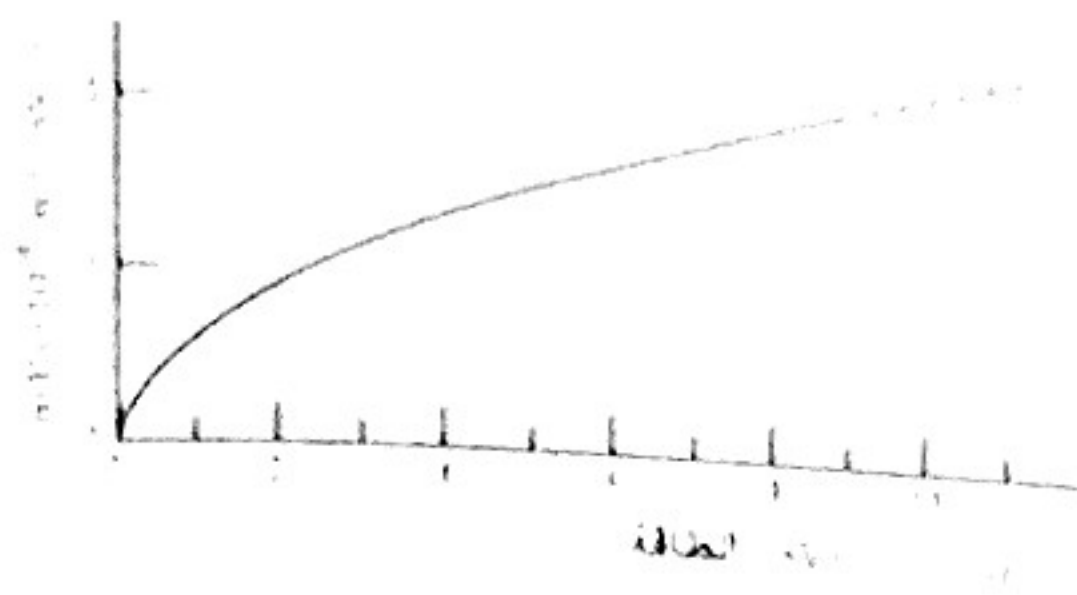
من الواضح أن لجزيئات الغاز عند درجات الحرارة العادية سلوكاً مختلفاً تماماً عن إلكترونات التوصيل في المعدن. فجزيئات الغاز تخضع لإحصاء ماكسويل - بولتزمان

الكلاسيكي وإلكترونات التوصيل تخضع لإحصاء فيرمي - ديراك الكمومي. والاختلاف هنا يكمن في صيغ قواعد حساب الجسيمات. ففي إحصاء ماكسويل - بولتزمان، مثلاً يفترض التعامل مع جسيمات متطابقة متباعدة، بينما في إحصاء فيرمي - ديراك لا يكمن افتراض ذلك. في إحصاء ماكسويل - بولتزمان لا دور لمبدأ باولي في المنع أو الاستثناء، بينما في إحصاء فيرمي - ديراك دوره رئيسي.

تأثير درجة الحرارة على توزيع الإلكترونات

يبين الشكل 2 كيف يبدو توزيع الإلكترونات، الموضح على الشكل 1 عندما تصبح درجة الحرارة $T=1000K$ ، التي تتوهج عندها العينة المعدنية في الغرفة المظلمة. إن الفروقات بين ملامح الشكّلين صغيرة ولكنها تملك شأنًا هاماً. فعند $T=0$ ، كانت الدالة الاحتمالية $P(E)$ تساوي الوحدة تماماً تحت طاقة فيرمي E_F وتساهي صفراً تماماً فوقها (شكل 1ب). بينما عند $T=1000K$ ، فإن هناك احتمالاً صغيراً في أن نجد بضع حالات فارغة تحت طاقة فيرمي E_F وبضع حالات مشغولة (محتلة) فوقها (شكل 2ب). أما كثافة الحالات المشغولة $n_0(E)$ فهي كما عند الدرجة الحرارية $T=0$ ، تعطي أيضاً بالعلاقة (3-5) كحاصل ضرب $n(E)$ و $P(E)$ ، كما هو على الشكل 2 ج. وبسبب بضع الحالات المشغولة فوق طاقة فيرمي E_F عند الدرجة الحرارية $T=1000K$ ، فإن معدل الطاقة أكبر قليلاً مما كانت عليه عند درجة حرارة الصفر المطلق، وهذا مرة أخرى يتناقض تماماً مع سلوك الغاز المثالي، الذي تتناسب الطاقة الحركية لجزيئاته تناسباً طردياً مع درجة الحرارة.

بمقارنة الشروط عند $T=0K$ وعند $T=1000K$ ، نجد أن جميع الأفعال تأخذ مكانها بالنسبة لإلكترونات التوصيل التي طاقاتها تقترب من طاقة فيرمي، إن حركة معظم الإلكترونات تبقى دون تغيير عندما ترتفع درجة الحرارة ويصبح مخزونها الطاقوي أكثر ثباتاً. فكما يعرض الشكل 2 ج فإن المقدار الطاقوي KT هو قياس الطاقة المتاحة من الإثارة الحرارية وقيمه هي $0.086eV$ فقط. وليس ثمة إلكترون قادر بأن يغير طاقته بالتأثير الحراري فقط أكثر ببضع مرات من هذا المقدار الصغير نسبياً.



(شكل 2) تغير j في الشكل 1 ولكن من أجل $T = 1000^\circ K$ يمكن ملاحظة الاختلافات الصغيرة عن j في الشكل 1. عند $U_{0.95}$ من ناحية أخرى، فإن الإلكترونات تتحرك في كيون منتظم ولكن لا توجد التغيرات الصغيرة في الشكل 1. الشكل 2 هو الشكل المبسط.

ويعتبر مبدأ الاستمرارية، فإن الإلكترونات التي طاقاتها تقرب من طاقة فيرمي هي فقط التي تمتلك حالات طاقة قريبة منها جداً لتتدرج التي يظهر عندها التأثير الحراري. الإلكترون الذي طاقته $2.5 eV$ مثلاً، لا يكسب ولا يفقد طاقة لأن جميع الحالات القريبة منه في الطاقة تكون مشغولة بالفعل، فهو يمتص طاقة ليس أمامه ما يذهب إليه. وبالمثل، فإن جميع الأمواج في المحيطات، فإن الأمواج الحرارية للإلكترونات نصف نوعيات هذه المصادر عمودياً على سطح البحر (فيرمي).

إن دالة الاحتمال $P(E)$ المرسومة على الجزء ب من الشكلين 1 و 2 تدعى بدالة احتمال فيرمي - ديراك وتعطي بالعلاقة:

$$\rho(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/KT} + 1} \quad (5-8)$$

حيث K هو ثابت بولتزمان ويساوي $(8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K})$ و T درجة الحرارة المطلقة للمعدن، و E_F هي طاقة فيرمي، وهي معرفة الآن (لاحظ شكل 2 ب) كطاقة تقابل $P = \frac{1}{2}$.

عندما $T \rightarrow 0$ ، يقترب الأس $(E - E_F)/KT$ في العلاقة (5-8) من $-\infty$ إذا كانت $E < E_F$ ومن $+\infty$ إذا كانت $E > E_F$. في الحالة الأولى تكون $P(E) = 1$ ، وفي الحالة الثانية تكون $P(E) = 0$ ، وهو ما يجب أن يحصل تماماً.

نبين المعادلة (5-8) أيضاً، أن الكمية المهمة ليست هي الطاقة E ، بل المدى الطاقى $(E - E_F)$ بين الطاقة الكلية للإلكترون التوصيل E وبين طاقة فيرمي E_F .

يلاحظ أيضاً أنه وبسبب الطبيعة الأسية للعبارة في مقام المعادلة (5-8)، فإنها (العبارة) تكون حساسة جداً للتغيرات الصغيرة في المدى الطاقى $(E - E_F)$ ، وهذا يعزز الزعم أن الإلكترونات التي تقترب طاقاتها من طاقة فيرمي هي وحدها فقط التي تلعب دوراً فعالاً.

كما سنرى لاحقاً، أن السؤال الأول الذي سيواجهنا في تعاملنا مع الإلكترونات في الصلب هو هل هذا الصلب موصل، شبه موصل، أو عازل.

مثال 2: احسب طاقة فيرمي للنحاس، إذا علمت أن عدد إلكترونات التوصيل بوحدة الحجم هو $8.49 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$

الحل: من المعادلة (5-7) نجد أن:

$$E_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = \frac{(6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s})^2}{8(9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg})} \left[\frac{3(8.49 \times 10^{28} \text{ m}^{-3})}{\pi} \right]^{2/3}$$

$$= 1.13 \times 10^{-18} \text{ J} = 7.06 \text{ eV}.$$

مثال 3: ما هي احتمالية احتلال (اشغال) الحالة التي طاقتها:

أ) 0.1eV فوق طاقة فيرمي ، ب) 0.1eV تحت طاقة فيرمي، ج) تساوي طاقة فيرمي؟ مفترضاً أن درجة الحرارة هي 800K .

الحل: بداية من المفيد التنويه مرة أخرى أن المهم هو ليس الطاقة E ، بل الفرق الطاقي $E - E_F$ ، لأن دالة احتمال الاحتلال $P(E)$ تعتمد كلية على هذا الفرق، كما أشرنا إلى ذلك سابقاً.

من المعادلة (5-8) نجد الأس اللابيدي في مقامها:

$$\frac{E - E_F}{KT} = \frac{0.1\text{eV}}{(8.62 \times 10^{-5} \text{eV/K})(800\text{K})} = 1.45$$

نعوض هذا في المعادلة (5-8)

$$\rho(E_+) = \frac{1}{e^{1.45} + 1} = 0.19$$

أي أن ما أُحتل (أو شُغل) من هذه الحالة هو 19% وهذه هي احتمالية الاحتلال.

ب) بالنسبة للطاقة 0.1eV تحت طاقة فيرمي، فذلك معناه أن الأس في المعادلة (5-8) له نفس القيمة العددية ولكن بإشارة سالبة، إذن نجد أن دالة الاحتمال هي:

$$P(E_-) = \frac{1}{e^{-1.45} + 1} = 0.81$$

أي أن دالة احتمال الاحتلال لهذه الحالة هي 81%

ج) بالنسبة لـ $E - E_F$ ، فإن الأس في المعادلة (5-8) يصبح صفراً، ومن ثم نحصل على:

$$P(E_F) = \frac{1}{e^0 + 1} = \frac{1}{2} = 0.50$$

أي أن نسبة الاحتلال هي 50%.

ومن المفيد التنبيه أيضاً، أن هذه النتائج لا تعتمد على درجة الحرارة، ولا على القيمة الفعلية لطاقة فيرمي، بل هي تعتمد فقط على المدى الطاقي بين طاقة فيرمي E_F

وطاقة الحالة E في المسألة المدروسة.

مثال 4 أ) بالنسبة للنحاس عند $1000K$ ، أوجد الطاقة التي عندها تبلغ احتمالية أن تكون حالة إلكترونات التوصيل محتلة (أو مشغولة) هي 90% (افرض أن إلكترونات التوصيل في النحاس تسلك مثل غاز حر الإلكترونات بطاقة فيرمي مقدارها $7.06eV$).
ب) بالنسبة لهذه الطاقة، ما مقدار التوزيع في طاقة الحالات المتاحة أو كثافة الحالات $n(E)$ ؟
ج) بالنسبة لهذه الطاقة نفسها، ما مقدار كثافة الحالات المحتلة $n_0(E)$ ؟

الحل: أ) نعوض في المعادلة (5-8) نحصل على:

$$\rho(E) = 0.90 = \frac{1}{e^{\Delta E / KT} + 1} \quad \text{و} \quad \Delta E = E - E_F$$

ومنه فإن

$$e^{\Delta E / KT} = \frac{1}{0.9} - 1 = 1.11 \quad \text{و}$$

$$\Delta E / KT = -2.20, \quad \Delta E = -2.20KT = -0.19eV$$

بالنسبة للنحاس، وبفرض أن $E_F = 7.06eV$ ، نحصل على:

$$\Delta E = E - E_F = -0.19eV, \quad E = E_F - 0.19eV,$$

$$E = 7.06eV - 0.19eV = 6.87eV.$$

ب) لإيجاد كثافة الحالات $n(E)$ ننفذ الحسابات كما في المثال 1، بالنسبة للطاقة

$$n(E) = 1.78 \times 10^{28} \frac{m^{-3}}{eV}, \quad E = 6.87eV$$

ج) كثافة الحالات $n_0(E)$ نجدها من العلاقة (5-4) من أجل $E = 6.87eV$:

$$n_0(E) = n(E)P(E)$$

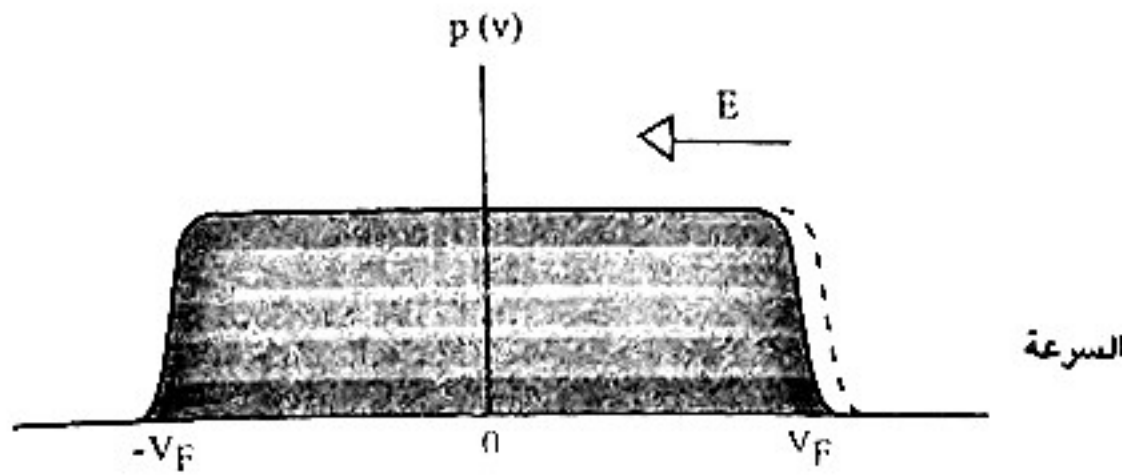
$$= \left(1.78 \times 10^{28} \frac{m^{-3}}{eV} \right) (0.90) = 1.60 \times 10^{28} \frac{m^{-3}}{eV}$$

3-5 التوصيل الكهربائي في المعادن

يمثل الشكل 3 توزيع فيرمي للسرع في المعدن، وسرعة فيرمي v_F هي سرعة الإلكترون الذي طاقته الحركية تساوي طاقة فيرمي E_F . وسرع الإلكترونات دون تطبيق

مجال كهربائي عليها تتراوح من الصفر إلى سرعة فيرمي v_F تقريباً، متطابقة مع طاقات تتراوح من 0 إلى E_F تقريباً.

إن التوزيع في الشكل 3 يمثل مركبة السرعة التقليدية بدلاً من الانطلاق (مقدار السرعة)، وهذا يوضح أن ما هو موجود من مركبات للسرع يساوي أعداد الإلكترونات المتحركة باتجاهات متعاكسة، بحيث أن صافي التيار يساوي صفراً في غياب المجال الكهربائي.



شكل 3) توزيع فيرمي للسرع. بغياب المجال الكهربائي (الخط الصلب) فإن الحد الذي تبلغ سرعتها سرعة فيرمي v_F تكون مملوءة. عندما يطبق مجال كهربائي $\vec{E}$ في الاتجاه المبين على الشكل، فإن التوزيع ينزاح نحو اليمين (الخط المنقطع) عندما تتعجل الإلكترونات بواسطة المجال

عندما يطبق مجال كهربائي، فإن الإلكترونات تتعجل بواسطة هذا المجال وتكتسب زيادة صغيرة في السرعة باتجاه يعاكس المجال (لأن الإلكترونات مشحونة بشحنة سالبة، فإن القوة التي يسلطها عليها المجال $\vec{F} = -e\vec{E}$ تكون باتجاه يعاكس اتجاه المجال $\vec{E}$). إن السرعة الكلية للتوزيع بوجود المجال منزاحة بصورة طفيفة إلى يمين الشكل 3. ومع ذلك فإن معظم الإلكترونات تتجمع ساكنة أزواجاً أزواجاً جهة السرعة صفر ولا تساهم في التوصيل الكهربائي.

إن الإلكترونات التي تساهم في التوصيل هي تلك التي تكون في مجموعة صغيرة سرعتها تقترب من سرعة فيرمي v_F . إن المجال الكهربائي يجعل الحالات التي تمتلك سرعة تحت سرعة فيرمي v_F تماماً وفي اتجاه المجال $\vec{E}$ نفسه، يجعلها غير محتلة،

بينما الحالات ذات السرعة فوق سرعة فيرمي بالضبط وبالعكس اتجاه المجال تصبح محتملة. وهذا يجعل سرعة الانجراف (وهي متوسط سرعة جميع الإلكترونات) أقل بكثير من سرعة فيرمي v_F ، لأن الكثير من السرعة الموجبة و السالبة تلغي بعضها البعض، وهذا ما يبينه الشكل 3 وتتحدد سرعة الانجراف هذه أساساً بالعدد الصغير للإلكترونات المتحركة من الحالات تحت سرعة فيرمي v_F إلى الحالات فوق سرعة فيرمي v_F تحت فعل المجال الكهربائي.

إن مقاومة المعدن لجريان هذه الإلكترونات تتحدد بالتصادمات التي تصنعها الإلكترونات مع القلوب الأيونية للشبكة وهي تنخفض مع انخفاض درجة الحرارة.

مثال 5: إذا كانت طاقة فيرمي للنحاس تساوي 7.06 eV ، فما هو مقدار (أ) سرعة إلكترون التوصيل بهذه الطاقة الحركية؟ (ب) معدل الزمن τ بين التصادمات إذا كانت مقاومة النحاس عند درجة حرارة الغرفة هي $1.7 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$ (ج) متوسط المسار الحر λ الذي يكمن أن يحسب من الفقرتين أ وب)؟

الحل: (أ) ذكرنا في فقرات سابقة ، أن إلكترونات التوصيل تتحرك في المنطقة التي تكون فيها طاقة كمونها U مساوية للصفر. وبالتالي، فإن طاقتها الكلية E كلها حركية وتساوي طاقة فيرمي:

$$E = E_F = \frac{1}{2} m v_F^2$$

حيث v_F هي سرعة فيرمي المطلوبة لإلكترون التوصيل:

$$v_F = \left(\frac{2E_F}{m} \right)^{1/2} = \left[\frac{2(7.06 \text{ eV}) \left(\frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}} \right)}{9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg}} \right]^{1/2}$$

$$= 1.6 \times 10^6 \text{ m/s}$$

وهنا يجب التنبيه إلى ضرورة عدم الخلط بين سرعة فيرمي هذه وبين سرعة انجراف (اندفاع) إلكترونات التوصيل في المعدن ، التي هي من رتبة 10^{-4} m/s ، وبالتالي فهي أقل من سرعة فيرمي v_F بالعامل 10^{10} . ذلك لأن، وكما أشرنا إلى ذلك

أعلاه، سرعة الاندفاع هي معدل مقدار السرعة التي تتدفع بها إلكترونات التوصيل فعلاً عندما يطبق عليها مجال كهربائي، بينما سرعة فيرمي هي معدل مقدار سرعة الإلكترونات بين التصادمات.

ب) نحل المعادلة (1-5) بالنسبة لزمن التصادم τ ، نجد $\tau = \frac{m}{ne^2 \rho}$

$$= \frac{9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg}}{(8.49 \times 10^{28} \text{ m}^{-3})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(1.7 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m})}$$

$$= 2.5 \times 10^{-14} \text{ s.}$$

ج) متوسط المسار الحر λ للإلكترونات التوصيل هو المسافة التي يقطعها الإلكترون المتحرك بسرعة فيرمي v_F بزمن ما بين تصادمين τ :

$$\lambda = v_F \tau$$

$$= (1.6 \times 10^6 \text{ m/s})(2.5 \times 10^{-14} \text{ s}) = 4.1 \times 10^{-8} \text{ m} = 41 \text{ nm}$$

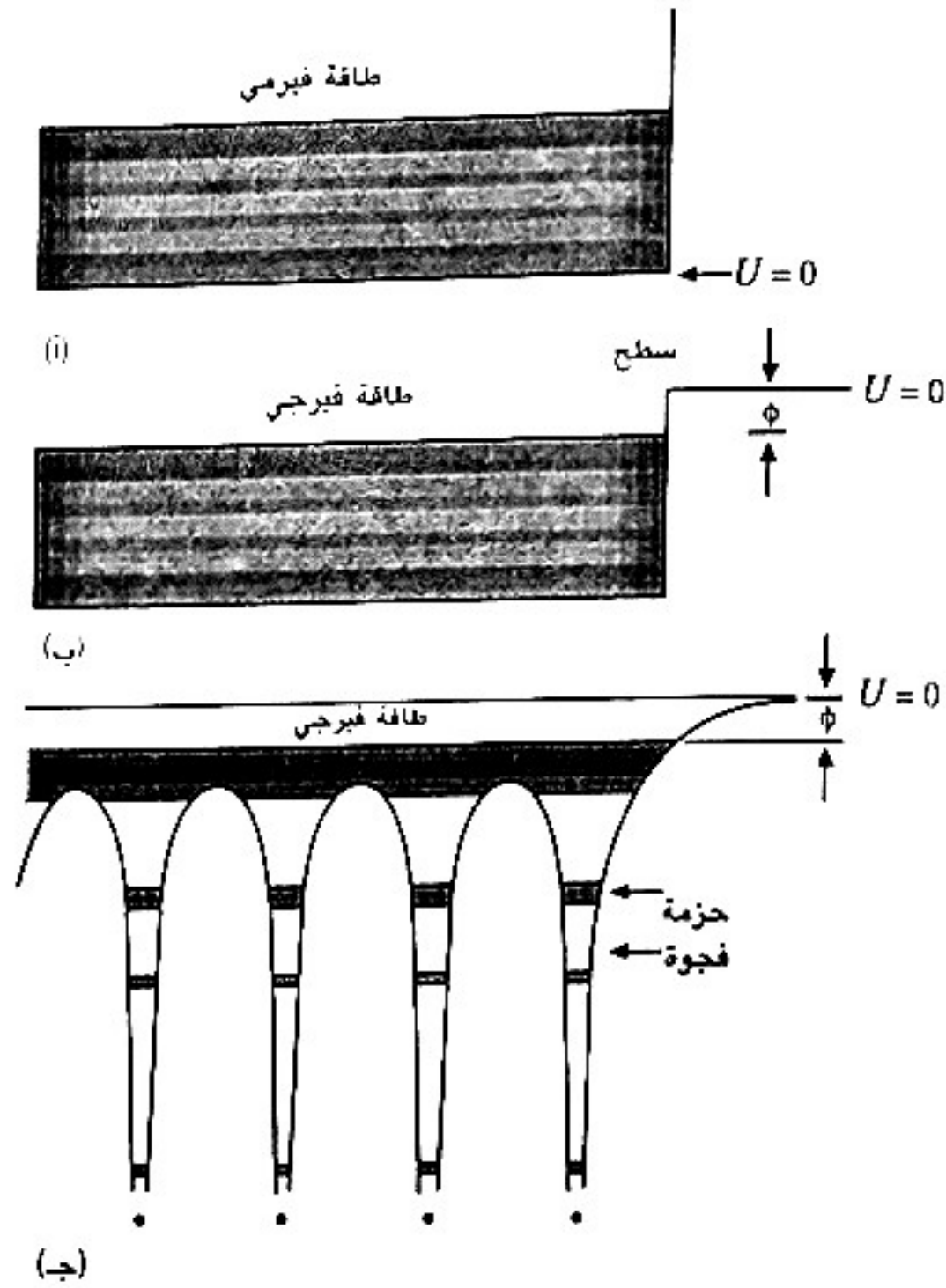
في الشبكة النحاسية تبتعد مراكز القلوب الأيونية المتجاورة بعضها عن بعض بمسافة 0.26 nm . ولذلك فإن إلكترون التوصيل العادي يستطيع أن يتحرك مسافة هامة خلال الشبكة النحاسية عند درجة حرارة الغرفة دون أن يعمل تصادماً.

4-5 الحزم والفجوات

لوصف إلكترون التوصيل في المعدن يستخدم اختلاف طاقة الكمون، كما هو موضح على الشكل 4 أ. فطاقة الكمون تساوي صفر داخل المعدن (كما يشير السهم $U = 0$) وترتفع إلى اللانهاية عند السطح. ووفقاً لهذا النموذج يصبح المعدن حاجز كمون لا نهائي، وليس ثمة إلكترون يستطيع الهروب من داخل العينة عبر سطحها. ولكننا نعلم أن هذا ليس هو الحقيقة، لأن الإلكترونات تستطيع عن طريق رفع درجة حرارتها أن تغلي وتتبخّر مبتعدة عن المعدن كما يحصل عند تسخين فتيلة المصباح المفرغ (انبعاث حراري). تستطيع أيضاً أن ترتد خارج المعدن، إذا تعرض سطحه لضوء عالي التردد بما يكفي لانتزاع الإلكترونات منه (التأثير الكهروضوئي - الفصل الأول).

يمكن تجاوز هذه الإشكالية بجعل طاقة الكمون عند سطح المعدن محدودة، وذلك

بعمل ترتيب حقيقي كالذي عُمِل للإلكترون المحبوس في الفقرة 2-7 شكل 17. والشكل 4 ب، أدناه يبين هذه الإمكانية. فالكمية ϕ في هذا الشكل هي دالة العمل للمعدن، وهي محدودة كأقل مقدار من الطاقة يلزم تجهيزه للإلكترون لانتزاعه من العينة.



(شكل 4) (أ) افتراض تغير الطاقة الكامنة للمعدن في نموذج الغاز الحر الإلكترونات. (ب) تغير أكثر واقعية يبين التغير المحدود في طاقة الكمون عند سطح العينة. (ج) لا يزال الاختلاف الأكثر واقعية شاملاً شبكة القلوب الأيونية في الحساب. هذا المنحنى هو صورة واحد بامتداد خط القلوب الأيونية (تظهر كنقاط عند قاعدة الشكل) والمناطق المظلمة هي حزم طاقة متاحة للإلكترونات. والإلكترونات غير متاح لها بأن تمتلك طاقات مطابقة للفجوات.

رُسم الشكل 4 ب لجعل مقياس الطاقة يتوافق مع ذلك الذي أستخدم لذرة الهيدروجين. بمعنى أننا نختار البنية $E = 0$ لتمثل الإلكترون عند السكون بعيداً خارج العينة. هذا التغيير في الطاقة ممكن تحقيقه لأن طاقة الكمون تتضمن دائماً ثابتاً عشوائياً

إضافياً، ونحن نهتم في جميع الأحوال بالتغيرات في الطاقة الكلية E بدلاً من الطاقة E نفسها. وعلى هذا المقياس الجديد للطاقة تصبح الطاقات الكلية للإلكترونات المحبوسة سالبة، تماماً كما حصل بالنسبة لذرة الهيدروجين.

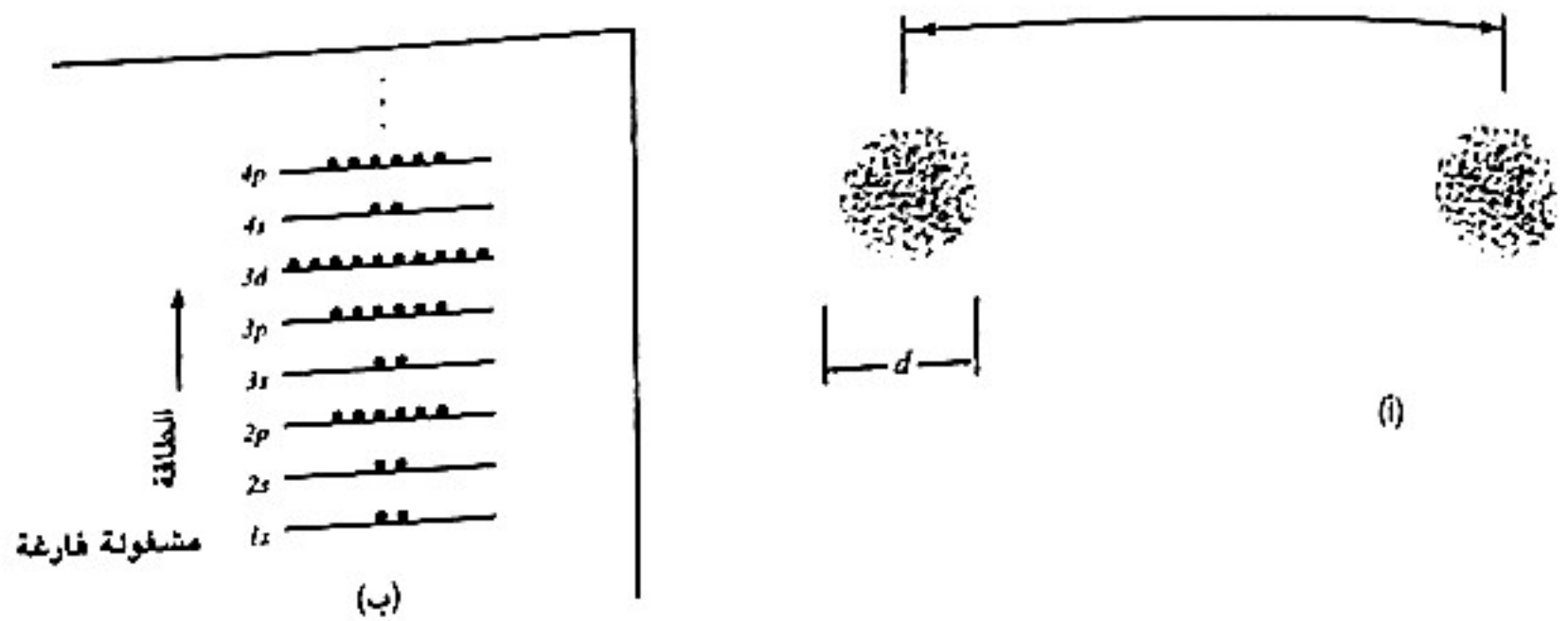
أصعب ما بقي لنا دراسته في الشكل 4 ب هو افتراض أن طاقة الكمون للإلكترون التوصيل تكون ثابتة في كل مكان من حجم العينة. وهذا يتجاهل حقيقة أن إلكترونات التوصيل تتحرك تقريباً وسط عدد كبير من القلوب الأيونية المشحونة بشحنة موجبة.

الشكل 4 ج يبين منحنى الطاقة الكامنة مأخوذة فيه القلوب الأيونية بنظر الاعتبار. وهو يبين أن الحالات المسموحة مجمعة الآن في حزم، مع فجوات طاقية بينهما لا وجود للحالات فيها. يلاحظ أيضاً أن الإلكترونات التي تحت مستوى فيرمي بالضبط تتحرك بصورة حرة في كل مكان في الشبكة، بينما ذلك متعذر بالنسبة للإلكترونات التي بطاقات أدنى، وكذلك الإلكترونات القلبية.

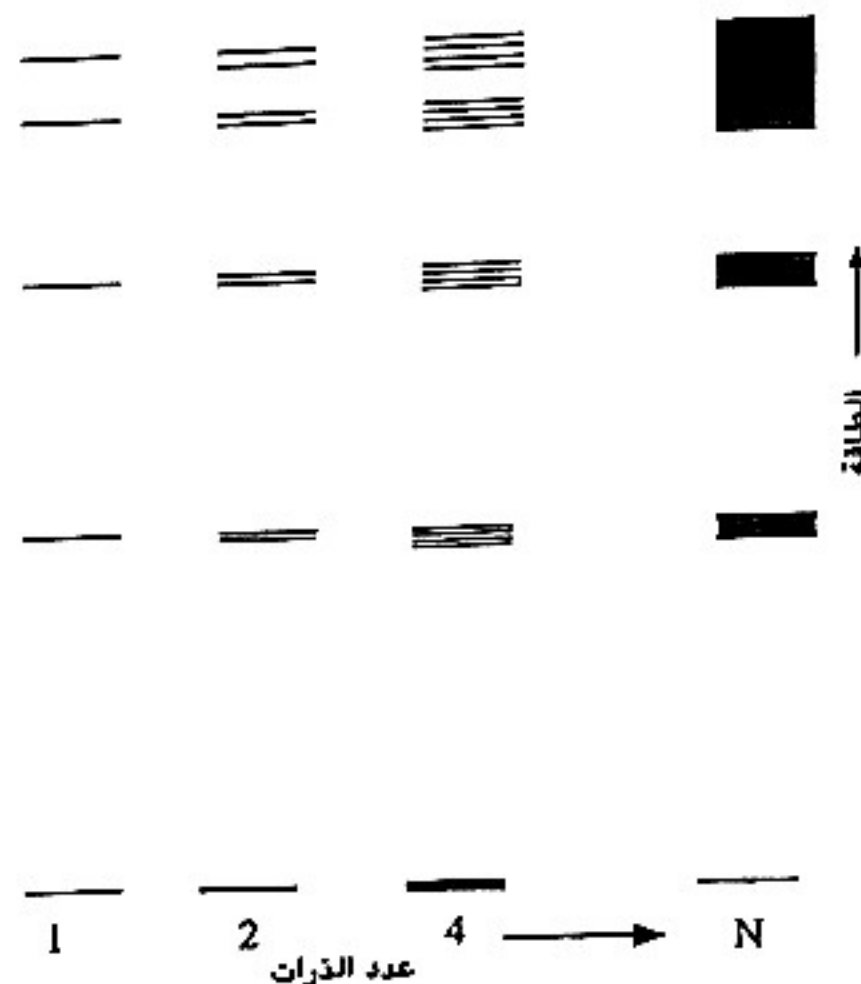
المعنى الفيزيائي للحزم والفجوات

نعتبر ذرتي نحاس مفصولتين بمسافة كبيرة جداً ، لنقل 50nm ، قياساً بتلك التي تفصل أقرب جارين في النسق (الشبكة) البلوري للنحاس ، 0.26nm . هاتان الذرتان يمكن وصفهما بأنهما معزولتين (لاحظ الشكل 5 أ). في كل ذرة يوجد 29 إلكترون موزعة على المستويات المبينة في الشكل 5 ب.

الآن نقرب الذرتين من بعضهما البعض بحيث يمكن لأقصى إلكترون في أي من الذرتين أن يتأثر بالقوى التي تسلطها عليه الذرة الأخرى. هذه الحالة يمكن وصفها بلغة الميكانيك الموجي بأن الدالتين الموجيتين للذرتين بدأتا بالتراكب. والدالتان الموجيتان المترابطتان يمكن أن تتحدا بطريقتين مستقلتين ، توصفان بحالتين مختلفتا الطاقيتين ، كما يوضح ذلك العمود الثاني على الشكل 6. ولأن التراكب يكون أكبر بالنسبة للإلكترونات الخارجية في الذرتين، فإن الانشطار الطاقى سيكون أكبر هو الآخر مما هو عليه بالنسبة للإلكترونات الداخلية.



(شكل 5) (أ) ذرتا نحاس متعادلتان بقطر d ، مفصولتان بمسافة r عن بعضهما، حيث $d \ll r$
 (ب) الذرات هي أنظمة مستقلة، في الحالة الأساسية لكل منها نفس العدد الكمومي المحدد للإلكتروناتها، كما يوضح ذلك الشكل. والمقياس الطاقي هو رمزي فقط



(شكل 6) عندما تجلب الذرات سوية لتشكل نسقاً (أو شبكة) بلورياً فإن مستويات الذرات المعزولة (المفردة) تتشطر (أو تتحل)، مشكلة في النهاية حزماً من المستويات المتقاربة. بالنسبة للحالة المبينة على الشكل، المستويات العليا متداخلة في الطاقة.

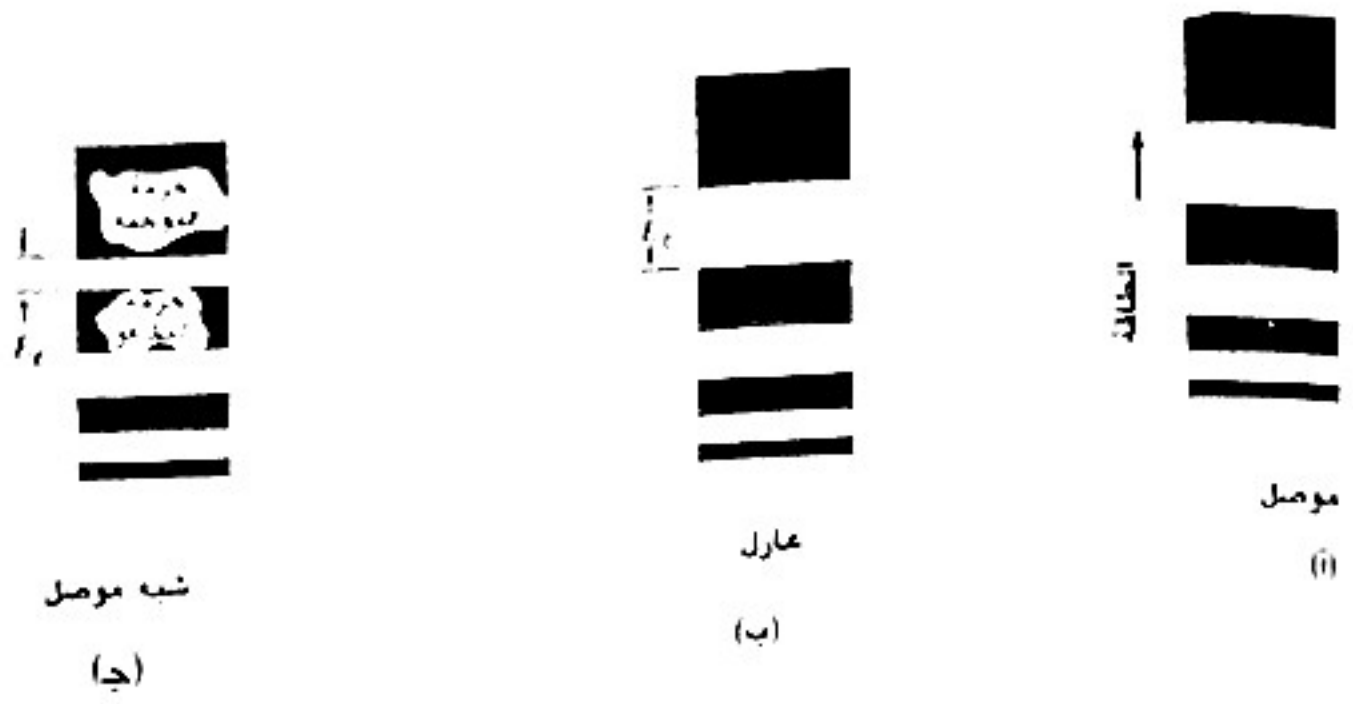
وبالمثل، إذا جلبنا N من ذرات النحاس سوية مع بعضهما البعض لنشكل منها شبكة نحاسية، فإن كل مستوى لذرة معزولة يصبح N من مستويات الصلب. وهكذا فإن المستوى $1S$ للذرة يصبح $1S$ لحزمة الصلب وهلم جرا. والشكل 6 يوضح هذه العملية.

من وجهة النظر هذه يمكن إدراك لماذا تكون الفجوات المحرمة جزءاً مألوفاً من بنية مستويات الذرة المعزولة. وفي الواقع أن بور هو الذي أكتشف الفجوة الطاقية عندما قال: (أنا افترض أن الذرات يمكن أن توجد في طواقم من الحالات المستقرة ذات الطاقات المحدودة دون أن تصدر إشعاعاً، أما الحالات البين طاقية فهي محرمة).

5-5 الموصلات، العوازل، وأشباه الموصلات

يمثل الشكل 7(أ) البنية الحزمية للموصل، والميزة المركزية لهذه البنية هي أن معظم حزمها الطاقية تلك التي تتسع لأي عدد من الإلكترونات على الإطلاق مملوءة جزئياً فقط. وهناك حالات فارغة فوق مستوى فيرمي إذا طبقنا عليها مجالاً كهربائياً $\vec{E}$ ، فإن كل إلكترون في حزمها يكون قادراً على زيادة كمية حركته الزاوية في الاتجاه $-\vec{E}$ ، ومن ثم ينشأ التيار. أما الحزم الطاقية السفلي فهي مملوءة تماماً بالإلكترونات وبالتالي فهي غير قادرة على المساهمة في العملية التوصيلية، وجميع سرعتها تتجمع أزواجا لتعطي صفراً.

الشكل 7(ب) يمثل عازلاً، والميزة المركزية للعازل هي أن معظم حزمه الطاقية تلك التي تتسع لأي عدد من الإلكترونات على الإطلاق مملوءة تماماً، و أن فجوة طاقية كبيرة محرمة تقع فوقها مباشرة، يرمز لها بالرمز E_g ، طاقتها E_g أكبر بكثير من $KT \gg E_g$ ، بحيث أن احتمالية أن ثمة إلكترون يستطيع بواسطة الإثارة الحرارية أن يتجاوزها ماراً إلى الحزمة الفارغة الواقعة فوقها، هي احتمالية ضعيفة ومهملة. لهذا إذا أوصلنا مجالاً كهربائياً داخل العازل، فليست ثمة طريق لأي إلكترونات تستجيب من خلاله لهذا المجال، ما يمنع نشوء التيار في العازل.



(شكل 7) تمثيل مثالي للحزم الطاقية لـ (أ) الموصل، (ب) العازل، (ج) شبه الموصل. تبدو الحزم المملوءة بالظل الفاتح، والحزم الفارغة باللون الداكن، أما علاقة المثلث في الفرع أ من الشكل فهي تعلم مستوى فيرمي للموصل.

فالكاربون في شكله الماسي هو عازل ممتاز بوجود فجوة طاقية قيمتها 5.5eV أكثر بـ 200 مرة من القيمة KT عند درجة حرارة الغرفة.

الجزء (ج) من الشكل 7 يمثل شبه الموصل. وشبه الموصل يختلف عن العازل في أن فجواته الطاقية صغيرة بدرجة كافية بحيث أن الإثارة الحرارية لإلكتروناته يمكن أن تنقلها عبرها إلى حزم أعلى حتى عند درجة حرارة الغرفة. وهذا يدفع بعض الإلكترونات إلى داخل حزمة التوصيل (الفارغة تقريباً). لنترك مكانها عدداً مساوياً من الحالات الفارغة، أو الثقوب في حزمة التكافؤ (المملوءة تقريباً) في الحزم التي تكون مملوءة تقريباً يصبح من الملائم أكثر تحليل مساهمتها في التوصيل الكهربائي بدلالة حركة هذه الثقوب التي تسلك كجسيمات موجبة الشحنة.

يمثل السيليكون نموذجاً أولياً لشبه الموصل، فهو يمتلك نفس البنية البلورية التي للماس ولكن بفجوة عرضها (1.1eV) أصغر إلى حد بعيد. وبدرجة الصفر المطلق، حيث يغيب التهيج الحراري، تصبح جميع أشباه الموصلات عوازلاً. وعند درجة حرارة أعلى تزداد احتمالية أن يرتفع الإلكترون عبر الفجوة، وهكذا يبدو أن التمييز بين العازل وشبه الموصل عشوائياً إلى حد ما، رغم التفاوت الكبير في الفجوة الطاقية المحرمة لكل منهما.

مثال 6: ما هي احتمالية أن تكون الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل في الماس

والسيلكون مشغولة بدرجة حرارة الغرفة؟ خذ طاقة فيرمي لتكون منتصف الفجوة بين
حزمتي التوصيل والتكافؤ.

الحل: بالنسبة للحالة عند قاعدة حزمة التوصيل ، فإن الفرق الطاقي $E - E_F$ هو $0.5E_g$ ، إذا كانت طاقة فيرمي تقع منتصف الفجوة. وعند درجة حرارة الغرفة (300K)،
فإن $KT = 0.026eV$. هذا يعني أن $E - E_F \gg KT$ لكل من الماس و السيلكون ، ذلك
لأن طاقة الفجوة للماس هي $E_g = 5.5 eV$ وللسيلكون $E_g = 1.1eV$ ومنه فإن الفرق
الطاقي $E - E_F$ الذي يساوي نصف طاقة الفجوة وفقاً لمعطيات المسألة ، هو أكبر دائماً
من القيمة KT . الآن نعوض في المعادلة (5-8)، لنجد

$$P(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/KT} + 1} \approx e^{-(E-E_F)/KT} = e^{-\frac{E_g}{2KT}}$$

بالنسبة للماس $E_g = 5.5eV$ لذلك

$$P(E) = e^{-5.5eV / 2(0.026eV)} = 1.2 \times 10^{-46}$$

والسيلكون $E_g = 1.1eV$ لذلك

$$P(E) = e^{-1.1eV / 2(0.026eV)} = 6.5 \times 10^{-10}$$

فإذا كان السنتمتر المكعب الواحد من المادة يحتوي على 10^{23} ذرة تقريباً، فإن
احتمالية حتى ولو إلكترون واحد في حزمة التوصيل للماس هي احتمالية مهملة (لأن
الاحتمالية $P(E) = 1.2 \times 10^{-46}$) للماس هي أصغر من عدد ذرات الماس في $1cm^3$ بـ
 10^{23} بينما بالنسبة للسيلكون فإن احتمالية إيجاد إلكترونات في الحالة عند قاعدة التوصيل
هي من رتبة 10^{13} وهي احتمالية عالية جداً. أي أن عدد إلكترونات السيلكون التي يمكن
أن نجدها في الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل هي 10^{13} إلكترونات (وعدد مساو لها من
التقوب في حزمة التكافؤ). ولهذا فإن السيلكون هو مادة ملائمة للتوصيل الكهربائي، على
عكس الماس الذي لا يصلح بأية حال للتوصيل الكهربائي. ومنه يتضح لنا كيف أن
اختلافاً صغيراً في الطاقة الفجوية يُسبب هذا الفرق الحاد في الموصلية ويحدد بشكل حاسم
أي من المواد موصلة وأيها لا.

يعرض الجدول 1 مقارنة لبعض خواص شبه الموصل العادي (السيليكون) والموصل العادي (النحاس):

جدول 1: بعض الخواص الكهربائية للنحاس والسيليكون

نحاس	سيليكون	نوع المادة
موصل	شبه موصل	
9×10^{28}	1×10^{16}	كثافة حاملات الشحنة $N(m^{-3})$
2×10^{-8}	3×10^3	المقاومية $\rho(\Omega.m)$
$+4 \times 10^{-3}$	-70×10^{-3}	المعامل الحراري للمقاومية $\alpha(k^{-1})$

الآن نناقش هذه الخواص بالتفصيل:

1- كثافة حاملات الشحنة، n . نلاحظ من الجدول أعلاه أن النحاس يمتلك عدداً من حاملات الشحنة أكثر بكثير مما يمتلكه السيليكون بعامل يقترب من 10^{13} . فبالنسبة للنحاس، فإن الحاملات هنا هي إلكترونات التوصيل، والتي هي إلكترون واحد في الذرة الواحدة، في حين أن السيليكون، وكما يبين الشكل 7 ج، لا يمتلك عند درجة حرارة الصفر المطلق أية حاملات للشحنة على الإطلاق، وفقط عند درجة حرارة الغرفة، كما يوضح ذلك الجدول 1 فإن حاملات الشحنة ترتفع فقط لأنه عند التوازن الحراري، يستطيع التهييج الحراري أن يجعل عدداً (صغيراً جداً) معيناً من الإلكترونات يرتفع إلى حزمة التوصيل، مخلفاً وراءه عدداً مساوياً من الحالات الفارغة (التقوب) في حزمة التكافؤ.

وهذه التقوب تستخدم أيضاً كناقلات شحنة لأنها تنتج بعض من حرية الحركة للإلكترونات في ذات الحزمة. فإذا أوصل مجال كهربائي بشبه الموصل فإن الإلكترونات في حزمة التكافؤ، كونها شحنات سالبة، تندفع بالاتجاه $\vec{E}$ - بينما الفجوات بوصفها شحنات موجبة $+e$ تندفع بنفس اتجاه المجال $\vec{E} +$ إن التوصيل

بواسطة الثقوب هو ميزة هامة لأشباه الموصلات.

2- المقاومة ρ . مقاومة السيليكون عند درجة حرارة الغرفة أعلى بكثير من مقاومة النحاس، بالعامل 10^{11} تقريباً، كما يبين ذلك الجدول 1. هذا الفرق الضخم بين مقاومتَي العنصرين نابع من الفرق الضخم بين كثائتي الشحنات الناقلة n لكل منهما فكما تبين المعادلة (5-1) فإن مقاومة العنصر تزداد عندما تقل كثافة شحناته الناقلة n (كذلك الحال بالنسبة لزمن التصادم τ فهو أيضاً يختلف للنحاس عنه للسيليكون ولكن بدرجة أقل من المقاومة).

أما فيما يخص العوازل، فمقاومة العازل الجيد (كالماس والكوارتز الأمين مثلاً) قد تصل إلى أكثر من $10^{20} \Omega \cdot m$ أي حوالي 10^{28} مرة أكثر من مقاومة النحاس عند درجة حرارة الغرفة.

3- المعامل الحراري للمقاومة α هو التغير الجزئي في المقاومة ρ بوحدة تغير درجة الحرارة:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$$

إن مقاومة النحاس والمعادن الأخرى تزداد مع درجة الحرارة ($d\rho/dT > 0$)، لأن التصادمات تظهر بتكرار أكثر مع درجة الحرارة العالية. بعبارة أخرى، ارتفاع درجة الحرارة يؤدي إلى زيادة التصادمات، ما يؤدي بدوره إلى قصر زمن التصادم τ ، وهذا في النهاية يزيد من المقاومة (المعادلة 5-1).

من جانب آخر تقل مقاومة السيليكون (وأشباه الموصلات الأخرى) مع درجة الحرارة ($d\rho/dT < 0$). وهذا يحدث لأن كثافة حاملات الشحنة n تزداد بسرعة مع درجة الحرارة (معادلة 5-1). وكما في المعادن، فإن النقصان في زمن التصادم τ يظهر أيضاً بالنسبة لأشباه الموصلات عند ارتفاع درجة الحرارة، ولكن تأثيره على مقاومتها مغمور (ملغي دوره) بواسطة الزيادة السريعة لكثافة حاملات الشحنة.

يمكن المماثلة معملياً بين المقاومة العالية لشبه الموصل ρ ، ومعامله الحراري السالب للمقاومة α وبين نظيريهما المعدنيين.

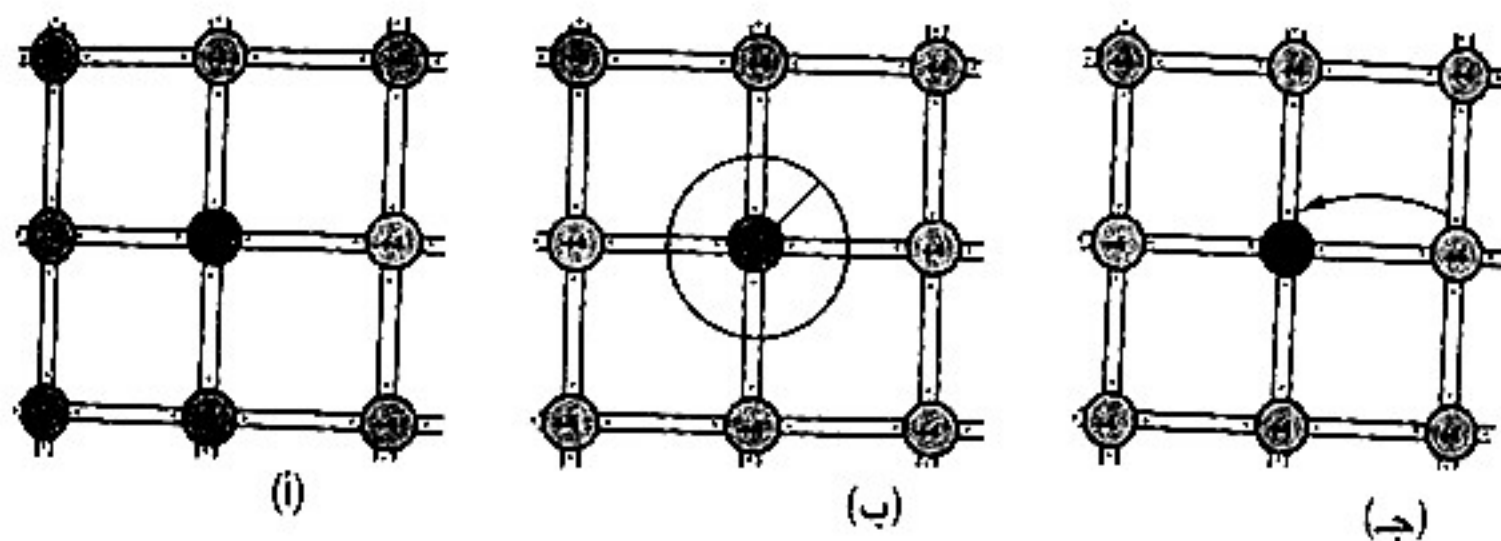
يمكن تغيير درجة أداء أشباه الموصلات جوهرياً وذلك بإدخال عدد صغير من الذرات البديلة الملائمة كشوائب إلى شبكتها البلورية بعملية تدعى التشويب. وشبه الموصل الناتج المشوب نصفه بأنه عرضي أو غير أصيل لكي نميزه عن شبه الموصل النقي غير المعالج أو الأصيل. واليوم تصنع جميع أدوات وأجهزة أشباه الموصلات من مواد شبه موصلة مشوبة.

والشكل 8 أ هو تمثيل ثنائي الأبعاد لشبكة سيليكون ثنائية الأبعاد ومنه يظهر أن كل ذرة سيليكون تمتلك أربع إلكترونات تكافؤية وتشكل أصرة ثنائية الإلكترون مع كل واحدة من جاراتها الأربع، بحيث أن الإلكترونات المتشابكة في البنية الرابطة تؤلف حزمة تكافؤية للعينة.

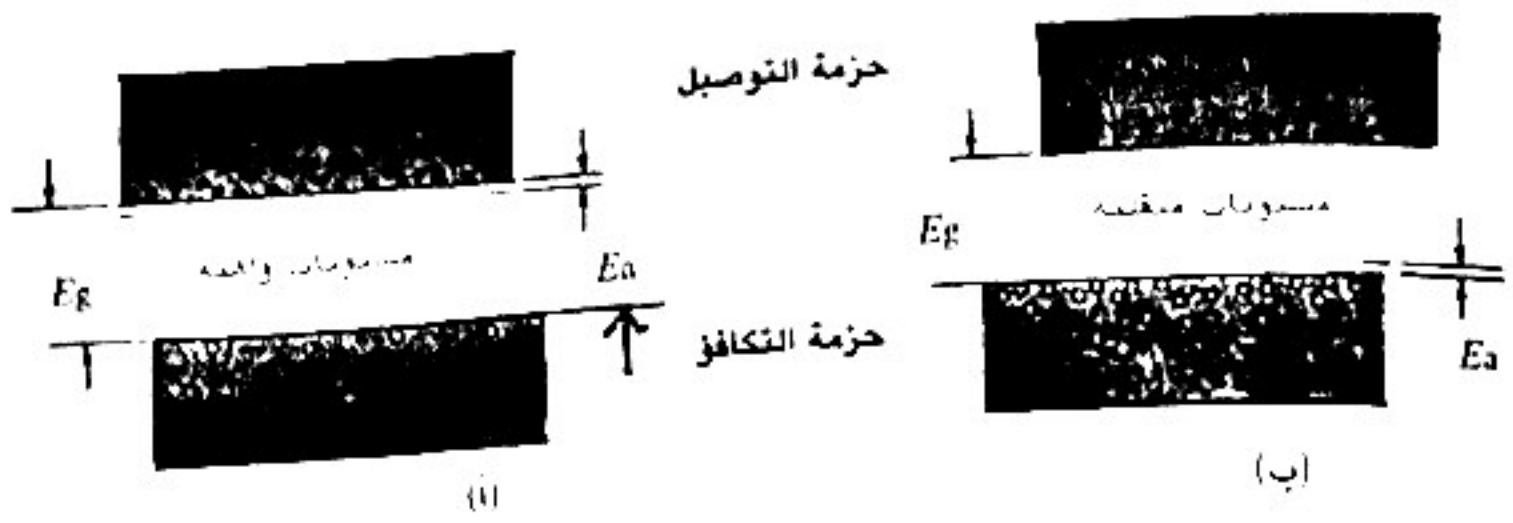
في الشكل 8 ب عُوِّضت إحدى ذرات السيليكون بذرة فسفور التي تمتلك خمسة إلكترونات تكافؤية. أربعة منها تشكل أواصر مع أربع ذرات سيليكون مجاورة والإلكترون الخامس حرّاً طليقاً بالنسبة إلى قلب الفسفور الأيوني، كما هو موضح على الشكل 8 ب، فتصبح إثارة هذا الإلكترون حرارياً إلى حزمة التوصيل أسهل من الإثارة الحرارية لأحد الإلكترونات التكافؤ للسيليكون. وفي هذه الحالة تدعى ذرة الفسفور بالذرة الواهبة. ينتقل الإلكترون الإضافي الموهوب هذا ليحتل مستوى متمركزاً تحت قاعدة حزمة التوصيل (شكل 9 أ) يدعى بالمستوي الواهب، تفصله عن القاعدة فجوة طاقة E_d أصغر عادة من الفجوة الطاقة E_g التي تفصل حزمة التكافؤ عن حزمة التوصيل في المادة شبه الموصلة (شكل 9 ب). إن الذرات المضافة الواهبة يمكن أن تزيد كثيراً كثافة الإلكترونات في حزمة التوصيل، لذلك تدعى أشباه الموصلات المشوبة بهذه الذرات الواهبة (بأشباه الموصلات نوع n) لأن الناقلات السالبة الشحنة (الإلكترونات) تفوق عدد الناقلات الموجبة الشحنة (الثقوب). في أشباه موصلات النوع n ، تدعى الإلكترونات في حزمة التوصيل بالناقلات الأكثرية (أو الغالبة)، بينما تدعى الثقوب في حزمة التكافؤ بالناقلات الأقلية.

أما الشكل 8 ج) فيبين لنا شبكة سيليكون استبدلت إحدى ذراتها بذرة ألومنيوم ذات الإلكترونات التكافؤية الثلاثة. في هذه الحالة تشترك الإلكترونات التكافؤية الموجودة في المدار الخارجي لذرة الألومنيوم مع أقرب ثلاث ذرات سيليكون مجاورة لتكوين ثلاثة أواصر تساهمية معها وتبقى الأصرة الرابعة لدى الجارة الرابعة من ذرات السيليكون في حزمة التكافؤ يعوزها إلكترون واحد وتدعى بالأصرة الناقصة ويكون لها فعل فجوة موجبة في حزمة التكافؤ.

وتدعى ذرة الألومنيوم في هذه الحالة بالذرة المتقبلة لأنها تتقبل بيسر الإلكترون من حزمة التكافؤ. وهكذا يتحرك الإلكترون المتقبل (بفتح الباء و تشديدها) إلى المستوى المتقبل الواقع فوق قمة حزمة التكافؤ (شكل 9 ب)، تفصله عنها فجوة طاقة E_g أقل بكثير من $E_g(E_a) \gg E_g$. إن الذرات المتقبلة المضافة يمكن أن تزيد كثيراً من عدد الثقوب في حزمة التكافؤ. لهذا تدعى أشباه الموصلات المعالجة (المشوبة) بذرات متقبلة بـ (أشباه الموصلات نوع P) والحرف P من عبارة موجب الإنجليزية لأن الناقلات الموجبة الشحنة (الثقوب) تفوق عدداً الناقلات السالبة (الإلكترونات).



(شكل 8) (أ) تمثيل ثنائي الأبعاد لشبكة السيليكون، كل أيون سيليكون (شحنة قلبية $= +4e$) مربوط إلى كل من جيرانه الأربعة الأقربون بواسطة الأصرة المظلمة الثنائية الإلكترون. والنقطتان داخل كل أصرة تينان إلكتروني التكافؤ هذان. ب) ذرة فسفور ($= 5$ تكافؤات) عوضت ذرة سيليكون، مشكلة بذلك موقعاً رابعاً، ج) ذرة ألومنيوم ($= 3$ تكافؤات) عوضت ذرة سيليكون، مشكلة بذلك موقعاً متقبلاً.



(شكل 9) (أ) شبه موصل نوع n مبنياً المستويات الواهبة المألقة للإلكترونات ممنوحة (غالبية حاملة) إلى حزمة التوصيل، والعدد الصغير من الثقوب (أقلية حاملة) في حزمة التكافؤ مبين أيضاً. (ب) شبه موصل نوع p تظهر فيه المستويات المتقبلة تلك التي تملك ثقوباً ممنوحة (أغلبية حاملة) إلى حزمة التكافؤ وعدد صغير من الإلكترونات (أقلية حاملة) في حزمة التوصيل يظهر أيضاً.

في أشباه الموصلات النوع P تكون الحاملات الأغلبية هي الثقوب في حزمة التكافؤ والحاملات الأقلية هي الإلكترونات في حزمة التوصيل، والجدول 2 يلخص خواص كل من أشباه الموصلات النوع n والنوع p ، وفيه نلاحظ على وجه الخصوص أن القلوب الأيونية الواهبة والمتقبلة، رغم كونها مشحونة، فهي لا تشحن الحاملات، لأنها تبقى عند درجات الحرارة الطبيعية، ثابتة في مواقعها الشبكية.

جدول 2 النوعان العاديان لأشباه الموصلات المشوبة

نوع p	نوع n	
السيلايكون	السيلايكون	المادة الأم (مادة المنشأ)
ألومنيوم	فسفور	المادة المشوبة
متقبل	واهب	نوع التشويب
3 (= 4-1)	5 (= 4+1)	تكافؤ الشائبة
0.057 eV	0.045 eV	الفجوة الطاقية للشائبة
الثقوب	الإلكترون	الحاملات الأغلبية
الإلكترونات	الثقوب	الحاملات الأقلية
-e	+e	شحنة القلب الأيوني المشوب

مثال 7: إذا كانت كثافة إلكترونات التوصيل في السيليكون النقي عند درجة حرارة الغرفة حوالي 10^{16} m^{-3} وأردنا أن نزيد هذا العدد بالعامل 10^6 وذلك بمعالجة شبكة السيليكون (بتشويبها) بالفسفور، فما هو جزء ذرات السيليكون التي يجب استبدالها بذرات الفسفور؟ (افرض أن التهييج الحراري، عند درجة حرارة الغرفة، يكون فعالاً لدرجة أن كل ذرة فسفور تهب إلكتروناتها الزائدة إلى حزمة التوصيل).

الحل: كثافة ذرات الفسفور n_p يجب أن تكون حوالي $(10^6) (10^{16} \text{ m}^{-3})$ أو (10^{22} m^{-3}) ، أي أنها يجب أن تكون مساوية لعدد إلكترونات التوصيل (إلكترونات حرة) في السيليكون النقي مضروبة بعامل الزيادة المطلوبة 10^6 . أما كثافة ذرات السيليكون في شبكة السيليكون النقي فنجدتها من العلاقة: $n_{si} = \frac{N_A d}{M}$.

وفيها N_A هو ثابت أفوغادرو، و $d = 2330 \text{ Kg/m}^3$ هي كثافة السيليكون، و $M (= 28.1 \text{ g/mol})$ هي الكتلة المولارية للسيليكون. بتعويض هذه القيم في العلاقة أعلاه، نحصل على:

$$n_{si} = \frac{(6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1})(2330 \text{ Kg/m}^3)}{0.0281 \text{ Kg/mol}} = 5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$$

والنسبة بين هذين العددين الكثافيتين n_p و n_{si} هي المطلوبة:

$$\frac{n_{si}}{n_p} = \frac{5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}}{10^{22} \text{ m}^{-3}} = 5 \times 10^6$$

معني هذا أنه لو استبدلت ذرة واحدة فقط من بين خمسة ملايين ذرة سيليكون بذرة فسفور، فإن عدد الإلكترونات في حزمة التوصيل سيزداد بالعامل 10^6 . والسؤال هنا كيف يمكن لمثل هذا المزيج الصغير جداً لذرات الفسفور أن يمتلك مثل هذا التأثير الهائل في عمل شبه الموصل؟ والجواب هو أنه بالنسبة للسيليكون النقي عند درجة حرارة الغرفة لا يوجد الكثير من إلكترونات التوصيل يمكن البدء بها! فكثافة إلكترونات التوصيل كانت 10^{16} m^{-3} قبل التشويب وأصبحت 10^{22} m^{-3} بعد التشويب، وهذه كثافة توصيل قليلة جداً قياساً بكثافة إلكترونات التوصيل للنحاس مثلاً، التي تبلغ 10^{29} m^{-3} ، بوصفها كثافة لموصل عادي.

مثال 8: افرض أن الإلكترون الإضافي في ذرة الفسفور الواهبة يتحرك في مدار بور حول القلب الايوني المركزي للفسفور، كما في الشكل 8 ب. احسب (أ) طاقة الارتباط و(ب) نصف قطر مدار هذا الإلكترون؟

الحل: طاقة الارتباط في نظرية بور هي الطاقة الكلية للذرة في المستوى المعين n . ومن المعادلة (3-19) الفصل الثالث نجد أن هذه الطاقة من أجل الإلكترون في مدار بور ($n=1$) هي:

$$E_b = -E_1 = \frac{mz^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \quad (5-9)$$

حيث Z هنا تساوي 1 لأن الإلكترون الدوار موضوع المسألة هو إلكترون مُشاهد وليس شحنة مركزية $+e$.

وهنا أيضاً يجب الانتباه إلى أن طاقة بور هذه قد تم اشتقاقها باعتبار أن ذرة الهيدروجين وإلكترونها الدوار موجودان في الفراغ، بينما إلكترون الفسفور الدوار في المسألة المدروسة يتحرك في الشبكة السيليكونية، وهذا يؤدي بدوره إلى ظهور قوة كهروستاتيكية بواسطة ثابت العزل الكهربائي K_e للسيليكون. ولتحقيق هذه القوة كمياً يجب أن نستبدل الثابت ϵ_0 في قانون كولوم بـ $K_e \epsilon_0$ ، مستخدمين نفس الصيغة (5-9):

$$E_b = \frac{1}{K_e^2} \left(\frac{me^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \right)$$

وبما أن طاقة ارتباط ذرة الهيدروجين $\left(\frac{me^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \right)$ معروفة لدينا وهي 13.6eV،

إن طاقة ارتباط إلكترون الفسفور الدوار في شبكة السيليكون هي طاقة الارتباط التقليدية لذرة الهيدروجين مقسومة على مربع ثابت العزل الكهربائي للسيليكون، الذي يساوي $K_e = 12$:

$$E_b = \frac{13.6eV}{(12)^2} = 0.094eV$$

وهي من رتبة الطاقة 0.045eV، تقريباً المدونة في الجدول 2. (ب) كما في الجزء (أ)، نجد من المعادلة (3-18) أن نصف قطر مدار الإلكترون الدوار يساوي:

$$r = Ke \left(\frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \right) = Ke a_0 = (12)(52.9 \text{ Pm})$$

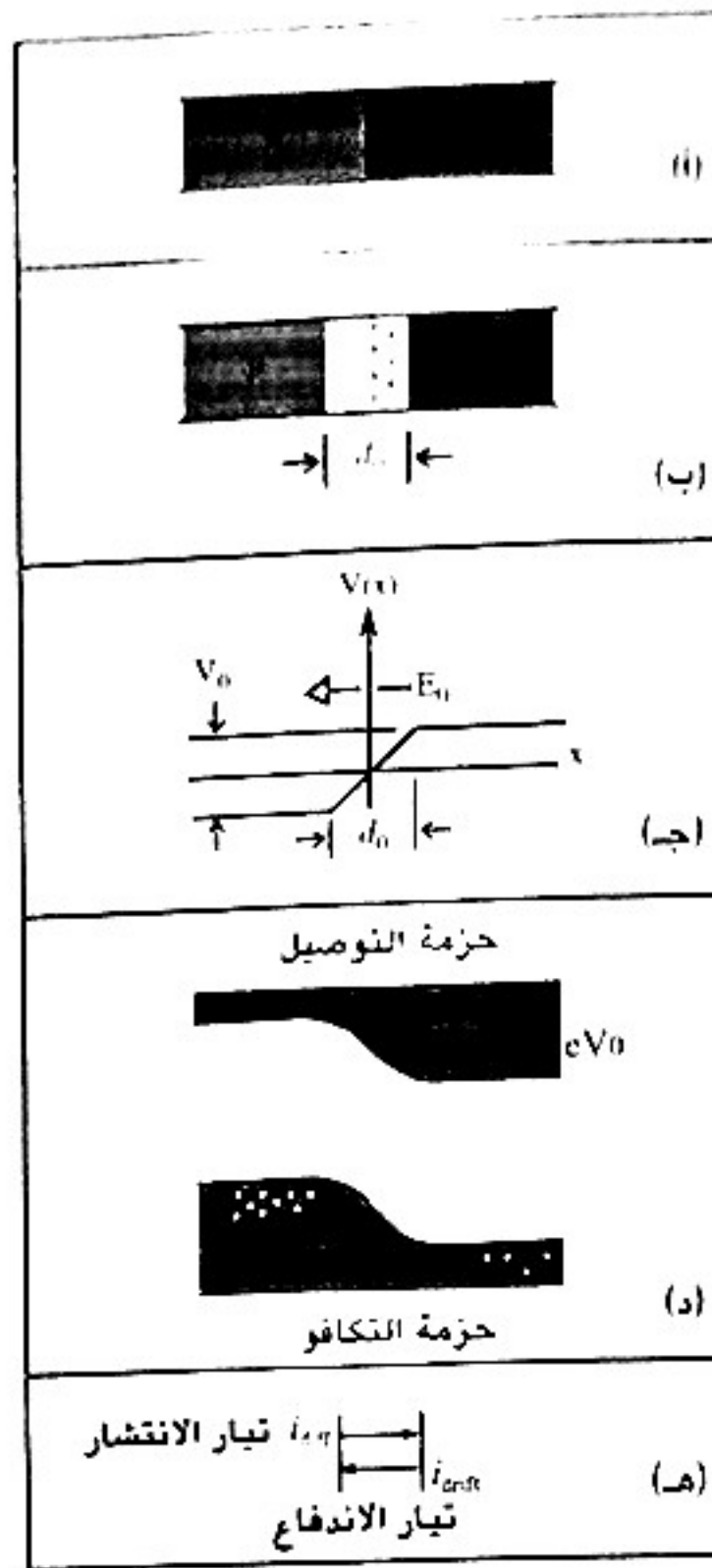
$$= 630 \text{ pm}.$$

وهو يقارن بالفضاء الذري لشبكة السيليكون.

7-5 وصلة Pn

سُميت هكذا تعبيراً عن حقيقة كونها ذلك الشريط الناتج عن اتصال مادتي النوع p والنوع n لشبه الموصل. فعند خط الاتصال بين مادة شبه الموصل المشوبة من النوع p ومادة شبه الموصل المشوبة من النوع n تتموضع وصلة pn، وهي تمثل اللبنة الأساسية في الأدوات شبه الموصلية، كالمقومات الثنائية، الثنائيات الباعثة للضوء، والترانزستورات، إلى غير ذلك من الأدوات شبه الموصلية التي لا نهاية لها.

فجميع الأدوات شبه الموصلية تتضمن بصورة أساسية وصلة pn واحدة أو أكثر. نعتبر مستوياً افتراضياً خلال قضيب من مادة بلورية شبه موصلية نقية، مثل السيليكون، عولج القضيب (شُوب) على أحد جانبي المستوي بذرات واهبة (ما ينتج عنه مادة نوع n)، وعلى الجانب الآخر شوب بذرات متقبلة (ما ينتج عنه مادة نوع p). هذا التراكب (أو الاتحاد) يعطينا وصلة pn، الممثلة على الشكل 10 (أ) في لحظة تكونها. وبسبب وفرة الإلكترونات في مادة النوع n- ووفرة الثقوب في مادة النوع p-، فإن الإلكترونات القريبة من مستوي الوصلة ستحاول أن تنتشر خلال المستوي، لنفس ذات السبب الذي يجعل جزيئات الغاز تنتشر خلال الغشاء المنفذ إلى الفضاء الذي خلفه. والإلكترونات المنتشرة في حزمة التوصيل والتي تتحرك من اليمين إلى اليسار (شكل 10 (أ)) ستكون جاهزة للاتحاد مع الثقوب في حزمة التكافؤ على الجانب الآخر لمستوي الوصلة. والشئ نفسه بالنسبة للثقوب في المنطقة نوع p. فهي أيضاً تنتشر خلال مستوي الوصلة من اليسار إلى اليمين وتتحد مع الإلكترونات في المنطقة n.



(شكل 10) (أ) وصلة pn في لحظة تكونها. (ب) انتشار الحاملات الأغلبية خلال مستوي الوصلة يسبب ظهور شحنة فضائية للواهب والمتقبل الثابتين. (ج) تولد الشحنة الفضائية فرقاً جهدياً V_0 ومجالاً كهربائياً مطابقاً E_0 خلال مستوي الوصلة، (د) تقترب الحزمة الإلكترونية الطاقية من الوصلة، والأسهم تشير إلى انتشار الحاملات الأغلبية. (هـ) في التوازن يتعادل انتشار الحاملات الأغلبية بواسطة أندفاع الحاملات الأقلية في الاتجاه المعاكس

لكل عملية انتشار (التي هي حادثة إعادة اتحاد) يكتسب جزء القضيب على الجانب الأيمن لمستوي الوصلة شحنة موجبة و جزءه على الجانب الأيسر شحنة سالبة. هذه الشحنات تسبب فرقاً جهدياً V_0 يزداد عبر الوصلة، كما هو موضح على الشكل 10 ج. في هذه الأثناء يظهر عبر مستوي الوصلة أيضاً مجال كهربائي داخلي E_0 ، كما مشار إليه على الشكل 10 ج، وهو يرتبط مع V_0 بالعلاقة $E = -dV / dX$.

هذا المجال يسلط على الإلكترونات قوة تعاكس حركة انتشارها. بمعنى آخر انه لكي تنجح الإلكترونات في انتشارها من اليمين إلى اليسار أو النقوب من اليسار إلى

اليمين في الشكل 10ب، فيجب عليها أن تكون حاملة للطاقة بما يكفي لتجاوزها حاجز الكمون الناشئ عن انحدار الجهد بين جانبي مستوي الوصلة والممثل بواسطة الشكل 10ج. وعملية التجاوز هذه ممثلة على الشكل 10د، حيث تظهر الحزم الطاقية الإلكترونية. فالإلكترون لكي ينتشر من المنطقة n إلى المنطقة p عليه أن يتسلق تلاً أو مرتفعاً كمونياً قدره eV_0 ، والشئ نفسه بالنسبة للثقوب، عليها أيضاً أن تتسلق نفس التل الكموني لكي تنتشر من اليسار إلى اليمين. إن انتشار كل من الإلكترونات والثقوب يعطينا التيار، الذي يكون اتجاهه، وفقاً للقواعد التقليدية، من اليسار إلى اليمين في الشكل 10. هذا التيار يدعى بتيار الانتشار i_{diff} ، لكن هذا التيار لن يستمر بالجريان إلى أجل غير محدود بامتداد طول القضيب السيليكوني، فثمة ما يوقفه أو يعوضه. فكما يبين الشكل 9 والجدول 2، فإنه بالرغم من أن الحاملات الأغلبية في المادة نوع n هي الإلكترونات، فثمة أيضاً بعض من الثقوب تشكل حاملات أقلية، والشئ نفسه في المادة نوع p . فرغم أن الحاملات الأغلبية هي الثقوب، فثمة أيضاً بعض من الإلكترونات تشكل حاملات أقلية، مثلما يوضح الشكل 10د. هذه الثنائية الموضعية في الإلكترونات والثقوب و اتحادهما الأكثر احتمالاً هي التي تضعف بالتدرج تيار الانتشار. ورغم أن المجال الكهربائي في الشكل 10ج يؤثر ليثبط حركات الحاملات الأغلبية بوصفه حاجزاً لها، فهو بالنسبة للحاملات الأقلية انحداراً معترضاً، سواء أكانت هذه الأقلية إلكترونات أم ثقوباً.

فعندما يكون الإلكترون القريب من مستوي الوصلة نابعاً، بواسطة التهييج الحراري، من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل لمادة النوع p ، فإنه يندفع بثبات من اليسار إلى اليمين عبر مستوي الوصلة، نازحاً إلى الأمام بواسطة المجال الكهربائي E_0 . والشئ نفسه بالنسبة للثقوب، فإذا تكونت الثقوب في المادة نوع n فهي أيضاً تندفع عبر مستوي الوصلة إلى الجانب الثاني. وبهذا الطريقة فإن منطقة الشحنة الفضائية المبينة في الشكل 10ب، هي كنس حر وفعال لحاملات الشحنات. ولهذا السبب فهي تدعى بمنطقة النضوب. والتيار الممثل بحركات الحاملات الأقلية يدعى بتيار الاندفاع (i_{drift}) وهو باتجاه يعاكس اتجاه تيار الانتشار ويعادله تماماً عند الاتزان الحراري، كما في الشكل 10هـ.

وهكذا، عند الاتزان الحراري، فإن الوصلة pn تستقر على الرف (الحافة) الناشئ

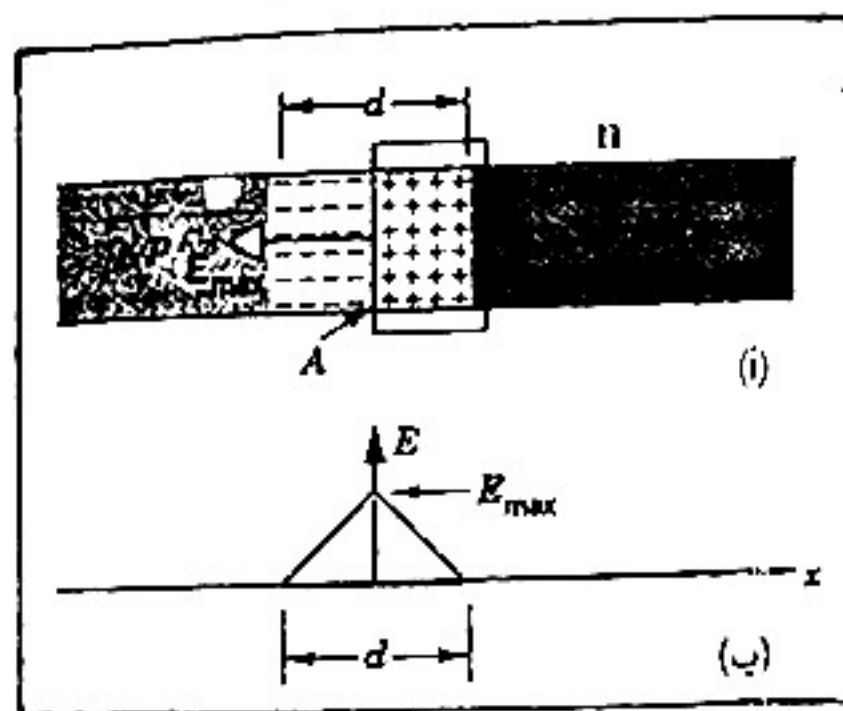
عن تماس نهايتي فرق الجهد V_0 .

وإن تيار الانتشار i_{diff} المتحرك خلال مستوي الوصلة من الاتجاه p إلى الاتجاه n يتوازن تماماً مع تيار الاندفاع i_{drift} المتحرك بالاتجاه المعاكس، أي أن مجموعهما صفراً.

$$i_{diff} + i_{drift} = 0 \quad (5-10)$$

وهذا يعني أن التيار الإلكتروني في الوصلة يساوي صفراً. أما المجال الكهربائي E_0 فهو يؤثر خلال طبقة النضوب وينحصر بها، وبالتالي، فإن عرضه d_0 هو عرض طبقة النضوب نفسها (وهو نفسه عرض منطقة الشحنات الفضائية) المتكون من عرض المنطقة p (dp) والمنطقة n (dn)، ويمكن إيجاده بمساواة عدد الذرات الواهبة بعدد الذرات المتقبلة (لاحظ المثال اللاحق 9).

مثال 9: وصلة pn سيلكونية القاعدة تمثل تركيزاً متساوياً n_0 للذرات الواهبة والمتقبلة، وكانت منطقة (أو قاطع) نضوبها، وعرضها d ، متماثلة حول مستوي الوصلة، كما في الشكل 11 (أ). (أ) اشتق تعبيراً للشدة القصوى E_{max} للمجال الكهربائي في قاطع النضوب، (ب) اشتق تعبيراً لفرق الجهد V_0 ، الموجود عبر قاطع النضوب، لاحظ الشكل 10 ج. ج) افرض أن $n_0 = 3 \times 10^{22} m^{-3}$ ووجد أيضاً أن $V_0 = 0.6V$ ، أحسب عرض قاطع النضوب d . (د) استخدم قيمة d ، لتحسب قيمة E_{max} .



(شكل 11) مثال 9 (أ) قاطع اضمحلال وصلة pn . يمثل المستطيل مقطعاً عرضياً لسطح غاوس مساحته A . (ب) اختلاف المجال الكهربائي في قاطع الاضمحلال

الحل: قد يؤخذ المجال الكهربائي صفراً في المادة n والمادة P خارج منطقة النضوب. وهو يتجه من اليمين إلى اليسار داخل قاطع الاضمحلال وقيمته العظمى E_{max} بسبب التماثل، هي في مركز قاطع الاضمحلال، شكل 11 ب. ولحسابه نطبق قانون غاوس على الصندوق المغلق (سطح غاوس) المبين في الشكل 11 (أ):

$$\epsilon_0 \oint K e \vec{E} \cdot d\vec{A} = q$$

حيث $Ke=12$ هو ثابت العزل للسيليكون و $q = [n_0 e A (d/2)]$ هي الشحنة الحرة الموجودة داخل الصندوق. والتكامل يؤخذ فوق سطح الصندوق. لذلك فإن المساهمة الوحيدة في التكامل تأتي من وجه الصندوق ذلك الذي يقع في مستوى الوصلة بحيث تكون قيمة التكامل $Ke E_{max} A$. وبالتعويض نحصل على:

$$E_{max} = \frac{n_0 e d}{2 Ke \epsilon_0} \quad (5-11)$$

(ب) كما يبدو من الشكل 11 (ب) فإن المجال الكهربائي يهبط خطياً من قيمته المركزية E_{max} إلى الصفر عند كل حافة لقاطع الاضمحلال ومعدل قيمته في كل مكان من القاطع هي $E_{av} = \frac{1}{2} E_{max}$. ومن تعريف فرق الجهد V_0 بوصفه الشغل بوحدة الشحنة (W / q_0) اللازم لحمل شحنة اختبارية q_0 من أحد وجهي قاطع الاضمحلال إلى الآخر، وإذا كانت F هي معدل القوة التي يسلطها المجال على الشحنة الاختبارية، فإن:

$$V_0 = \frac{W}{q_0} = \frac{F d}{q_0} = \frac{\left(\frac{1}{2} E_{max} q_0 \right) d}{q_0} = \frac{1}{2} d E_{max}$$

وبالتعويض عن E_{max} من المعادلة (5-11)، نحصل على:

$$V_0 = \frac{n_0 e d^2}{4 Ke \epsilon_0} \quad (5-12)$$

(ج) نحل المعادلة (5-12) بالنسبة لـ d ونعوض عن القيم المعطاة، نحصل على:

$$d = \left(\frac{4Ke \epsilon_0 V_0}{en_0} \right)^{1/2} =$$

$$= \left[\frac{(4)(12)(8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m})(0.60 \text{ V})}{(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3})} \right]$$

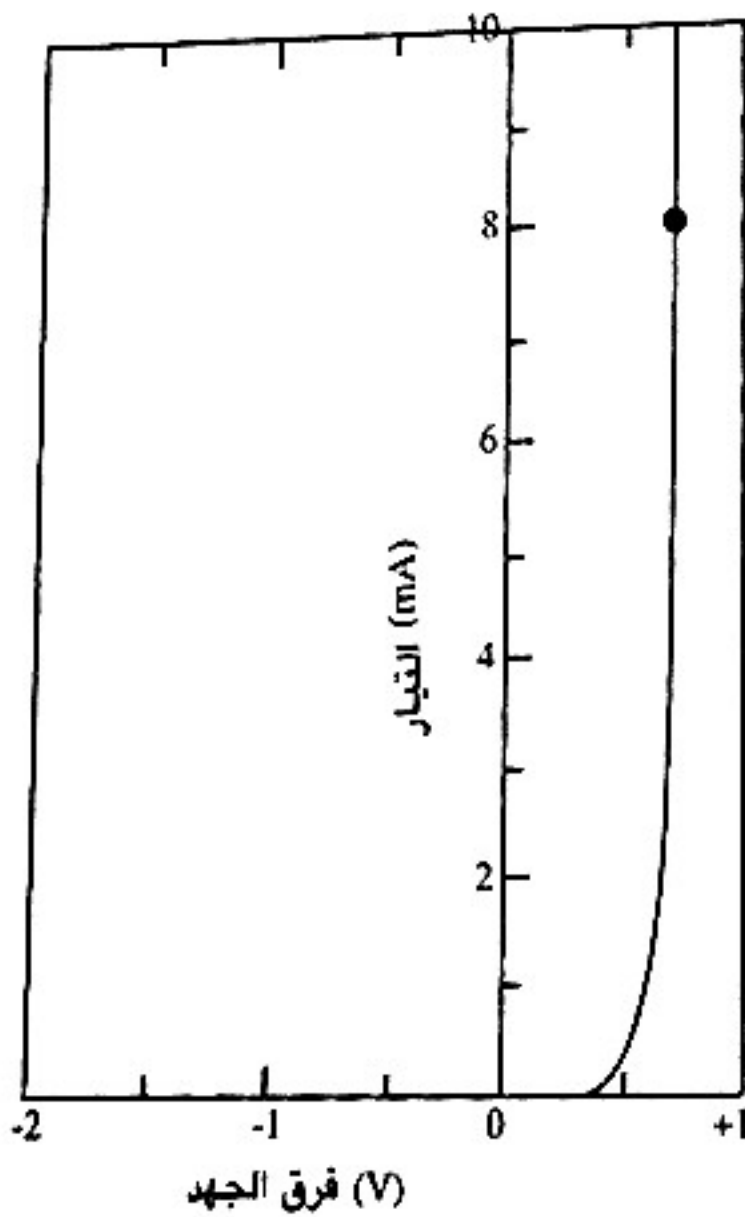
$$= 2.3 \times 10^{-7} \text{ m} = 230 \text{ nm}.$$

(د) نعوض عن قيمة d هذه في العلاقة (5-11) لنجد أن:

$$E_{\max} = 5.2 \times 10^6 \text{ V/m}$$

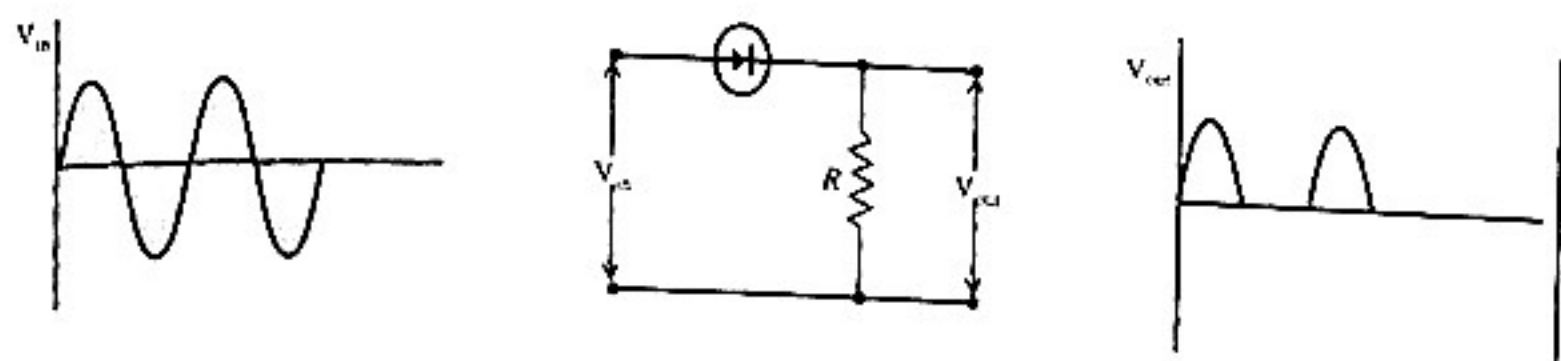
المقوم الثنائي

رغم أن وصلة pn يمكن استخدامها بعدة طرق، لكنها في الأساس هي مقوم. بمعنى أنه لو وصلناها بقطبي بطارية فإن التيار (بعض من البيكو أمبيرات) في الدائرة سيكون بالنسبة لأحد القطبين أصغر بكثير جداً منه للقطب الآخر، ويدعى بالتوصيل العكسي $(V < 0)$. وبالنسبة للقطب الآخر، في الاتجاه الذي يعطي تياراً أكبر، بالتوصيل الأمامي $(V > 0)$ ، كما هو مبين على الشكل 12.



(شكل 12) بياني التيار - الجهد لوصلة pn العائية، يبين أنها موصلة جيدة في الاتجاه الأمامي ولا توصيل ملموس في الاتجاه العكسي. والنقطتان (.) تعودان إلى المسألة 22 في نهاية الفصل.

يبين الشكل 13 إحدى التطبيقات الممكنة الكثيرة للمقوم الثنائي. فجهود الدخل الموجبي الجيبي يولد جهد خرج نصف موجي، والثنائي يؤثر كدائرة قصيرة بالنسبة لأحد قطبي جهد الدخل ومفتوحة بالنسبة للقطب الآخر. أن المقوم الثنائي المثالي يمتلك فقط هذين النموذجين للعمل. فهو إما أن يكون موصولاً "on" (مقاومة صفرية) أو أن يكون مقطوعاً "off" (مقاومة لانهاية).



(شكل 13) ثنائي وصلة pn موصولاً كمقوم. يوصل الثنائي أسهل في الاتجاه الأمامي (الجزء الموجب لموجة الدخل) ولكنه لا يوصل عند جميع الاتجاهات العكسية (الجزء السالب لموجة الدخل).

يعرض الشكل 13 رمزاً مألوفاً للمقوم الثنائي. فرأس السهم يتطابق مع النهاية نوع p للأداة ويشير إلى الاتجاه المألوف للتيار (السهل). وهذا يعني أن الثنائي موصول "on" عندما تكون النهاية المتطابقة مع رأس السهم موجبة بالنسبة إلى النهاية الأخرى.

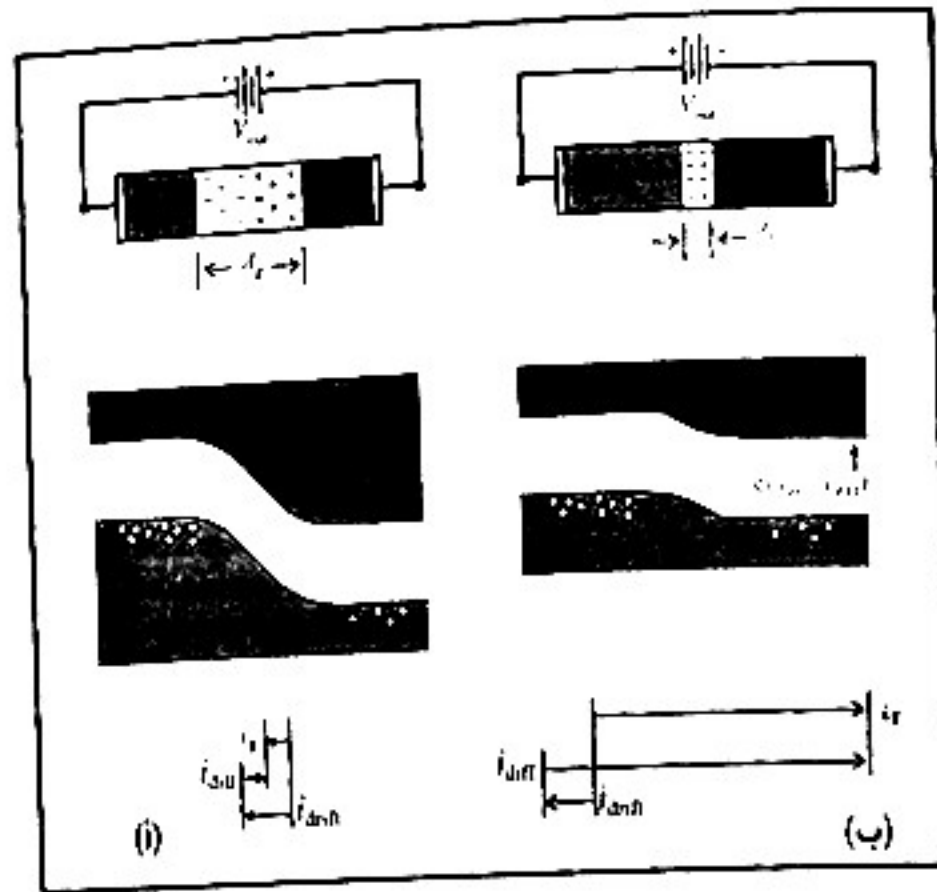
أما الشكل 14 فيبين تفاصيل توصيلين. ففي الشكل 14 (أ) (توصيل عكسي) تنضاف القوة الدافعة الكهربائية (emf) للبطارية إلى فرق جهد التوصيل فيزداد بذلك ارتفاع الحاجز الذي يجب على الحاملات الأغلبية أن تتجاوزه، وقلة قليلة منها تستطيع ذلك، ما يسبب نقصان التيار الانتشاري بصورة ملحوظة.

أما التيار الاندفاعي فلا معنى للحاجز بالنسبة له، وبالتالي فهو لا يعتمد على مقدار أو اتجاه الجهد الخارجي. يختل توازن التيار الموجود عند الانحراف صفر (لاحظ الشكل 10 هـ) ويظهر في الدائرة تيار صغير جداً، كما في الشكل (14 أ).

أثر آخر للتوصيل العكسي هو اتساع قاطع الاضمحلال. كما يتبين ذلك من المقارنة بين الشكلين 10 (ب) و (14 أ). وهذا أمر طبيعي، لأن القطب الموجب للبطارية الموصول بالنهاية نوع n للوصلة يسعى لأن يسحب الإلكترونات إلى ما وراء قاطع

الاضمحلال داخل المادة نوع n وأن يعيد الثقوب إلى الوراء داخل المادة نوع p . ولأن قاطع الاضمحلال يحتوي على مقدار قليل جداً من حاملات الشحنة، لذلك فهو يمثل منطقة ذات مقاومة عالية، ما يجعل تيار التوصيل العكسي صغير جداً.

في التوصيل الأمامي الشكل (14 ب)، حيث يربط القطب الموجب للبطارية بالنهاية نوع p للوصلة pn تطرح القوة الدافعة الكهربائية (emf) من جهد التماس، فيزداد تيار الانتشار بشكل ملحوظ، وينتج صافي تيار أمامي كبير نسبياً. ويصبح قاطع الاضمحلال ضيقاً، وتكون مقاومته المنخفضة متزامنة مع التيار الأمامي الكبير.



(شكل 14) (أ) توصيل عكسي لوصلة pn يظهر عرض قاطع الاضمحلال، الحزم الطاقية، والتيار الخلفي المطابق i_r .. (ب) توصيل أمامي يظهر قاطع اضمحلال ضيق، حزم طاقية، والتيار أمامي كبير i_a ، L_F ، ويلاحظ أن تيار الاندفاع هو نفسه في كل حالة

5-8 الإلكترونيات البصرية

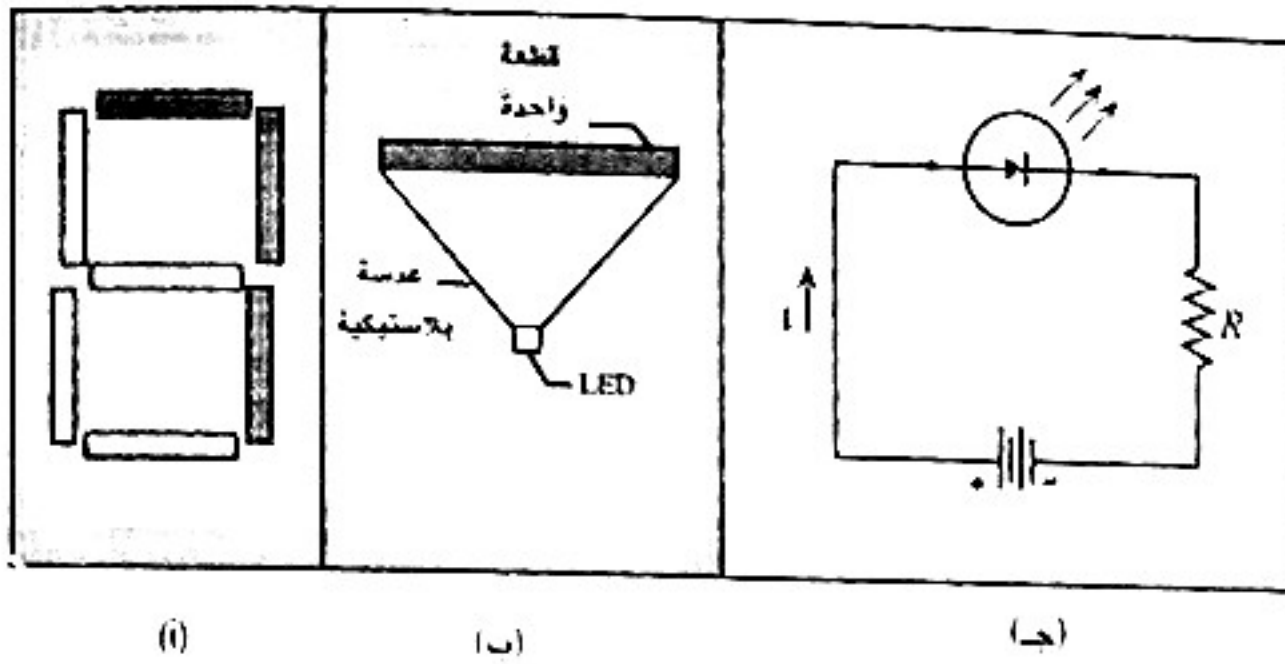
أصبحت الأرقام المتوهجة الملونة، في الحاسبات المالية، محطات البنزين، والمعدات الإلكترونية، شيئاً مألوفاً في حياتنا اليومية. في جميع هذه الحالات تقريباً ينبعث الضوء من مجموعة وصلات pn تعمل كثنائيات باعثة للضوء (LEDs).

يبين الشكل 15 (أ) مشهداً لقطعة - سباعية شائعة تتكون منها الأرقام. والشكل 15

(ب) يبين أن كل عنصر من هذا المشهد هو نهاية عدسة بلاستيكية مسطحة، عند نهايتها الأخرى يوجد ثنائي صغير باعث للضوء (LED)، تبلغ مساحته حوالي 1 mm^2 . أما الشكل 15 (ج) فيبين دائرة عادية وصل فيها الثنائي الباعث للضوء وصلاً أمامياً.

كيف يمكن لوصلة pn أن تبعث الضوء؟ للإجابة على هذا السؤال يمكن القول إن الإلكترون عندما يكون عند قاعدة حزمة التوصيل لشبه الموصل فإنه يسقط داخل الثقب عند قمة حزمة التكافؤ فتتحرر منه طاقة قدرها E_g هي عرض الفجوة، والتي يمكن أن تتحول إلى طاقة داخلية للشبكة المهتزة أو تظهر كموجة كهرومغناطيسية، وهو الاحتمال الغالب. كما يحصل في قواعد أشباه الموصلات السيليكونية والمواد شبه الموصلة الأخرى. ويعطي الطول الموجي للإشعاع المنبعث بالعلاقة:

$$\lambda = \frac{C}{\gamma} = \frac{C}{E_g / h} = \frac{hc}{E_g} \quad (5-13)$$



(شكل 15) (أ) المشهد الشائع لقطعة سباعية العدد، نشطت لتبين الرقم 7. (ب) قطعة واحدة لمثل هذا المشهد (ج) ثنائي باعث للضوء موصل بمصدر خارجي.

إذا انبعث ضوء من الإلكترون عند سقوطه من حزمة التوصيل إلى حزمة التكافؤ، فإن ضوءاً بنفس الطول الموجي سيتمص عندما يتحرك الإلكترون في الاتجاه المعاكس من حزمة التكافؤ إلى حزمة التوصيل. ولتفادي امتصاص جميع الفوتونات المنبعثة، من الضروري أن يكون هناك فائضاً كبيراً في الإلكترونات والثقوب في المادة بأعداد أكبر مما يمكن أن يتولد بالتهيج الحراري في المادة شبه الموصلة غير المشوبة. وهذه هي

بالضبط الشروط التي تتحقق عندما تحقق حاملات أغلبية - قد تكون إلكترونات أو ثقب - عبر المستوى المركزي لوصلة Pn بفعل فرق جهد خارجي. وهذا هو سبب عدم استخدام المادة شبه الموصلة البسيطة (غير المشوبة) كثنائي باعث للضوء، إذن لكي تكون لدينا وفرة من الحاملات الأغلبية - وبالتالي وفرة من الفوتونات، يجب أن يكون تشويب المادة شبه الموصلة ثقيلًا وقويًا.

مثال 10: ثنائي باعث للضوء مبني من وصلة pn. أسس على مادة شبه موصلة معينة فجوتها الطاقة 1.9 eV، ما الطول الموجي لضوئها المنبعث؟

الحل: لدينا العلاقة (5-13)

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} = \frac{(6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s})(3 \times 10^8 \text{ m/s})}{(1.9 \text{ eV})(1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})}$$

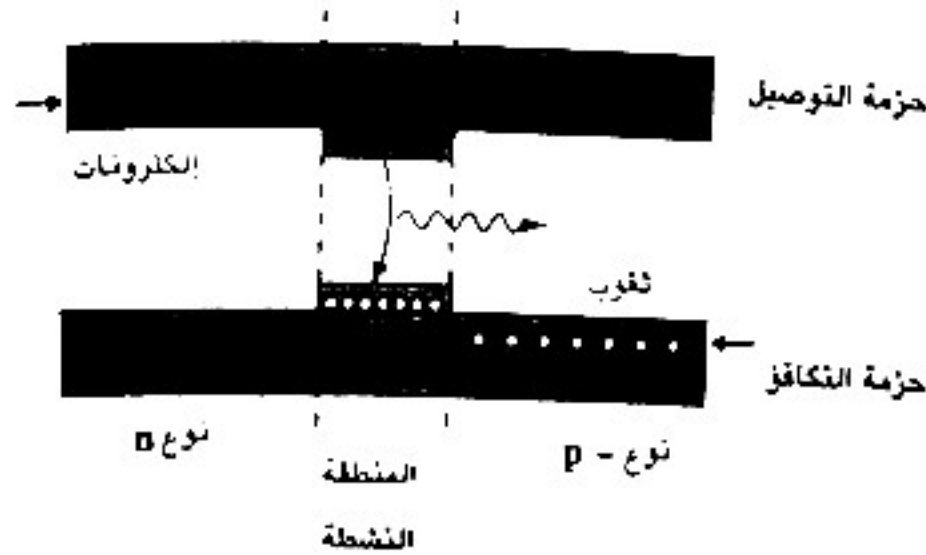
$$= 6.53 \times 10^{-7} \text{ m} = 653 \text{ nm}.$$

الليزر الثنائي

يحمل هبوط الإلكترون من حزمة التوصيل ليملاً ثقباً في حزمة التكافؤ، مع بعثه لفوتون ضوئي طاقته تساوي الفرق بين طاقتي المستوى الذي هبط منه في حزمة التوصيل و مستوى الثقب الذي اتحد به في حزمة التكافؤ، يحمل شيئاً شديداً بهبوط الإلكترونات عند الانتقال بين الحالات الذرية التي سبق لنا التعرف عليها في الفقرة (2-3) من الفصل الثالث. وعلى أساس هذه التشابه قامت أعمال تطبيقية هامة: فبحقن إلكترونات داخل حزمة التوصيل وثقوب داخل حزمة التكافؤ يصبح ممكناً خلق ما يعرف بالتوزيع المعكوس لعدد الإلكترونات (أو الذرات - والمقصود هنا إلكترونات المادة الشائبة) الذي يفترض أن يكون في المستويات الدنيا (مستوى التكافؤ) أكبر منه في المستويات العليا (مستوى التوصيل). وهذا هو الشرط الأساسي لتوليد شعاع الليزر. بهذه الطريقة يمكن صنع ليزر ثنائي، تكون المادة الفعالة (أو الوسط المضخم) فيه هو المادة شبه الموصلة.

يبين الشكل 16 تمثيلاً لمستويات الطاقة في الليزر الثنائي، حيث لفتت المادة الليزرية (المادة الشائبة أو الفعالة) بين طبقتي المادة نوع P ونوع n، ذاتا الفجوات الطاقة

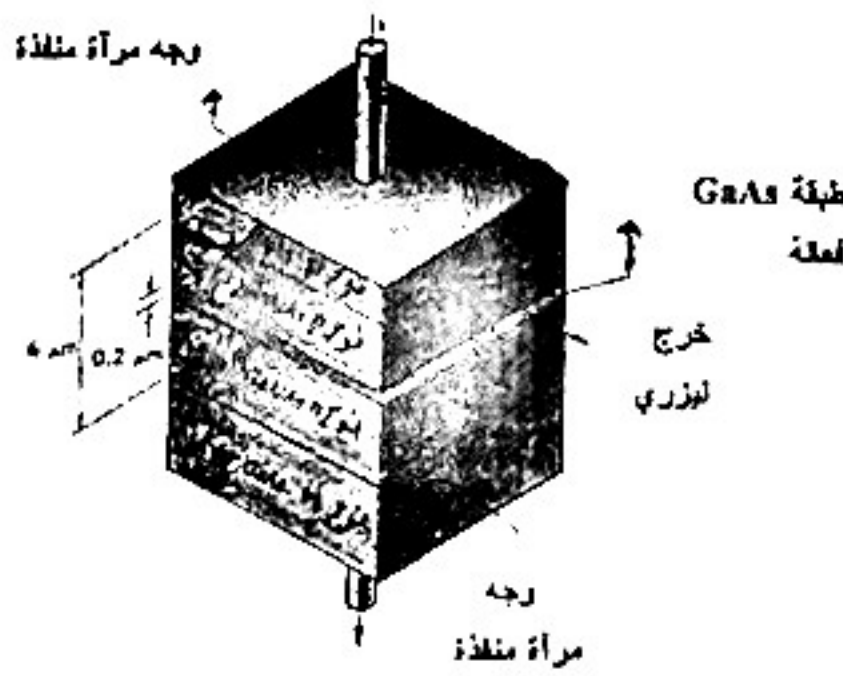
الأكبر قليلاً. تحقن الإلكترونات بواسطة دائرة خارجية داخل المادة نوع n ، بعضها الفائض فيندفع داخل الطبقة الليزرية، حيث تمنع من الاندفاع داخل المادة نوع p بواسطة حاجز كموني. وبصورة مماثلة تحقن الثقوب داخل المادة نوع p فتندفع داخل الطبقة الليزرية، ومن ثم تحبس هناك. إن وفرة الإلكترونات (والثقوب) في المنطقة الفعالة تعطي الفعل الليزري.



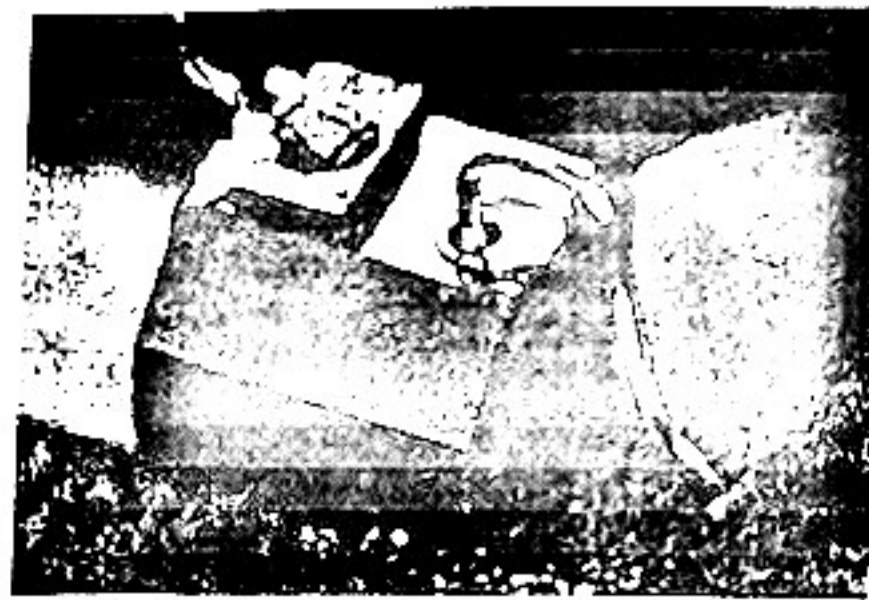
(شكل 16) الحزم الطاقية في الليزر الثنائي. تمتلك المنطقة النشطة فجوة طاقية أصغر من مائتي النوع p والنوع n على أي من الجانبين. عندما تهبط الإلكترونات في حزمة توصيل للمنطقة الفعالة لتملأ الثقوب في حزمة تكافؤها، ينبعث الضوء.

إن البنية الفيزيائية للأداة موضحة تخطيطياً على الشكل 17. والشكل 18 يبين صورة فوتوغرافية لليزر الثنائي. المادة الفعالة هي طبقة ضيقة ($0.2\mu m$) لمادة مثل زرنيخيد، الغاليوم $GaAs$ ، والمادة نوع p و نوع n على كل جانب قد تكون طبقتي زرنيخيد الغاليوم الألوميني $GaAlAs$ سمكها بضع ميكرومترات.

وتكون نهايتي المادة منفذتين بحيث يحصل ما يشبه وجهي مرآة من النوع الذي يعكس جزءاً من الضوء لتمكين (التحقيق) انبعاثاً قسرياً (مستحثاً) في المنطقة الفعالة، والأداة المعروضة على الشكل 18 تبعث ضوء تحت أحمر بطول $840nm$ والليزر الثنائي بهذا الطول الموجي شائعة الاستخدام في الاتصالات لإرسال الإشارات في الألياف البصرية (وسائل لنقل الضوء من وإلى الأماكن التي يصعب الوصول إليها بالطرق التقليدية).



(شكل 17) البنية الفيزيائية لليزر الثنائي يظهر الفعل الليزري في طبقة *GaAs* الضيقة

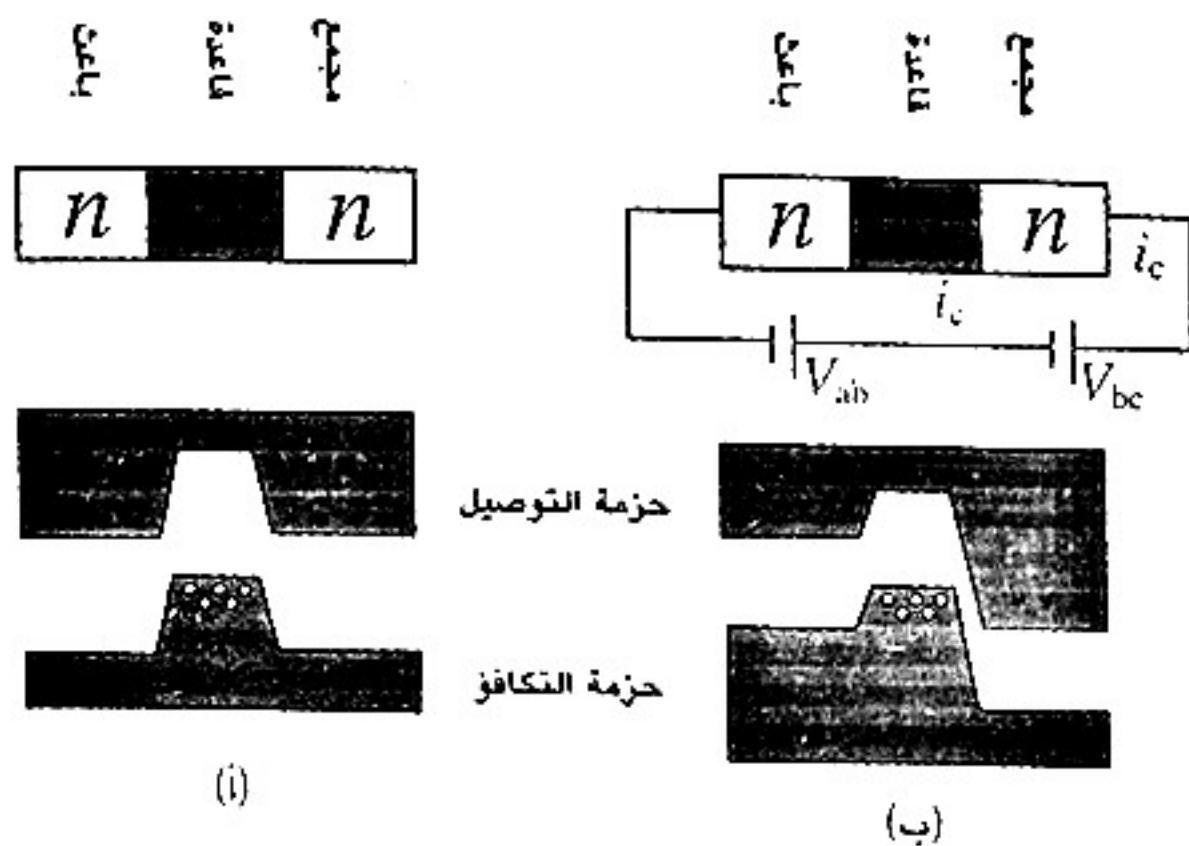


(شكل 18) ليزر ثنائي، مقارن في حجمه مع حبة ملح الطعام على يمين الصورة

من بين الليزرات الثنائية المحسنة هناك الصغير الحجم وقدرة الدخل المنخفضة (بحدود 10 ملي واط، قياساً بليزر الهيليوم - نيون القياسي الذي يتطلب تشغيله عدة واطات من القدرة الكهربائية - لاحظ الفصل اللاحق 6) ومثل الأدوات شبه الموصلة الأخرى، يمكن أن يعمل الليزر الثنائي بواسطة البطاريات، وكفاءته يمكن أن تصل إلى 20% (أي 20% من القدرة الكهربائية المجهزة للأداة تظهر بهيئة حزمة ليزرية)، قياساً بـ 0.1% في ليزر الهيليوم - نيون (HeNe). ويمكن تعديل الإشارة الضوئية بسهولة وذلك بالسيطرة على تيار الحقن، وبالتالي ستكون لدينا أداة ضوئية يمكن أن تستجيب عند مفاتيح تبديل زمنية سريعة (أقل من 100 بيكو ثانية 10^{-12} S) لخواص دائرة كهربائية.

يعتبر الترانزستور أداة ثلاثية الأقطاب، تعمل بنمط (ضبط التيار الناشئ بين قطبين بواسطة القطب الثالث).

أحد الأنواع الشائعة للترانزستور هو ترانزستور الوصلة الذي يتكون من ثلاث طبقات من أشباه موصلات مشوبة مثل npn أو pnp، والشكل 19 يبين الهيئة التقليدية لترانزستور الوصلة npn، وتدعى القطاعات الثلاثة بـ الباعث، القاعدة، والمجمع. في الشكل تظهر أيضاً حزمي التوصيل والتكافؤ، وأشير كذلك إلى الحاملات الأغلبية فقط. يسلك التوصيلان باعث - قاعدة، وقاعدة - مجمع، سلوكاً مماثل كثيراً لسلوك وصلات pn العادية.



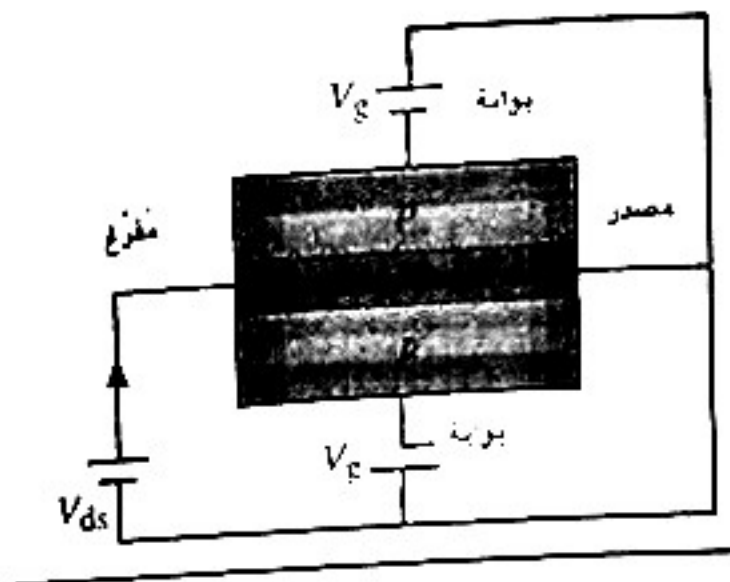
(شكل 19) (أ) ترانزستور وصلة npn. عند القاعدة تظهر الحزم الطاقية والحاملات الأغلبية في المناطق الثلاث. (ب) توصيل الباعث - القاعدة هو توصيل أمامي، وتوصيل القاعدة - المجمع هو توصيل عكسي، الإلكترونات التي تتحرك من الباعث إلى القاعدة إما أن تتحد مع الثقوب أو تستمر إلى المجمع.

ففي العملية العادية كالموضحة على الشكل (19ب) توصيل الباعث - القاعدة هو توصيل أمامي، وتوصيل القاعدة - المجمع هو توصيل عكسي.

تجري الإلكترونات من الباعث نوع n الثقيل التشويب إلى القاعدة. ولأن القاعدة ضيقة جداً، فإن بعض هذه الإلكترونات يصل المجمع، لكن بعضها يتحد مع الثقوب في المنطقة نوع p، ولاستكمال ملأ الثقوب في القاعدة، فإن الإلكترونات من حزمة التكافؤ

في القاعدة يجب أن تغادر الترانزيستور عبر الدائرة الخارجية كتيار قاعدي صغير i_b . إن تغييراً صغيراً في تيار القاعدة i_b يمكن أن يحدث تغييراً كبيراً في تيار المجمع i_c في الهيئة المبينة في الشكل (19)، يستخدم الترانزيستور كمكبر للتيار، والكسب التبادلي i_c/i_b (نسبة تيار المجمع إلى تيار القاعدة) يمكن أن تتجاوز قيمه العادية الـ 100.

النوع الثاني للترانزيستور يدعى ترانزيستور التأثير الحثلي (FET)، والشكل 20 يوضح الأساس الهندسي لهذه الأداة.



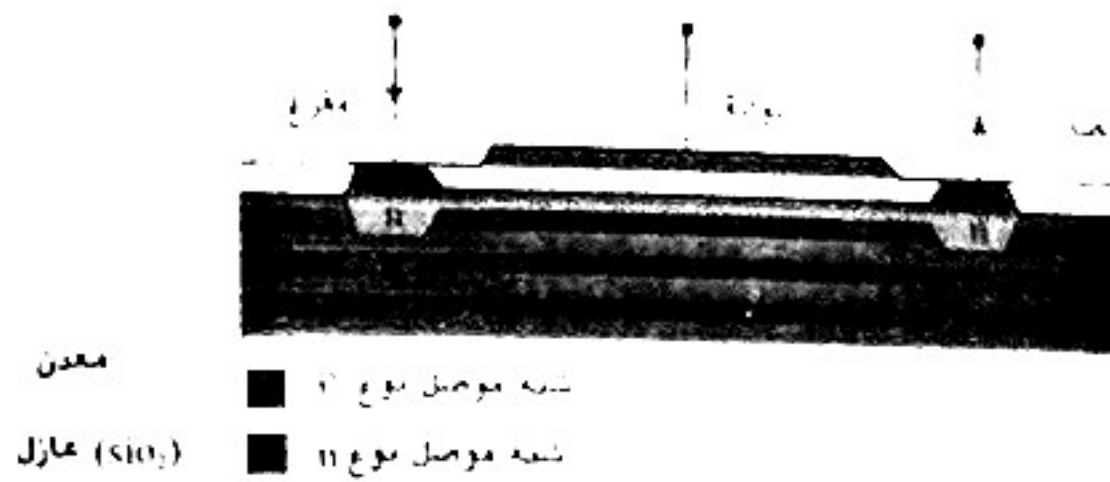
(شكل 20) البنية الأساسية لترانزيستور التأثير الحثلي. تسير الإلكترونات بامتداد القناة الضيقة n من المصدر إلى المفرغ ويمكن التحكم بعرض القناة بواسطة تغيير الجهد V_g عند البوابة

في هذا الترانزيستور تجري الإلكترونات عبر المنطقة نوع n من المصدر إلى المفرغ عندما يكون هناك فرق جهد خارجي V_{ds} بين المفرغ والمصدر. إن المناطق نوع p تشوب بصورة ثقيلة وتحدد طبقات النضوب المتشكلة عند الوصلتين pn عرض القناة نوع n ، إن الجهد الخارجي V_g المطبق على المنطقة نوع p (البوابة) يغير عرض منطقة النضوب، إذن فهو يغير أيضاً عرض القناة نوع n . وهذا في الحقيقة يغير التيار خلال الأداة لأن قدرة التيار على الجريان بامتداد القناة n تعتمد على عرض القناة. إن التغيير الصغير في جهد البوابة يغير عرض القناة ويسبب تغييراً كبيراً في التيار خلال القناة n ، بحيث يمكن للأداة أن تعمل كمكبر.

إذا جعل جهد البوابة كبيراً بما يكفي فإن عرض القناة n يمكن أن يصبح صفراً، ما يجعل ترانزيستور التأثير - الحثلي يوقف التوصيل، وهنا يعمل الترانزيستور كمفتاح: فهو

إما أن يكون موصلًا (on) أو قاطعًا (off) وبواسطة إشارة كهربائية تطبق على البوابة
بمكرر للتيار أن يفتح ويقطع بسرعة عالية جداً بحيث أن زمن التبديل بواسطة المفتاح
الكهربائي هذا أصغر من $1ns (10^{-9}s)$.

النوع الشائع لترانزستور التأثير الحقلّي (FET) المستخدم بصورة واسعة في
الدوائر الرقمية هو ترانزستور التأثير - الحقلّي لشبه الموصل المؤكسد معدنيًا
(MOSFET) الذي يصنع بترسيب وحفر طبقات متوالية في المادة الخاضعة للحفر نوع p،
والشكل 21 يوضح مقطعاً عرضياً لهذا الترانزستور.



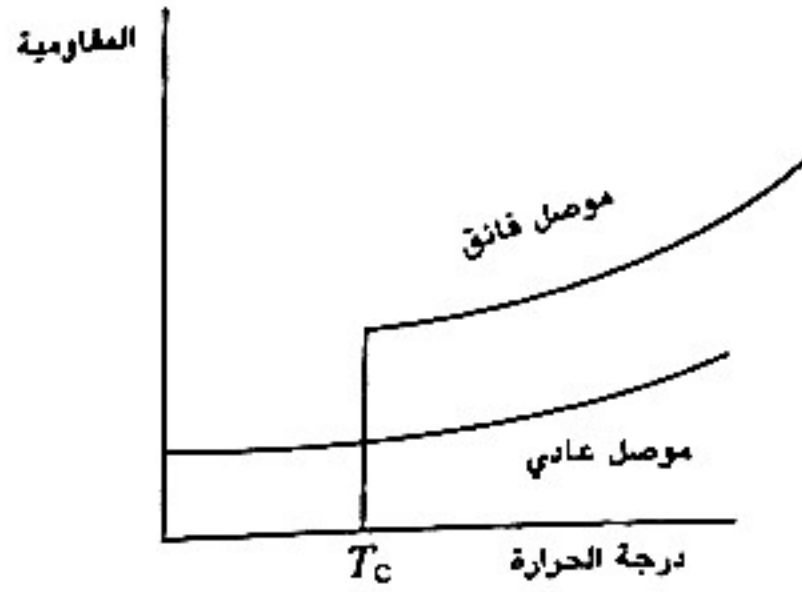
(شكل 21) بنية ترانزستور التأثير - الحقلّي لشبه الموصل المؤكسد معدنيًا (MOSFET)

تصنع المنطقة n والقناة n بالحفر على المادة الخاضعة p، ومن ثم تخزين طبقة
الأكسيد (SiO_2). بعد ذلك أيضاً تخزين طبقة معدنية لتشكل مادة موصلة للمنطقة n
والبوابة.

5-10 الموصلات الفائقة التوصيل

تقل مقاومة الموصلات المعدنية العادية بانخفاض درجة حرارتها، ولكنها لا تنهبط
إلى الصفر حتى لو اقتربت درجة الحرارة T من الصفر المطلق. فمقاومية الموصل تنشأ
مع التصادمات التي تحدثها إلكترونات التوصيل عندما تتحرك خلال الشبكة البلورية
للموصل، وفرص هذه التصادمات تزداد بتلوث الشبكة وعيوبها أو شوائبها، ومن ثم فإن
تصادمات هذه الإلكترونات مع الذرات مستزيج هذه الذرات من مواقعها الشبكية بواسطة
الحركة الاهتزازية مسهمة بذلك في زيادة مقاومة المادة.

في مواد معينة تدعى بالموصلات الفائقة، تنخفض المقاومة تدريجياً مع نقصان درجة الحرارة، حتى تهبط إلى الصفر عند درجة حرارة حرجة معينة T_c ، كما يبدو من الشكل 22. تحت T_c ، تتحرك الإلكترونات دونما عائق خلال المادة، والجدول 3 يبين بعض الموصلات الفائقة المختارة ودرجات حرارتها الحرجة.



(شكل 22) مقارنة اعتماد المقاومة على درجة الحرارة لموصل عادي وفائق التوصيل. إن المقاومة للموصل العادي تنخفض تدريجياً مع نقصان درجة الحرارة. في المواد فائقة التوصيلية تهبط المقاومة فجأة إلى الصفر عند درجة الحرارة الحرجة T_c .

شوهدت الموصلية الفائقة في 27 عنصراً وفي مركبات كثيرة، ولكنها لم تشاهد بالنسبة لأفضل الموصلات المعدنية، كالنحاس، الفضة، الذهب. يمكن التأكيد أن الموصلات الفائقة ليست أفضل الموصلات فحسب، بل أن آلية موصليتها الفائقة تختلف عن الآلية التي تسبب موصلية المعادن العادية. وكما سنرى، فإن الموصلية الفائقة تنتج عن التزاوج القوي بين إلكترونات التوصيل والشبكة البلورية، والتوصيل الطبيعي في أحسن الشروط يظهر عند وجود تزاوج ضعيف بين إلكترون التكافؤ والشبكة.

جدول 3: خواص بعض الموصلات الفائقة

المادة	$T_c(K)$	طاقة الأزواج (mev)
Cd	0.56	0.27
Al	1.19	0.34
Sn	3.75	1.15
Hg	4.16	1.65
Pb	7.22	2.73
Nb	9.46	3.05
Nb ₃ Sn	18.1	
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	90	
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	125	

نعتبر أن ثمة إلكترون يتحرك خلال الشبكة، وهو عندما يتحرك يجذب الجذور الموجبة نحوه و يغير الكثافة الشحنية في منطقته. إنه يخلف وراءه كثافة شحنية موجبة عالية إلى حد ما قياساً في أي مكان آخر، وهذه الشحنات الموجبة تتجاذب مع إلكترونات أخرى. إن الإلكترونات تتفاعل الواحد مع الآخر خلال الشبكة كوسيط، بما يشبه إلى حد ما زورقين في بحيرة يتفاعلان عبر أثريهما. والنتيجة النهائية هي تجاذب مهمل للإلكترونات بعضها لبعض.

تبين نظرية الموصلية الفائقة أن النظام الإلكتروني يمتلك أدنى طاقة ممكنة إذا ربطت الإلكترونات مع بعضها في أزواج، تدعى أزواج كوبر. عند غياب التيار في الموصل الفائق، فإن إلكترون زوج كوبر سيمتلكان عزمًا متساويان في المقدار ولكنهما متعاكسان تمامًا في الاتجاه، بحيث يتلاشى كل من العزم الكلي والتيار الكهربائي. وعندما يتولد التيار، فإن كلا الإلكترونين في زوج كوبر يكتسب نفس الزيادة في العزم، متسبباً في حركة مركز كتلة الزوج، وجميع أزواج كوبر تكتسب نفس العزم.

إن الموصلية الفائقة ظاهرة تعاونية، فإذا تشكلت بعض أزواج كوبر، فإن النقصان في الطاقة الذي يظهر للزوج اللاحق أكبر مما لو لم تتكون أزواج سابقة، وحالما نهبط

درجة الحرارة تحت الدرجة الحرجة المعينة T_c وتتشكل بعض الأزواج، فإن النقصان الإضافي في درجة الحرارة يتسبب في تشكيل أزواج أكثر. إن التحول من الحالة الطبيعية إلى حالة الموصلية الفائقة يكون شديد الانحدار تماماً، وإن الحركات التعاونية لأزواج كوبر تجبر أيضاً كل زوج أن يكون له نفس العزم.

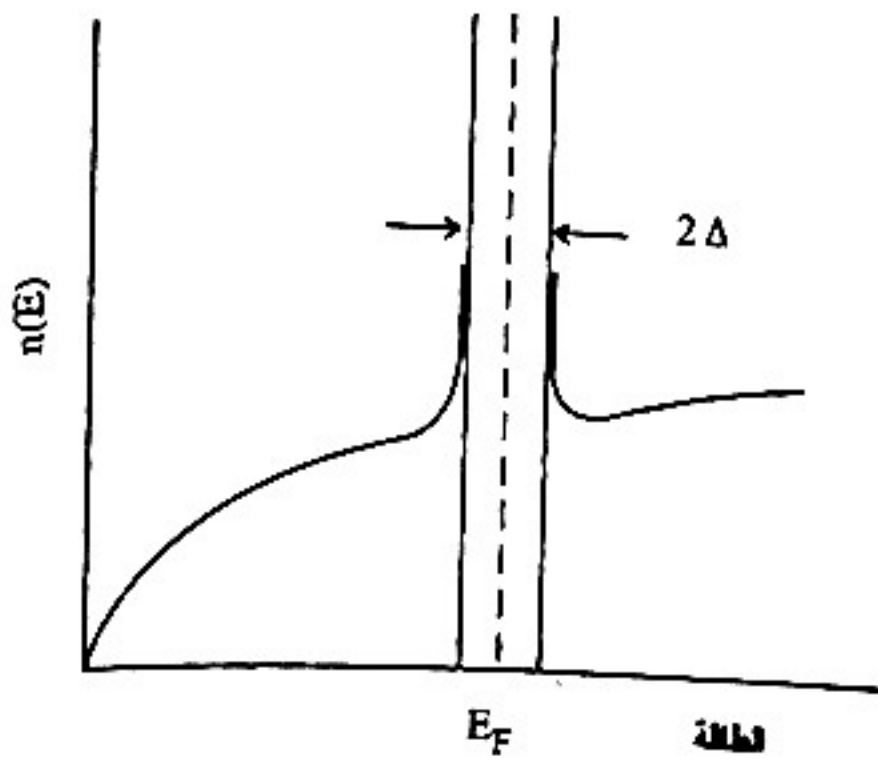
لأزواج كوبر طاقة ارتباط Δ تدعى طاقة الاقتران، وهي عادة بحدود من 10^{-4} إلى 10^{-3} eV ، كما هو مبين في الجدول 3. يلاحظ أيضاً أن درجات الحرارة الحرجة المعينة T_c التي هي بحدود من $1 \text{ K} \leftarrow 10 \text{ K}$ تطابق الطاقات $K T_c$ في نفس المدى من 10^{-4} إلى 10^{-3} eV . إن درجة الحرارة الحرجة للموصل الفائق ترتبط مباشرة بطاقة الاقتران، فوق الدرجة الحرجة T_c تنكسر الأزواج وعندها يكون للمادة مقاومة إلكترونية طبيعية.

إن طاقة ارتباط زوج كوبر تدخل فجوة اقتران 2Δ داخل كثافة الحالات $n(E)$ قرب طاقة فيرمي. (الشكل 1 أ) يبين مثلاً لكثافة الحالات لموصل طبيعي).

من الموات طاقياً بالنسبة للإلكترونات قرب طاقة فيرمي في الموصل الفائق أن ترتبط مع بعضها في أزواج كوبر، ونتيجة لذلك فإن كثافة الحالات تقل إلى الصفر ضمن النطاق $\pm \Delta$ لطاقة فيرمي E_F ، مع زيادة مقابلة في كثافة الحالات $n(E)$ فوق وتحت طاقة فيرمي تماماً.

والشكل 23 يبين الكثافة الناتجة للحالات وفجوة الاقتران 2Δ . فوق درجة الحرارة الحرجة المعينة T_c ، فإن كثافة الحالات للموصل الفائق قد تصبح كما هو مبين في الشكل 1 أ). وعند ما يبرد الموصل الفائق إلى ما تحت الدرجة T_c ، تبدأ الفجوة تتفتح وتزداد طاقنها عندما تنخفض درجة الحرارة، حتى تبلغ قيمتها العظمى عندما تقترب درجة الحرارة T من الصفر المطلق 0 K .

إن احتمالية احتلال الحالات الإلكترونية في الموصل الفائق يمكن أن توجد من حاصل ضرب كثافة الحالات المبينة في الشكل 23، في دالة توزيع فيرمي - ديراك المبينة على الشكل 2 ب، و هذا يقود إلى احتمالية احتلال عالية للحالات فائقة التوصيل تحت الفجوة تماماً. أما فوق الفجوة، فإن كثافة صغيرة للحالات الطبيعية (غير المقترنة) تظهر عند $O(T)$.



(شكل 23) كثافة الحالات في الموصل للفائق تحت درجة حرارة تحوله. هناك الفجوة الطاقية 2Δ ، التي عندها تصبح كثافة الحالات صفراً

مع بداية العام 1986 اكتشف صنف جديد من الموصلات الفائقة بدرجات حرارة حرجة T_c استثنائية، والمادتين الأخيرتين في الجدول 3 هما مثالين لهذه المركبات، وهما مادتان سيراميكيتين (لا تشابهان أنواع السيراميك الشائعة) موصلتان في درجة حرارة الغرفة. وبما أن أعلى درجة حرارة شوهدت عندها الموصلية الفائقة سابقاً كانت 20K، فإن هذه المواد الجديدة تمثل قفزة قوية في عالم التكنولوجيا. فهي سمحت، على وجه الخصوص، للموصلية الفائقة أن تتحقق عند درجات حرارة تتميز عن طريق التبريد بالنيتروجين المسيل (77K) بدلاً من تلك التي تتميز بالتبريد بسائل الهليوم (4K) الأكثر تكلفة والأقل ملائمة. هذه القفزة برفع الدرجة الحرجة T_c التي تتحقق عندها الموصلية الفائقة بالعامل 6 تضع الأمل بقفزات أخرى على طريق تحقيق موصلية فائقة عند درجة حرارة الغرفة موضع الممكن والقابل للإحراز.

هذه الموصلات الفائقة ذات درجة الحرارة العالية هي أوكسيدات النحاس في اتحاد مع عناصر أخرى مختلفة.

1- إلكترونات التوصيل في المعدن.

1- (أ) بين أن المعادلة (2-5) يكمن أن تكتب بالصورة

$$n(E) = CE^{1/2}$$

$$C = 6.81 \times 10^{27} m^{-3} \cdot eV^{-1/2} \text{ حيث}$$

(ب) استخدم هذه العلاقة لتأكد من صحة حساب المثال 1 علماً أن

$$E = 5.00 eV, n(E) = 1.52 \times 10^{28} m^{-3} \cdot eV^{-1}$$

2- الذهب هو معدن أحادي التكافؤ بكتلة مولارية قدرها $197 g/mol$ وكثافة مقدارها $19.3 g/cm^3$ احسب كثافة حاملات الشحنة.

3- كثافة الصوديوم و كتلته المولارية هما على التوالي ، $971 Kg/m^3$ و $23.0 g/mol$ ونصف قطر أيون الصوديوم Na^+ هو $98 pm$. (أ) ما هو جزء حجم الصوديوم المعدني المنتفع به لإلكتروناته التوصيلية؟ (ب) أنجز نفس الحساب للنحاس، ذو الكثافة $8960 Kg/m^3$ ، والكتلة المولارية $63.5 g/mol$ ، ونصف القطر الأيوني $96 pm$.

(ب) أي من إلكترونات هذين المعدنين يسلك بما يشبه أكثر سلوك إلكترونات الغاز الحر؟

2- ملء الحالات المسموحة

4- إذا كانت طاقة فيرمي للفضة هي $5.5 eV$. (أ) عند $T = 0$ ، ما هي الاحتمالات أن تكون الحالات محتلة (مشغولة) عند الطاقات التالية: $4.4 eV$ ، $5.4 eV$ ، $5.5 eV$ ، $5.6 eV$ ، $6.4 eV$ ؟ (ب) بأي درجة حرارة تكون احتمالية أن تشغل الحالة $5.6 eV$ مساوية لـ 0.16 ؟

5- إذا كانت كثافة الذهب هي $19.3 g/cm^3$ وكل ذرة تساهم بإلكترون واحد، فما هي طاقة فيرمي للذهب؟ علماً أن الكتلة المولارية هي $196.967 g/mol$ (لاحظ ملحق د).

6- في الفقرة (2-7) الفصل الثاني، اعتبرنا حالة الإلكترون المحبوس في بئر لانهائي العمق. افرض أن 100 إلكترون وضعوا في بئر عرضه 120 pm ، اثنان للمستوى ببرمين متعاكسين. احسب طاقة فيرمي للنظام. (تذكير: طاقة فيرمي هي طاقة أعلى مستوى محتل (مشغول) عند درجة حرارة الصفر المطلق).

7- برهن أن المعادلة (4-5) يمكن أن تكتب بالصورة:

$$E_F = A n^{2/3}$$

حيث A ثابت قيمته $A = 3.65 \times 10^{-19} \text{ m}^{-2} \cdot \text{eV}$

8- برهن أن دالة كثافة الحالات المعطاة بالمعادلة (2-5) يمكن أن تكتب بالصورة:

$$n(E) = \frac{3}{2} n E_F^{-3/2} E^{1/2}$$

9- بين أن احتمالية وجود الثقوب في الحالة E تعطي بـ:

$$P_h = \frac{1}{e^{-(E-E_F)/KT} + 1}$$

(تلميح: وجود الثقوب معناه أن الحالة غير محتلة (مشغولة) وهذا يقتضي ضمناً أن تكون $P_h = 1 - P$).

10- تعتبر النجوم القزمية البيضاء مرحلة متأخرة في تحول النجوم مثل الشمس. فهي (النجوم) تصبح أكثر كثافة وأكثر حرارة لدرجة لا يمكن معها تحليل بنيتها بوصفها صلباً تكون فيه جميع الإلكترونات بالذرة حرة. احسب طاقة فيرمي للإلكترونات من أجل هذه النجوم التي كتلتها تساوي كتلة الشمس ونصف قطرها يساوي نصف قطر الأرض.

11- استنتج عدد إلكترونات التوصيل N في المعدن الذي طاقاته أكبر من طاقة فيرمي، إذا علمت أن N تعطي بالعلاقة:

$$N = \int_{E_F}^{\infty} n(E) P(E) dE.$$

12- بآية درجة حرارة يصبح جزء الإلكترونات المثيجة في الليثيوم مساوياً لـ

0.0130؟ علماً أن طاقة فيرمي لليثيوم هي 4.71eV .

13- برهن أن معدل طاقة إلكترونات التوصيل في المعدن $\bar{E}$ عند درجة حرارة الصفر المطلق تساوي $\frac{3}{5}E_F$ ، حيث E_F هي طاقة فيرمي (تلميح: يعرف معدل الطاقة $\bar{E}$ بأنه $\bar{E} = \frac{1}{2} \int E n_0(E) dE$)

3- التوصيل الكهربائي في المعادن

14- الفضة معدن أحادي التكافؤ. احسب (أ) عدد إلكترونات التوصيل بالمتر المكعب، (ب) طاقة فيرمي، (ج) مقدار سرعة فيرمي، (د) طول موجة ديبرولي المطابق لهذه السرعة، (للحصول على الثوابت الضرورية لاحظ الملحق د).

15- بالنسبة للفضة احسب (أ) متوسط المسار الحر لإلكترونات التوصيل و (ب) نسبة متوسط المسار الحر إلى المسافة بين القلوب الأيونية المتجاورة، إذا علمت أن طاقة فيرمي للفضة هي 5.51eV والمقاومة النوعية للفضة $1.62 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$. (لاحظ المسألة 14).

4- الموصلات، العوازل، وأشباه الموصلات

16- دالة توزيع فيرمي - ديراك يمكن أن تطبق على أشباه الموصلات تماماً كما هو الحال بالنسبة للمعادن. في أشباه الموصلات، E هي الطاقة فوق قمة حزمة التكافؤ. ومستوى فيرمي لشبه الموصل غير المشوب يقع بمنصف الطريق تقريباً بين قمة حزمة التكافؤ وقاعدة حزمة التوصيل. هاتان الحزمتان في الجرمانيوم مفصولتان بفجوة قدرها 0.67eV . احسب احتمالية أن تكون: (أ) الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل محتلة، (ب) الحالة عند قمة حزمة التكافؤ غير محتلة عند 290K .

17- في النموذج البسيط لشبه الموصل (غير المعالج)، يُعوض التوزيع الفعلي في طاقة الحالات بحالة واحدة فيها N_v من الحالات في حزمة التكافؤ، جميعها تمتلك نفس الطاقة E_v ، وبـ N_c من الحالات في حزمة التوصيل، جميعها تمتلك نفس الطاقة E_c وعدد الإلكترونات في حزمة التوصيل يساوي عدد الثقوب في حزمة التكافؤ، (أ) بين

أن الشرط الأخير يقتضي ضمناً أن يكون:

$$\frac{N_c}{e^{(E_c - E_F)/KT} + 1} = \frac{N_v}{e^{-(E_F - E_v)/KT} + 1}$$

(تلميح: لاحظ المسألة 9)

ب) إذا كان مستوي فيرمي يقع في الفجوة ما بين حزمتين ويبعد عن كل منها مسافة تقارب KT . تحت هذه الشروط بين أن:

$$E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} KTL_n(N_v / N_c)$$

ومن ثم، إذا كانت $N_v \approx N_c$ ، فإن مستوى فيرمي يقع قريباً من مركز الفجوة.

5- أشباه الموصلات المشوبة

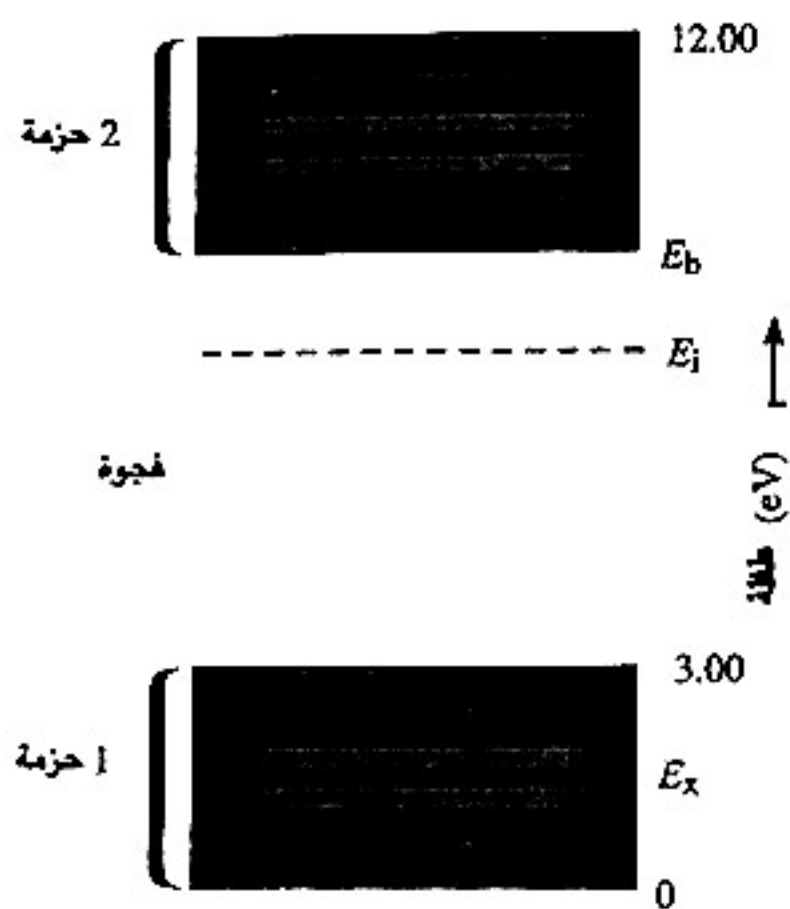
18- سيليكون نقي بدرجة حرارة $300K$ كثافته الإلكترونية في حزمة التوصيل هي $1.5 \times 10^{16} m^{-3}$ وتساوي كثافة الثقوب في حزمة التكافؤ. افترض أن ذرة سيليكون واحدة من كل 1.0×10^7 ذرة تعوض بذرة فسفور. (أ) ما هي كثافة الناقل الشحني التي سيضيفها الفسفور؟ بفرض أن جميع الإلكترونات الواهبة موجودة في حزمة التوصيل. (لاحظ الملحق د للحصول على المعطيات الضرورية عن السيليكون).

ب) أوجد نسبة كثافة الناقل الشحني في السيليكون المشوب إلى مثيلتها في السيليكون النقي.

19- بلورة سيليكون شوبت بفسفور إلى تركيز 10^{22} ذرة فسفور بالمتر المكعب. ما معدل تباعد هذه الذرات؟ لاحظ المسألة 4.

20- يبين الشكل 24 حزمًا طاقة لصلب افتراضي. الحزمتان مملوءتان إلى المستوى E_x ، الذي قد يكون في الحزمة 1 أو الحزمة 2، وقد يوجد مستوى غير نقي عند الطاقة E_i . بين ما إذا كان الصلب موصلاً، عازلاً، شبه موصل غير مشوب، أو شبه موصل مشوب. نوع التلوث قد يكون واهباً، أو متقبلاً أو لا، وشبه الموصل غير المشوب قد يكون إما نوع P أو نوع n، اكمل الجدول:

النوع			شبه موصل عرضي اللانقاوة الصلب
E_x (eV)	E (eV)	E_b (eV)	
3.00	-	9.00	
3.00	4.06	4.10	
3.00	-	4.10	
1.49	-	9.00	
4.40	-	4.10	
3.00	3.04	4.10	



شكل 24 مسألة 20

21- عينة من السيليكون شوبت بذرات تمتلك حالة واهبة 0.11eV تحت قاعدة حزمة التوصيل. (أ) إذا كانت كل من هذه الحالات محتلة باحتمالية 4.8×10^{-5} عند درجة حرارة 290K ، أين يقع مستوى فيرمي بالنسبة إلى قمة حزمة التكافؤ؟ (ب) ما هي احتمالية احتلال الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل؟ إذا علمت أن الطاقة الفجوية للسيليكون هي 1.1eV .

6- وصلة Pn

22- احسب وقارن مقاومات المقوم الثنائي للنقطتين المبينتين على المنحنى المميز (شكل 12)، إذا كان التيار بالنسبة للنقطة في الجانب الأيسر هو $50 \mu A$.

23- قطرة رصاص (دالة العمل له $\phi = 3.4 eV$) في حالة تماس قريب مع لوح من النحاس (دالة عمله $\phi = 4.5 eV$). أوجد فرق جهد التماس الذي يظهر عبر السطح البيني رصاص - نحاس.

7- الإلكترونيات البصرية

24- (أ) احسب أكبر طول موجي يمكن أن ينتج عن التوصيل الضوئي في الماس ذا الفجوة الحزمية $5.5 eV$. (ب) في أي جزء من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الطول الموجي؟

25- لبلورة كلوريد البوتاسيوم KCl فجوة حزمية مقدارها $7.6 eV$ فوق قمة أحد الحزم المحتملة (المشغولة) بصورة كاملة. هل هذه البلورة شفافة أم معتمة بالنسبة لإشعاع طول موجته 140 nm ؟

الفصل السادس

الليزر

مدخل: نشأته، أهميته، وأسس عمله

أصبح الليزر اليوم عبارة مفهومه للناس، لها مقابل تطبيقي انخرط في استخدامه وتقنياته آلاف من المتخصصين والمنفعين، الأمر الذي ساعد على تنوع وتعدد وظائف الليزر في حياة البشر، وأصبح لها علمها ومدارس أبحاثها واتجاهاتها.

يدعى العلم الذي يدرس خصائص الليزر بـ الإلكترونيكا الكمومية، التي ظهرت حديثاً نسبياً، ولكنها حققت الكثير، وما زال الأكثر في الآتي. فما تحقق لحد الآن ما هو إلا الخطوات الأولى: تطوير المبادئ الأساسية لعلم الإلكترونيكا الكمومية، صياغة طرق حساب المنظومات الليزرية، دراسة عمليات التأثير المتبادل بين الإشعاعات الليزرية القوية وفوق القوية والمادة (وبنفس الوقت مع الخلية الحية)، صنع تقنية استخدام التيارات الليزرية، الخ... والمهام الحالية أمام الباحثين والتقنيين هي صناعة أجهزة ليزرية متطورة، قادرة على حل أعقد المعضلات التي لم يستطع الإنسان حلها باستخدام الوسائل التقليدية المتاحة. وفي السنوات الأخيرة تحقق ما هو ملموس وهام في هذا المجال.

ظهرت أولى أجيال الليزر في بداية الستينات، لكن الإلكترونيكا الكمومية ظهرت قبل ذلك، من تكامل عدة علوم، كفيزياء البصريات، علم الأطياف، الفيزياء الراديوية، والميكانيك الكمومي (العلم الخاص بالعمليات الحاصلة في عالم الذرات، الجزيئات، والكمات الضوئية). إن الأفكار الأساسية للإلكترونيكا الكمومية تمت صياغتها من قبل العالم الروسي الشاب فابريكانت، الذي حدد، في صدد دفاعه عن أطروحة الدكتوراه في 1939، "أنه في بعض الأوضاع المصنوعة فنياً، تستطيع المنظومات الذرية، ليس امتصاص الضوء فقط، بل وتقويته أيضاً أو تضخيمه". وفي بداية الخمسينات طرحت في أعمال باسوف وبروخروف فكرة "ليس تضخيم الضوء فقط بل وتوليده" وفي عام 1953 كانت هذه الأفكار قد تحققت من قبل هذين العالمين، لكن ليس في المدى المرئي للإشعاع ولكن في مجال الأمواج الراديوية. في ذات الوقت سميت مثل هذه المولدات بالميزرات *Masers* (وهي اختصار لعبارة: تضخيم الأمواج المايكروية بواسطة الانبعاث القسري "المستحث" للإشعاع) *(Microwave amplification by stimulated emission of radiation)* وأول مولد للإشعاع في منطقة الطيف المرئي ظهر في 1960 على يد

الباحث الأمريكي مايمان (Maiman) فكانت بذلك ولادة الليزر كضوء مضخم بواسطة الانبعاث المستحث للإشعاع (Light amplification by Stimulated Emission of Radiation). إن الأساس الفكري لليزر كان قد وضع من قبل أنشتاين في 1917 باكتشافه لمفهوم الانبعاث المستحث الذي نُحِت في عبارة اسم الليزر.

ومنذ ذلك الوقت والإلكترونيكا الكمومية تتطور بسرعة. فهي علم نوعي جديد، افتتح حدوداً مجهولة في عالمنا المحيط، طرقاً جديدة للتأثير على الطبيعة. فعلى أساس الإلكترونيكا الكمومية ظهرت مجالات علمية أخرى كثيرة: الضوء اللاخطي، الهولوجرافيا، البصريات التكاملية، الإلكترونيكا الضوئية، علم الأطياف الليزري، الكيمياء الليزرية، تكنولوجيا الليزر، وغيرها. وكل عام جديد يزداد حجم البحوث العلمية. فقد ظهرت في جميع البلدان المتطورة مراكز علمية ضخمة تُعنى بدراسة خصائص المنظومات الليزرية واستخداماتها، وأنشئت صناعات إنتاجية جديدة وأصدرت مجلات متخصصة تدعو إلى إيجاد تقنيات ليزرية جديدة ... الخ.

أهمية الليزر:

تُكمن أهمية الليزر في الخصائص الفريدة لضوء الليزر، التي تميزه عن ضوء المصادر العادية، وهي:

1- الاتجاهية الخارقة:

إن أشعة الليزر هي أمواج كهرومغناطيسية، تُظهر صفاتاً متنوعة وجذرية وأولها الاتجاهية العالية بصورة غير عادية، وهي تتبع من عاملين: الأول أن حزمة ضوء الليزر تتكون فقط من الأشعة المنبعثة من الوسط المضخم (المادة الفعالة) في منظومة الليزر بصورة موازية لمحور الليزر. العامل الثاني، أن زاوية تفرق (تشتت) حزمة الليزر صغيرة للغاية، وهي أصغر من زاوية تفرق ضوء أفضل البروجيكترات بـ 10 آلاف مرة. فبقعة شعاع الليزر المرسل من الأرض إلى سطح القمر يبلغ قطرها 10Km تقريباً، مقابل قطر بمئات آلاف الكيلومترات لبقعة الضوء العادي.

وبفضل الاتجاهية العالية لضوء الليزر يمكن بث طاقة شعاع الليزر إلى مسافات

كبيرة جداً. بل وفلكية. الأمر الذي خلق أساساً لتحقيق إنجازات هائلة في مجال الاتصالات، كبت المكالمات التلفونية والصور التلفزيونية. أضف إلى ذلك أن تغذية المرسل (الذي هو شعاع الليزر) أقل بآلاف المرات من تغذية المحطات الراديوية العادية.

2- الأحادية الخارقة

أي التركيب الطيفي الخارق الضيق لحزمة الليزر. إن العرض الطيفي لحزمة الليزر أقل بكثير مما لجميع مصادر الضوء الأخرى وكذلك الأمواج الراديوية. فعرض خط إشعاع العقيق هو $3 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$. وفي علم الأطياف يعتبر مثل هذا الخط ضيقاً. وبذات الوقت، يمكن بواسطة ليزرات جيدة، الحصول على شريط إشعاع لا يتجاوز عرضه بعض الهيرتزات.

على أن صفة الأحادية العالية لا تظهرها جميع أنواع الليزرات. فهناك ليزرات أمباه الموصلات وليزرات محاليل الصبغة يكون شريط إشعاعها عريض جداً. ما يمكن من استخدامه في التطبيق العملي.

3- التشاكه (أو الترابط) الخارق

إن الصفة الهامة الثالثة لأشعة الليزر هي تشاكها العالي بصورة غير عادية، والتشاكه معناه أن أطوار الموجات الكهرومغناطيسية المختلفة، المنبثقة خارج حدود مرنان المنظومة الليزرية، إما أن تكون متكافئة أو متبادلة التوافق، وهذا خلافاً لضوء جميع المصادر الضوئية الأخرى غير المتشاكهة، لكن هنا يجب الإشارة إلى أن الكثير من مصادر الإشعاع تعطي في منطقة الأطياف الراديوية إشعاعاً متشاكهاً.

ولكي نتصور التشاكه نورد التجربة البسيطة التالية: لو رمينا حجرين على سطح الماء، سنشاهد تشكل أمواج حول كل حجر، تنتشر في جميع الاتجاهات، وسيظهر في نقاط تماس الأمواج شكل تداخلي، جمعٌ للأمواج. وفي النتيجة سنجد أنه في بعض الأماكن تتضاعف سعة الذبذبة، وفي أماكن أخرى تصبح صفراً (تُطفئ الأمواج بعضها). ولو سكبنا حفنة رمل فسوف تتشكل موجات منفردة لحبات الرمل لن تتداخل.

يمكن سرد مثال آخر أكثر بساطة. إذا عبر جمع من الناس، كلٌ جاء مصادفة،

حسراً فإن أية آثار لحركتهم على الجسر لن تشاهد. في حين لو سارت على الجسر مجموعة من الناس تخطو بانتظام فمن الممكن أن يبدأ الجسر بالاهتزاز الشديد الذي يمكن أن يؤدي إلى تحطيمه عند حصول الرنين. في الحالة الأولى كانت ضربات أقدام الناس عشوائية وتأثيرها على الجسر غير متشابه، بينما في الحالة الثانية، يكون تأثير ضربات الأقدام متشابه.

في المصادر الصوتية العادية، مثل مصباح خويط التتجستن، المصباح الزئبقي، وغيرهما. هنا وفي حالة توهج المصباحين تومض الذرات المثارة باعثة أرتالاً طويلة من الأمواج الصوتية. هذه الومضات للذرات، المفردة لن تكون بأية حال من الأحوال متوافقة مع بعضها. إن إضاءة مثل هذه المصادر تذكرنا بالدوي غير المنظم لجمهرة منزعجة من الناس. في المولد الكهومي للضوء نحصل خارطة مغايرة تماماً. فهنا كل شيء يشبه كورس غنائي منظم. في البداية تغني مجموعة من الكورس، وبعدها مجموعة أخرى، ومن ثم يمكن أن يتصاعد الصوت، وقد يكون عدد أعضاء الكورس كبيراً خصوصاً في الأعياد. ورغم أن المسافات بين مجموعات الكورس كبيرة، إلا أن كلمات الأغنية تطير في الفضاء بتأخير ملموس من مجموعة لأخرى والشيء نفسه يحصل مع ذرات المولد الكهومي للضوء. فسلسلة الأرتال الموجية المنبعثة من ذرات مفردة، تكون متوافقة بعضها مع بعض وذلك بفضل ظاهرة الانبعاث المستحث. فكل ذرة مثارة تبدأ بأغنيتها بانسجام ويوحده نغم مع الأغنية الواصلة إليها من ذرة أخرى، وهذا هو التشابه.

إضافة إلى هذه الخصائص، فإن طاقة أشعة الليزر تظهر نوعية عالية لا تقارن بطاقة مصادر الصبح. فطاقة الليزر يمكن تركيزها وبثها لمسافات هائلة، والليزر هو أوسع ناقول للمعلومات، وهو من حيث المبدأ أداة جديدة للبحث والمعالجة. فأشعة الليزر يمكن نشرها في حجم صغير جداً، بكرة يبلغ قطرها $0.1mm$ مثلاً.

4- شدة استدامة إشعاع الليزر

تظهر الليزرات المختلفة شدة وإستدامات مختلفة -من صغيرة جداً إلى كبيرة جداً- واحتمال انزع الليزر لاستخدام تطبيقي يعتمد على المهمة الموضوعة له. فهذه الليزرات ذات فعل متصل (CW)، ولكن أغلب المنظومات الليزرية تعمل بنظام النبضات الصوتية

المنفصلة (أو النظام النبضي) أو سلسلة كاملة من النبضات. أما استدامة النبضات فهي مختلفة أيضاً، ففي نظام التوليد الحر (توليد الكمات الضوئية) فإن استدامة إشعاع المولد الحر تقترب من استدامة إشعاع مصابيح الضخ التي يتراوح ما بين $(10^{-4} - 10^{-3} s)$. أما في المولدات التي تسمى أحادية النبض (نبضات متساوية في الطول الموجي)، فإن استدامة الإشعاع تبلغ بحدود $10^{-8} s$. وفي السنوات الأخيرة صنعت ليزرات ذات استدامات بحدود البيكو ثانية $(10^{-10} - 10^{-12} s)$. ولاختصار استدامات نبضات الإشعاع داخل مرنان الليزر توضع أدوات موجهة مختلفة.

من الليزرات الواسعة الانتشار الآن هو ليزر الهليوم-نيون ذو الفعل المتصل، الذي يشع ضوءاً أحمر بقدرة تتراوح بين $2mw$ و $20mw$. أما ليزرات خليط $CO_2 + N_2 + H_2$ فهي تملك قدرة برتب مئات وآلاف الواطات.

ولكي نقيم إمكانيات (قدرات تحمل) هذه الليزرات، من الضروري معرفة أنه لصهر $1cm^3$ من المعدن يلزمنا طاقة قدرها 50 جول. فإذا كانت قدره شعاع الليزر هي $500W$ ، فهو يستطيع من حيث المبدأ أن يصهر $10cm^3$ من المعدن خلال زمن قدره ثانية واحدة. لكن ما يحصل فعلاً هو أقل من ذلك بكثير، الأمر الذي يشير إلى أن جزءاً كبيراً من طاقة الليزر الساقطة على سطح المعدن تنعكس عنه وتبديد. أن القدرات المحصلة من ليزر العقيق وليزر زجاج النيديميوم أكبر بكثير، بينما استدامات الإشعاع صغيرة. فبواسطة هذين الليزرين يمكن الحصول على طاقة 50 جول خلال زمن 0.0001 ثانية، وهذا يتفق مع قدرة تساوي 500 ألف واط $(5 \times 10^5 W)$.

في الليزرات الأحادية النبض و ليزرات البيكو ثانية تكون الطاقة أكبر من ذلك بآلاف وملايين المرات، وهذا يتجاوز كثيراً سطوع أطيف جميع المصادر الضوئية الأخرى، بما فيها الشمس، وعلى سطحها (تبلغ قدرة كل ضوء الشمس المتصل تقريباً $7 \times 10^3 W / cm^2$ ، بينما تفوق قدرات الليزرات العملاقة الآن $10^{15} W / cm^2$).

نلاحظ هنا أن مفهوم القدرة يدور حول تركيز الطاقة في الزمن، حول جاهزية المنظومة الليزرية على إنتاج فعل كبير خلال فاصل زمني صغير. إن القدرات الهائلة لبعض أنواع الليزرات تدل على النوعية العالية لطاقة الليزر. فعلي سبيل المثال، يمكن

الحصول بلحظات معدودة على كثافة طاقة تفوق الكثافة الطاقةية لتفجير نووي، وبمساعدة هذه الأنواع من الليزر يمكن الحصول على درجات حرارة تساوي 10 ملايين درجة مئوية، وضغط من رتبة 100 مليون جو، وبمساعدة الليزر أيضاً يمكن الحصول على أكبر الحقول المغناطيسية.

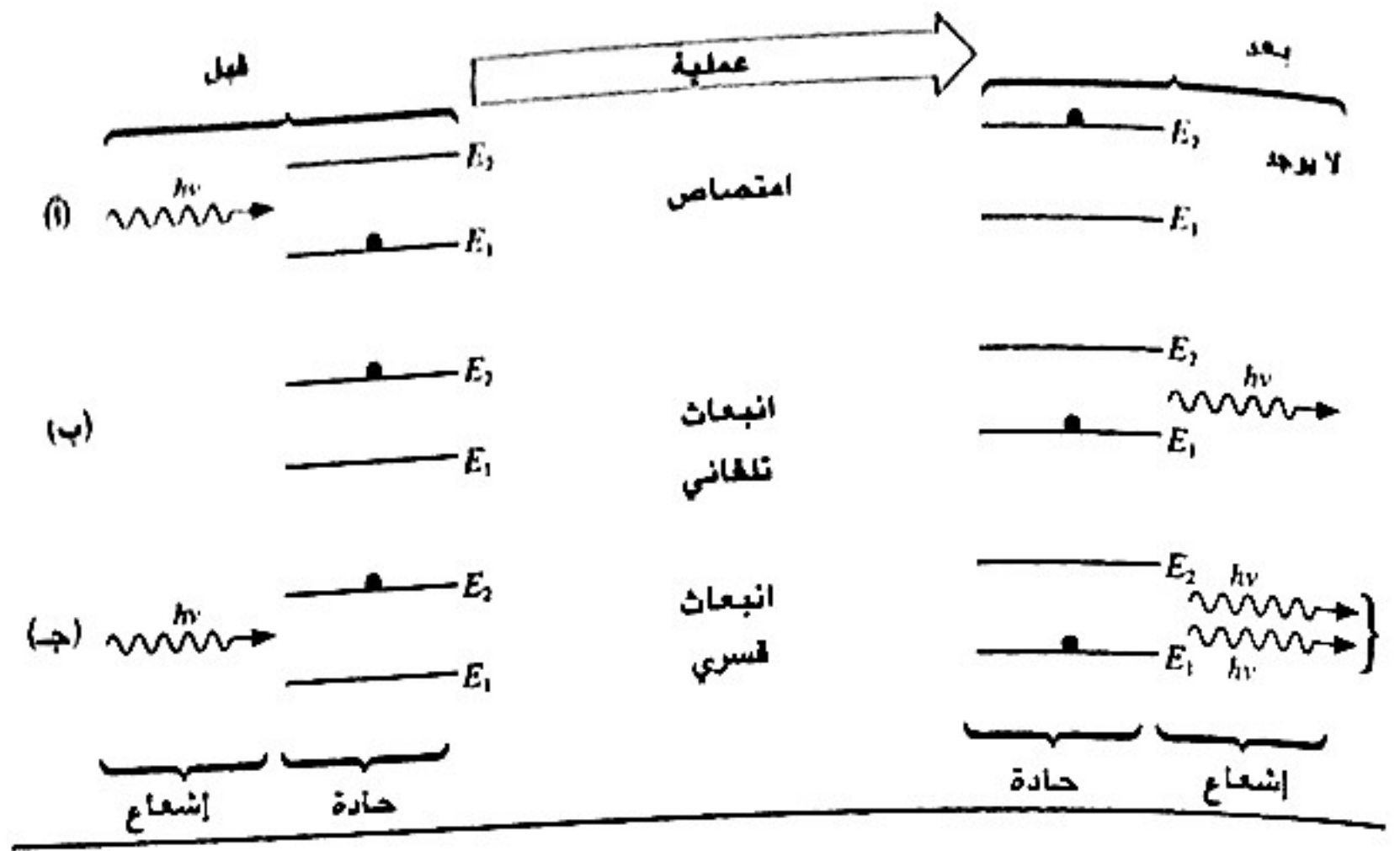
6-1 مبادئ عمل الليزر

يمكن فهم مبادئ عمل الليزر على أساس مفهوم الفوتونات ومفهوم المستويات الذرية الطاقةية في إطار التفاعل بين الإشعاع والمادة. فهناك ثلاث عمليات يتضمنها هذا التفاعل. اثنتان مألوفتان، هما الامتصاص والانبعاث التلقائي، والثالثة هي الانبعاث المستحث أو القسري.

أ) الامتصاص: نعتبر وسطاً مادياً شفافاً، زجاجاً ملوناً، بللورة، أي صلب أو سائل شفاف. فإذا سقط على هذا الوسط طيفاً متصلاً من الإشعاع، فسوف تضعف شدته، لأن جزءاً من الكمات الضوئية يكون قد امتص من قبل ذرات الزجاج أو البللورة إن عملية امتصاص الضوء تكون مرافقة بانتقال جزء من الذرات أو الجزيئات من حالة طاقة إلى أخرى أعلى منها، كما هو موضح على الشكل 1 لنظام ذري واحد يمتلك حالتين طاقيتين ممكنتين E_1 و E_2 . نفرض أن أحد فوتونات مجال إشعاعي قد اقترب من الذرة ذات المستويين وتفاعل معها. إن إمكانية امتصاصه من قبل الذرة أو عدمها تخضع لنظرية بور - أحد الرواد الأوائل الواضعين للنظرية الكمومية - إن النظام الذري يمتص فقط تلك الموجات الكهرومغناطيسية، التي ترددها يحقق العلاقة:

$$\gamma_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (6-1)$$

حيث γ_{12} هو تردد الانتقال من الحالة E_1 إلى الحالة E_2 و h ثابت بلانك. فإذا تحقق هذا الشرط (المعروف بشرط بور) فإن الفوتون يختفي وينتقل النظام الذري إلى حالته الطاقةية العليا، وهذا ما ندعوه بالامتصاص.



(شكل 1) تفاعل المادة والإشعاع لعمليات (أ) الامتصاص، (ب) انبعاث تلقائي، (ج) انبعاث قسري

إن عدد الفوتونات الممتصة يعتمد على عدد الذرات في الحالة الأساسية (الدنيا) وعلى شدة الإشعاع الساقط وصفات المنظومة.

(ب) الانبعاث التلقائي

من المشاكل المركزية للبصريات المعاصرة هي دراسة العمليات التي تحدث في الذرات والجزيئات المثارة، أي عمليات ما بعد امتصاص الضوء. مثل هذه العمليات يمكن تجزئتها إلى مجموعتين: ضوئية ولا ضوئية. وينتمي الانبعاث التلقائي والمستحث إلى الانتقالات الضوئية. في الشكل (ب)، النظام الذري في حالته العليا ولا يوجد إشعاع بالقرب منه. بعد مرور فاصل زمني τ ، ينتقل هذا النظام الذري (المعزول) طوعاً إلى حالة أقل طاقة، باعثاً فوتوناً طاقته $(E_1 - E_2) = h\nu$. هذه العملية تدعى الانبعاث التلقائي، إن الانبعاث التلقائي هو عملية حتمية بالنسبة للنظام الذري المثار. إن متوسط العمر الطبيعي للانبعاث التلقائي هو من رتبة 10^{-8} s. لكن هناك حالات طاقية يكون فيها متوسط العمر أطول بكثير من ذلك، وقد يصل إلى 10^{-3} s. ومثل هذه الحالات التي يكون فيها متوسط العمر τ كبيراً تدعى بالحالات شبه المستقرة. وهي تلعب دوراً جوهرياً في عمل الليزر (لأنها تملك عمراً طويلاً لذلك فهي قادرة أن تبعث إشعاعاً فقط أثناء عمليات

خرق قاعدة الاصطفاء ($\Delta L = \pm 1$)، حيث L هو العدد الكمومي المداري).

إن الضوء القادم من فتيلة مصباح متوهج يتولد بواسطة الانبعاثات التلقائية لذرات الفتييلة، والفوتونات الناتجة بهذه الطريقة تكون مستقلة تماماً بعضها عن بعض، وبصورة خاصة تكون باتجاهات وأطوار مختلفة.

ج) الانبعاث المستحث (أو القسري)

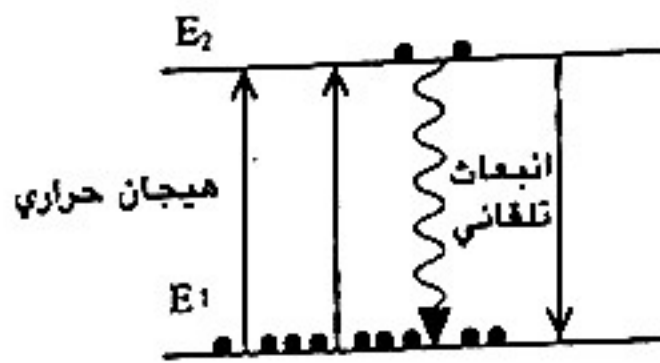
في الشكل 1 ج أصبح النظام الذري مرة أخرى في حالته الطاقية العليا، ولكن هذه المرة يوجد إشعاع تردده يحقق شرط بور (1-6). وكما في حالة الامتصاص، يتفاعل الفوتون ذو الطاقة $h\nu$ مع النظام الذري. والنتيجة تكون هبوط النظام الذري إلى الأسفل، إلى حالته الطاقية الدنيا، بعد أن يكون قد بعث بفوتون مماثل تماماً للفوتون الذي حفزه على الهبوط. وبذلك يكون لدينا فوتونين بدلاً من فوتون واحد، الفوتون المحرض (أو المتفاعل) مع النظام الذري المثار، والفوتون الذي بعث به النظام بالتحريض. وهذا هو الانبعاث المستحث.

إن الفوتون المنبعث في الشكل 1 ج يتطابق مع الفوتون المحرض في كل شيء. له نفس الطاقة، الاتجاه، الطور، وحالة الاستقطاب. والأكثر من ذلك، أن كل من هذين الفوتونين يستطيع أن يسبب انبعاثاً مستحثاً آخر ليكون المجموع الكلي للفوتونات أربعة فوتونات، وهذه تستطيع بدورها أن تسبب انبعاثاً مستحثاً إضافياً. وهكذا تحصل سلسلة من التفاعلات لعمليات متماثلة يمكن أن تتحفر بعضها من بعض، وهذا هو التضخيم الداخل في عبارة ($Laser$). والفوتونات الناتجة بجميع هذه العمليات لها نفس الطاقة، والاتجاه، والطور، والحالة الاستقطابية. وهذه هي أسباب اكتساب الليزر لخواصه الفريدة.

نعود مرة أخرى إلى الشكل 1، الذي يبين لنا تفاعل الإشعاع مع المادة. بالنسبة لنظام من مستويين كالمبين في الشكل، السؤال الذي قد يواجهنا هو ما عدد الذرات في المستوى E_1 وما عددها في المستوى E_2 ؟ والجواب هو أنه بالنسبة للمادة في حالة التوازن الحراري، فإن عدد الذرات في الحالات الطاقية العليا يتحدد بالعامل الآسي $e^{-(E_2-E_1)/KT}$ وفقاً لمبدأ بولتزمان.

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/KT} \quad (6-2)$$

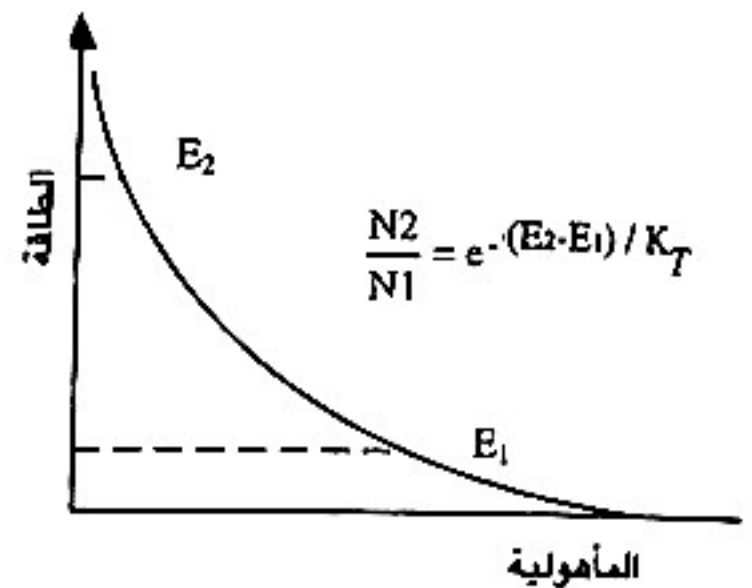
حيث N_1 عدد الذرات في المستوى E_1 ، N_2 عددها في المستوى E_2 ، وأن $N_2 < N_1$ عند أية درجة حرارية في التوازن الحراري، والشكل 2 (أ) و (ب) يشير إلى ذلك. K هو ثابت بولتزمان $(8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K})$. والكمية KT هي متوسط طاقة هيجان الذرة عند درجة الحرارة المطلقة T . من مبدأ بولتزمان (6-2) ويدعى أيضاً بقانون ماكسويل - نلاحظ أن ارتفاع درجة الحرارة يعني أن ذرات أكثر ترتفع إلى الأعلى، إلى المستوي E_2 ولأن $E_2 > E_1$ فإن النسبة N_2/N_1 في العلاقة (6-2) - تظل دائماً أقل من 1. وهذا يعني أن عدد الذرات في المستوى الطاقوي الأعلى أقل منه في المستوى الأدنى. وهذا ما يمكن أن نتوقعه إذا كان توزيع الذرات في المستويات يتحدد فقط بفعل الهيجان الحراري. أما إذا عرضنا النظام المبين على الشكل 2 للإشعاع، فإن العملية الغالبة ستكون عملية امتصاص. وإذا انعكس توزيع الذرات بحيث أصبحت ماهولية E_2 أكبر من ماهولية المستوى E_1 . كما هو موضح على الشكل 2 (ج)، فإن العملية الغالبة بوجود الإشعاع ستكون انبعاثاً مستحثاً ومعه يتولد ضوء الليزر.



(ب)



(ج)



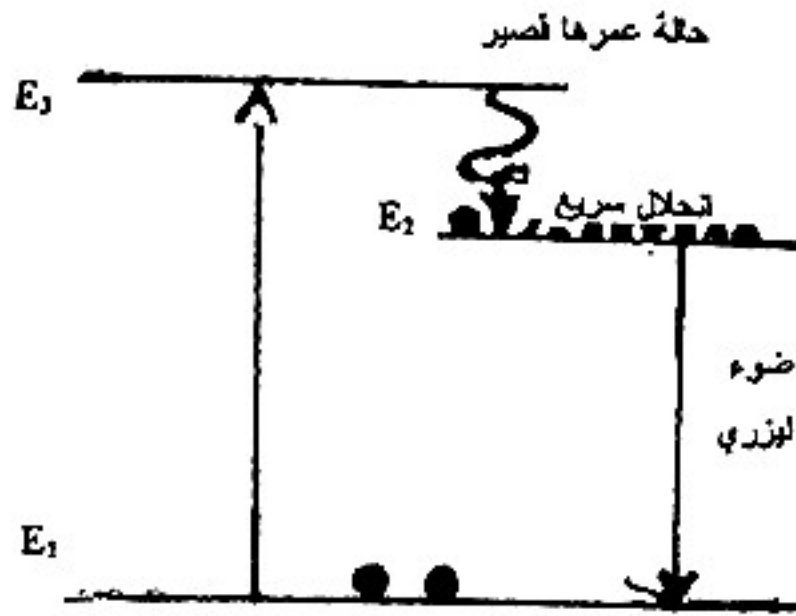
(أ)

(شكل 2) (أ) ماهولية المستويات الطاقية في الاتزان الحراري (مبدأ بولتزمان)، (ب) توزيع التوازن الحراري الطبيعي للذرات يشغل إحدى حالتين ممكنتين، (ج) التوزيع المعكوس للذرات بوجود ضوء ضوئي، وهو شرط الفعل الليزري.

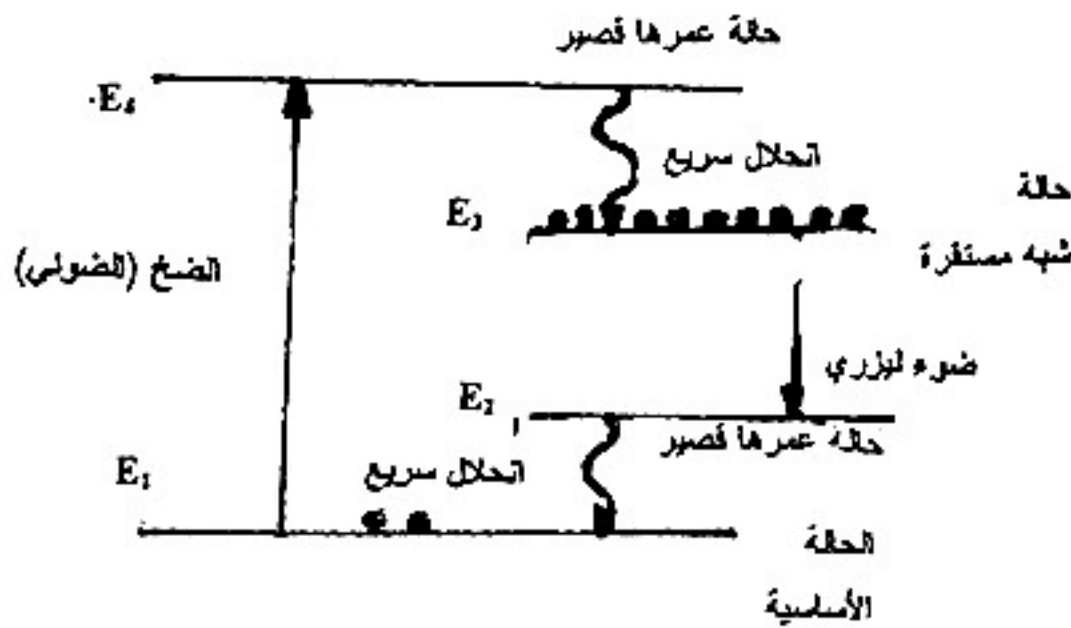
إن التوزيع المعكوس كالمبين في الشكل 2(ج) هو ليس تلك الحالة التي تتحقق بواسطة العمليات الحرارية، بل تحقيقه يتطلب تقنية خاصة.

2-6 آلية عمل الليزر

إن الشرط الأساسي لتحقيق الفعل الليزري (إنتاج ضوء ليزري) هو تحقيق التوزيع المعكوس (قلب إحصائية الحالات) للذرات في حالاتها الطاقية الممكنة (المثارة) بالنسبة للحالة الأساسية أو حالة الهمود. وهذا يتطلب أن يكون للمادة الفعالة طاقماً من المستويات الطاقية، منها الثلاثي والرباعي وغيرها. والشكلين 3 و 4 يبينان تخطيطاً لكيفية أو إمكانية تحقيق هذا التوزيع المعكوس حتى ظهور الفعل الليزري.



(شكل 3) التخطيط الأساسي الثلاثي المستويات الطاقية للعملية الليزرية، الحالة شبه المستقرة E_2 مسكونة أكثر من الحالة الأساسية E_1



(شكل 4) التخطيط الأساسي الرباعي المستويات الطاقية. الحالة شبه المستقرة E_3 هي الحالة الليزرية وهي مسكونة أكثر من الحالة E_2

تتضخ الذرات من الحالة الأساسية E_1 إلى الأعلى، إلى الحالة المثيجة E_3 (شكل 3) عن طريق امتصاصها لطاقة ضوئية، مثلاً، من مصدر طيف متصل شديد يحيط بالمادة الليزرية (الوسط المضخم).

من الحالة E_3 تنحل الذرات بصورة سريعة إلى الحالة ذات الطاقة E_2 . ولكي يظهر الفعل الليزري فإنه يجب أن تكون الحالة E_2 شبه مستقرة، وهذا معناه أنه يجب أن يكون متوسط عمرها طويلاً نسبياً مقابل الانحلال بواسطة الانبعاث التلقائي. إذا تحققت هذه الشروط فإن الحالة E_2 يمكن أن تصبح حينئذ أكثر كثافة سكانية (أهله بالذرات) من الحالة E_1 ، وهذا هو شرط التوزيع المعكوس. حينئذ يستطيع فوتون تائه (مرتد) أن يقدح ذرات (أو إلكترونات) مثارة أخرى (وهي ذرات موجودة في حالات طاقة أعلى) لتصدر فوتونات مماثلة، كما هو الحال في المفرقات النارية التي تنفجر بحيث تفجر المفرقات الأخرى بما يعرف بتيهور حوادث الانبعاث المستحث أو التفاعل السلسلي. ومع تعاظم عدد الفوتونات مع استمرار هذا التفاعل فإنها تصبح جزءاً من موجة مشتركة تزداد شدتها إلى أن تتبثق من إحدى مرآتي منظومة الليزر المعروفة بالمرنان على شكل حزمة مركزة ومبثورة.

لكن ليس جميع الفوتونات الناتجة عن التفاعل السلسلي تنظم إلى الموجة المشتركة، بل ينبعث الكثير منها بمعزل عن التفاعل السلسلي، ففي حيز كبير كمرنان الليزر أو جوفه (بالنسبة لجسيم دون ذري يكون قد الجوف الليزري النمطي هائلاً) تكون الفوتونات حرة الحركة. وهكذا يظل الكثير من الفوتونات غير المشاركة في التفاعل السلسلي في أطوال موجية مختلفة عن الفوتونات المشاركة فيه، وهي تتبعثر في جميع الاتجاهات، مصطدمة بجوانب الليزر، مولدة حرارة غير مرغوب فيها. في بعض أنواع الليزرات، لا يوجد أكثر من فوتون واحد مفيد من بين نحو عشرة آلاف فوتون موجود في جوف الليزر. وبسبب هذا فقد الهائل في الطاقة يلزمنا أن نصل إلى عتبة طاقة معينة يكون عندها عدد الذرات المثارة كافٍ للبدء بالانبعاث المستحث والحفاظ عليه، وهذا شرط أساسي لا بد من توفره، وهو يماثل الحد الأدنى من الطاقة اللازمة لبدء غليان الماء في الوعاء، إن معظم الليزرات تعمل وفقاً لهذا المبدأ ولكن يري الكثير من الباحثين في مجال صناعة الليزرات

أن شرط بلوغ العتبة الطاقية عتبة في طريق الوصول إلى التفاعل التسلسلي المستمر ذاتياً، ولهذا أصبحوا حل اهتمامهم على مبدأ العمل من دون عتبة، وذلك من خلال تقنية تضمن إحمال جميع الفوتونات (حتى التلقائية منها) في عملية الليزر، الأمر الذي يتطلب قدراً ضئيلاً من الطاقة، إن ذلك ممكن من خلال تصميم ليزر لا تتجاوز أبعاده طول موجة الضوء الذي يصدره، بحيث تستفيد أجهزة المنظومة الليزرية من السلوك الكمومي للذرات (أو الإلكترونات) والفوتونات، وقد تحقق ذلك في صناعة ليزرات أشباه الموصلات (أنظر الليزرات المكروية). في نظام المستويات الطاقية الرباعي (شكل 4) يحصل الشيء نفسه كما في نظام المستويات الطاقية الثلاثي، باستثناء أن الحالة الليزرية هنا هي الحالة E_3 بدلاً من E_2 .

سلوك مختلف للذرات أو الإلكترونات

من المدهش أن تكون للذرات (أو الإلكترونات) المثارة عند حالة التوزيع المعكوس استجابة للفوتونات الواردة مخالفة للسلوك المألوف القاضي بامتصاصها لهذه الفوتونات إذا كان طولها الموجي ملائماً ومن ثم انتقالها إلى حالة طاقية أعلى. ففي حالة التوزيع المعكوس تكون الذرات (أو الإلكترونات) أو الجزيئات فعلاً في حالة طاقية عليا، لذا فإن استجابتها للفوتون الوارد (الناتج أو المرتد) تكون بإصدار فوتون جديد بدلاً من امتصاص الفوتون الوارد، وبهذا الأسلوب يضحخ الضوء الوارد بدلاً من أن يمتص.

ولتسايط المرید من الضوء هذه على المفارقة في سلوك الذرات نتناول بتفصيل أكثر آلية عملية تضخيم الضوء. فكما نوهنا ضمناً، أن عدد الانتقالات من الحالة الأساسية E_1 إلى الحالة المثيجة (الأعلى) E_2 ، المصاحبة بامتصاص (اختفاء) الفوتونات (شكل 1) يتناسب طردياً مع شدة الضوء الساقط I ومع عدد الذرات في الحالة الأساسية n_1 وهو (عدد الانتقالات) يساوي BIn_1 حيث B كمية متغيرة القيمة (بارامتر) تدعى معامل أشناتين، أما عدد أفعال الانبعاث القسري للفوتونات فيتحدد بصيغة مماثلة وهو يساوي B/n_1 يتحدد المعاملان B للامتصاص وللانبعاث القسري بصفات الذرات، وهما خاصان لكل زوج من المستويات. إن ما يستطيع أن يشاهده القائم بالتجربة هو الفرق بين هذين الفعلين:

$$BIn_1 - BIn_2 = BI(n_1 - n_2) \quad (6-3)$$

وبضرب هذه المعادلة في طاقة الفوتون الممتص أو المنبعث قسرياً بواسطة النظام الذري، نحصل على كمية تعرف بقدرة الامتصاص:

$$P_{absorp} = BIh\gamma(n_1 - n_2) \quad (6-4)$$

ولأن $n_2 < n_1$ عادة ، فإن الانبعاث القسري ليس كبيراً، وبالتالي فإن قدرة الامتصاص تكون موجبة، ولذلك فإن الإشعاع الساقط، المار خلال المادة سيضعف ويتناقص شدته، أما إذا أمكن صنع التوزيع المعكوس $(n_1 < n_2)$ فإن قدرة الامتصاص (6-4) تصبح سالبة، وعندها يكف النظام الذري عن الامتصاص، مضيفاً ما أنتجه من طاقة بواسطة الانبعاث القسري إلى الضوء الساقط عليه، معززاً ومضخماً له، بقدرة تضخيم تساوي:

$$P_{ampli} = -P_{absorp} = BIh\gamma(n_2 - n_1) \quad (6-5)$$

وترتبط قدرة الامتصاص (6-4) بمعامل الامتصاص بالعلاقة:

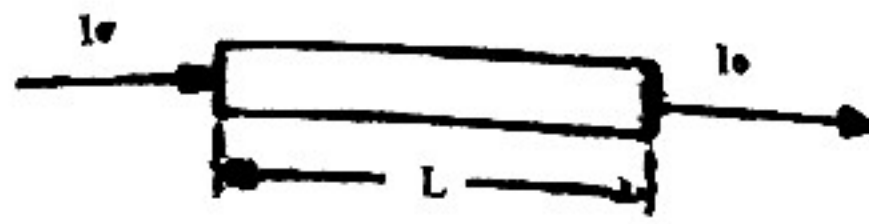
$$A_{absorp} = \frac{P_{absorp}}{IC} = \frac{Bh\gamma}{C}(n_1 - n_2) \quad (6-6)$$

حيث C سرعة الضوء.

فإذا كان معامل الامتصاص سالباً، فإن شدة الضوء بعد مروره في المادة (قضيبي مثلاً طوله L) I_L أكبر منها قبل مروره بها I_0 ($I_0 < I_L$). في هذه الحالة يمكن أن يكتب قانون بوجيره بالصورة:

$$I_L = I_0 e^{R_{ampli} L} \quad (6-7)$$

حيث $R_{ampli} (= -R_{absorp})$ هو معامل التضخيم ويساوي معامل الامتصاص ولكن بإشارة سالبة. والشكل 5 يبين اعتماد I_L على طول القضيبي المضخم L ، وما يجب أخذه بنظر الاعتبار هو أنه عند القيم الكبيرة للشدة I_L ، فإن معامل التضخيم R_{ampli} يعتمد على I_L .



(شكل 5) اعتماد شدة الضوء I_L المار في القضيب الزجاجي أو البلورة على طول القضيب أو البلورة L .

إذا كان طول القضيب كبيراً بما يكفي، فإن شدة الضوء المار فيه I_L ستكون كبيرة حتى عندما تكون شدة الضوء الأصلية I_0 صغيرة بشكل محسوس، وهذا بالطبع صحيح فقط عند القيم الملموسة لمعامل التضخيم *Rampli*، أي عند القيم الكبيرة بما يكفي لمعامل أنشتاين والتوزيع المعكوس للذرات في المستويات الطاقية (لاحظ المعادلة (5-6)).

ولتحقيق التوزيع المعاكس توجد في الوقت الحاضر طرقاً مختلفة كثيرة، أولها تاريخياً كانت قد أنجزت في 1953 على يد باسوف وبروخروف وفي وقت مواز كان تاونس. وقد استخدمت الأمونيا كمادة فعالة، المسافة بين مستوييها العاملين (المستويان اللذان يتحقق بينهما التوزيع المعكوس) تطابق تردداً قدره 23870MHz أي في منطقة الأمواج الراديوية من الطيف الكهرومغناطيسي. ولأن هذين المستويين العاملين قريبين من بعضهما البعض، فإن إسكانيتهما (ما يسكن كل منهما من الذرات) متكافئتين تقريباً، ومن الجدير بالملاحظة، أن جزيئات الأمونيا الموجودة في مستويات طاقية مختلفة تنصف بصفات كهربائية مختلفة، وفي المجال الكهربائي غير المتجانس تبدأ هذه الجزيئات تتحرك في اتجاهات مختلفة، تفرز أو تتنوع. بهذه الكيفية يتسنى فرد الجزيئات الموجودة في الحالات المثيجة، وعزلها فضائياً الواحد عن الآخر، محققين بذلك عكساً تاماً للتوزيع وصانعين مضخماً جزيئياً للإشعاع الراديوي على طول موجي معين.

إذا كانت المسافة بين المستويات العاملة في المادة الفعالة تقابل طيف المنطقة فوق البنفسجية، المرئية أو القريبة من تحت الحمراء، فلغرض صنع توزيعاً معكوساً تصبح طريقة الفرد أو العزل الفضائي لجزيئات المادة الفعالة (الأمونيا)، تصبح غير مجدية: فعلى المستويات العليا للانتقالات العاملة تبدو الذرات قليلة هناك، ولذلك يزود النظام بالطاقة من الخارج.

6- في الفقرة (2-7) الفصل الثاني، اعتبرنا حالة الإلكترون المحبوس في بئر لانهاائي العمق. افرض أن 100 إلكترون وضعوا في بئر عرضه 120 pm ، اثنان للمستوى ببرمين متعاكسين. احسب طاقة فيرمي للنظام. (تذكير: طاقة فيرمي هي طاقة أعلى مستوي محتل (مشغول) عند درجة حرارة الصفر المطلق).

7- برهن أن المعادلة (4-5) يمكن أن تكتب بالصورة:

$$E_F = A n^{2/3}$$

حيث A ثابت قيمته $A = 3.65 \times 10^{-19} \text{ m}^{-2} \cdot \text{eV}$

8- برهن أن دالة كثافة الحالات المعطاة بالمعادلة (2-5) يمكن أن تكتب بالصورة:

$$n(E) = \frac{3}{2} n E_F^{-3/2} E^{1/2}$$

9- بين أن احتمالية وجود الثقوب في الحالة E تعطي بـ:

$$P_h = \frac{1}{e^{-(E-E_F)/KT} + 1}$$

(تلميح: وجود الثقوب معناه أن الحالة غير محتلة (مشغولة) وهذا يقتضي ضمناً أن تكون $P_h = 1 - P$).

10- تعتبر النجوم القزمية البيضاء مرحلة متأخرة في تحول النجوم مثل الشمس. فهي (النجوم) تصبح أكثر كثافة وأكثر حرارة لدرجة لا يمكن معها تحليل بنيتها بوصفها صلباً تكون فيه جميع الإلكترونات بالذرة حرة. احسب طاقة فيرمي للإلكترونات من أجل هذه النجوم التي كتلتها تساوي كتلة الشمس ونصف قطرها يساوي نصف قطر الأرض.

11- استنتج عدد إلكترونات التوصيل N في المعدن الذي طاقاته أكبر من طاقة فيرمي، إذا علمت أن N تعطي بالعلاقة:

$$N = \int_{E_F}^{\infty} n(E) P(E) dE.$$

12- بآية درجة حرارة يصبح جزء الإلكترونات المثيعة في الليثيوم مساوياً لـ

0.0130؟ علماً أن طاقة فيرمي للليثيوم هي 4.71eV .

13- برهن أن معدل طاقة إلكترونات التوصيل في المعدن $\bar{E}$ عند درجة حرارة الصفر المطلق تساوي $\frac{3}{5}E_F$ ، حيث E_F هي طاقة فيرمي (تلميح: يعرف معدل الطاقة $\bar{E}$ بأنه $\bar{E} = \frac{1}{2} \int E n_0(E) dE$)

3- التوصيل الكهربائي في المعادن

14- الفضة معدن أحادي التكافؤ. احسب (أ) عدد إلكترونات التوصيل بالمتر المكعب، (ب) طاقة فيرمي، (ج) مقدار سرعة فيرمي، (د) طول موجة ديبرولي المطابق لهذه السرعة، (للحصول على الثوابت الضرورية لاحظ الملحق د).

15- بالنسبة للفضة احسب (أ) متوسط المسار الحر لإلكترونات التوصيل و (ب) نسبة متوسط المسار الحر إلى المسافة بين القلوب الأيونية المتجاورة، إذا علمت أن طاقة فيرمي للفضة هي 5.51eV والمقاومة النوعية للفضة $1.62 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$. (لاحظ المسألة 14).

4- الموصلات، العوازل، وأشباه الموصلات

16- دالة توزيع فيرمي - ديراك يمكن أن تطبق على أشباه الموصلات تماماً كما هو الحال بالنسبة للمعادن. في أشباه الموصلات، E هي الطاقة فوق قمة حزمة التكافؤ. ومستوى فيرمي لشبه الموصل غير المشوب يقع بمنصف الطريق تقريباً بين قمة حزمة التكافؤ وقاعدة حزمة التوصيل. هاتان الحزمتان في الجرمانيوم مفصولتان بفجوة قدرها 0.67eV . احسب احتمالية أن تكون: (أ) الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل محتلة، (ب) الحالة عند قمة حزمة التكافؤ غير محتلة عند 290K .

17- في النموذج البسيط لشبه الموصل (غير المعالج)، يُعوض التوزيع الفعلي في طاقة الحالات بحالة واحدة فيها N_v من الحالات في حزمة التكافؤ، جميعها تمتلك نفس الطاقة E_v ، وبـ N_c من الحالات في حزمة التوصيل، جميعها تمتلك نفس الطاقة E_c وعدد الإلكترونات في حزمة التوصيل يساوي عدد الثقوب في حزمة التكافؤ، (أ) بين

أن الشرط الأخير يقتضي ضمناً أن يكون:

$$\frac{N_c}{e^{(E_c - E_F)/KT} + 1} = \frac{N_v}{e^{-(E_v - E_F)/KT} + 1}$$

(تلميح: لاحظ المسألة 9)

ب) إذا كان مستوي فيرمي يقع في الفجوة ما بين حزمتين ويبعد عن كل منها مسافة تقارن بـ KT . تحت هذه الشروط بين أن:

$$E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} KTL_n(N_v / N_c)$$

ومن ثم، إذا كانت $N_v \approx N_c$ ، فإن مستوى فيرمي يقع قريباً من مركز الفجوة.

5- أشباه الموصلات المشوبة

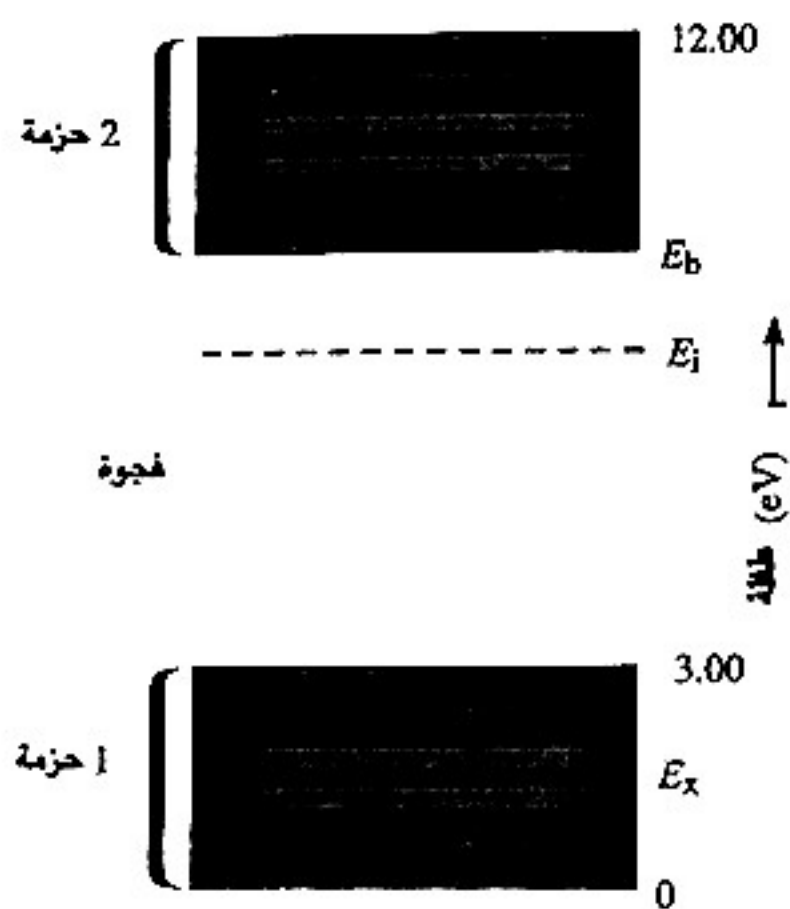
18- سيليكون نقي بدرجة حرارة $300K$ كثافته الإلكترونية في حزمة التوصيل هي $1.5 \times 10^{16} m^{-3}$ وتساوي كثافة الثقوب في حزمة التكافؤ. افرض أن ذرة سيليكون واحدة من كل 1.0×10^7 ذرة تعوض بذرة فسفور. (أ) ما هي كثافة الناقل الشحني التي سيضيفها الفسفور؟ بفرض أن جميع الإلكترونات الواهبة موجودة في حزمة التوصيل. (لاحظ الملحق د للحصول على المعطيات الضرورية عن السيليكون).

ب) أوجد نسبة كثافة الناقل الشحني في السيليكون المشوب إلى مثيلتها في السيليكون النقي.

19- بلورة سيليكون شوبت بفسفور إلى تركيز 10^{22} ذرة فسفور بالمتر المكعب. ما معدل تباعد هذه الذرات؟ لاحظ المسألة 4.

20- يبين الشكل 24 حزمًا طاقة لصلب افتراضي. الحزمتان مملوءتان إلى المستوى E_x ، الذي قد يكون في الحزمة 1 أو الحزمة 2، وقد يوجد مستوى غير نقي عند الطاقة E_i . بين ما إذا كان الصلب موصلاً، عازلاً، شبه موصل غير مشوب، أو شبه موصل مشوب. نوع التلوث قد يكون واهباً، أو متقبلاً أو لا، وشبه الموصل غير المشوب قد يكون إما نوع P أو نوع n، اكمل الجدول:

النوع			شبه موصل عرضي اللانقاوة الصلب
E_x (eV)	E (eV)	E_b (eV)	
3.00	-	9.00	
3.00	4.06	4.10	
3.00	-	4.10	
1.49	-	9.00	
4.40	-	4.10	
3.00	3.04	4.10	



شكل 24 مسألة 20

21- عينة من السيليكون شوبت بذرات تمتلك حالة واهبة 0.11eV تحت قاعدة حزمة التوصيل. (أ) إذا كانت كل من هذه الحالات محتلة باحتمالية 4.8×10^{-5} عند درجة حرارة 290K ، أين يقع مستوى فيرمي بالنسبة إلى قمة حزمة التكافؤ؟ (ب) ما هي احتمالية احتلال الحالة عند قاعدة حزمة التوصيل؟ إذا علمت أن الطاقة الفجوية للسيليكون هي 1.1eV .

6- وصلة Pn

22- احسب وقارن مقاومات المقوم الثنائي للنقطتين المبينتين على المنحنى المميز (شكل 12)، إذا كان التيار بالنسبة للنقطة في الجانب الأيسر هو $50 \mu A$.

23- قطرة رصاص (دالة العمل له $\phi = 3.4 eV$) في حالة تماس قريب مع لوح من النحاس (دالة عمله $\phi = 4.5 eV$). أوجد فرق جهد التماس الذي يظهر عبر السطح البيني رصاص - نحاس.

7- الإلكترونيات البصرية

24- (أ) احسب أكبر طول موجي يمكن أن ينتج عن التوصيل الضوئي في الماس إذا الفجوة الحزمية $5.5 eV$. (ب) في أي جزء من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الطول الموجي؟

25- لبلورة كلوريد البوتاسيوم KCl فجوة حزمية مقدارها $7.6 eV$ فوق قمة أحد الحزم المحتلة (المشغولة) بصورة كاملة. هل هذه البلورة شفافة أم معتمة بالنسبة لإشعاع طول موجته 140 nm ؟

الفصل السادس

الليزر

مدخل: نشأته، أهميته، وأسس عمله

أصبح الليزر اليوم عبارة مفهومه للناس، لها مقابل تطبيقي انخرط في استخدامه وتقنياته آلاف من المتخصصين والمنفعين، الأمر الذي ساعد على تنوع وتعدد وظائف الليزر في حياة البشر، وأصبح لها علمها ومدارس أبحاثها واتجاهاتها.

يدعى العلم الذي يدرس خصائص الليزر بـ الإلكترونيكا الكمومية، التي ظهرت حديثاً نسبياً، ولكنها حققت الكثير، وما زال الأكثر في الآتي. فما تحقق لحد الآن ما هو إلا الخطوات الأولى: تطوير المبادئ الأساسية لعلم الإلكترونيكا الكمومية، صياغة طرق حساب المنظومات الليزرية، دراسة عمليات التأثير المتبادل بين الإشعاعات الليزرية القوية وفوق القوية والمادة (وبنفس الوقت مع الخلية الحية)، صنع تقنية استخدام التيارات الليزرية، الخ... والمهام الحالية أمام الباحثين والتقنيين هي صناعة أجهزة ليزرية متطورة، قادرة على حل أعقد المعضلات التي لم يستطع الإنسان حلها باستخدام الوسائل التقليدية المتاحة. وفي السنوات الأخيرة تحقق ما هو ملموس وهام في هذا المجال.

ظهرت أولى أجيال الليزر في بداية الستينات، لكن الإلكترونيكا الكمومية ظهرت قبل ذلك، من تكامل عدة علوم، كفيزياء البصريات، علم الأطياف، الفيزياء الراديوية، والميكانيك الكمومي (العلم الخاص بالعمليات الحاصلة في عالم الذرات، الجزيئات، والكمات الضوئية). إن الأفكار الأساسية للإلكترونيكا الكمومية تمت صياغتها من قبل العالم الروسي الشاب فابريكانت، الذي حدد، في صدد دفاعه عن أطروحة الدكتوراه في 1939، "أنه في بعض الأوضاع المصنوعة فنياً، تستطيع المنظومات الذرية، ليس امتصاص الضوء فقط، بل وتقويته أيضاً أو تضخيمه". وفي بداية الخمسينات طرحت في أعمال باسوف وبروخروف فكرة "ليس تضخيم الضوء فقط بل وتوليده" وفي عام 1953 كانت هذه الأفكار قد تحققت من قبل هذين العالمين، لكن ليس في المدى المرئي للإشعاع ولكن في مجال الأمواج الراديوية. في ذات الوقت سميت مثل هذه المولدات بالميزرات *Masers* (وهي اختصار لعبارة: تضخيم الأمواج المايكروية بواسطة الانبعاث القسري "المستحث" للإشعاع) *(Microwave amplification by stimulated emission of radiation)* وأول مولد للإشعاع في منطقة الطيف المرئي ظهر في 1960 على يد

الباحث الأمريكي مايمان (Maiman) فكانت بذلك ولادة الليزر كضوء مضخم بواسطة الانبعاث المستحث للإشعاع (Light amplification by Stimulated Emission of Radiation). إن الأساس الفكري لليزر كان قد وضع من قبل أنشتاين في 1917 باكتشافه لمفهوم الانبعاث المستحث الذي نُحت في عبارة اسم الليزر.

ومنذ ذلك الوقت والإلكترونيكا الكمومية تتطور بسرعة. فهي علم نوعي جديد، افتتح حدوداً مجهولة في عالمنا المحيط، طرقاً جديدة للتأثير على الطبيعة. فعلى أساس الإلكترونيكا الكمومية ظهرت مجالات علمية أخرى كثيرة: الضوء اللاخطي، الهولوجرافيا، البصريات التكاملية، الإلكترونيكا الضوئية، علم الأطياف الليزري، الكيمياء الليزرية، تكنولوجيا الليزر، وغيرها. وكل عام جديد يزداد حجم البحوث العلمية. فقد ظهرت في جميع البلدان المتطورة مراكز علمية ضخمة تُعنى بدراسة خصائص المنظومات الليزرية واستخداماتها، وأنشئت صناعات إنتاجية جديدة وأصدرت مجلات متخصصة تدعو إلى إيجاد تقنيات ليزرية جديدة ... الخ.

أهمية الليزر:

تكمُن أهمية الليزر في الخصائص الفريدة لضوء الليزر، التي تميزه عن ضوء المصادر العادية، وهي:

1- الاتجاهية الخارقة:

إن أشعة الليزر هي أمواج كهرومغناطيسية، تُظهر صفاتاً متنوعة وجذرية وأولها الاتجاهية العالية بصورة غير عادية، وهي تتبع من عاملين: الأول أن حزمة ضوء الليزر تتكون فقط من الأشعة المنبعثة من الوسط المضخم (المادة الفعالة) في منظومة الليزر بصورة موازية لمحور الليزر. العامل الثاني، أن زاوية تفرق (تشتت) حزمة الليزر صغيرة للغاية، وهي أصغر من زاوية تفرق ضوء أفضل البروجيكترات بـ 10 آلاف مرة. فبقعة شعاع الليزر المرسل من الأرض إلى سطح القمر يبلغ قطرها 10Km تقريباً، مقابل قطر بمئات آلاف الكيلومترات لبقعة الضوء العادي.

وبفضل الاتجاهية العالية لضوء الليزر يمكن بث طاقة شعاع الليزر إلى مسافات

كبيرة جداً. بل وفلكية. الأمر الذي خلق أساساً لتحقيق إنجازات هائلة في مجال الاتصالات، كبت المكالمات التلفونية والصور التلفزيونية. أضف إلى ذلك أن تغذية المرسل (الذي هو شعاع الليزر) أقل بآلاف المرات من تغذية المحطات الراديوية العادية.

2- الأحادية الخارقة

أي التركيب الطيفي الخارق الضيق لحزمة الليزر. إن العرض الطيفي لحزمة الليزر أقل بكثير مما لجميع مصادر الضوء الأخرى وكذلك الأمواج الراديوية. فعرض خط إشعاع العقيق هو $3 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$. وفي علم الأطياف يعتبر مثل هذا الخط ضيقاً. وبذات الوقت، يمكن بواسطة ليزرات جيدة، الحصول على شريط إشعاع لا يتجاوز عرضه بعض الهيرتزات.

على أن صفة الأحادية العالية لا تظهرها جميع أنواع الليزرات. فهناك ليزرات أمباه الموصلات وليزرات محاليل الصبغة يكون شريط إشعاعها عريض جداً. ما يمكن من استخدامه في التطبيق العملي.

3- التشاكه (أو الترابط) الخارق

إن الصفة الهامة الثالثة لأشعة الليزر هي تشاكها العالي بصورة غير عادية، والتشاكه معناه أن أطوار الموجات الكهرومغناطيسية المختلفة، المنبثقة خارج حدود مرنان المنظومة الليزرية، إما أن تكون متكافئة أو متبادلة التوافق، وهذا خلافاً لضوء جميع المصادر الضوئية الأخرى غير المتشاكهة، لكن هنا يجب الإشارة إلى أن الكثير من مصادر الإشعاع تعطي في منطقة الأطياف الراديوية إشعاعاً متشاكهاً.

ولكي نتصور التشاكه نورد التجربة البسيطة التالية: لو رمينا حجرين على سطح الماء، سنشاهد تشكل أمواج حول كل حجر، تنتشر في جميع الاتجاهات، وسيظهر في نقاط تماس الأمواج شكل تداخلي، جمعٌ للأمواج. وفي النتيجة سنجد أنه في بعض الأماكن تتضاعف سعة الذبذبة، وفي أماكن أخرى تصبح صفراً (تُطفئ الأمواج بعضها). ولو سكبنا حفنة رمل فسوف تتشكل موجات منفردة لحبات الرمل لن تتداخل.

يمكن سرد مثال آخر أكثر بساطة. إذا عبر جمع من الناس، كلٌ جاء مصادفة،

جسراً فإن أية أثار لحركتهم على الجسر لن تشاهد. في حين لو سارت على الجسر مجموعة من الناس تخطو بانتظام فمن الممكن أن يبدأ الجسر بالاهتزاز الشديد الذي يمكن أن يؤدي إلى تحطيمه عند حصول الرنين. في الحالة الأولى كانت ضربات أقدام الناس عشوائية وتأثيرها على الجسر غير متساكه، بينما في الحالة الثانية، يكون تأثير ضربات الأقدام متساكه.

في المصادر الصوتية العادية، مثل مصباح خويط التتجستن، المصباح الزئبقي، وغيرهما، هنا وفي حالة توهج المصباحين تومض الذرات المثارة باعثة أرنالاً طويلة من الأمواج الصوتية. هذه الومضات للذرات، المفردة لن تكون بأية حال من الأحوال متوافقة مع بعضها. إن إضاءة مثل هذه المصادر تذكرنا بالدوي غير المنظم لجمهرة منزعة من الناس. في المولد الكهومي للضوء تحصل خارطة مغايرة تماماً. فهنا كل شيء يشبه كورس غنائي منظم. في البداية تغني مجموعة من الكورس، وبعدها مجموعة أخرى، ومن ثم يمكن أن يتصاعد الصوت، وقد يكون عدد أعضاء الكورس كبيراً خصوصاً في الأعياد. ورغم أن المسافات بين مجموعات الكورس كبيرة، إلا أن كلمات الأغنية تطير في الفضاء بتأخير ملموس من مجموعة لأخرى والشيء نفسه يحصل مع ذرات المولد الكهومي للضوء. فسلسلة الأرنال الموحية المنبعثة من ذرات مفردة، تكون متوافقة بعضها مع بعض وذلك بفضل ظاهرة الانبعاث المستحث. فكل ذرة مثارة تبدأ بأغنيتها بانسجام وتوحد نغم مع الأغنية الواصلة إليها من ذرة أخرى، وهذا هو التساكه.

إضافة إلى هذه الخصائص، فإن طاقة أشعة الليزر تظهر نوعية عالية لا تقارن بطاقة مصادر الصبح. فطاقة الليزر يمكن تركيزها وبثها لمسافات هائلة، والليزر هو أوسع ناقل للمعلومات، وهو من حيث المبدأ أداة جديدة للبحث والمعالجة. فأشعة الليزر يمكن تجميعها في حجم صغير جداً، بكرة يبلغ قطرها 0.1mm مثلاً.

4- شدة استدامة إشعاع الليزر

تظهر الليزرات المختلفة شدة وإستدامات مختلفة - من صغيرة جداً إلى كبيرة جداً - واحتمال نوع الليزر لاستخدام تطبيقي يعتمد على المهمة الموضوعية له. فهذه الليزرات ذات فعل منصر (CW)، ولكن أغلب المنظومات الليزرية تعمل بنظام النبضات الصوتية

المنفصلة (أو النظام النبضي) أو سلسلة كاملة من النبضات. أما استدامة النبضات فهي مختلفة أيضاً، ففي نظام التوليد الحر (توليد الكمات الضوئية) فإن استدامة إشعاع المولد الحر تقترب من استدامة إشعاع مصابيح الضخ التي يتراوح ما بين $(10^{-4} - 10^{-3} s)$. أما في المولدات التي تسمى أحادية النبض (نبضات متساوية في الطول الموجي)، فإن استدامة الإشعاع تبلغ بحدود $10^{-8} s$. وفي السنوات الأخيرة صنعت ليزرات ذات استدامات بحدود البيكو ثانية $(10^{-10} - 10^{-12} s)$. ولاختصار استدامات نبضات الإشعاع داخل مرنان الليزر توضع أدوات موجهة مختلفة.

من الليزرات الواسعة الانتشار الآن هو ليزر الهليوم-نيون ذو الفعل المتصل، الذي يشع ضوءاً أحمر بقدرة تتراوح بين $2mw$ و $20mw$. أما ليزرات خليط $CO_2 + N_2 + H_e$ فهي تملك قدرة برتب مئات وآلاف الواطات.

ولكي نقيم إمكانيات (قدرات تحمل) هذه الليزرات، من الضروري معرفة أنه لصهر $1cm^3$ من المعدن يلزمنا طاقة قدرها 50 جول. فإذا كانت قدره شعاع الليزر هي $500W$ ، فهو يستطيع من حيث المبدأ أن يصهر $10cm^3$ من المعدن خلال زمن قدره ثانية واحدة. لكن ما يحصل فعلاً هو أقل من ذلك بكثير، الأمر الذي يشير إلى أن جزءاً كبيراً من طاقة الليزر الساقطة على سطح المعدن تنعكس عنه وتبديد. أن القدرات المحصلة من ليزر العقيق وليزر زجاج النيديميوم أكبر بكثير، بينما استدامات الإشعاع صغيرة. فبواسطة هذين الليزرين يمكن الحصول على طاقة 50 جول خلال زمن 0.0001 ثانية، وهذا يتفق مع قدرة تساوي 500 ألف واط $(5 \times 10^5 W)$.

في الليزرات الأحادية النبض و ليزرات البيكو ثانية تكون الطاقة أكبر من ذلك بآلاف وملايين المرات، وهذا يتجاوز كثيراً سطوع أطيف جميع المصادر الضوئية الأخرى، بما فيها الشمس، وعلى سطحها (تبلغ قدرة كل ضوء الشمس المتصل تقريباً $7 \times 10^3 W / cm^2$ ، بينما تفوق قدرات الليزرات العملاقة الآن $10^{15} W / cm^2$).

نلاحظ هنا أن مفهوم القدرة يدور حول تركيز الطاقة في الزمن، حول جاهزية المنظومة الليزرية على إنتاج فعل كبير خلال فاصل زمني صغير. إن القدرات الهائلة لبعض أنواع الليزرات تدل على النوعية العالية لطاقة الليزر. فعلي سبيل المثال، يمكن

الحصول بلحظات معدودة على كثافة طاقة تفوق الكثافة الطاقة لتفجير نووي، وبمساعدة هذه الأنواع من الليزر يمكن الحصول على درجات حرارة تساوي 10 ملايين درجة مئوية، وضغط من رتبة 100 مليون جو، وبمساعدة الليزر أيضاً يمكن الحصول على أكبر الحقول المغناطيسية.

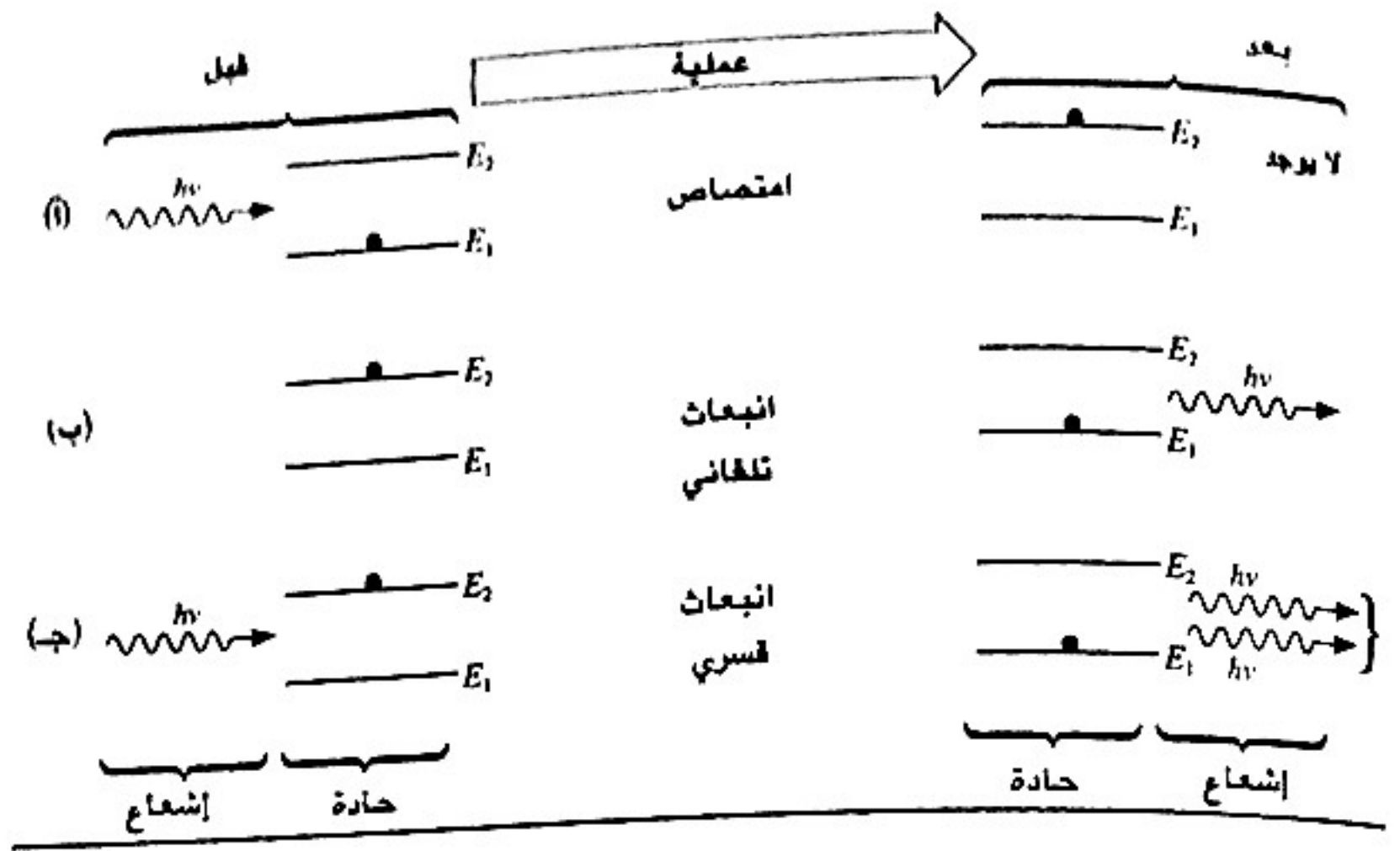
6-1 مبادئ عمل الليزر

يمكن فهم مبادئ عمل الليزر على أساس مفهوم الفوتونات ومفهوم المستويات الذرية الطاقة في إطار التفاعل بين الإشعاع والمادة. فهناك ثلاث عمليات يتضمنها هذا التفاعل. اثنتان مألوفتان، هما الامتصاص والانبعاث التلقائي، والثالثة هي الانبعاث المستحث أو القسري.

أ) الامتصاص: نعتبر وسطاً مادياً شفافاً، زجاجاً ملوناً، بلورة، أي صلب أو سائل شفاف. فإذا سقط على هذا الوسط طيفاً متصلاً من الإشعاع، فسوف تضعف شدته، لأن جزءاً من الكمات الضوئية يكون قد امتص من قبل ذرات الزجاج أو البلورة إن عملية امتصاص الضوء تكون مرافقة بانتقال جزء من الذرات أو الجزيئات من حالة طاقة إلى أخرى أعلى منها، كما هو موضح على الشكل 1 لنظام ذري واحد يمتلك حالتين طاقيتين ممكنتين E_1 و E_2 . نفرض أن أحد فوتونات مجال إشعاعي قد اقترب من الذرة ذات المستويين وتفاعل معها. إن إمكانية امتصاصه من قبل الذرة أو عدمها تخضع لنظرية بور - أحد الرواد الأوائل الواضعين للنظرية الكمومية - إن النظام الذري يمتص فقط تلك الموجات الكهرومغناطيسية، التي ترددها يحقق العلاقة:

$$\gamma_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (6-1)$$

حيث γ_{12} هو تردد الانتقال من الحالة E_1 إلى الحالة E_2 و h ثابت بلانك. فإذا تحقق هذا الشرط (المعروف بشرط بور) فإن الفوتون يختفي وينتقل النظام الذري إلى حالته الطاقة العليا، وهذا ما ندعوه بالامتصاص.



(شكل 1) تفاعل المادة والإشعاع لعمليات (أ) الامتصاص، (ب) انبعاث تلقائي، (ج) انبعاث قسري

إن عدد الفوتونات الممتصة يعتمد على عدد الذرات في الحالة الأساسية (الدنيا) وعلى شدة الإشعاع الساقط وصفات المنظومة.

(ب) الانبعاث التلقائي

من المشاكل المركزية للبصريات المعاصرة هي دراسة العمليات التي تحدث في الذرات والجزيئات المثارة، أي عمليات ما بعد امتصاص الضوء. مثل هذه العمليات يمكن تجزئتها إلى مجموعتين: ضوئية ولا ضوئية. وينتمي الانبعاث التلقائي والمستحث إلى الانتقالات الضوئية. في الشكل 1ب، النظام الذري في حالته العليا ولا يوجد إشعاع بالقرب منه. بعد مرور فاصل زمني τ ، ينتقل هذا النظام الذري (المعزول) طوعاً إلى حالة أقل طاقة، باعثاً فوتوناً طاقته $(E_1 - E_2) = h\nu$. هذه العملية تدعى الانبعاث التلقائي، إن الانبعاث التلقائي هو عملية حتمية بالنسبة للنظام الذري المثار. إن متوسط العمر الطبيعي للانبعاث التلقائي هو من رتبة 10^{-8} s. لكن هناك حالات طاقية يكون فيها متوسط العمر أطول بكثير من ذلك، وقد يصل إلى 10^{-3} s. ومثل هذه الحالات التي يكون فيها متوسط العمر τ كبيراً تدعى بالحالات شبه المستقرة. وهي تلعب دوراً جوهرياً في عمل الليزر (لأنها تملك عمراً طويلاً لذلك فهي قادرة أن تبعث إشعاعاً فقط أثناء عمليات

خرق قاعدة الاصطفاء ($\Delta L = \pm 1$)، حيث L هو العدد الكمومي المداري).

إن الضوء القادم من فتيلة مصباح متوهج يتولد بواسطة الانبعاثات التلقائية لذرات الفتييلة، والفوتونات الناتجة بهذه الطريقة تكون مستقلة تماماً بعضها عن بعض، وبصورة خاصة تكون باتجاهات وأطوار مختلفة.

ج) الانبعاث المستحث (أو القسري)

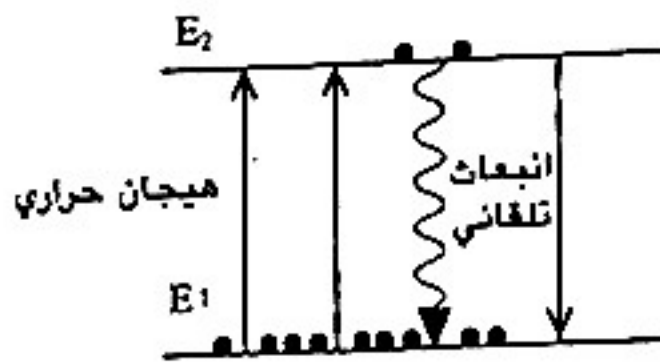
في الشكل 1 ج أصبح النظام الذري مرة أخرى في حالته الطاقية العليا، ولكن هذه المرة يوجد إشعاع تردده يحقق شرط بور (1-6). وكما في حالة الامتصاص، يتفاعل الفوتون ذو الطاقة $h\nu$ مع النظام الذري. والنتيجة تكون هبوط النظام الذري إلى الأسفل، إلى حالته الطاقية الدنيا، بعد أن يكون قد بعث بفوتون مماثل تماماً للفوتون الذي حفزه على الهبوط. وبذلك يكون لدينا فوتونين بدلاً من فوتون واحد، الفوتون المحرض (أو المتفاعل) مع النظام الذري المنثار، والفوتون الذي بعث به النظام بالتحريض. وهذا هو الانبعاث المستحث.

إن الفوتون المنبعث في الشكل 1 ج يتطابق مع الفوتون المحرض في كل شيء. له نفس الطاقة، الاتجاه، الطور، وحالة الاستقطاب. والأكثر من ذلك، أن كل من هذين الفوتونين يستطيع أن يسبب انبعاثاً مستحثاً آخر ليكون المجموع الكلي للفوتونات أربعة فوتونات، وهذه تستطيع بدورها أن تسبب انبعاثاً مستحثاً إضافياً. وهكذا تحصل سلسلة من التفاعلات لعمليات متماثلة يمكن أن تتحفر بعضها من بعض، وهذا هو التضخيم الداخل في عبارة ($Laser$). والفوتونات الناتجة بجميع هذه العمليات لها نفس الطاقة، والاتجاه، والطور، والحالة الاستقطابية. وهذه هي أسباب اكتساب الليزر لخواصه الفريدة.

نعود مرة أخرى إلى الشكل 1، الذي يبين لنا تفاعل الإشعاع مع المادة. بالنسبة لنظام من مستويين كالمبين في الشكل، السؤال الذي قد يواجهنا هو ما عدد الذرات في المستوى E_1 وما عددها في المستوى E_2 ؟ والجواب هو أنه بالنسبة للمادة في حالة التوازن الحراري، فإن عدد الذرات في الحالات الطاقية العليا يتحدد بالعامل الآسي $e^{-(E_2-E_1)/KT}$ وفقاً لمبدأ بولتزمان.

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2-E_1)/KT} \quad (6-2)$$

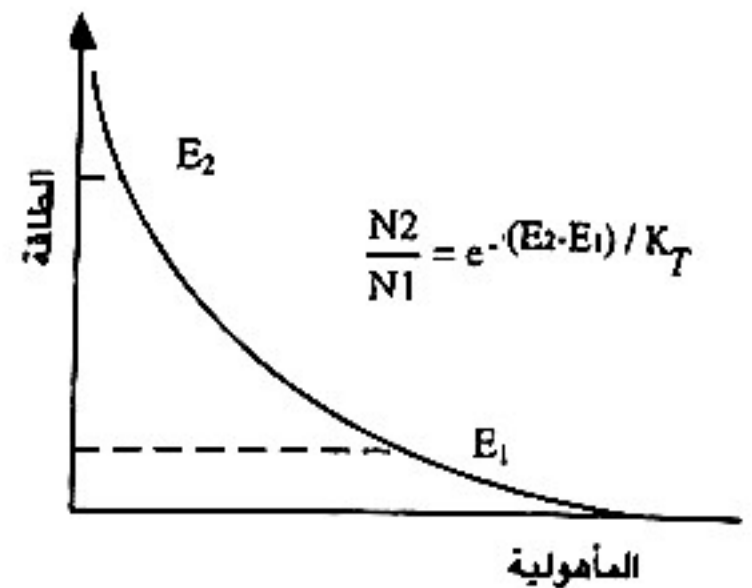
حيث N_1 عدد الذرات في المستوى E_1 ، N_2 عددها في المستوى E_2 ، وأن $N_2 < N_1$ عند أية درجة حرارية في التوازن الحراري، والشكل 2 (أ) و (ب) يشير إلى ذلك. K هو ثابت بولتزمان $(8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K})$. والكمية KT هي متوسط طاقة هيجان الذرة عند درجة الحرارة المطلقة T . من مبدأ بولتزمان (6-2) ويدعى أيضاً بقانون ماكسويل - نلاحظ أن ارتفاع درجة الحرارة يعني أن ذرات أكثر ترتفع إلى الأعلى، إلى المستوي E_2 ولأن $E_2 > E_1$ فإن النسبة N_2/N_1 في العلاقة (6-2) - تظل دائماً أقل من 1. وهذا يعني أن عدد الذرات في المستوى الطاقوي الأعلى أقل منه في المستوى الأدنى. وهذا ما يمكن أن نتوقعه إذا كان توزيع الذرات في المستويات يتحدد فقط بفعل الهيجان الحراري. أما إذا عرضنا النظام المبين على الشكل 2 للإشعاع، فإن العملية الغالبة ستكون عملية امتصاص. وإذا انعكس توزيع الذرات بحيث أصبحت ماهولية E_2 أكبر من ماهولية المستوى E_1 . كما هو موضح على الشكل 2 (ج)، فإن العملية الغالبة بوجود الإشعاع ستكون انبعاثاً مستحثاً ومعه يتولد ضوء الليزر.



(ب)



(ج)



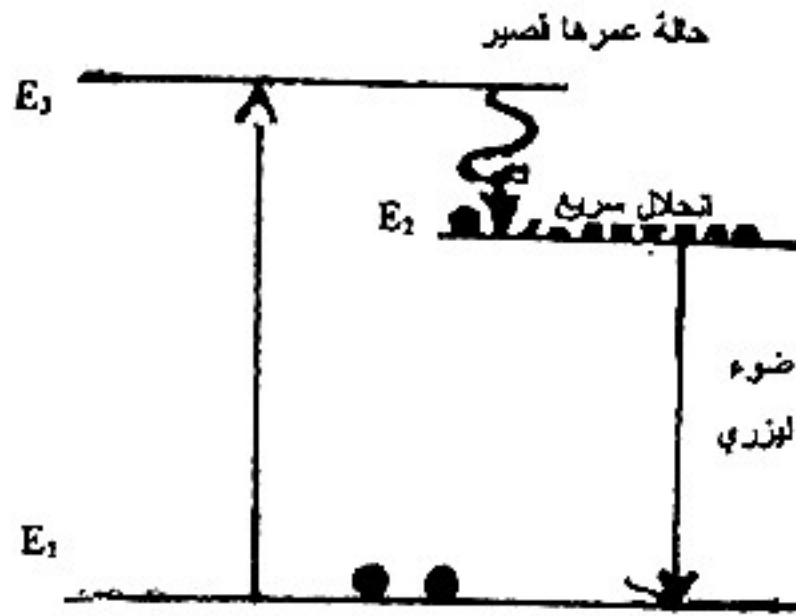
(أ)

(شكل 2) (أ) ماهولية المستويات الطاقية في الاتزان الحراري (مبدأ بولتزمان)، (ب) توزيع التوازن الحراري الطبيعي للذرات يشغل إحدى حالتين ممكنتين، (ج) التوزيع المعكوس للذرات بوجود ضوء ضوئي، وهو شرط الفعل الليزري.

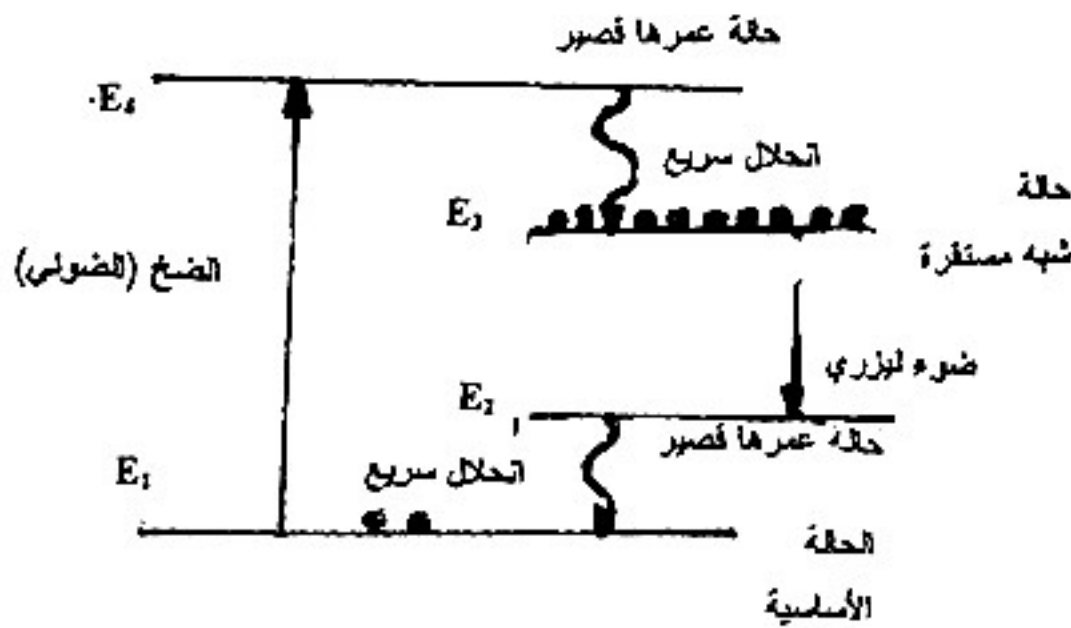
إن التوزيع المعكوس كالمبين في الشكل 2(ج) هو ليس تلك الحالة التي تتحقق بواسطة العمليات الحرارية، بل تحقيقه يتطلب تقنية خاصة.

2-6 آلية عمل الليزر

إن الشرط الأساسي لتحقيق الفعل الليزري (إنتاج ضوء ليزري) هو تحقيق التوزيع المعكوس (قلب إحصائية الحالات) للذرات في حالاتها الطاقية الممكنة (المثارة) بالنسبة للحالة الأساسية أو حالة الهمود. وهذا يتطلب أن يكون للمادة الفعالة طاقماً من المستويات الطاقية، منها الثلاثي والرباعي وغيرها. والشكلين 3 و 4 يبينان تخطيطاً لكيفية أو إمكانية تحقيق هذا التوزيع المعكوس حتى ظهور الفعل الليزري.



(شكل 3) التخطيط الأساسي الثلاثي المستويات الطاقية للعملية الليزرية، الحالة شبه المستقرة E_2 مسكونة أكثر من الحالة الأساسية E_1



(شكل 4) التخطيط الأساسي الرباعي المستويات الطاقية. الحالة شبه المستقرة E_3 هي الحالة الليزرية وهي مسكونة أكثر من الحالة E_2

تتضخ الذرات من الحالة الأساسية E_1 إلى الأعلى، إلى الحالة المثيجة E_3 (شكل 3) عن طريق امتصاصها لطاقة ضوئية، مثلاً، من مصدر طيف متصل شديد يحيط بالمادة الليزرية (الوسط المضخم).

من الحالة E_3 تنحل الذرات بصورة سريعة إلى الحالة ذات الطاقة E_2 . ولكي يظهر الفعل الليزري فإنه يجب أن تكون الحالة E_2 شبه مستقرة، وهذا معناه أنه يجب أن يكون متوسط عمرها طويلاً نسبياً مقابل الانحلال بواسطة الانبعاث التلقائي. إذا تحققت هذه الشروط فإن الحالة E_2 يمكن أن تصبح حينئذ أكثر كثافة سكانية (أهله بالذرات) من الحالة E_1 ، وهذا هو شرط التوزيع المعكوس. حينئذ يستطيع فوتون تائه (مرتد) أن يقدح ذرات (أو إلكترونات) مثارة أخرى (وهي ذرات موجودة في حالات طاقة أعلى) لتصدر فوتونات مماثلة، كما هو الحال في المفرقات النارية التي تنفجر بحيث تفجر المفرقات الأخرى بما يعرف بتيهور حوادث الانبعاث المستحث أو التفاعل السلسلي. ومع تعاظم عدد الفوتونات مع استمرار هذا التفاعل فإنها تصبح جزءاً من موجة مشتركة تزداد شدتها إلى أن تتبثق من إحدى مرآتي منظومة الليزر المعروفة بالمرنان على شكل حزمة مركزة ومبؤنة.

لكن ليس جميع الفوتونات الناتجة عن التفاعل السلسلي تنظم إلى الموجة المشتركة، بل ينبعث الكثير منها بمعزل عن التفاعل السلسلي، ففي حيز كبير كمرنان الليزر أو جوفه (بالنسبة لجسيم دون ذري يكون قد الجوف الليزري النمطي هائلاً) تكون الفوتونات حرة الحركة. وهكذا يظل الكثير من الفوتونات غير المشاركة في التفاعل السلسلي في أطوال موجية مختلفة عن الفوتونات المشاركة فيه، وهي تتبعثر في جميع الاتجاهات، مصطدمة بجوانب الليزر، مولدة حرارة غير مرغوب فيها. في بعض أنواع الليزرات، لا يوجد أكثر من فوتون واحد مفيد من بين نحو عشرة آلاف فوتون موجود في جوف الليزر. وبسبب هذا فقد الهائل في الطاقة يلزمنا أن نصل إلى عتبة طاقة معينة يكون عندها عدد الذرات المثارة كافٍ للبدء بالانبعاث المستحث والحفاظ عليه، وهذا شرط أساسي لا بد من توفره، وهو يماثل الحد الأدنى من الطاقة اللازمة لبدء غليان الماء في الوعاء، إن معظم الليزرات تعمل وفقاً لهذا المبدأ ولكن يري الكثير من الباحثين في مجال صناعة الليزرات

أن شرط بلوغ العتبة الطاقية عتبة في طريق الوصول إلى التفاعل التسلسلي المستمر ذاتياً، ولهذا صيغوا حل اهتمامهم على مبدأ العمل من دون عتبة، وذلك من خلال تقنية تضمن إحمال جميع الفوتونات (حتى التلقائية منها) في عملية الليزرة، الأمر الذي يتطلب قسراً صناعياً من الطاقة، إن ذلك ممكن من خلال تصميم ليزر لا تتجاوز أبعاده طول موجة الضوء الذي يصدره، بحيث تستفيد أجهزة المنظومة الليزرية من السلوك الكمومي للذرات (أو الإلكترونات) والفوتونات، وقد تحقق ذلك في صناعة ليزرات أشباه الموصلات (أنظر الليزرات المكروية). في نظام المستويات الطاقية الرباعي (شكل 4) يحصل الشيء نفسه كما في نظام المستويات الطاقية الثلاثي، باستثناء أن الحالة الليزرية هنا هي الحالة E_3 بدلاً من E_2 .

سلوك مختلف للذرات أو الإلكترونات

من المدهش أن تكون للذرات (أو الإلكترونات) المثارة عند حالة التوزيع المعكوس استجابة للفوتونات الواردة مخالفة للسلوك المألوف القاضي بامتصاصها لهذه الفوتونات إذا كان طولها الموجي ملائماً ومن ثم انتقالها إلى حالة طاقة أعلى. ففي حالة التوزيع المعكوس تكون الذرات (أو الإلكترونات) أو الجزيئات فعلاً في حالة طاقة عليا، لذا فإن استجابتها للفوتون الوارد (الثاني أو المرند) تكون بإصدار فوتون جديد بدلاً من امتصاص الفوتون الوارد، وبهذا الأسلوب ي ضخ الضوء الوارد بدلاً من أن يمتص.

ولتسليط المزيد من الضوء هذه على المفارقة في سلوك الذرات نتناول بتفصيل أكثر آلية عملية تضخيم الضوء. فكما نوهنا ضمناً، أن عدد الانتقالات من الحالة الأساسية E_1 إلى الحالة المستجيبة (الأعلى) E_2 ، المصاحبة بامتصاص (اختفاء) الفوتونات (شكل أ) يتناسب طردياً مع شدة الضوء الساقط I ومع عدد الذرات في الحالة الأساسية n_1 وهو (عدد الانتقالات) يساوي Bn_1 حيث B كمية متغيرة القيمة (بارامتر) تدعى معامل أشنباين، أما عدد أفعال الانبعاث القسري للفوتونات فيتحدد بصيغة مماثلة وهو يساوي Bn_2 يتحدد المعاملان B للامتصاص ولالانبعاث القسري بصفات الذرات، وهما خاصان لكل زوج من المستويات. إن ما يستطيع أن يشاهده القائم بالتجربة هو الفرق بين هذين الفعلين:

$$BIn_1 - BIn_2 = BI(n_1 - n_2) \quad (6-3)$$

وبضرب هذه المعادلة في طاقة الفوتون الممتص أو المنبعث قسرياً بواسطة النظام الذري، نحصل على كمية تعرف بقدرة الامتصاص:

$$P_{absorp} = BIh\gamma(n_1 - n_2) \quad (6-4)$$

ولأن $n_2 < n_1$ عادة ، فإن الانبعاث القسري ليس كبيراً، وبالتالي فإن قدرة الامتصاص تكون موجبة، ولذلك فإن الإشعاع الساقط، المار خلال المادة سيضعف ويتناقص شدته، أما إذا أمكن صنع التوزيع المعكوس $(n_1 < n_2)$ فإن قدرة الامتصاص (6-4) تصبح سالبة، وعندها يكف النظام الذري عن الامتصاص، مضيفاً ما أنتجه من طاقة بواسطة الانبعاث القسري إلى الضوء الساقط عليه، معززاً ومضخماً له، بقدرة تضخيم تساوي:

$$P_{ampli} = -P_{absorp} = BIh\gamma(n_2 - n_1) \quad (6-5)$$

وترتبط قدرة الامتصاص (6-4) بمعامل الامتصاص بالعلاقة:

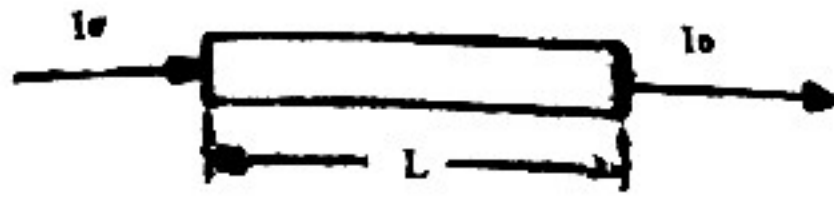
$$A_{absorp} = \frac{P_{absorp}}{IC} = \frac{Bh\gamma}{C}(n_1 - n_2) \quad (6-6)$$

حيث C سرعة الضوء.

فإذا كان معامل الامتصاص سالباً، فإن شدة الضوء بعد مروره في المادة (قضيبي مثلاً طوله L) I_L أكبر منها قبل مروره بها I_0 ($I_0 < I_L$). في هذه الحالة يمكن أن يكتب قانون بوجيره بالصورة:

$$I_L = I_0 e^{R_{ampli} L} \quad (6-7)$$

حيث $R_{ampli} (= -R_{absorp})$ هو معامل التضخيم ويساوي معامل الامتصاص ولكن بإشارة سالبة. والشكل 5 يبين اعتماد I_L على طول القضيبي المضخم L ، وما يجب أخذه بنظر الاعتبار هو أنه عند القيم الكبيرة للشدة I_L ، فإن معامل التضخيم R_{ampli} يعتمد على I_L .



(شكل 5) اعتماد شدة الضوء I_L المار في القضيب الزجاجي أو البلورة على طول القضيب أو البلورة L

إذا كان طول القضيب كبيراً بما يكفي، فإن شدة الضوء المار فيه I_L ستكون كبيرة حتى عندما تكون شدة الضوء الأصلية I_0 صغيرة بشكل محسوس، وهذا بالطبع صحيح فقط عند القيم الملموسة لمعامل التضخيم $Rampli$ ، أي عند القيم الكبيرة بما يكفي لمعامل انشتاين والتوزيع المعكوس للذرات في المستويات الطاقية (لاحظ المعادلة (5-6)).

ولتحقيق التوزيع المعاكس توجد في الوقت الحاضر طرقاً مختلفة كثيرة، أولها تاريخياً كانت قد أنجزت في 1953 على يد باسوف وبروخروف وفي وقت مواز كان تاونس. وقد استخدمت الأمونيا كمادة فعالة، المسافة بين مستوييها العاملين (المستويان اللذان يتحقق بينهما التوزيع المعكوس) تطابق تردداً قدره 23870MHz أي في منطقة الأمواج الراديوية من الطيف الكهرومغناطيسي. ولأن هذين المستويين العاملين قريبين من بعضهما البعض، فإن إسكانيتهما (ما يسكن كل منهما من الذرات) متكافئتين تقريباً، ومن الجدير بالملاحظة، أن جزيئات الأمونيا الموجودة في مستويات طاقية مختلفة تتصف بصفات كهربائية مختلفة، وفي المجال الكهربائي غير المتجانس تبدأ هذه الجزيئات تتحرك في اتجاهات مختلفة، تتفرز أو تتنوع. بهذه الكيفية يتسنى فرد الجزيئات الموجودة في الحالات المثيجة، وعزلها فضائياً الواحد عن الآخر، محققين بذلك عكساً تاماً للتوزيع وصانعين مضخماً جزيئياً للإشعاع الراديوي على طول موجي معين.

إذا كانت المسافة بين المستويات العاملة في المادة الفعالة تقابل طيف المنطقة فوق البنفسجية، المرئية أو القريبة من تحت الحمراء، فلغرض صنع توزيعاً معكوساً تصبح طريقة الفرد أو العزل الفضائي لجزيئات المادة الفعالة (الأمونيا)، تصبح غير مجدية؛ فعلى المستويات العليا للانتقالات العاملة تبدو الذرات قليلة هناك، ولذلك يزود النظام بالطاقة من الخارج.

إن مجموعة التقنيات العملية المتخذة لتأمين توزيع معكوس للذرات في المستويات الطاقية للمادة المضخمة تدعى بعلميات الضخ، انسجاماً مع ما هو مألوف في الحياة اليومية لمفهوم الضخ كضخ الماء إلى الطوابق العليا من الدار حيث الخزان الاحتياطي المعد لهذا الغرض. ومن الناحية الفيزيائية فإن العملية تعني رفع الطاقة الكامنة للماء من خلال رفع مستواه (من مستوى سطح الأرض) إلى المستوى حيث تقضي الحاجة، وهذا الأمر يتطلب بالتأكيد طاقة خارجية تتفق كشغل لرفع الماء وتخزن فيه كطاقة كامنة يستفاد منها بتحويلها إلى طاقة حركية لإسالة الماء في الأنابيب تحت مستوى الخزن.

ما يماثل هذا كثيراً يحصل في الضخ الليزري، فالتغيير يحصل في النظام الذري (أو ذرات المادة المضخمة المستخدمة للحصول على حزمة الليزر) نتيجة لامتنصاصة كمات ضوئية أو طاقة تيار من الإلكترونات تنقله إلى حالة متهيجة. في الحالة الأولى عند امتصاص النظام للكمات الضوئية، يجري الحديث عن ضخ ضوئي وفي الثانية - كهربائي. بالنسبة للإثارة (التهيج) الضوئية تستخدم عادة مصابيح تفريغ غازي ومضية ذات قدرة كبيرة (من 2 ← 20 ألف جول خلال 0.001 ← 0.0001S). في الوقت الحاضر يستخدم أحياناً شعاع ليزر آخر كمصدر للضخ، مثل الليزر التثانوية، كما مر ذكره في الفصل 5. يمكن أيضاً استخدام مضخة كيميائية إذا ظهرت نتيجة التفاعل الكيميائي جزيئات واقعة في حالة الإثارة.

في الضخ الضوئي لا يمكن أن نستخدم مادة فعالة يمكن لجزيئاتها أن تتوضع في مستويين طاقيين فقط كالأمونيا مثلاً. فإذا أثر النظام بإشعاع تردده γ_{21} (لاحظ شرط بور الفصل الثاني)، فإنه حتى في حالة الشدد الكبيرة للأشعة الساقطة فإن ما يصل إلى المستوى الأعلى لا يتجاوز نصف مجموع الذرات، الأمر الذي يتعذر معه صنع توزيع معكوس، ولذلك يجب في حالة الضخ الضوئي استخدام أنظمة كثيرة المستويات، أبسطها هو الثلاثي المستويات (أنظر شكل 3) الذي اقترحه لأول مرة باسوف وبروخروف في 1955. في هذه الحالة ليس من الضروري أن يكون مصدر الضخ ذا توهج خارق للعادة. ومثل هذه الحالة تحققت، على سبيل المثال، في الياقوت - أول مادة استخدمت لصنع

مولدات ضوئية - كمومية في المنطقة المرئية من الطيف (لاحظ الفقرات اللاحقة). والياقوت هو أوكسيد الألمونيوم (Al_2O_3) مشوب بأيونات الكروم Cr^{3+} يتحقق الانتقال $2 \rightarrow 3$ في أيونات الكروم لا ضوئياً بإعطاء الطاقة إلى الشبكة البلورية، فإذا أُثير المستوى E_3 بضوء تردده γ_{31} ، فإن جزءاً كبيراً من الأيونات ينتقل إلى الحالة E_2 . وبما أن احتمالية الانتقال $1 \rightarrow 2$ صغيرة، فإن أيونات الكروم ستتراكم على المستوى E_2 ، وقد يفوق عددها عدد مثيلاتها في الحالة الأساسية E_1 . وهذا هو التوزيع المعكوس - الشرط الأساسي للتضخيم. ولصنع التوزيع المعكوس في الياقوت يجب نقل أكثر من نصف الأيونات إلى المستوى E_2 .

إذا استخدمنا نظاماً من أربعة مستويات عاملة (شكل 4) فإن الكثير من صعوبات تحقيق التوزيع المعكوس تنحل. فكلما زاد عدد المستويات قل سكان الحالات المستقرة (غير الحالة الأساسية) وسهل خلق التوزيع المعكوس فيما بينها، بصرف النظر عن سكان الحالة الأساسية. ولنظام المستويات الأربعة هذا ينتمي زجاج النيدميوم وبلورة الباك المركبة، فقبل التهيج يوجد العدد الأعظم من أيونات النيدميوم في الحالة الأساسية E_1 وضخها يتحقق بإشعاع ضوئي تردده γ_{41} (شكل 4). بعد ذلك يظهر الانتقال غير الضوئي لأيونات الكروم من المستوى E_4 إلى المستوى المستقر E_3 ، حيث يجري تراكمها. وبما أن عدد هذه الأيونات في المستوى E_2 قليل جداً، فإن التوزيع المعكوس بينه وبين المستوى E_3 يتحقق بسهولة حتى عند نقل كمية غير كبيرة من الأيونات من الحالة الأساسية، ولهذا فلا حاجة إلى طاقة ضخ كبيرة كما هو الحال بالنسبة لنظام المستويات الطاقة الثلاثي.

يمكن خلق التوزيع المعكوس كذلك بواسطة طاقة الإلكترونات، مثلما يحصل في ليزر الهليوم - نيون. فعند تصادم الإلكترونات السريعة الحركة مع ذرات الهليوم تنتقل هذه الذرات إلى حالة متهيجة عليا. وذرات الهليوم المتهيجة هذه تتصادم مع ذرات النيون وتعطيها طاقة إثارتها. ولأن عدد المستويات لدى ذرات النيون هائل فمن السهل دائماً أن نجد مستويات غير ماهرة وطاقتها تحت طاقة مستويات الهليوم المثارة. هكذا تحديداً تنشأ أهلية النيون على تضخيم الإشعاع الساقط.

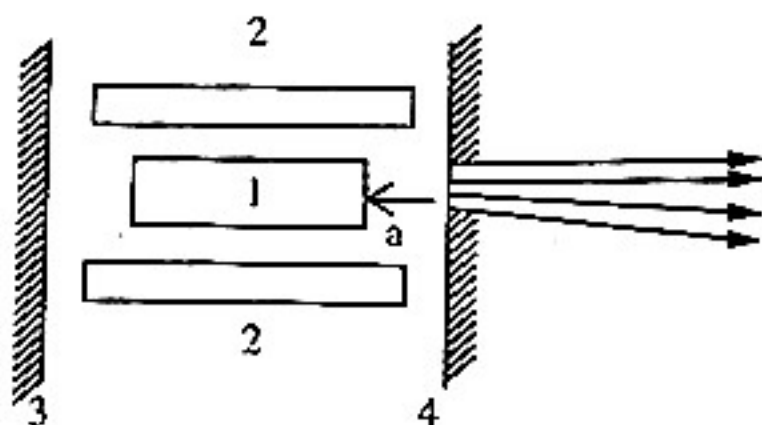
بقي لنا أن نضيف أنه اقترحت لحد الآن جملة من الطرق والأساليب الجديدة لخلق التوزيع المعكوس، من بينها يأتي أسلوب الخرق الحاد للتوازن الحراري في النظام، كالتغيير المفاجئ لضغط الغاز (كمادة فعالة) مثلاً.

إن عدد الأنظمة التي أفلح في تحقيق التوزيع المعكوس فيها ليس كبيراً نسبياً، رغم أن عددها يفوق الآن بضعة آلاف، وإليها ينتسب الياقوت، النيدميوم زجاج، النيدميوم ياك، مركبات الليثيوم - النتروجين مع خليط الأربيوم، الكسندرايت، خليط الهليوم والنيون، الكسينون، الكربتون، الأرجون، الهيدروجين، أكاسيد الكربون، غازات الكربونيك، الماء، الامونيا، الهيدروجين المكبرت، بعض أشباه الموصلات، محاليل وأبخرة الصبغات.

4-6 المنظومات الليزرية

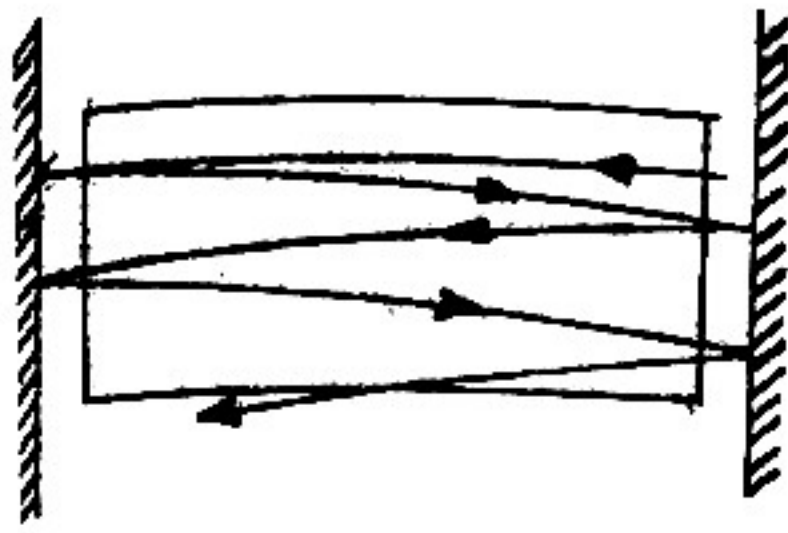
خلق أو توليد التوزيع المعكوس للذرات في المستويات الطاقة لا يكفي لضمان شدة عالية للتيار الضوئي الخارج من القضيب المضخم، فمعامل التضخيم هو من الصغر بحيث أن الشدة الخارجة المحددة بالعلاقة (6-7) ليست عالية. وللحصول على قيم عالية للشدة I_r عند شدة سقوط I_0 غير كبيرة، كان من الضروري أن يكون طول القضيب المضخم كبيراً جداً، ربما يصل أحياناً بعض عشرات من الأمتار، وهذا عملياً غير مجدي. ولتجاوز هذه العقبة هناك طريق آخر. فأسوة بالصوت والتقنية الراديوية، يمكن استخدام التجويف الرنيني (سنسميه اختصاراً المرنان)، وهو مع المادة الفعالة ونظام الضخ يشكلون منظومة الليزر.

إن منظومة الليزر بسيطة جداً، فهي تتكون من المادة الفعالة (أو الوسط المضخم، الذي قد يكون صلباً، مثل قضيب الياقوت أو قضيب الزجاج، أو سائلاً، أو غازاً)، أنظمة الضخ، ومرآتين. والشكل 6 يبين عناصر الليزر بواسطة الضخ الضوئي.



(شكل 6) عناصر الليزر بواسطة الضخ الضوئي

(شكل 7) خروج التيار الضوئي خارج حدود
المرنان عندما لا يكون سطحاً المرآتين أو
القضيب صقيلين



جوهر طريقة التضخيم الضوئي بواسطة المرنان (ويدعى أحياناً بجوف الليزر) يكمن في الزيادة الاصطناعية (أو الفنية) للطريق الذي يقطعه الضوء داخل القضيب (المادة الفعالة) المضخم، ولأخذ فكرة أولية، نفترض أن معامل انعكاس المرآة 3 على الشكل 6 يساوي 100%، المرآة 4-99%، بينما تضخيم التيار الضوئي لمرور واحد للضوء خلال القضيب 1 يساوي 10، مثلاً: نفترض أن فوتونا واحداً فقط يتوجه من النقطة a إلى القضيب 1، ولأن تضخيم القضيب يساوي 10، إذن ستصل إلى المرآة 3، 10 فوتونات. وبعد انعكاسها عنها ستمر مرة أخرى خلال القضيب، وكل فوتون واحد يُضخم بواسطة القضيب 10 مرات، حينئذ سيصل إلى المرآة 4، 100 فوتون، ينعكس 99 منها مرة أخرى وينفذ واحد إلى الخارج. بعد إنجاز دورة واحدة أخرى يصبح في التيار الضوئي 9900 فوتون، ينفذ 99 منها إلى الخارج، والـ 9801 فوتون الباقية تبدأ دورة جديدة، تزيد مرة أخرى عدد الفوتونات 100 مرة. هذه الإعادة المتكررة لعملية التضخيم الحاصل بوجود المرآتين تعادل بتأثيرها الزيادة الملحوظة لطول القضيب الفعال. في كل دورة عند بلوغ المرآة 4 يخرج 1% من الفوتونات الضوئية إلى الخارج. وبسبب الكثافة الكبيرة جداً للطاقة الإشعاعية الناشئة بين المرآتين، فإن التيار الضوئي المنبثق خارج حدود المرنان سيكون كبيراً، هذا التيار يُدعى الشعاع الليزري.

عندما يكون معامل تضخيم المادة الفعالة *Rampli* صغيراً جداً، ففي هذه الحالة نستخدم مرآيا ذات معاملات انعكاس عالية جداً. في الحالة المعاكسة، عندما يكون معامل التضخيم *Rampli* كبيراً، فإنه يتم اختيار مرآة بقدرة انعكاسية قليلة. فكل حالة خاصة لها قيمها المثلى. وإذا كانت المرآة 3 نصف شفافة، فإن الأشعة الليزرية تنتشر في كلا الجانبين.

ينبثق الشعاع الليزري فقط عند تحقيق الشرط الهام: أن تضخيم التيار الضوئي خلال دورة واحدة (ذهاب وإياب الضوء داخل القضيب) يجب أن يكون أكبر أو يساوي على الأقل الخسارة في طاقة التيار عند خروجه خارج حدود المرنان.

هنا من الملائم تبين الفرق بين مفهومي التضخيم والتوليد. فخواص النظام العامل بـبريجيم (طريقة أو نظام) التضخيم توصف بالمعادلة (6-7). مثل هذا النظام مخصص لزيادة شدة التيار الضوئي الساقط عليه من الخارج. فشدة الاشعاع الخارج عن حدود المضخم I_L تعتمد بصورة جوهرية على شدة التيار الأصلي I_0 : فإذا كانت $I_0 = 0$ ، فإن $I_L = 0$.

أما النظام المسمى مولداً، فهو مختلف تماماً. إنه مصدر مستقل للأمواج الكهرومغناطيسية. فأشعة المولد تتحدد بصورة كلية بصفاته الداخلية: أهلية وقدرة المضخة، خصائص الانعكاس والنفوذ لمرايا المرنان، فقدان الطاقة داخل المرنان. أضف إلى ذلك أن المولد لا يتطلب مصدر خارجي للضوء.

عند الحديث عن دور مرآتي المرنان تكلمنا عن فوتون أولي، ذلك الذي يبدأ الانتشار من النقطة a (لاحظ الشكل 6) يساراً باتجاه القضيب الفعال 1. مثل هذا الفوتون يمكن من حيث المبدأ أن يتواجد دائماً وسط فوتونات الأشعة الحرارية. فضلاً عن ذلك، أن فوتونات الانطلاق أو فوتونات البداية تنشأ من داخل المادة الفعالة نتيجة للانبعاث التلقائي للضوء (الآلة) عند الانتقال بين المستويات الطاقية العاملة (1،2). وكقاعدة، فإن شدة إشعاع المولد الكمومي لا تعتمد على عدد الفوتونات الانطلاقية ولا على سطوع الآلة. فإذا كانت شدة الضخ تفوق العتبة (أي تلك الشدة التي يبدأ عندها التضخيم بتجاوز الفقد)، فإن قدرة الأشعة المتولدة تكون أكبر من قدرة الآلة. يمكن النظر إلى الآلة في هذا المقام كعامل سلبي، كأحد مصادر فقدان الطاقة.

إلى جانب بساطة منظومة المولد الكمومي الضوئي، فإن هناك صعوبات فنية وتكنولوجية لا حصر لها تظهر عند تحضير هذه المنظومة. فمثلاً، تتطلب معالجة سطوح المرايا وتسويتها مهارة عالية جداً. فإذا لم تكن المرآتين متوازيتين، فإن شعاع الضوء سينحرف عن محور القضيب الفعال، ماراً به عدة مرات ومن ثم يخرج خارج حدود

المرنان (شكل 7).

إن المعالجة الرديئة لسطحي المرآتين ونتوءات القضيب يمكن أن تلعب دوراً سلبياً، فإذا كان السطحان خشنيين ويشتملان الأشعة جزئياً، فإنهما لا يكونان نافعين لإعداد مولد كمومي فنتيار الأشعة المضخمة عند سقوطه على هذين السطحين الخشنيين يغير اتجاه انتشاره بحدة ويخرج خارج حدود المرنان، إضافة إلى أن عملية تطوير التضخيم تستلzy كليباً.

إن الصعوبات الجدية تكمن في تحضير قضيب المادة الفعالة. ومن الأهمية بمكان تجانس الاستثنائي. فالضوء، كما هو معروف، ينتشر بخطوط مستقيمة فقط في الوسط المتجانس تماماً. فالوسط المتجانس يجب أن لا يشتمل على ما من شأنه أن يشتت الضوء، أضف إلى أن معامل إنكسار المادة يجب أن يكون متكافئاً في كامل حجم القضيب. فإذا تغير من نقطة إلى أخرى، فإن الضوء سوف ينتشر بمسار ما معقد. ومن السهولة أن يخرج عبر السطح الجانبي للقضيب قاطعاً عملية التضخيم.

إن تحضير زجاج عالي التجانس مع خليط النيديميوم (أحد الأنواع الأساسية للمواد الفعالة) هو عملية ليست معقدة بصورة مقارنة. فعملية صهر الزجاج عالي الجودة لغرض الصناعات البصرية أفلح في إنجازها منذ بدايات القرن الماضي.

إن الصعوبات الحقيقية تظهر عند تحضير البلورات الليزرية المتجانسة (الباقوت، العقيق مع خليط النيديميوم، والألومنيوم، ...).

أكبر الصعوبات تكمن في المراحل الأولى لتحضير المرايا بمعامل الانعكاس الضروري. فقد استخدمت الفضة في بادئ الأمر لطلاء سطح المرآة. لكن هذا الغطاء يحترق بسرعة بفعل الأشعة الليزرية. في الوقت الحاضر يستخدم غطاء عازل من عدة طبقات، يصل عددها أحياناً إلى 11 أو 13 طبقة تتشكل كل طبقة نتيجة لترسيب الدوري لمادتين وبسمك إجمالي يكافئ نصف طول الموجة الضوئية. وكل مولد ذي إشعاع محدد الطول الموجي له مرآياه الخاصة به.

عند عمل الأنظمة الليزرية من الضروري ضمان ثبات درجة حرارة العناصر العاملة فيها، وهذا يتحقق بالنسبة لليزرات القوية عن طريق استخدام أدوات خاصة.

5-6 طرق حساب متغيرات خرج الأنظمة الليزرية

قبل البدء ببناء أية آلة أو جهاز معقد لابد من حساب وتحديد مواصفات وخواص هذه الآلة. وفي الوقت ذاته حساب صفات المواد المستخدمة، إضافة إلى أنه من الضروري امتلاك طرق محددة للحساب، معرفة العلاقات بين صفات المادة والأنظمة الأخرى، ففي هندسة الماكينات تدرس هذه العلاقات أو الروابط في إطار نظرية الآليات والمكانن ومقاومة المواد، في صناعة الأجهزة البصرية الحاسبات البصرية. وفي صناعة الليزر، فإن إقامة علم مماثل أصبح ضرورة وحاجة ماسة.

إن القدرة، الطاقة، الاستدامة، طول موجة الضوء، وجميع الصفات الأخرى للمولد الكهومي الضوئي تعتمد على صفات القضيب الفعال، قابلية الضخ، المرايا وعناصر المرنان الأخرى. فصفات مادة القضيب تلعب دوراً أساسياً، وعليها يعتمد لماذا هذه المادة مؤهلة للتوليد وغيرها لا. وهذا يجب تحديده مقدماً في نظرية الليزر، ما يساعد في البحث عن اوساط ليزرية جديدة ويوفر إمكانية اختيار الأكثر ملائمة منها.

كل مادة معينة تظهر في الظروف العادية صفات ضوئية مميزة، ومايهما قبل كل شيء هو طيف امتصاصها وطيف انبعاثها، أي مواضع وشدد جميع الخطوط والأشرطة الطيفية (في مقياس الأطوال الموجية). فامتصاص الضوء شغل العلماء على مدى قرن ونصف، وأفلح أثناءها في الحصول على وفرة من النتائج الهامة جداً.

عند دراسة الإشعاع الضوئي (أو اللاألة) ثم تحديد متغيرات أخرى تصف المادة، ومنها قوانين احتراق وانطفاء ضوء الفسفرة، الخرج الطاقى، استقطاب الإشعاع الضوئي ... الخ. بمساعدة هذه المتغيرات أمكن تحديد مواضع مستويات طاقة النظام، زمن بقاء حالات التهيج (بالنسبة للمستويات الإلكترونية)، لا يتجاوز هذا الزمن بضع أجزاء من مئات المليارات من الثانية)، احتمالات الانتقالات بين المستويات الطاقية. وكما أشرنا سابقاً، إن هذه الانتقالات يمكن أن تكون ضوئية أو غير ضوئية. فالانتقالات الضوئية تكون مصاحبة بأفعال امتصاص الضوء أو انبعاثه، غير الضوئية - بمختلف عمليات تبادل الطاقة مع أنظمة أخرى أو أشباه أنظمة. الانتقالات الضوئية من المستويات العليا إلى الأدنى منها هي أيضاً بدورها يمكن أن تكون تلقائية وقسرية تحدث بتأثير

التحليل التفصيلي للتأثير المتبادل بين الضوء والمادة يبين أنه، بمعرفة مواضع مستويات الطاقة واحتمالات الانتقالات الضوئية وغير الضوئية، يمكن حساب مآهولية المستويات (العدد n_i). فإذا بدا أن التوزيع المعكوس قد تحقق بهذه الطريقة أو تلك، فمن الممكن انتظار ظهور التوليد. أضف إلى ذلك أنه بمعرفة شروط الإثارة ومصادر الفقد، يمكن حساب جميع متغيرات التوليد الكمومي، بما فيها استدامة النبض الليزري.

مثال 1: ليزر ثلاثي المستويات (شكل 3) يبعث ضوءاً ليزرياً بطول موجي $550nm$ بالقرب من مركز الحزمة المرئية. (أ) إذا توقفت آلية الضخ، فكم ستكون نسبة مآهولية المستوى E_2 إلى المستوى الأساسي E_1 ؟ عند درجة حرارة الغرفة $T = 300K$. (ب) بأية حرارة تصبح هذه النسبة $1/2$.

الحل: من شروط التردد لبور، فإن الفرق الطاقى بين المستويين E_2 و E_1 هو:

$$E_2 - E_1 = h\gamma = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(6.63 \times 10^{-34} J \cdot s)(3 \times 10^8 m/s)}{550 \times 10^{-9} m} = 2.26 eV$$

ومتوسط طاقة التهيج الحراري هو:

$$KT = (8.62 \times 10^{-5} eV/K)(300K) = 0.0259 eV.$$

ومن المعادلة (2-6) نجد أن:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-(2.26 eV)/(0.0259 eV)} = e^{-87.3} = 1.3 \times 10^{-38}$$

وهذا رقم صغير لحد لا يصدق، ولكنه على العموم ليس غير مقبول. فالذرة التي تملك معدل طاقة تهيج حراري قدرها $0.0259 eV$ فقط، لن تمنح الطاقة التي مقدارها $2.26 eV$ إلى ذرة أخرى عند التصادم.

ب) نعوض عن $\frac{n_2}{n_1}$ بـ $\frac{1}{2}$ وناخذ اللوغاريتم الطبيعي لجانبى العلاقة (2-6) ونحلها بالنسبة لدرجة الحرارة T:

$$T = \frac{E_2 - E_1}{K \ln \frac{1}{2}} = \frac{2.26 \text{ eV}}{(8.62 \times 10^{-5} \text{ eV / K})(0.693)} = 37800 \text{ K}$$

وهذه أسخن من سطح الشمس، وبالتالي فإن آلية التهييج الحراري غير مجدية.

مثال 2: العنصر الفعال في ليزر الياقوت هو بلورة ياقوت اصطناعية لها شكل اسطوانة طولها 6cm و قطرها 1cm. والياقوت نفسه يتكون من ثاني أوكسيد الألومنيوم Al_2O_3 ، الذي استبدل فيه من بين كل 3500 أيون إلمونيوم أيون واحد أألومنيوم بأيون كروم Cr^{3+} ، وهو الذي يعطي الخاصية اللونية (اللون الوردي) لبلورة الياقوت بوصفه شائبة تظهر صفات امتصاصية ضوئية طاغية. وأيونات الكروم هذه تفسر أيضا لماذا يكون الياقوت مؤهلاً ليزرياً بواسطة نظام المستويات الطاقة الثلاثة (شكل 3) عند طول موجي قدره 694.4nm.

نفرض أن جميع أيونات الكروم Cr^{3+} موجودة في حالة شبه مستقرة تطابق الحالة E_2 في الشكل 3 ولا يوجد منها أية أيونات في الحالة الأساسية E_1 . ما مقدار الطاقة المتاحة للإطلاق في نبض منفرد لضوء الليزر إذا كانت جميع هذه الأيونات تعود إلى الحالة الأساسية في سلسلة أحداث تفاعلية لانبعاث مستحث منفرد؟ إذا كانت كثافة ثاني أوكسيد الألومنيوم Al_2O_3 هي $\rho = 3700 \text{ Kg / m}^3$ وكتلته المولارية M هي 0.102Kg / mol.

الحل: عدد أيونات الألومنيوم Al^{3+} يساوي:

$$N_{Al} = \frac{2N_A m}{M} = \frac{2N_A \rho V}{M}$$

حيث m كتلة اسطوانة الياقوت والعامل 2 يعني وجود أيونين أألومنيوم في كل جزئي من Al_2O_3 . أما V، فهو حجم اسطوانة الياقوت ويساوي:

$$V = (r^2 \pi)(h) = \left(\frac{1}{2} \times 10^{-2} m\right)^2 \pi (6 \times 10^{-3} m) \\ = 4.7 \times 10^{-6} m^3$$

ومنه، فإن:

$$N_{Cr} = \frac{(2)(6.0 \times 10^{23} / mol)(3.7 \times 10^3 Kg / m^3)(4.7 \times 10^{-6} m^3)}{0.102 Kg / mol} \\ = 2.1 \times 10^{23}$$

وبالتالي فإن عدد أيونات الكروم Cr^{3+} هو:

$$N_{Cr} = \frac{NA\ell}{3500} = \frac{2.1 \times 10^{23}}{3500} = 6.0 \times 10^{19}$$

أما طاقة فوتون الانبعاث القسري فهي:

$$E = h\gamma = h \frac{C}{\lambda} = \frac{(4.1 \times 10^{-15} eV)(3.0 \times 10^8 m/s)}{694 \times 10^{-9} m} \\ = 1.8 eV.$$

والطاقة الكلية المتاحة لكل ليزر هي:

$$U = N_{Cr} E = (6.0 \times 10^{19}) \left(1.8 eV \frac{(1.6 \times 10^{-19} J)}{1 eV} \right) = 17 J.$$

ومثل هذه الطاقات النبضية الكبيرة تتركز فعلاً، ولكن فقط بواسطة ليزرات ليزر تطورا.

1- ذرة افتراضية تمتلك مستويين ذريين مفصولين بـ $3.2eV$. ثمة نجمة في غلافها الجوي يوجد 6.1×10^{13} من هذه الذرات لكل cm^3 في الحالة (العليا) المثارة و 2.5×10^{15} بالـ cm^3 في الحالة الأساسية (الدنيا)، احسب درجة حرارة الغلاف الجوي للنجمة.

2- توصف الاسكانية (المأهولة) لمستويين طاقيين غالباً بتحديد درجة حرارة كل من السالبة للنظام، يبين أن مثل هذه الدرجة الحرارية السالبة صحيحة طبقاً للعكس (*Inversion*). ما هي درجة الحرارة السالبة التي تصف النظام في المثال 1؟ إذا كانت مأهولة المستوى الأعلى تتجاوز مأهولة المستوى الأدنى بنسبة 10.0%؟

3- ثمة ذرة تمتلك مستويين طاقيين بطول موجي إنتقالي قدره $582nm$. عند درجة حرارة $300K$ كانت في الحالة الدنيا 4×10^{20} ذرة. (أ) ما عدد مأهولة الحالة العليا تحت شروط التوازن الحراري؟ (ب) افرض أن 7×10^{20} ذرة ضُخَّت إلى الحالة العليا، مع بقاء الذرات 4×10^{20} في الحالة الدنيا. ما مقدار الطاقة التي يمكن أن تتحرر في نبض ليزري مفرد؟

4- ثمة ذرة افتراضية مستوياتها الطاقية متباعدة بـ $1.2eV$ احسب نسبة عدد الذرات في الحالة المثارة الثالثة عشرة إلى عددها في الحالة المثارة الحادية عشرة لدرجة حرارة $2000K$.

5- حزمة ليزرية عالية القدرة ($\lambda = 600nm$) بقطر حزمة مقداره $11.8cm$ صوبت نحو القمر الذي يبعد عنا (عن الأرض) بمسافة $3.82 \times 10^5 km$. أثناء انتقالها، تتوسع الحزمة بسبب الحيود فقط، وعند سقوطها على سطح القمر كان الموقع الزاوي لحافة قرص الحيود المركزي معطي بالعلاقة:

$$\sin \theta = \frac{1.22\lambda}{d}$$

حيث d قطر ثقب الحزمة. أوجد قطر قرص الحيود المركزي عند سطح القمر.

(لاحظ الحيود من ثقب دائري).

6- حزمة ليزر الارغون ($\lambda = 515nm$) قطرها $d = 3.00mm$ وبقدرة خرج مقدارها $5.21W$. بؤرت (جمعت) الحزمة على سطح ينشر الضوء بواسطة عدسة بعدها البؤري $3.5Cm$ ، فظهر شكل للحيود. (أ) برهن أن نصف قطر قرص الحيود المركزي يعطي بالعلاقة:

$$R = \frac{1.22 f \lambda}{d}$$

يمكن أن يري القرص المركزي محتوياً لـ 84% من القدرة الساقطة، أحسب
(ب) نصف قطر القرص المركزي R ، (ج) معدل كثافة فيض القدرة في الحزمة الساقطة، (د) معدل كثافة فيض القدرة في القرص المركزي؟

7- عدد كبير من ذرات الهيدروجين في اتزان حراري عند درجة حرارة T ، ماذا يجب أن تكون T لكي نجد ذرة واحدة في الحالة المثارة $n = 2$ لكل 100 ذرة في الحالة الأساسية $n = 1$ ؟ [ملاحظة: لاحظ المعادلة (2-6)].

الفصل السابع

انتشار ضوء الليزر

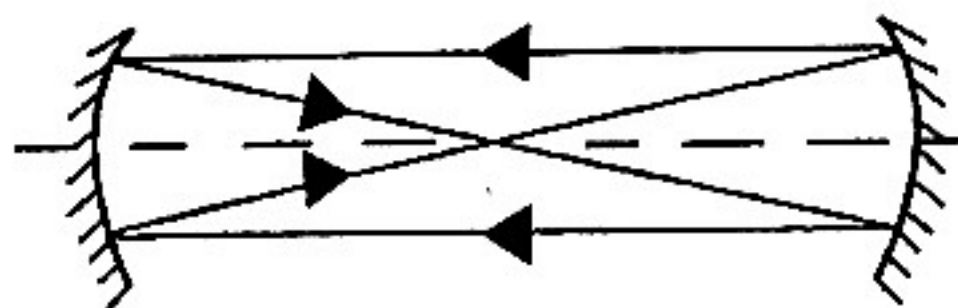
الغرض من هذا الفصل هو توفير القارئ عن سلوك الحزم الليزرية وتأثير تصميم المرنان الليزري على هذه الحزم، إضافة إلى المواصفات الحادة التي تتعلق بتطبيقات المواد العاملة فضلاً عن المواد الضوئية وبعض الأدوات البصرية.

7-1 المرانين الليزرية

أنواع المرانين:

كما جاء في الفصل السابق ، يتكون المرنان الليزري، أو التجويف الضوئي من مرآتين، مرآة خلفية ومرآة خرج، مرتبّتين بنظام دقيق للغاية على محور مشترك.

هناك نوعان من المرانين الليزرية شائعاً الاستخدام، مستقر وغير مستقر. والاستقرار هنا يعني قدرة المرنان على إنتاج خصر (وسطاً) في الحزمة أو إنتاج أشعة تستعيد مساراتها ذهاباً وإياباً داخل المرنان، كما يوضح ذلك الشكل 1 بالنسبة للمرنان المتحد البؤرة. وكذلك الشكل 2، فهو أيضاً يظهر ما يشابه المرنان المستقر والذي هو سلسلة لانهائية من العدسات المجمعة، التي تعيد باستمرار تبئير الحزمة. أما الشكل 3، فهو يبين ما يشابه المرنان غير المستقر، وهو سلسلة لانهائية من العدسات التي تجعل الحزمة تتفرق ببطيء. إن جزء الضوء الهارب من هذه العدسات هو جزء خرج الحزمة. في المرنان المستقر يجب أن يخرج الجزء الصالح خلال إحدى المرآتين التي تكون نفاذيتها عادة بحدود 30-50% بالنسبة لليزرات المادة العاملة.



(شكل 1) مرنان متحد البؤرة يبين كيف تستعيد الأشعة مسارها في المرنان المستقر.

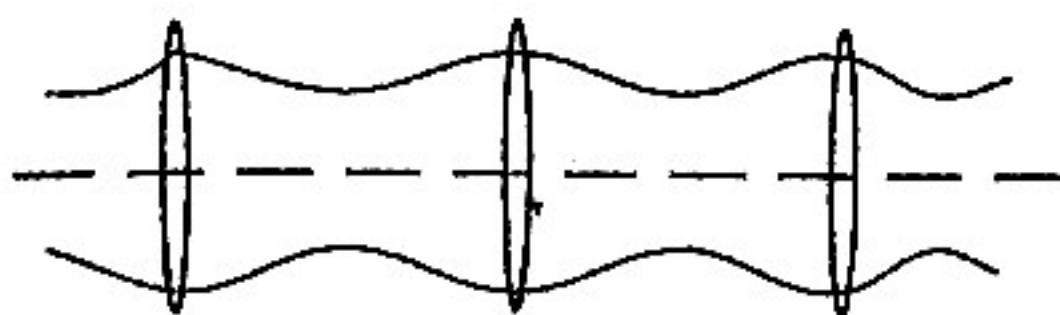
من المفيد التعرف على المتغيرات الهندسية للمرنان، وهي:

$$\delta_1 = 1 - L/r_1 , \delta_2 = 1 - L/r_2 \quad (7-1)$$

حيث L هو الطول الضوئي للمرنان و r_1 و r_2 هما نصف قطر انحناء المرآة الخلفية ومرآة الخرج على التوالي. وهما موجبان، وموجبان وسالبان بحسب طريقة قياسهما.

معظم المرانين المستقرة تتكون من مرأتين مقعرتين موضوعتين وجهاً لوجه، ومثل هذه التراكيب ليست جميعها مستقرة، إن شرط استقرار المرنان هو: أن يكون مركز انحناء إحدى المرأتين واقعاً بين المرآة الأخرى ومركز انحنائها، بما يحقق العلاقة الرياضية التالية.

$$0 \leq \delta_1 \delta_2 \leq 1 \quad (7-2)$$



(شكل 2) سلسلة لانهائية من العدسات المبوثرة تشكل ما يشابه المرنان المستقر.

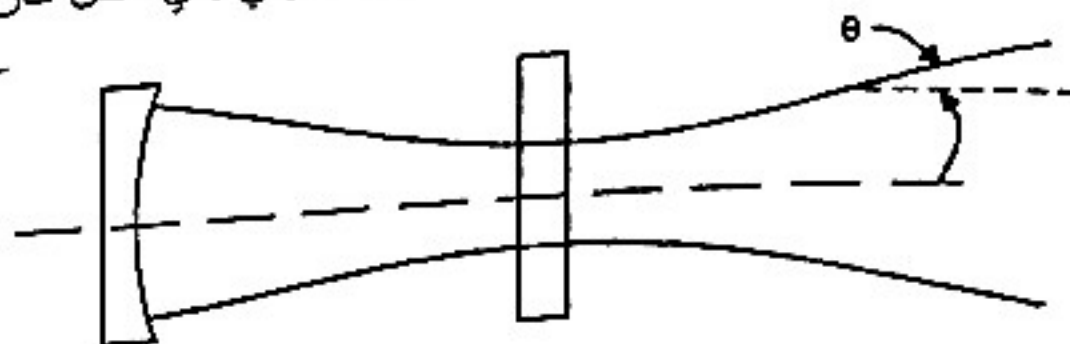


(شكل 3) توضيح تحديد زاوية التفريق

وبعكسه، يكون المرنان غير مستقر. أكثر الأنواع الشائعة للمرنان غير المستقر هو الترتيب المتحد البؤرة لمرآة محدبة ومرآة مقعرة (شكل 4). تكون المرآة المحدبة مرآة خرج، لأنه ما لم توضع مرآة أخرى في المرنان لتعترض الحزمة (وتدعي مرآة كاشطة)، فإن الحزمة ستمر من حول حافتي المرآة.

إن حزم المرانين المستقرة (شكل 1، 2) تكون كروية في سلوكها تقريباً. وهذا يعني أن الضوء يظهر وكأنه وارد من مصدر نقطي. وتقنياً يُعزى هذا إلى ما يعرف بحزم

غاوس، وهو تطبيق شائع ينتمي إلى النمط الأدنى رتبة، المعروف بالغاوسيان (لاحظ الفقرة اللاحقة). إن حزم غاوس تحتفظ بشكلها عندما تنتشر خلال الفضاء وحتى عندما تتبؤر، بفرض أن لا شيء يشوهها، كالثقب أو العنصر الضوئي بأي شكل كان.



(شكل 4) سلسلة غير منتهية من العدسات المفرقة

أما حزم المرانين غير المستقرة، فلها سلوك مختلف قليلاً عن حزم غاوس. فحزمة خرج المرنان غير المستقر هي قرص حلقي مع قرص حيود أساسي في المجال القريب. عندما تنتشر الحزمة لبعض مسافات فإن مركز القرص يصب فيها، وهذا يدعى بنمط المجال البعيد. العنصر المبؤر يُنتج نمط المجال - البعيد من نمط المجال - القريب، وبناء على ذلك فإن شكل الحزمة من المرنان غير المستقر يتغير مع مسافة الانتشار والتبؤر.

أنماط المرنان

في هذه الفقرة سنتعامل مع طبيعة أنماط المرنان المستقر. أما أنماط المرانين غير المستقرة فهي على درجة عالية من التعقيد، ولكن لحسن الحظ أن معظم المرانين غير المستقرة مصممة لكي تعمل في النمط الأدنى رتبة لأن هذا يُنتج في أدنى زاوية تفريق، تلك التي تؤخذ لتكون نصف زاوية (شكل 4). إن زاوية التفريق يجب أن تكون صغيرة لكلا نوعي المرانين وذلك لسبب واضح وجلي وهو أن حجم الحزمة يبقى داخل الحدود المقبولة على مدى مسافات كبيرة، وغير الواضح هو حقيقة أن التفريق القليل يُنتج بقعة صغيرة مبؤرة وعمقاً أكبر للبؤرة.

هناك نوعان من الأنماط في المرانين المستقرة: مستعرضة ومحورية (طولية).

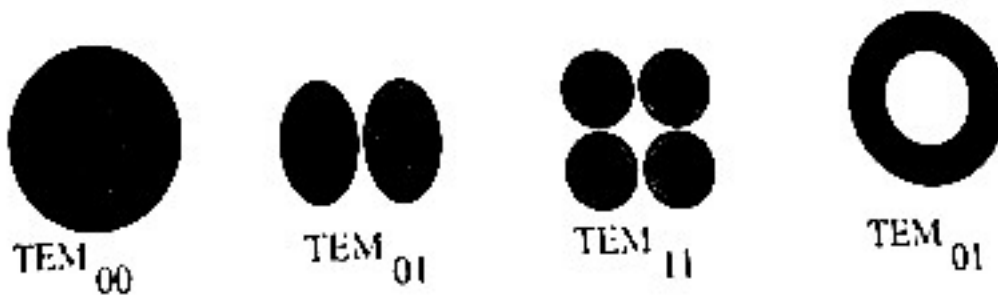
تنتج الأنماط من حقيقة أن طور الموجة الكهرومغناطيسية يجب أن يعيد إنتاج نفسه في

الدورة الكاملة الواحدة. وهذا هو الشرط الأساسي في أي نوع من الدليل (الموجه) الموجي سواء أكان معدناً مجوفاً، عازلاً، أو موجه موجي مرآيائي. هذا الشرط يظهر نفسه بطريقتين، الأولى، يمكن أن يوجد عدد صحيح فقط من أنصاف الأطوال الموجية بين المرآتين، كما يوضح ذلك الشكل 5، والعلاقة بين الطول الموجي وطول المرنان يمكن أن يعبر عنها بالصورة $n\lambda = 2L$ ، حيث λ هي الطول الموجي و L هو طول المسار الضوئي للمرنان. فإذا كانت λ تعوض بـ c/f حيث c سرعة الضوء و f التردد، ولأن الفرق في التردد بين نمطين متجاورين يمكن أن يكون محسوباً وفقاً للتعبير التالي.

$$\delta f = \frac{c}{2L} \quad (7-3)$$



(شكل 5) توضيح الأنماط المحورية بالنسبة لـ $\lambda = 2L$ ، $\lambda = L$ و $\lambda = 2L/3$



أنماط مستطيلة



أنماط دائرية

(شكل 6) أمثلة الأنماط TEM المستطيلة والدائرية

من هذه العلاقة (3-7) يظهر ان المباعدة الترددية (المسافة بين تردد نمط معين وتردد نمط مجاور آخر) تعتمد فقط على سرعة الضوء وعلى طول المسار الضوئي للممرنان. أن الليزرَات يمكن أن تعمل في أنماط محورية متعددة عند نفس الزمن دون أن تؤثر في قابليات موادها العاملة باستثناء بعض التطبيقات الغريبة جداً.

أما الأنماط المستعرضة فهي تنتج من حقيقة وجود كم لانهاثي من التوزيعات السعوية الممكنة المستعرضة مع الحزمة التي تستطيع أن تقي بشرط الموجة الموجي لقابلية إعادة الإنتاج في دورة كاملة واحدة. هذه التوزيعات السعوية المختلفة تسبب تنوعاً في التوزيعات الإشعاعية. إن الأنماط المتباينة تنتمي إلى الأنماط الكهرومغناطيسية المستعرضة، ويرمز لها اختصاراً بـ TEM_{pq} ، والحرفان pq يشيران إلى عدد العقد في التوزيع السعوي المستعرض. تظهر كل من الأنماط الدائرية، والمستطيلة. بالنسبة للأنماط الدائرية يشير الحرف P إلى عدد العقد الدائرية والحرف q إلى عدد العقد القطرية. وبالنسبة للأنماط المستطيلة تكون العقد بهيئة خطوط مستقيمة عند زاوية قائمة الواحد بالنسبة للآخر، لذلك فإن P و q يمثلان عدد العقد في كل اتجاه، والشكل 6 يتضمن تخطيطات لكل من النمطين الدائري والمستطيل. إن النمط الأدنى رتبة TEM_{00} ، ينتمي إلى مثل نمط غاوس، وهو نفسه لكلا نوعي النمطين.

في مثل هذه الظروف ستظهر حزمة أكبر وأكثر انتظاماً في الطور وأقل انتشاراً حيويّاً، بالتالي فإن هذه الحزمة هي الأقل تفرقاً. أما الأنماط الأعلى رتبة، فهي تتفرق بسرعة أكبر، وبالتالي، فإن الطريق الصحيح لضمان أن يعمل الليزر أنماطاً أدنى رتبة هو أن يصمم بحيث يكون طويل نسبياً وضيق، وهذا يمكن أن يعبر عنه رياضياً بدلالة ما يعرف بعدد فرنل (Fresnel number) ويعطى بالعلاقة:

$$N = \frac{a^2}{\lambda L} \quad (7-4)$$

حيث a هو نصف قطر مرآة الخرج أو ثقب التحكم. وعدد فرنل الذي مقداره 1 أو أقل ينتج عند العمل بنمط غاوس. أما عدد فرنل الكبير فهو يشير دائماً إلى عمل الرتبة الأعلى أو النمط المضاعف. في الأنبوب الرنيني الطويل والضيق توهم الأنماط الأعلى رتبة طبيعياً بواسطة الجدران الجانبية وتفضل أنماط الرتب الدنيا. في تطبيقات القطع

والثقب، يفضل النمط TEM_{00} . وفي تطبيقات معينة للحام، أو التعديلات السطحية فقد تكون الحزمة الأعلى رتبة هي المرغوبة. ففي اللحيم الناتج يسمح النمط الأعلى رتبة بأعرض فجوة تحمل، أما في تطبيقات التعديل السطحي، فإن نمط الرتبة الأعلى يضمن توزيعاً إشعاعياً أكثر انتظاماً.

إن ليزرات النمط الأعلى رتبة تفضي إلى العمل في النمط المضاعف أو في الأنماط المستطيلة، أما ليزرات الرتبة الدنيا فهي تفضي إما إلى العمل في النمط النقي تقريباً TEM_{00} أو بالاتحاد بالنمط TEM_{01} أو بالنمط TEM_{01}^* .

متغيرات الحزمة الليزرية

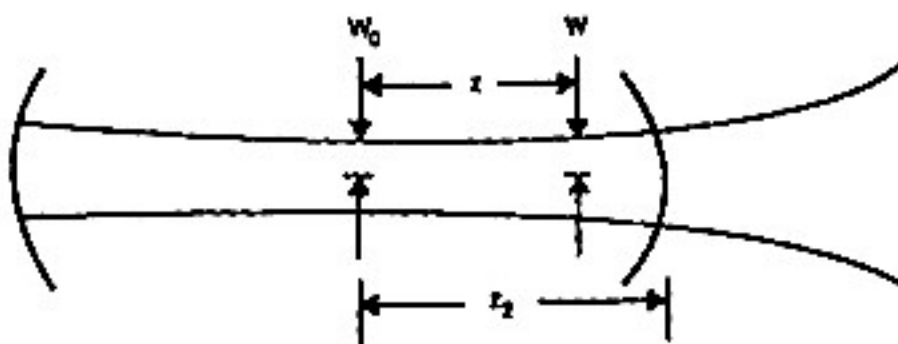
تحدد هندسة المرنان الليزري وطول موجة شعاعه، يحددان المتغيرات الجوهرية للحزم. فالعوامل الهندسية المهمة هي طول المسار الضوئي لليزر ونصف قطر انحناء المرآتين، إضافة إلى الثقب النهائي (الحددي) للمنظومة. فالثقب النهائي قد يكون قطر مرآة الخرج، قطر أنبوب التفريغ، أو ثقباً عالي النفاذية، ذلك الذي يوضع في المرنان ليعزز عمل نمط الرتبة الأدنى وذلك بكشط (حت) أنماط الرتبة الأعلى.

إن الكمية المفيدة جداً في تبسيط بعض المعادلات التي ستوجد هي مدى رايلي Z_R Rayleigh range، وفيزيائياً هو المسافة من الخصر الذي يتغير عنده نصف قطر الجبهة الطورية من النقصان في القيمة إلى الزيادة.

بالنسبة لحزمة النمط TEM_{00} يكون مدى رايلي:

$$Z_R = \pi w_0^2 / \lambda \quad (7-5)$$

حيث w_0 نصف قطر التخصر، والشكل 7 يبين تخطيطاً للمرنان والتخصر الناتج بواسطة.



(شكل 7) يشير إلى موقع تخصر الحزمة الليزرية وحجمها كدالة للمسافة z من التخصر

إن متغيرات الحزمة ذات الأهمية هي موقع التخصر، حجم التخصر، الذي يعطى عادة بدلالة نصف قطره، وحجم الحزمة كدالة للمسافة من التخصر. والمعادلة التالية تعطينا موقع التخصر بالنسبة إلى مرآة الخرج، وهي معادلة هندسية بحتة:

$$Z_2 = \frac{L\delta_1(1-\delta_2)}{(\delta_1 + \delta_2 - 2\delta_1\delta_2)} \quad (7-6)$$

ويعطى نصف قطر التخصر بالعلاقة:

$$W_0 = \left(\frac{Z_R Cr}{\pi} \right)^{1/2} \quad (7-7)$$

حيث Cr هو عامل التصحيح لحزم النمط المضاعف أو نمط الرتب العالية، وهو نفسه كعامل نوعية النمط، M^2 ، الذي قيمته واحد لحزم النمط TEM_{00} . إن المعادلة أعلاه (7-7) تبدو وكأنها دائرية باستثناء أن Z_R يمكن أن تحسب من المعادلة التالية:

$$Z_R = \frac{L[\delta_1\delta_2(1-2\delta_1\delta_2)]^{1/2}}{\delta_1 + \delta_2 - 2\delta_1\delta_2} \quad (7-8)$$

مع ملاحظة أن مدى رايلي Z_R هو أيضاً كمية هندسية بحتة.

2-7 انتشار الحزمة الليزرية وتبليدها

الانتشار: إن معادلة حجم الحزمة W كدالة للمسافة من التخصر Z هي:

$$W = W_0 \left[1 + \left(\frac{Z}{Z_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7-9)$$

والتخصر الليزري يقع داخل المرنان على العموم، أو إذا وجدت مرآة مسطحة فإن التخصر سيكون عند نفس تلك المرآة، أما إذا كانت كل من المرأتين مسطحتين، كما في بعض ليزرات الأكسايمر (سندرسها في الفصل اللاحق)، فلن ينطبق ما قيل أعلاه. وإذا لم تكن مرآة الخرج مسطحة على كلا الجانبين، أو إذا كان لها نصف قطر انحناء مختلفين، فإنها ستؤثر كعدسة تجعل الحزمة إما أن تتفرق بسرعة أكبر، بسرعة أقل، أو حتى قد تجمعها عند تخصر جديد خارج المرنان. عندما تؤثر مرآة الخرج كعدسة، فإن

المعادلة السابقة (7-9) يمكن أن تتبنا فقط بأن حجم الحزمة بمستوي مرآة الخرج.

والمعادلة التالية تبين الطريقة البسيطة للتنبؤ بموقع التخصر الجديد الناتج عن مرآة الخرج أو عنصر تبئري آخر، وللتنبؤ بحجم التخصر الجديد ومدى رايلى الجديد. إن موقع التخصر الجديد يمكن أن يحسب من العلاقة:

$$\frac{1}{0 + Z_R^2 / (0 - f)} + \frac{1}{i} = \frac{1}{f} \quad (7-10)$$

حيث 0 هي المسافة من التخصر الأصلي إلى عنصر التبئير، i هي المسافة من عنصر التبئير إلى التخصر الجديد، و f هو الطول البؤري للعنصر المبوئر، إن حجم التخصر الجديد يمكن أن يحسب من العلاقة:

$$W_n = W_0 \left[\left(1 - \frac{0}{f} \right)^2 + \left(\frac{Z_R}{f} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7-11)$$

حيث W_n هي حجم التخصر الجديد و W_0 حجم التخصر القديم. أما مدى رايلى الجديد فهو يتحدد بالعلاقة:

$$Z_{Rn} = \left(\frac{W_n}{W_0} \right)^2 Z_R \quad (7-12)$$

وعندما يتحدد موقع التخصر الجديد، حجم التخصر ومدى رايلى الجديد، فإن حجم الحزمة يمكن التنبؤ به كدالة للمسافة من التخصر الجديد.

التأثير العدسي لمرآة الخرج

عندما يكون لمرآة الخرج نصف قطر انحناء مختلفين على جانبيها، فإنها ستؤثر كعدسة. وهنا يمكن استخدام معادلات سيلف (*Selfis equation*) لحساب موقع التخصر الجديد، حجم التخصر، ومدى رايلى، كما هو الحال مع أي عنصر تبئير إذا علم الطول البؤري. إن الطول البؤري لمرآة الخرج يمكن أن يحسب من صيغة صانعي العدسات الرفيعة:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} \right) \quad (7-13)$$

حيث r_2 هو نصف قطر الانحناء الداخلي، وهو موجب إذا كان السطح محدباً وسالباً إذا كان مقعراً، r_3 هو نصف قطر الانحناء الخارجي، وهو موجب ($+r_3$) إذا كان السطح محدباً وسالباً ($-r_3$) إذا كان السطح مقعراً.

التبئير

عند استخدام عدسة أو مرآة لتبئير حزمة الليزر لغرض التطبيقات العملية يصار إلى عدة اعتبارات:

- 1- يجب أن تُرصف الحزمة تماماً مع محور عنصر التبئير.
- 2- يجب أن لا تملأ الحزمة النقب الواضح حتى الفيضان.
- 3- يجب أن يكون حجم البقعة المبعثرة معلوماً.
- 4- يجب أن يكون عمق البؤرة معلوماً. وعمق البؤرة (DOF) هو المسافة المتاحة من نقطة أفضل بؤرة إلى البؤرة المقبولة الناتجة في التطبيق.

إن عدم ملائمة الحزمة قد يسبب نتائج غير مقبولة، مثل الثقوب غير المثقوبة بصورة مستقيمة، الثلوم (جمع ثلم) بجوانب زاوية، أو حتي اللحيمات، تلك التي لا تتخذ باتجاه قائم. وقد تظهر أثناء نشوء البقعة المبعثرة خسارة في سرعة العملية وفي نوعية أمور أخرى. إن حجم البقعة المبعثرة سيكون غير مكبراً بسبب آثار الزوغان المتنوعة تلك التي تنتج من الحزمة غير الموازية للمحور الضوئي للعنصر. وتحدد مشكلة الزوغان بأنها أقصى انحراف للمحور الخارجي لمرايا التبئير القطعية المكافئة.

جميع الحزم الليزرية تتفرق، وما لم يستخدم نظام ضوئي يجمع الحزمة عندما تقرب من عنصر التبئير، فإن الحزمة ستكون هناك أكبر مما في أي مكان آخر. فتطويق الحزمة بنقب أو عدسة غامرة أو مرآة يسبب اضطراباً أكثر من الخسارة البسيطة في القدرة، ذلك لأن الحيود من حافة النقب سيحط من قدر البقعة المبعثرة نوعياً بكل من الحجم والبنية. إن قاعدة نيب الإبهام المأمونة تنص في هذا الإطار أن يكون قطر النقب

أكبر من حجم الحزمة المقاسة بمرة ونصف على الأقل. فحجم الحزمة يقاس عادة من احتراق نموذج من الاكريليك بالنسبة لليزر ثاني اوكسيد الكربون أو باحتراق ورقة حساسة للضوء بالنسبة لليزر النيديميوم-جياك.

يمكن أن يحسب حجم البقعة المبثورة باستخدام معادلات سيلف أو يمكن تخمينه بدقة من المعادلة التالية إذا كان حجم البقعة عند عنصر التبثير معلوماً:

$$W_f = \frac{\lambda f c_r}{\pi W_L} \quad (7-14)$$

حيث W_f هو حجم البقعة المبثورة و W_L حجم البقعة عند العدسة. هذه المعادلة مشتقة من معادلة الانتشار (7-9) بوضع $W = W_L$ و $Z = f$ وتوقع أن $(f/Z_R)^2$ أكبر بكثير من 1.

إن عمق البؤرة (DOF) لا يمكن أن يتحدد بصورة وحيدة لأن المسافة العاملة المتاحة تعتمد جداً على طبيعة التطبيق. فإذا كان حجم البقعة معيارياً فقط، فإن التحديد التالي لعمق البؤرة يكون مفيداً

$$d = \pm \sqrt{\rho^2 - 1} Z_R = \frac{\pm \sqrt{\rho^2 - 1} \pi w_0^2}{\lambda C_r} \quad (7-15)$$

بما أن حجم البقعة المبثورة يتناسب طردياً مع الطول البؤري (لاحظ المعادلة 14-7) فإن عمق البؤرة (DOF) يتغير مباشرة مع مربع الطول البؤري. إن تعبير عمق البؤرة (7-15) يتضمن المتغير ρ الذي يحدد مقدار التغير المتاح لحجم البقعة. فإذا كان حجم البقعة هو W_f ، حينئذ يكون أكبر حجم متاح للبقعة هو:

$$W = \rho W_f \quad (7-16)$$

وهكذا فإن ρ هي الكمية المستخدمة المحددة التي تعتمد على التطبيق.

قد يكون حقيقياً أن عمق البؤرة (DOF) يعتمد على كل من القدرة والسرعة. فخسارة في القدرة مقدارها (10%) يمكن أن تبدل عمق البؤرة من $\pm 2mm$ إلى الصفر أو إلى أبعد.

أما عمق الاختراق، فهو يتناسب عكسياً مع السرعة، وهذا يعني أن عمق البؤرة

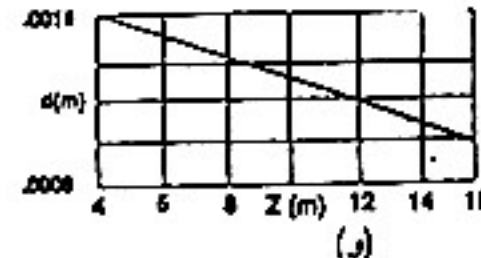
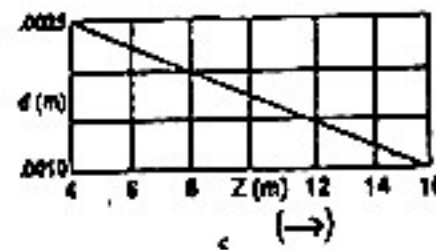
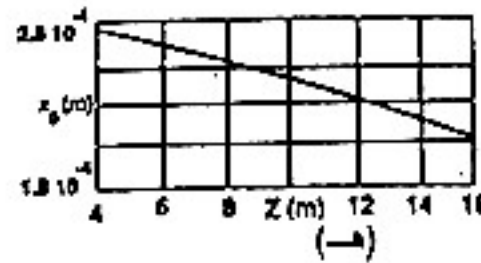
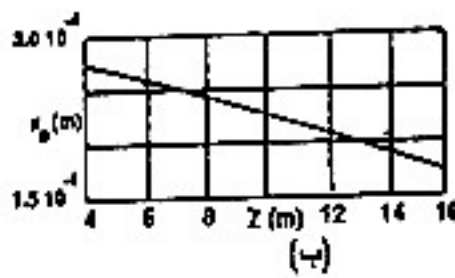
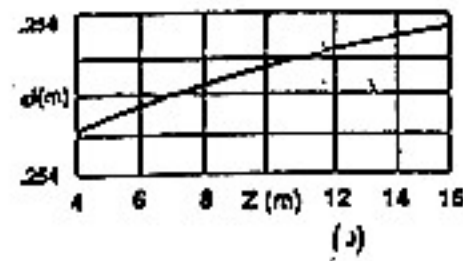
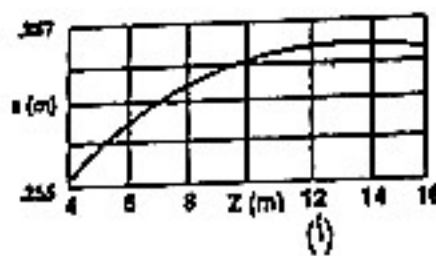
سينقص بزيادة مقدار السرعة.

7-3 تغير المتغيرات المبوثرة مع المسافة

عندما تنتشر الحزمة الليزرية لمسافات طويلة، كما في أنظمة جسر الإشارات الكبيرة، فإن تغيرات في المتغيرات المبوثرة تظهر مع تغير أطوال المسارات الحزمية لمسافات عمل قصيرة. وهذا جلي لأن حجم الحزمة يتغير مع المسافة، وبالتالي فإن جميع المتغيرات التي تعتمد على حجم الحزمة تتغير أيضاً. وقد لا يكون واضحاً تماماً أن موقع النقطة البؤرية يتغير أيضاً، وأن ذلك التغير قد يكون كبيراً لدرجة أن يسبب سلسلة من عمليات التغير.

حجم البقعة المبوثرة:

أسهل الطرق لحساب التغير في حجم البقعة مع المسافة هو باستخدام معادلة الانتشار (7-9) لحساب حجم البقعة عند العدسة أو المرآة ومن ثم حساب حجم البقعة المبوثرة وعمق البؤرة (DOF). وهنا يمكن استخدام معادلات سيلف لحساب حجم البقعة المبوثرة ويجب استخدامها لتحديد موقع النقطة البؤرية أيضاً.



(شكل 8) (أ) موقع البؤرة، (ب) حجم البقعة المبوثرة، (ج) عمق البؤرة مقابل المسافة من المقرنة الخارجية لمرنان بـ $R_1 = 30m$ ، $R_2 = 800m$ ، $R_3 = 100m$ ، $L = 6m$ ، (د) ، (هـ) ، (و) رسوم متماثلة، لمرنان بـ $R_1 = \infty$ ، $R_2 = 30m$ ، $R_3 = -17m$ ، $L = 8.05m$

إن التغير في هذه المتغيرات يعتمد على تصميم منظومة المرنان الليزري. فلتحسين سلوك الحزمة لمسافة معينة يمكن استخدام بصريات خارجية، كما يبين ذلك الشكل 8 الذي يتضمن رسومات للمتغيرات الحزمية مقابل المسافة لمرنانين ليزريين ممكنين.

4-7 المواد البصرية والأدوات

المواد: إن المادة الأساسية لليزرات النيدميوم - ياك أو الزجاج هي سيليكات البورون للزجاج التاجي ذات النوعية البصرية والحرارية الممتازة والثمن غير الغالي جداً. لمرنان ليزرات النيدميوم، وأحياناً العنصر البصري الخارجي، غطاءان إما أن يكونا لتعزيز وتقوية الانعكاس أو لتقليله.

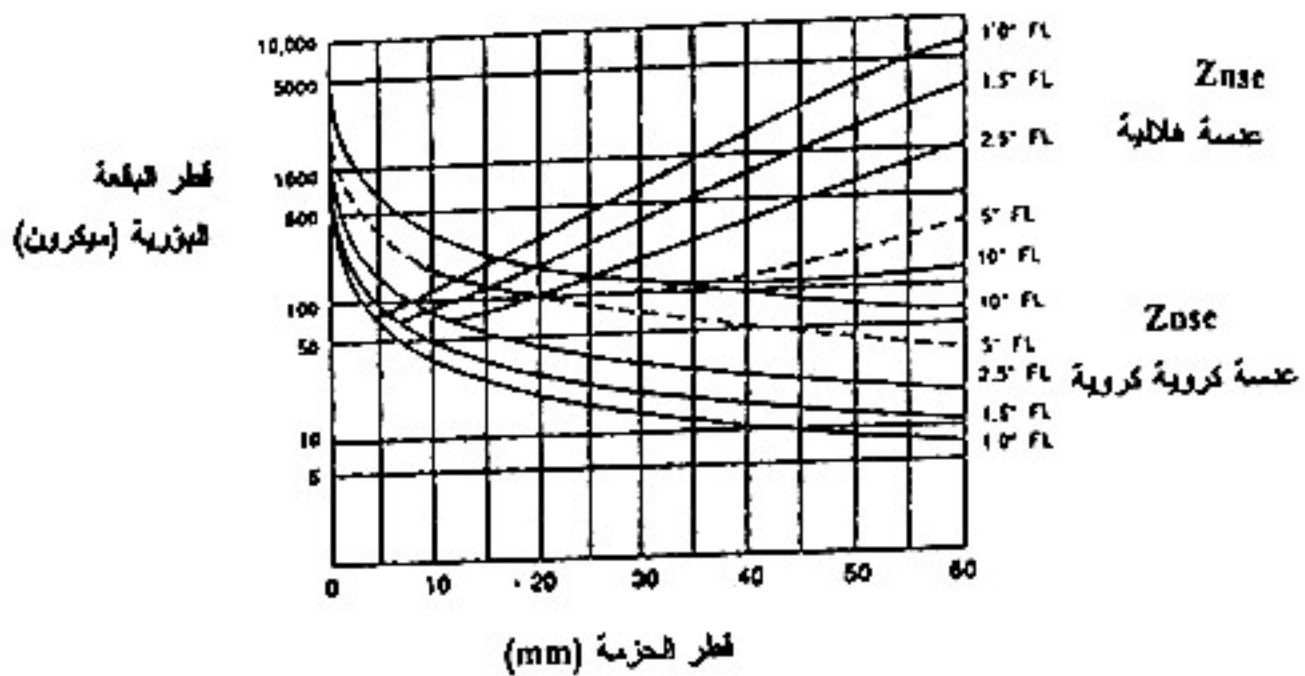
أما المواد البصرية المستخدمة لليزرات CO_2 فهي مختلفة جداً. وبما أن المعدن عاكس بدرجة خارقة للإشعاع المنخفض القدرة الكثافية بطول موجي بحدود $10.6\mu m$ ، فإن بعض المعادن تصنع كمادة مرآياتية ممتازة، وخصوصاً النحاس، الفضة، الذهب، والموليبيديوم. فالنحاس الصقيل له معامل انعكاس يتجاوز الـ 99%، ولكنه يتضرر بسهولة بسبب نعومته. ورغم ذلك فهو واسع الاستخدام وذلك لموصليته الحرارية العالية، وكثيراً ما يغطي بالفضة أو الذهب لتحسين معامل انعكاسه. قد يوضع غطاء عازل على المرآة لجعلها أكثر قوة وصلابة، ولكن ذلك سيقلل معامل الانعكاس تدريجياً ويستخدم الموليبيديوم كغطاء على المواد ذات الأساس النحاسي لمتانته الشديدة، ولكن معامل انعكاسه هو حوالي 97% فقط.

قد تغطي المرايا الخارجية في المنظومات البصرية، إما بالنحاس أو السيليكون. فالمرايا النحاسية قد تكون إما نحاساً عارياً أو أن تكون لها أغشية من التي مر ذكرها أعلاه، وهذا يشمل كل من المرايا المبوثرة (بالهمزة المكسورة) والثانية (التي تنتهي الشعاع الساقط عليها).

إن المرايا غير المنفذة في المرانين الليزرية هي عادة مواد نحاسية في أساسها وذات أغشية. ويستخدم السيليكون أحياناً كمادة أساسية لأن معامل تمدده الحراري صغيراً للغاية، وهذا يحسن الاستقرار الميكانيكي - الحراري للمرآة. أما البصريات المنفذة الداخلية فتتقسم إلى فئتين: (1) تلك التي تميل إلى تنفيذ الحزمة القابلة للاستعمال، وتكون

في الحالة الطبيعية عاكسة بنسبة حوالي 50%، و(2) تلك التي تميل إلى تنفيذ الحزمة بنسبة أقل من 1.0% لغرض ضبط القدرة، والمواد المستخدمة للنوع الأول هي إما سيلينيدات الزنك (Zn Se) أو زرنيخيد الغاليوم (Ga As). النوع الثاني قد يكون السيليكون، الجرمانيوم، (Zn Se)، أو (Ga As). جميع هذه المواد تتطلب أغشية معززة للانعكاس لتكتسب معامل انعكاس ملائم. وأحياناً تستخدم شبابيك خرج لإزالة عدم استقرار المرنان أو لصيانة مرآة الخرج. هذه الشبابيك تميل لأن تنفذ أكبر قدر ممكن من الحزمة ويجب أن تكون مغطاة بما يضعف معامل الانعكاس. لهذا الغرض تستخدم كل من (Zn Se) و (Ga As).

تتميز سيلينيدات الزنك عن زرنيخيد الغاليوم بشفافيتها في الضوء المرئي، ما يجعلها قادرة على تمرير حزمة ليزر الهليوم-نيون خلالها لأغراض الرصف والتخطيط، إضافة إلى تميزها بموصليتها الحرارية ما يجعلها فائقة في التطبيقات العملية، حيث تستخدم كغطاء ملائم عالي الانعكاسية، كما هو على مرآة الخرج، فالأغشية المعززة للانعكاس تكون ماصة إلى حد ما وسيلينيدات الزنك تؤثر كأفضل مستهلك حراري قياساً بـ (Ga As).



(شكل 9) قطر البقعة البؤرية مقابل قطر الحزمة لعدستين، هلالية وشبه كروية من سيلينيدات الزنك (Zn Se) لأطوال بؤرية مختلفة. والرمز F_L هو الطول البؤري

وبسبب شفافية ألـ (Zn Sc) للضوء المرئي صنعت منها العدسات. فالعدسات يجب أن تكون مغطاة بأغطية لا إنعكاسية أو أن مقدار ما تعكسه من القدرة الساقطة عليها لن يتجاوز 17% تقريباً من كل السطح. بعض العدسات تكون كروية -هلالية لطول بؤري يفوق ألـ 19Cm، وأحياناً تستخدم عدسات مستوية - محدبة لطول بؤري يتجاوز 19Cm. ولأن الزوجان الكروي لا يشكل مشكلة جدية بالنسبة للأطوال الموجية الطويلة فإن العدسات المعينية، المنتئية الشبه كروية، هي المتاحة اليوم. بالنسبة لهذه العدسات، تلك التي طولها البؤري أقل من 13 سم، فيشترط لإزالة الزوجان منها أن تكون حجوم بقعها صغيرة جداً. والشكل 9 يظهر رسوماً لقطر البقعة البؤرية مقابل قطر الحزمة لعدسات هلالية وشبه كروية لمسيلندات الزنك (Zn Sc) ولأطوال بؤرية مختلفة. ومن هذه الرسومات تتجلى أفضلية العدسات الشبه كروية من خلال إنقاصها لحجم البقعة المبنورة (بفتح الهمزة).

البصريات المعدنية المبنورة (بكسر الهمزة) شائعة جداً لأعمال اللحيم وتسوية السطوح. وهناك تجارب كثيرة مع أصناف مختلفة لمرايا القطعي المكافئ ذات المحور البعيد المبنورة تشير إلى أن هذه المرايا أدنى كفاءة من العدسات ذات نفس الطول البؤري فيما يخص حجم البقعة المبنورة (بفتح العين) ومقدار سرعة اللحيم. وهذا ناشئ عن ضعف التتابق والانسجام بين الشكل القطعي المكافئ وأثار الحيود من الموجهات المعينية - المنتئية للعدسات. إن المئانة الفائقة للمرايا المعدنية تفوق كثيراً هذا العائق بالنسبة للتطبيقات حيث لا ضرورة لعدسات فائقة القدرات التنبؤية.

إن البصريات المعدنية التنبؤية، كمرايا القطعي المكافئ ذات المحور - البعيد، قد تكون مجردة من اللعان أو نحاسية معينية - منتئية أو موليبيديوم مغطاة بالنحاس.

من العوامل التي تدعم استخدام البصريات المعدنية هو عدم خضوعها للعدسية الحرارية. فخلال امتصاص القدرة من الحزمة، تغير العدسات شكلها بسبب التمدد الحراري والاجهادات الداخلية، وبالتالي، فإن معامل الانحدار الانكساري يتطور عبر العدسة، وجميع هذه الظواهر تقود إلى نقصان الطول البؤري للعدسة. هذا التغير الطول بؤري يمكن أن يكون خطيراً لدرجة أن يسبب عملية إهدار للقدرة الليزرية قد تبلغ عملياً

الغطاء المضعف للانعكاس (AR) والمعزز له (ER)

أبسط شكل للغطاء المضعف لمعامل الانعكاس هو الغشاء الرقيق المنفرد بسمك قدرة ربع الطول الموجي ومعامل انكسار يساوي $\sqrt{n_s}$ ، حيث n_s هو معامل انكسار المادة الأساسية. هذا التركيب ينتج عنه، ويتداخل هدام بين الضوء المنعكس من المادة الأساسية ومن سطح الغطاء، انعدام الضوء المنعكس. ولجعل الغطاء أكثر متانة، فمن الممكن صنعه بسمك أطول قدر المستطاع من المضاعفات المفردة لربع الطول الموجي.

أما الأغشية المعززة للانعكاس، فأبسط شكل لها يتكون من طبقات متناوبة بسمك يساوي ربع الطول الموجي لمواد مختلفة في معامل انكسارها، مرتبة بحيث أن الضوء المنعكس من الطبقات المتناوبة يتداخل تداخلاً بناءً. وعدد أزواج هذه الطبقات هو الذي يحدد الانعكاسية الكلية للضوء. وأقصى عدد لهذه الطبقات هو 20 زوجاً لتحقيق انعكاسية عالية يمكن أن تصل إلى 99.8%. هذه الأغشية المتعددة الطبقات يمكن أن تزيد امتصاصية العنصر البصري على نحو خطير. وهذا يمكن أن يحدث مشكلة مع مرايا الخرج في ليزرات ثاني أكسيد الكربون المتعددة الكيلوواطات، خصوصاً، إذا كانت الحزمة قريبة من النمط الغاوسي، وهذا ناتج من كون النمط الغاوسي (TEM_{00}) يمتلك أعلى قدرة كثافته في مركز الحزمة.

الأدوات:

سنتعرف في هذه الفقرة على بعض الأدوات البصرية الأكثر شيوعاً والمستخدمه لتعزيز أو لتيسير استخدام الليزرات في التطبيقات العملية للمواد.

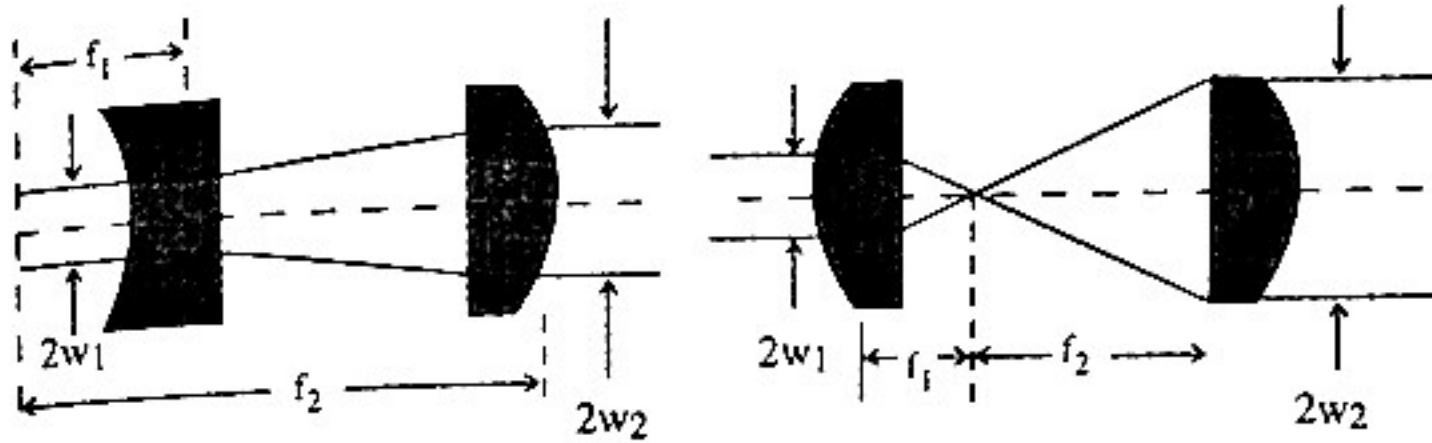
من الضروري جداً لكي تنشر الحزمة أن تنجز شيئين: أن ننقص تفرق الحزمة في تناسب عكسي مع زيادة حجمها، وهو يحصل في حجم ميوثر (بفتح الهمزة) صغير للبقعة (21μ)، هو أيضاً في تناسب عكسي مع زيادة حجم الحزمة. والشكل 10 يتضمن تخطيطاً لنوعين من موسعات الحزمة والمسددان لها أيضاً. في كلتا الحالتين تستخدم عدستان في ترتيب متحد البؤرة (نقطة بؤرية مشتركة). إن زاوية تفرق الحزمة بعد

مغادرتها موسع الحزمة هي θ_2 وتعطى بالعلاقة:

$$\theta_2 = \frac{f_1}{f_2} \theta_1 \quad (7-17)$$

حيث θ_1 هي زاوية التفريق الأصلية و f_1 و f_2 هما الطولان البؤريان للعدستين كما أشير إليهما في الشكل 10.

في بعض اللحظات يجب أن يتناقص حجم الحزمة، وفي هذه الحالة يكون اتجاه الحزمة المنقلبة خلال الموسع معكوساً.



(شكل 10) نوعان من موسعات الحزمة القابلة للنقل

عندما تصطم الحزمة الضوئية بالمرآة بزاوية سقوط غير عمودية (زاوية السقوط العمودية $\theta = 0$)، فإن حالتها الاستقطابية قد تتغير، وهذا ناشئ عن حقيقة أن معامل الانعكاس يتغير مع زاوية السقوط بصورة مختلفة بالنسبة للاتجاهات المختلفة للاستقطاب. فالضوء المستقطب استقطاباً خطياً عمودياً على مستوى السقوط يمتلك دائماً أعلى معامل انعكاس قياساً بالضوء المستقطب استقطاباً خطياً موازياً لمستوي السقوط. (مستوي السقوط يضم الحزمة الساقطة والعمود على السطح). وهذا سبب رئيسي يجعل الليزر ذات الممراتين المنشئية تميل إلى أن تكون خرجاتها (*Out puts*) مستقطبة خطياً بصورة استثنائية. ولستفادي هذه الوضعية قد نستخدم مرايا الانزياح (التغيير) الطوري - وهي مرايا تمتلك أغشية غشائية رقيقة تنتج فرقاً في طول المسار بما يساوي عدداً صحيحاً من الطول الموجي لكلا الاستقطابين (استقطاب الحزمة الليزرية العمودي على مستوى

السقوط والموازي له). وهذا يعني بصورة فعلية أن لا وجود للانزياح الطوري على الانعكاس. وبالتالي، يظهر انعكاس منتظم لكلا الاستقطابين.

في بعض الحالات يكون خرج الليزر مستقطباً بطريقة متعمدة أو مقصودة لكي تنشأ حالة استقطاب مستقر. فإذا كان الخرج يمتلك استقطاباً خطياً، فإن استقطاب حالة الخرج يمكن أن يتحول إلى استقطاب دائري، الذي يمثل حالة استقطاب فائقة بالنسبة لتطبيقات القطع التي تقتضي تغييرات في اتجاه القطع. والأداة المستخدمة لهذا الغرض هي 1 إلى 4 مرابا منصّدة ذات أغشية غشائية رقيقة تؤثر كمبدل طوري بمقدار 90° (وتعرف في علم البصريات بـ صفيحة ربع الموجة). هذه الأداة يجب أن تكون مرصوفة بدقة عالية بالنسبة لاتجاه استقطاب الحزمة الواردة للهدف المحدد.

الأداة الضوئية الأخيرة التي سنشير إليها هنا هي المرآة المقطّعة التي تستخدم في تطبيقات تسوية السطوح لضمان قدرة كثافية منتظمة على بقعة كبيرة ملائمة. وهذه هي مرآة المحور - البعيد المصنوعة من قطع عددها 32 قطعة في العادة، وكل قطعة تصمم بحيث أن الضوء المصطدم بها يُصوّر في مستوي الصورة، بامتداد الضوء من كل قطعة أخرى. وبإهمال توزيع الضوء المصطدم بالمرآة المقطّعة (بفرض أن معظم القطع مضاءة)، فإن توزيع القدرة الكثافية في مستوي الصورة منتظماً على نحو لافت للنظر، أما حجم الصورة الناتجة فيمكن أن يُكَبَّر أو يُنْقَص باستخدام بصريات ملائمة. هذه الأداة تنتمي إلى ما يعرف بمكملات الحزمة.

5-7 عامل تصحيح حزمة النمط العالي الرتبة:

سندرس في هذه الفقرة عوامل التصحيح لحزم النمط المستطيل والدائري، في بعض الحالات لا يمكن تصنيف الحزمة بدلالة أحد الأنماط النظرية المثالية. ولحل هذه الإشكالية نمة طريقة تجريبية لتحديد عامل التصحيح سنتناولها الآن.

حزم النمط المستطيل:

تأسساً على أعمال كارتر (W.Carter) ولوكسون (J.Luxon) وباركر (D.Parker) أُقترح تحديد حجم البقعة بالنسبة لحزم النمط المستطيل يسمح بمقارنتها مع

القياس المبسط. فحجم البقعة يُحدَّد (يُعرَّف) على أنه نصف المسافة بين معظم قسم الحافة كما قيست في عينة محترقة أو بواسطة بعض أشكال حزم أدوات الفحص. إن الأنماط المستطيلة ليست متماثلة في العادة، ولذلك لوصف حجم البقعة وصفاً كاملاً يلزم تعال، يؤخذ أكثرهما في الحساب كما في الحالة التالية:

تعطى قيمة عامل التصحيح بالعلاقة:

$$Cr = \frac{L + 1/2}{K_1^2} \quad (6-18)$$

حيث L هو عدد النمط و K_1 كمية محددة تجريبياً وهي تعتمد على عدد النمط والحصول L يتضمن قائمة بقيم K_1 بالنسبة لأعداد النمط التي تصل قيمها إلى 10.

جدول 1 قيم K_1

عدد النمط	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
قيمة K_1	1.73	1.42	1.3	1.24	1.2	1.18	1.16	1.14	1.13	1.11

في الحالات التي ليس فيها ما يماثل عدد النمط، فإن عامل التصحيح يمكن أن يتحدد بسهولة بواسطة حساب حجم البقعة المتوقعة لحزمة النمط (TEM_{00}) ومقارنة القيمة المحسوبة مع القيمة المقاسة. وهذا يفترض أن تكون تفاصيل تصميم المرآة معلومة. أفضل ما في هذه الطريقة لتحديد Cr هو أنها لا تعتمد على نوع النمط أو تحديد حجم البقعة.

الأنماط الدائرية:

حزم الأنماط الدائرية ليست متماثلة بلغة توزيع القدرة الكثافية بصورة عامة، ولكن تحديد حجم البقعة يكون متماثلاً لجميعها. فحجم البقعة يتحدد بتلك الطريقة، أن 90% على الأقل من القدرة في الحزمة يكون محتوي (موجود) داخل هذه البقعة، باستثناء حزمة نمط TEM_{00} التي يكون فيها 85% من القدرة داخل البقعة.

إن قيمة عامل التصحيح Cr في حزم الأنماط الدائرية تعطى بالعلاقة:

$$c_r = (2P + q + 1) \quad (7-19)$$

حيث P هو عدد العقد الدائرية و q عدد العقد المستقيمة أو القطرية. عندما يساوي q, P صفراً، فإن عامل التصحيح (7-19) يساوي واحداً، وهذا يحصل بالنسبة لحالة النمط (TEM_r) مباشرة.

مسائل

1- تشكل المرآتان في ليزر الهليوم - نيمون تجويفاً تتراوح فيه الأمواج الواقفة لضوء الليزر. كم تبعد الأنماط المتجاورة المسموح بها عن بعضها بالطول الموجي قرب منطقة طولها 533nm ، إذا كان طول التجويف (المرنان - المسافة التي تفصل المرآتين) 8.3 cm ؟ (ملاحظة استعن بالمعادلة (7-3)).

2- توسط الفعّال في ليزر ياقوت خاص ($\lambda = 694\text{nm}$) هو بللورة ياقوت اصطناعية طولها 6.0cm وقطرها 1.0cm .

فُضِّضَت البلورة عند إحدى نهايتيها وفضضت النهاية الأخرى جزئياً فقط - لتسمح بتكوين حزمة خارجية-. (أ) عامل البلورة كـتجويف ضوئي رنيني (مرنان) بالتعامل مع أنبوب الأورغن المغلق واحسب عدد عقد الأمواج الواقفة الموجودة بامتداد محور البلورة. (ب) ما مقدار الزحزحة في التردد $\Delta\nu$ التي يجب إحداثها لزيادة عدد العقد عقدة واحدة؟ (ج) ما هي الزحزحة الجزئية $\Delta\nu/\nu$ المقابلة؟ إذا كان معامل الانكسار التقريبي هو 1.75 (ملاحظة: استخدم قوتبين الرنين في الأنابيب الهوائية لمعقّدة واستعن من ثم بالعلاقة (7-3)).

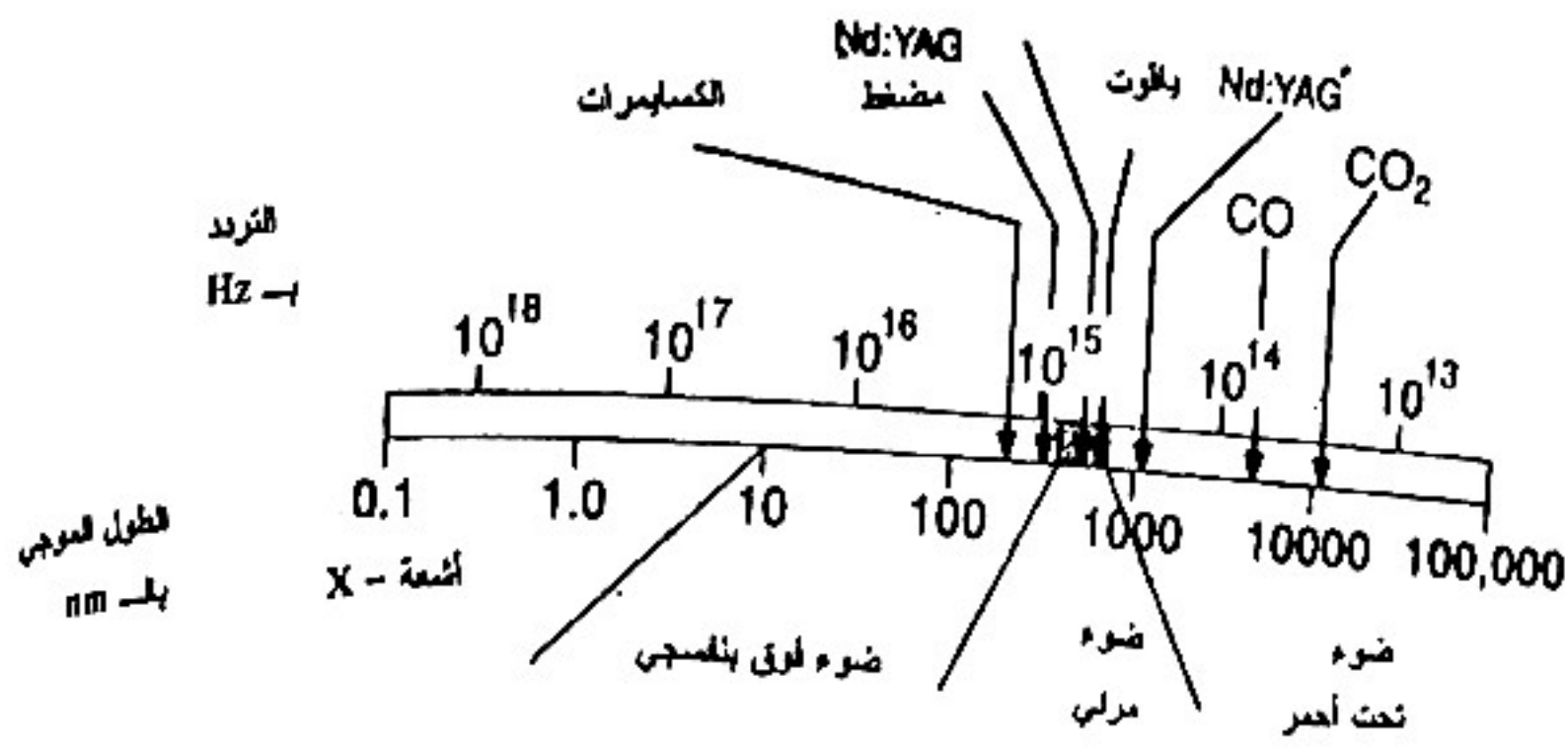
الفصل الثامن

أنواع الليزرات

يمكن أن يظهر الفعل الليزري في مواد كثيرة مختلفة، تشمل حتى البنزين والحلوى والويسكي الاسكتلندي. والمادة (الوسط) الفعالة قد تكون صلبة، سائلة، أو غازية. وفي جميع هذه الأوساط ينشأ التوزيع المعكوس بطاقة دخل كهربائية، ضوئية، أو كيميائية، والأطوال الموجية المنبعثة تبدأ من فوق البنفسجية إلى تحت الحمراء البعيدة. وعلى العموم، هناك بضعة أنواع من الليزرات تظهر قدرات كافية لمعالجة المواد، من بينها ليزر ثاني أكسيد الكربون (Co_2) laser وليزر النيدميوم - ياك $(Nd: YAG)$ laser].

1-8 ليزرات التنعيم

1- ليزرات الصبغة: معظم الأنظمة الليزرية تعمل على طول موجي واحد. فليزر اللياقوت مثلاً، يولد أشعة حمراء (بطولين موجيين)، وليزر الأرغوان - زرقاء، النيدميوم - تحت الحمراء، ... الخ. وجميع الليزرات الصلبة والغازية المعروفة لا تعطي مطلقاً جميع الأطوال الموجية الممكنة للطيف، وكثير منها قليل الشدة ونفعه محصور في البحوث العلمية البحتة فقط. والشكل 1 يبين قيم ترددات توليد بعض أكثر الليزرات الغازية الصلبة، أشباه الموصلات استخداماً. وهي تغطي منطقة طيفية عريضة جداً، بدءاً من 0.15 إلى $750\mu m$ ، أي من طيف المنطقة فوق البنفسجية البعيدة إلى طيف منطقة الأمواج الراديوية. يلاحظ من الرسم أيضاً وجود بقع بيضاء كثيرة، أي مناطق طيفية كبيرة، حيث لا توجد خطوط متولدة، وهذا لا ينسجم مع متطلبات التطبيق العملي. فحلح المشكلات العلمية والتقنية المتنوعة، من الضروري أن تكون هناك ليزرات تغطي جميع مناطق الطبيف ومن ثم الحصول على الإشعاع المتولد بأي طول موجي، ولأي لون ضوئي. مثل هذا المطلب ظهر حتى في المراحل الأولى لتطور الإلكترونيكا الكمومية، لأن عدد المواد القادرة على توليد الضوء ينمو باضطراد، ومقاييس البقع البيضاء لم تنقص في الواقع. هذه المشكلة حلت بمساعدة ليزرات التحكم، على محاليل صبغية منذ العام 1966.



(شكل 1) الليزر في الطيف الكهرومغناطيسي

تساعد الليزر المصنوعة على محاليل الصبغات على العمل بأي طول موجي في مدى عريض، من المنطقة فوق البنفسجية، المرئية وتحت الحمراء.

الميزة الأساسية لليزر الصبغة هي قدرتها على الضبط السلس لترددات الأشعة والتحكم بالأطوال الموجية المبتغاة، أما مصدر ضيها فقد أستخدم شعاع ليزر اللياقوت أو حتى إشعاع مصابيح التفريغ الغازية.

آلية ضبط وإعادة ضبط التردد:

يمكن بمساعدة محلول الصبغة الحصول على شريط عريض من الأشعة المتولدة، يصل في كثير من الحالات إلى 100nm. وبالتالي، يمكن تغطية مدى طيفي كامل من 300 إلى 1200nm بمساعدة طاقم من 10 إلى 15 محلول من صبغات مختلفة، تشمل أطرافها معظم مناطق الطيف الضوئي باستثناء المنطقة تحت الحمراء البعيدة.

إذا استبدلت إحدى مرآتي المرنان بمحرزة حيود (أو وضع منشور بين المرآتين)، فإنه بالإمكان أن يصبح شريط التوليد ضيقاً جداً، يقترب أن يكون أحادي اللون وبتدوير المحرز بزاوية ليست كبيرة، يمكن تغيير تردد التوليد بسلسلة بحدود شريط انبعاث المادة العاملة (بحدود من 50 إلى 100nm).

تتصف المولدات على محاليل الصبغات بمزايا نفيسة أخرى أهمها: معامل تحويلها

العالي لطاقة الضخ الممتصة إلى طاقة إشعاع متولد، قدرتها اللحظية الكبيرة أن تنفصل إلى نبضات. جميع هذه الميزات، مأخوذة مع بعضها، تحدد الإمكانيات الواسعة لهذه الأنظمة.

إن ليزرات الصبغة أصبحت اليوم إحدى الأنواع الأساسية لليزرات. وقد نال العلماء البيلوروس في 1972 جائزة الدولة لعموم الاتحاد السوفييتي السابق لصناعتهم ليزر الصبغة، و من الجدير بالذكر أن الفيزيائيين البيلوروس صنعوا ليزرات على محاليل الصبغات بدون مرايا، حيث يلعب دور المرآة تكثيف الطبقات الداخلية للسائل بواسطة تباري ليزرين يسقطان على وعاء المعالجة المحتوي على المحلول بزوايا مختلفة. هذا النوع من الليزرات يتمتع بصفات هامة نالت اهتمام الباحثين والمهتمين في هذا المجال. إن البحث من أجل أنواع جديدة من ليزرات الصبغة مازال مستمراً.

2-8 ليزرات أشباه الموصلات

في مجالات استخدام الليزرات، مثل، الاتصالات الضوئية، أنظمة التسجيل، إحصاء ومعالجة المعلومات، تدعو الحاجة إلى منظومات ليزرية تنصف بقلة الطاقة الضرورية لتشغيلها، بصغر كتلتها، وصغر حجمها. في هذه الحالات تكون ليزرات أشباه الموصلات هي الملائمة جداً. فهي تتمتع بقابلية ضبط وإعادة ضبط تردد الإشعاع، رغم أن صفتها هذه ليست ضرورية دائماً.

إن العنصر الفعال لليزر شبه الموصل هو بلورة شبه الموصل، المثارة بتيار كهربائي، بحزمة إلكترونات عالية الطاقة، أو بتفريغ كهربائي عادي.

في ليزرات أشباه الموصلات يكون معامل التضخيم كبيراً جداً، ولهذا السبب بالذات يتحقق الفعل الليزري في نماذج صغيرة المقاييس (أجزاء من المليمترات). إن القيمة العظمى للقدرة المتحققة لليزرات أشباه الموصلات تتحدد بفسوخ السطح المشع لليزر.

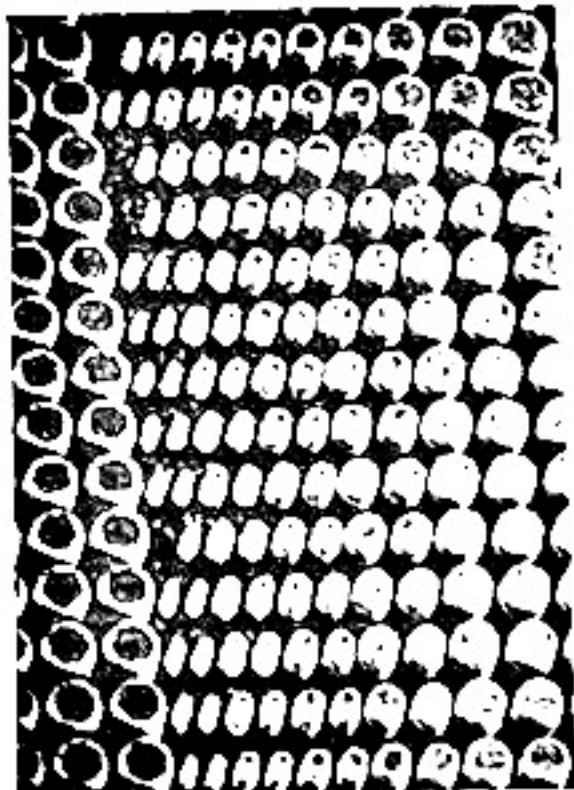
تقع أشعة ليزرات أشباه الموصلات قبل كل شيء في المنطقة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي، أما أطوالها الموجية، فيمكن أن تتغير بتغيير درجة الحرارة، الضغط، والمجال الكهربائي الخارجي. أهم ليزرات أشباه الموصلات الآن هي الليزرات

المكروية، وهي نوع محسّن من الليزرات الثنائية (فصل 5) باتجاه تصغير حجمها بحيث أمكن الآن صناعة ما يزيد عن مليون ليزر مكروي على رقاقة واحدة، أبعادها لا تتجاوز $7mm \times 8mm$ (شكل 2).

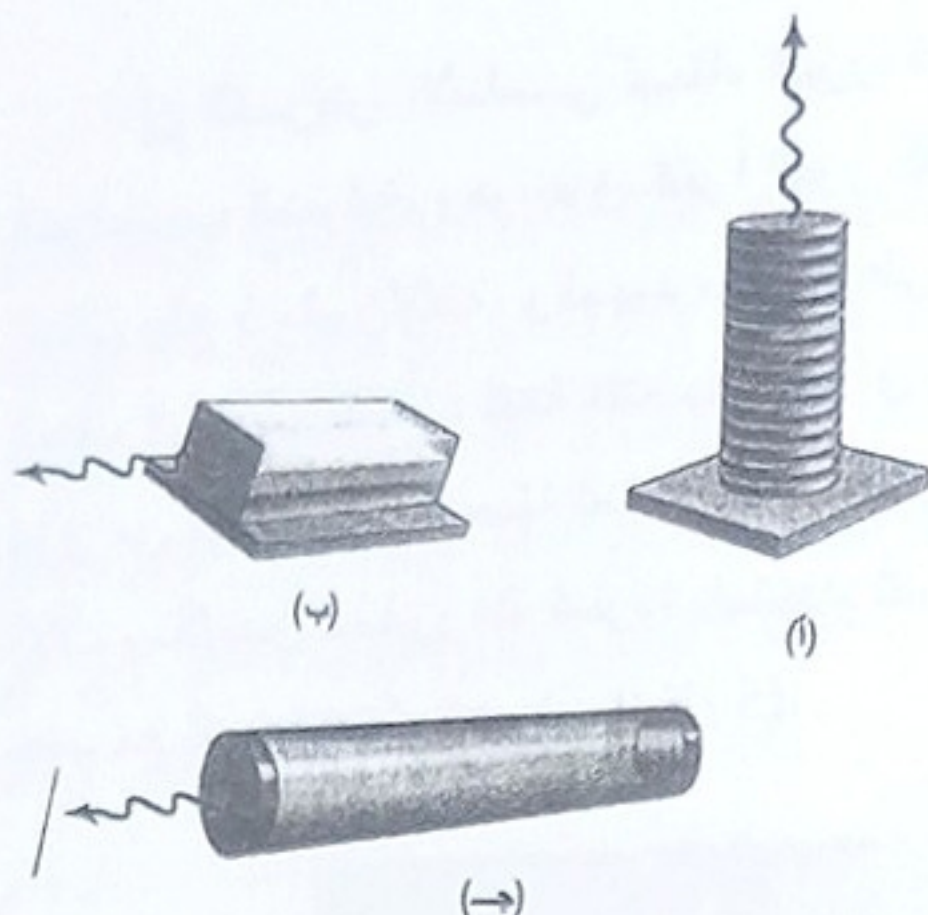
وإجمالاً، يتراوح حجم الليزر المكروي ما بين 1 إلى 5 ميكرون، وهو أصغر من حجم الليزر الثنائي التقليدي بمرتين، وما زالت جهود العلماء والباحثين في هذا المجال مستمرة من أجل تحقيق الحد العملي الأدنى لحجم الليزر المكروي، المحدد نظرياً بين 0.25 ميكرون و 0.50 ميكرون.

بموازاة هذه الجهود هناك آفاق مستقبلية بإمكانية تحقيق تغيير جذري بآلية العملية الكمومية المؤدية إلى الانبعاث المستحث للضوء باتجاه أداء المنظومات الليزرية بكل أنواعها.

إن مبادئ عمل الليزرات المكروية هي نفسها مبادئ عمل الليزرات الثنائية، ولكنها تختلف عنها بأن حزمة الليزر المكروي تتبثق بصورة عمودية على ركيزة الرقاقة (شكل 3 أ) وليست موازية لها (شكل 3 ب) بمعنى آخر أن الشعاع الليزري المكروي ينبثق عمودياً على الوسط المضخم الذي هو عبارة عن سلسلة من الرقاقات الدائرية، مرتبة فوق بعضها بعضاً بما يشبه الاسطوانة، في حين أن الوسط المضخم في الليزر الثنائي يكون بشكل قرميدة (متوازي مستطيلات)، (شكل 3 ب)، وبامتداد طول القرميدة (الذي يقابل محور تجويف الليزر في جميع أنواعه) تنتشر الأشعة الليزرية مثلما هو عليه الحال في جميع أنواع الليزر (شكل 3 ج).

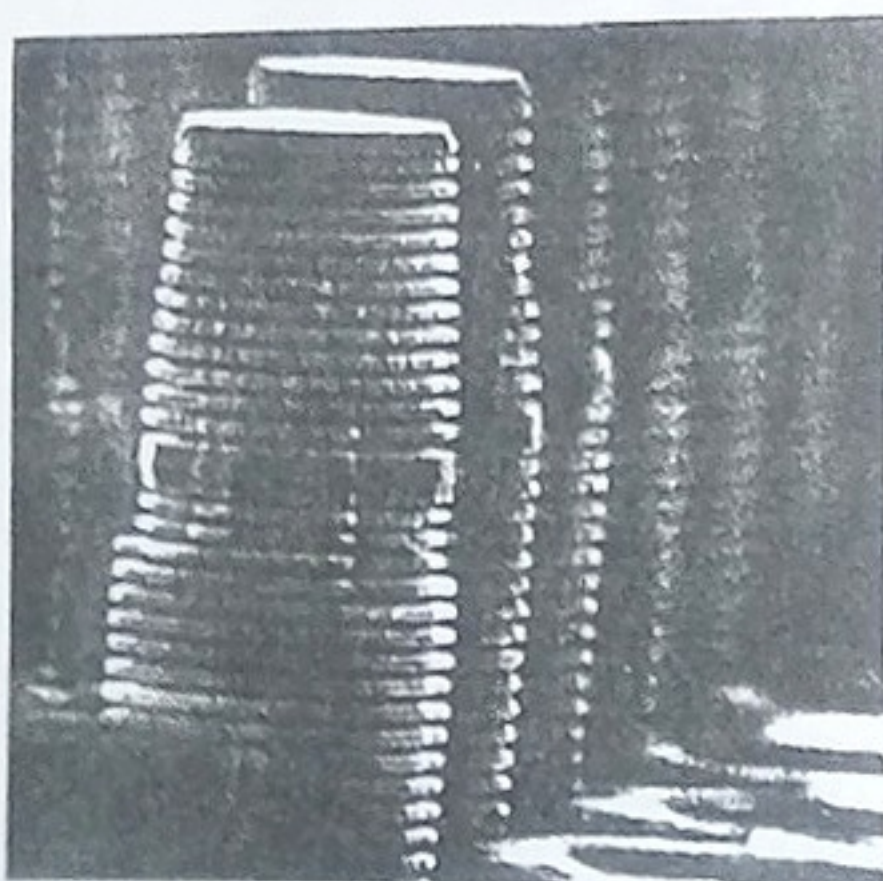


(شكل 2) ليزرات مكروية شبه موصلة على رقاقة واحدة $(7mm \times 8mm)$



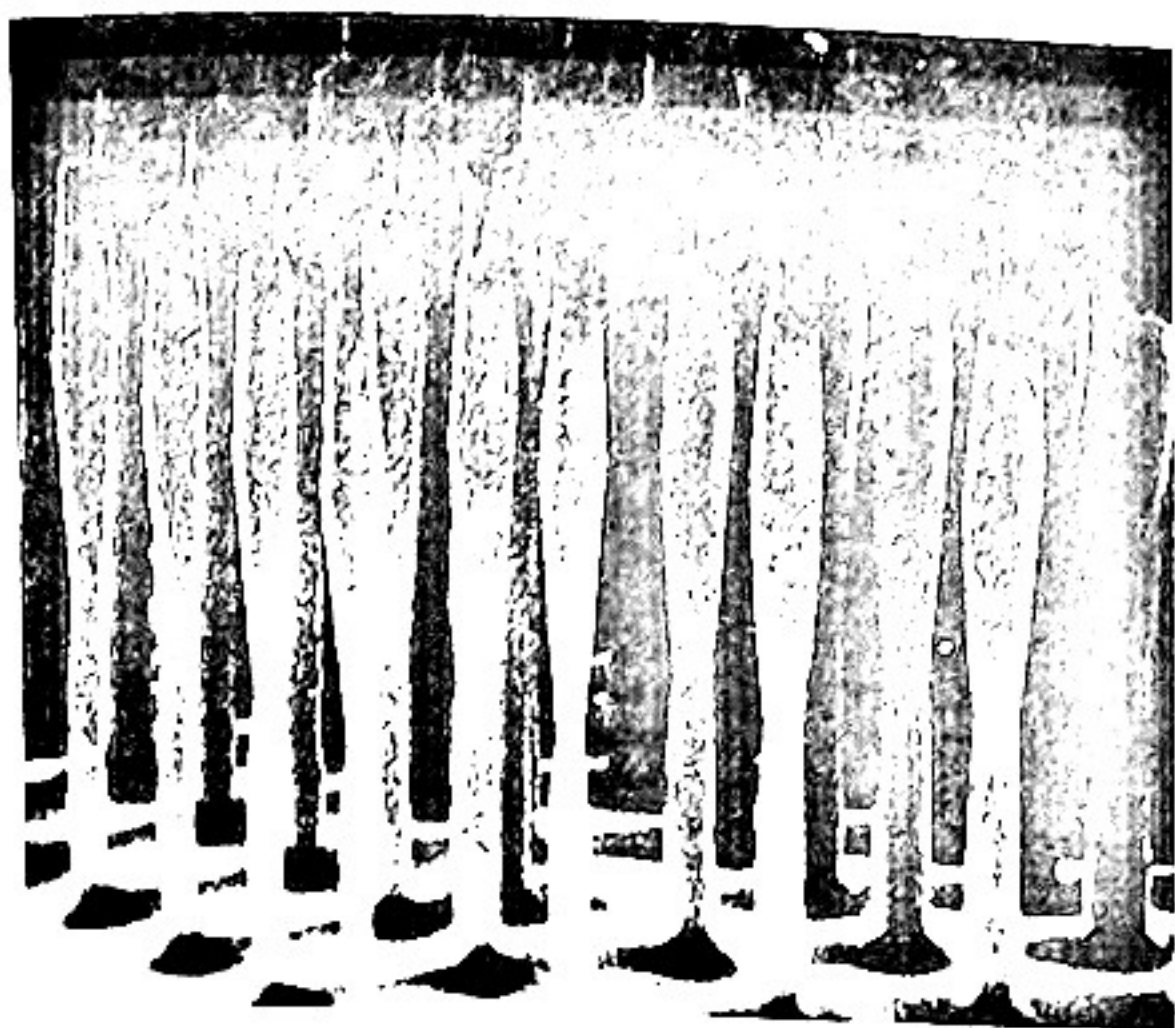
(شكل 3) (أ) البنية الهندسية لليزر المكروي (شبه الموصل) بالمقارنة مع الليزر الثنائي التقليدي (ب)، والليزر الغازي (هليوم-نيون) (ج)

رغم أن الليزرات المكروية مازالت في مراحلها المبكرة، فإن حجمها الصغير يجعل متطلبات القدرة التشغيلية لديها مساوية لتلك التي تتطلبها الليزرات الثنائية الأكثر نضجاً. إن ما يميز القدرة التشغيلية في أي ليزر ثنائي هو تيار العتبة، وهو أقل تيار ممكن يجعل الثنائي قادراً على إصدار ضوء ليزري (5-8). والعتبة الدنيا لليزر المكروي هي $0.7mA$ قياساً بـ $0.5mA$ في الليزر الثنائي والجهود الآن منصبة لتقليل هذه العتبة إلى بضعة أجزاء من المليون من الأمبير.



(شكل 4) البنية المتعددة الطبقات لليزر المكروي مثلما يظهرها المجهر الإلكتروني الماسح، حيث حفر (حت) زرنيخيد الألمونيوم بحيث بدت طبقات زرنيخيد الغاليوم باقطار بارزة إلى الخارج

إن الغرض الأساسي لبناء الليزر المكروي هو سرعة معالجة المعلومات في الحواسيب الضوئية، وهو يفوق كثيراً الليزر الثنائي المستخدم للغرض نفسه. فمعدل البتة الحالي يبلغ 5 مليون/ثانية، والجهود منصبة على تحقيق معدل 5 بليون/ثانية. ولتحقيق هذا الهدف تتبع الآن تقنيتان: تقانة التتضيد البللوري الطبقي بالحزم الجزيئية التي تسمح ببناء ليزر من طبقات شبه موصلة تضاف الواحدة إثر الأخرى ويعتمد بعد ذلك إلى حدٍ (حفر) آلاف وملايين الليزرات المفردة باستخدام تقنية الحفر الرأسي العميق (شكل 4) جنباً إلى جنب مع تقنية التشكيل الضوئي (شكل 5).



(شكل 5) الحجم الحقيقي لليزر المكروي الآن هو 8 ميكرون طولاً و 0.5 ميكرون قطراً، إنه أصغر ليزر مكروي لحد الآن

3-8 الليزرات الغازية

ليزر ثاني أوكسيد الكربون (CO_2 Laser)

هو أكثر الليزرات الغازية استخداماً والليزرات بعامة. فأكبر مقدار من القدرة يمكن الحصول عليه هو من ليزرات CO_2 ، إضافة إلى استخدامها بأمان في العمليات الصناعية، وهي متعددة الاستعمالات، فعالة، ورخيصة الثمن.

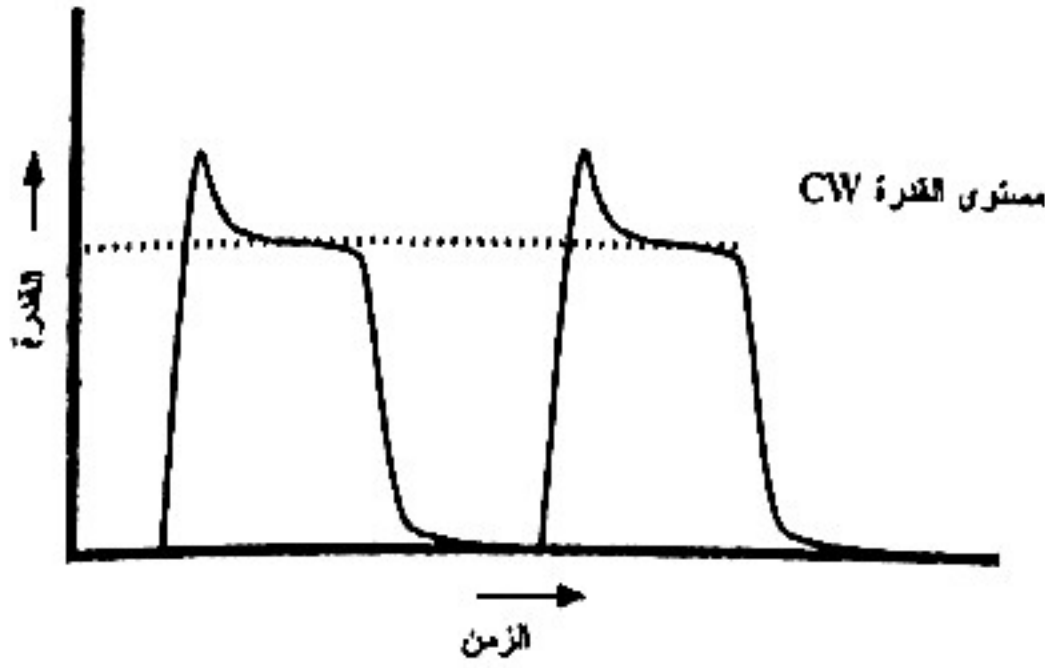
أ) مبدأ عمل ليزر CO_2 :

إن ليزر CO_2 هو أداة تفريغ غازي: وهو يعمل بالإثارة الكهربائية للوسط الفعال الذي هو خليط من الهليوم، النيتروجين، وثاني أكسيد الكربون، والضغط الكلي لهذه الغازات في ليزرات CO_2 الصناعية هو بحدود 5Kpa، ما يسمح للطاقة الكهربائية أن تكون مقترنة إلى جزيئات N_2 في التفريغ المتوهج المستقر. وهذا يعمل أغلب الأحيان بتيار مباشر عالي الجهد، ولكن قد ينجز أيضاً بإثارة تردد راديوي لجزيئات النيتروجين إلى سلسلة من المستويات الطاقة تطابق الحالة E_4 . تنقل جزيئات النيتروجين المثارة الطاقة إلى جزيئات CO_2 آلياً بواسطة التصادم، وهذه العملية تكون فعالة فقط إذا كان ثاني أكسيد الكربون بارداً، بحيث أن مستوياته الطاقة تناسب مستويات النيتروجين. إن ثاني أكسيد الكربون المثار يمتلك مستويات طاقة كثيرة وبإمكانه أن يهبط بانبعث ضوئي على مجموعة خطوط حوالي 9.6 و 10.6 mm. وبما أن الانتقال الضوئي يتطلب طاقة قدرها 0.3eV وطاقة ضوء الخط 10.6mm هي $E = h\gamma = h\frac{C}{\lambda} = 0.1eV$ ، فإن النظام يمتلك كفاءة ديناميكية حرارية حوالي 30%، أما الكفاءات الكمومية فهي أيضاً عالية، لأن ليزرات CO_2 تظهر كفاءة ممتازة، رغم أن الأدوات الحقيقية نادراً ما تتجاوز كفاءتها 10%. ولحفاظ على هذه الكفاءة يجب أن يبقى غاز الليزر بدرجة حرارة منخفضة. ففي أنظمة القدرات العالية تستخدم مبادلات حرارية محكمة لحفظ الغاز بارداً.

ب) ميزات خرج ليزرات CO_2 :

الزمانية: إن ليزرات CO_2 مؤهلة لكلا التشغيلين، الموجي المستمر (CW) والنبضي. ولإنجاز هذين التشغيلين يتم في معظم الأنظمة الليزرية التحكم بالإثارة الكهربائية، بينما التفريغ قد يكون نبضياً عند تردد يربو على 25KHz وطاقة الانحلال في الغاز تمتلك ثابتاً زمنياً يبلغ 5KHz بحيث يوجد تعديل قليل يصل إلى 50μs (تردد الانحلال f) = 1/الثابت الزمني للانحلال = 50μs/1 = 20KHz. أن أغلب أنواع النبض الشائعة هو النبض المحدد المبوب والمعزز (النبض النهائي ذو المخرج أو البوابة الوحيدة الذي تم تعزيزه). في النمط المبوب، يندفع الليزر عند مستوى قدرة آني، ذلك

الذي يكون داخل مداه الطبيعي الموجي المستمر. إن قدرة الدخّل تُفَتَح وتُغَلَق ببعض معدل تكراري معين لتوليد دورة تشغيل مختزلة. إن النبضات المبوبة يمكن أن تكون بأي طول متناغم مع معدل التكرار المختار، وأن الخرج الليزري هو اسماً موجة مربعة، ولكنه يمتلك نتوء أمامياً حاداً وقوياً (شكل 6).



(شكل 6) نبضات الطرود أو النبضات الطرودية

تستطيع بعض مغذيات القدرة، خصوصاً مصادر الجهد العالي المستمر (DC)، تستطيع توليد نبضات قصيرة أكثر قوة من معدل خرجها المستمر، وهذه النبضات تنفع الوسط الفعال لإنتاج توزيع معكوس أكثر رسوخاً مما يمكن أن يتحقق في التشغيل المستمر، ما يسمح لليزر أن ينتج خرجاً معززاً ذا قمة قدرة تفوق عدة مرات الخرج المستمر (CW) لنفس الوحدة. إن النبضات المعززة تكون عادة بطول $100\mu s$ تقريباً بإهمال معدل التكرار. (انظر الشكل 6).

الفضائية:

إن الكثافة الواطئة والانتشارية الحرارية للأوساط الغازية الليزرية تسمحان للأمواج الضوئية أن تكون مكبرة مع الاحتفاظ بتشاكها، وهذا يسمح حتى لليزرات CO_2 العالية القدرة أن تولد حزمًا بنوعية ضوئية جيدة. إن الحزم من ليزرات عديدة بخروج تفوق الـ 1500W تقترب من حزم النمط الجاوسي الأساسي TEM_{00} ، ومثل هذه الحزم قد تكون

مبوترة (بفتح الهمزة) إلى حد التركيز بواسطة حيود الضوء. فبواسطة عدسات ليزرات CO_2 المبوترة (بكسر الهمزة - هي القائمة بالفعل الحيودي) الطبيعية. يمكن بسهولة الحصول على بقعة بقياس 0.2mm.

خاصية أخرى لحزم ليزرات CO_2 ، هي أنها، وبالترابط مع أنماطها الجيدة وأقطارها الواسعة، تكون قليلة التفرق. فالتفرق ببساطة، هو الزاوية التي تتباعد بها الحزمة الليزرية إلى الخارج عندما تنتشر، وقيمتها التقليدية تقع بمدى 1 أو 2 ملي راديان (mrad).

كما ذكرنا سابقاً، لاستخراج الحزمة من المرنان المستقر، فلا بد لها أن تنفذ من خلال إحدى مرآتي المرنان، التي يجب أن تكون شفافة بدورها هي أيضاً للطول الموجي المنبعث. وبما أن الأغشية العاكسة جزئياً والمادة الأساسية التي تقيم عليها، جميعها تمتلك امتصاصاً صغيراً ولكنه كافياً لتسخينها، ولأن الحزمة الليزرية يجب أن تمر خلال البصريّات المثبتة بواسطة حوافها، لذا فإن المسار الطويل الذي ستخلفه وراءها سيولد حرارة في مركز المرآة. أضف إلى ذلك أن ليزرات CO_2 يمكن أن تصنع بسهولة لإنتاج قدرة كافية لخلق تشوهات حرارية في أي مادة بصرية يمكن أن تستخدم في صناعة المرايا. لذلك ولتفادي هذه المشكلة فإن ليزرات CO_2 بقدرات خرج من 2 إلى 5KW يمكن أن تصنع عادة أنماطاً عالية الرتبة أو أنماطاً مضاعفة لا تسخن مركز مرآة الخرج بالقدر الذي تفعله حزم النمط الجاوسي TEM_{00} . أما ما بعد الـ 5KW، ورغم أن هذا اقتراب صعب ومرانين غير مستقرة، فإن هذه القدرة، التي لا تستلزم بصريات ناقلة، تصبح اختياريّاً جذاباً. إن أثر الخروج الليزرية ذات الأنماط العالية الرتب أو المضاعفة في المادة المشغلة هو أن مثل هذه الحزم لا تبوتر (بفتح الهمزة) إلى بقعة صغيرة كما هو الحال في حزمة ليزر النمط الجاوسي TEM_{00} ، لكن هذا ليس ميزة حسنة دائماً.

أنواع أخرى في الاستعمال:

تتكون ليزرات CO_2 الصناعية المبكرة من أنبوب زجاجي ومرآتين على كلا نهايتيه (شكل 17). حيث الغاز الليزري جارياً من أسفل الأنبوب عندما كانت الكهربائية مطبقة قرب كل مرآة. هذه الأدوات بسيطة جداً وموثوقة لكنها محدودة القدرة، حوالي 50

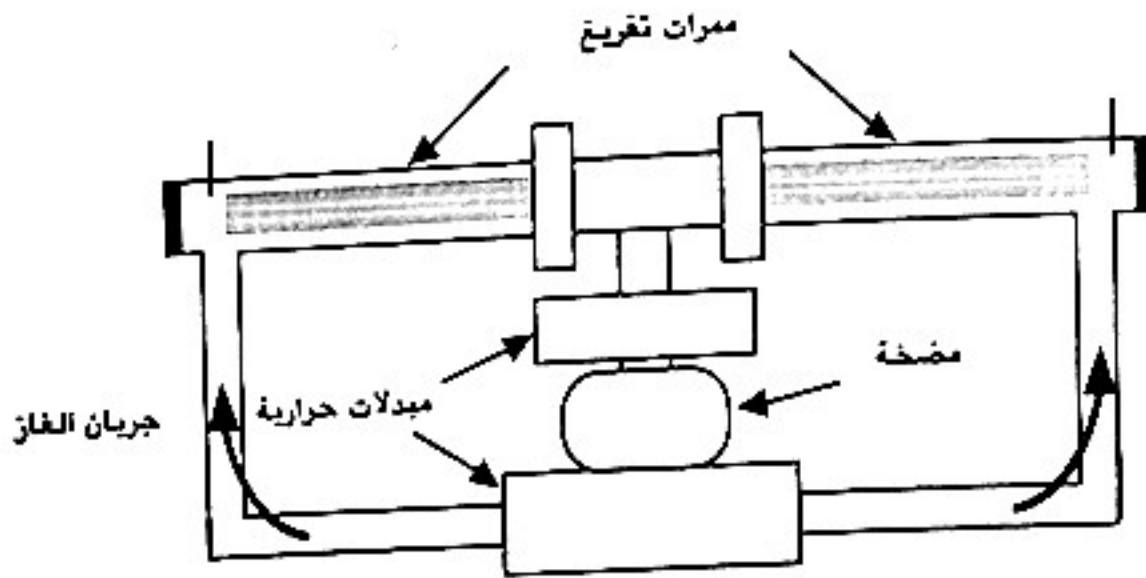
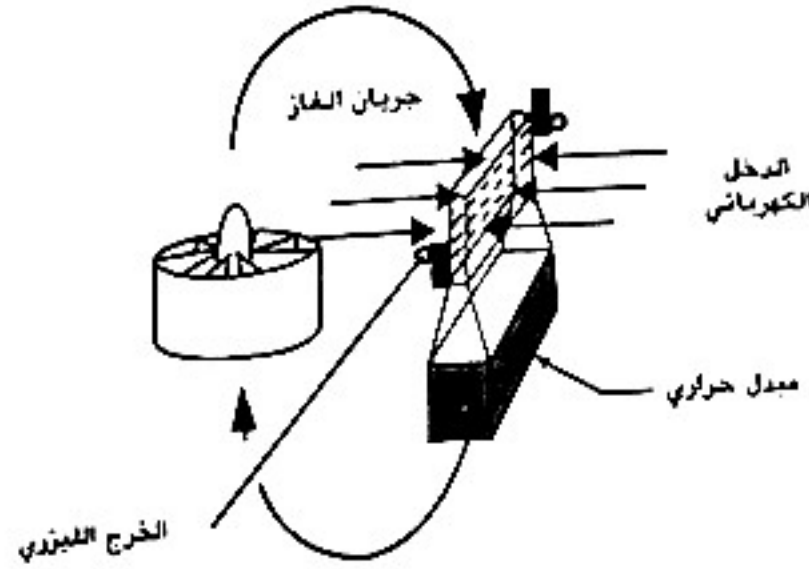
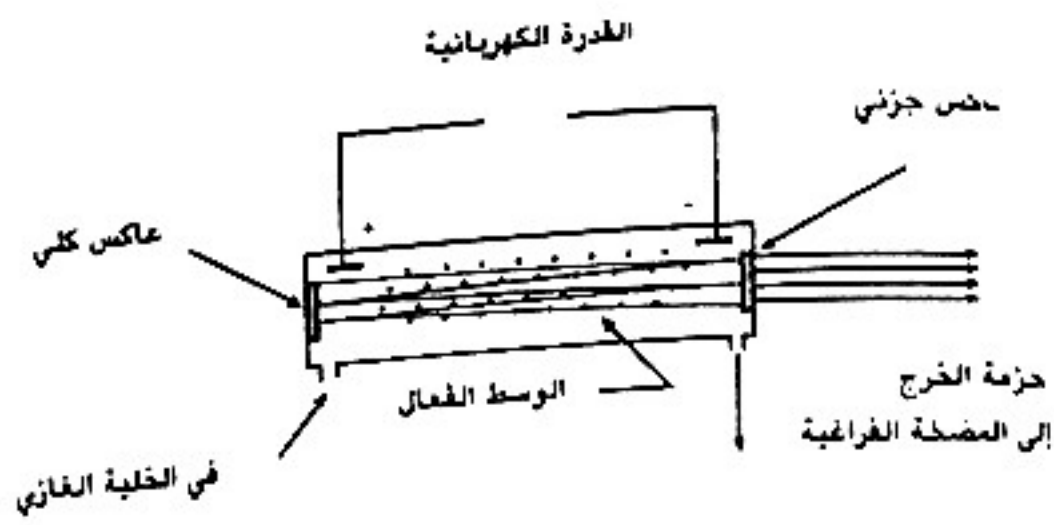
W/m لطول التفريغ لأن الغاز غير مبرد بصورة فعالة. ومثل هذه الليزرات لبطء الحريان تصبح غير عملية إذا اقتضت الضرورة قدرة أكبر من $400W$ (عند $50W/m$) يحتاج إلى $8m$ من طول التفريغ لنكسب $400W$ و $20m$ لنكسب $1000W$). هذه الليزرز تستخدم يومياً لأنها قادرة على إنتاج خروج مستقرة عالية الجودة ولأن الحجم الكبير للوسط الفعال فيها (وهو الغاز) يسمح بتعزيز نبضي ضخم.

أما ليزرات الحريان المستعرض (شكل 7 ب) فقد طورت لإنتاج قدرة عالية في رزم صغيرة، وهي تعمل ذلك بواسطة تدوير الغاز الليزري خلال منطقة التفريغ بسرعة عالية ومن ثم تبريده بمبدل حراري، بحيث يصبح بالإمكان إعادة استعماله ثانية.

تميل ليزرات الحريان المستعرض إلى أن يكون لها أنماطاً متماثلة لأن خصائص كسب التفريغ تتغير خلال الحزمة. أضف إلى ذلك أن هذه الليزرزات عسيرة النبض لأنها تعمل بتيار تفريغ عالي. وبإهمال نقاط العجز هذه، فإن آلات الحريان المستعرض حققت نجاحاً هائلاً كليزرزات صناعية واستخدمت حيث تطلب الأمر قدرات عالية.

من السهل نسبياً بناء ليزرات مستعرضة الحريان في نماذج معدلة، وكل نموذج يتضمن منطقة تفريغ، مبدل حراري، ومضخة مدورة. معظم المقادير العشوائية للقدرة قد تستخرج بتركيب هذه النماذج في توالي سلسلي.

إن أحدث التصميم الليزرية المستخدمة اليوم هي نوع الحريان المحوري السريع. فكما هو موضح تخطيطياً في الشكل 7 ج، فإن ليزرات الحريان المحوري السريع هي تعديل لليزرزات الحريان البطيء باستخدام مضخة ثابتة أو ضاغط الطرد المركزي لضخ الغاز خلال أنابيب التفريغ إلى المبدلات الحرارية، لتبريده ومن ثم إعادة استعماله من جديد. إن التحسن في المبرد الغازي الظاهر بواسطة هذا التصميم يسمح بكثافات قدرة عالية جداً تستخدم لضخ الغاز، ما يجعل من الممكن استخراج ما مقداره $1kW/m$ أسبوب التفريغ. إن ليزرات الحريان المحوري السريع صغيرة، عالية القدرة، وكلفة بنائها ليست عالية.



(شكل 7) أنواع ليزرات CO_2 (أ) ليزر الجريان البطيء، (ب) ليزر الجريان المستعرض، (ج) ليزر الجريان المحوري السريع

بعض التصاميم لها عدة مناطق تفريغ قصيرة، ولكل منطقة إثارتها الخاصة بها، لكل منطقة أيضاً مدخلها ومخرجها الخاصان بها، مربوطان بعناصر ضخ متنوعة للإبقاء على استمرار السرعات العالية للغاز. إن الجريان السريع للغاز خلال أنابيب التفريغ يميل أن يكون مضطرباً، ما يعكس المسار البصري، ومن ثم، فإن ليزرات الجريان المحوري السريع مiale للقدرة و تغيرات النمط في مدى من الكيلوهرتزات (KHz)، ومثل هذه

التغيرات يمكن أن تؤثر في أداء القطع واللحام.

بينما تستخدم معظم ليزرات الجريان المحوري السريع الإثارة المستمرة (DC excitation)، لوضع القدرة في الوسط، تترافق مع تطبيقاتها بعض المشاكل الجنية، فكثافات القدرة الهائلة لتيار الجهد المستمر العالي تستخدم لإنتاج قدرة عالية. فإذا كان جريان الغاز الليزري انسيابياً سلساً فإن بعض الغاز يسخن ويشكل مقاومة مسار واطئة. إن التيار المحول خلال هذه المناطق يسخنها إلى أبعد حد حتى ينحل التفريغ إلى قوس. هذه الأقواس لا تنقل القدرة إلى الغاز، بحيث يتوقف الليزر عن توليد الضوء ويصبح الغاز الجاري في هذه الليزرات، غازاً مخنوقاً خلال الخراطيم وعاجزاً عن توليد الاضطراب الكافي للإبقاء على التفريغ المتوهج المستقر.

كما ذكرنا سابقاً، يسبب الاضطراب في أنابيب التفريغ حالة من عدم الاستقرار في الخرج الليزري. فالتيار المستمر يدخل إلى أنابيب التفريغ بواسطة المصعد والمهبط في كل مقطع، وأثناء التشغيل تصطدم الأيونات بالمهابط، التي من ثم تلفظ الذرات المعدنية، وهذه الذرات تتجمع بعد ذلك على الأنابيب، ومع الزمن يترسب معدن كافٍ لتكوين دوائر تفريغ قصيرة، لذلك يجب أن تنظف الأنابيب أو تستبدل عند ظهور هذه الدوائر.

إن استخدام إثارة التردد الراديوي (RF) في ليزرات الجريان السريع ينهي الحاجة إلى الاضطراب في أنابيب التفريغ، إضافة إلى إنتفاء الحاجة أيضاً إلى حفظ الأقطاب خارج التجويف الليزري. وهذا يجعل ليزرات الجريان السريع المثارة بالتردد الراديوي قادرة على إنتاج حزم بنوعية أجود ومدى انحفاظ أطول من تلك المثارة بواسطة التيار المستمر. علاوة على ذلك، إن التخلص من مشكلة اختناق الجريان الغازي يسمح باستخدام أكثر فعالية لضغط الطرد المركزي. أما المضخات الثابتة، فهي أدوات موجبة الإزاحة تعالج الهبوط الضغطي الكبير للتفريغ المختنق بسهولة، بينما تكون ضواغط الطرد المركزي غير فعالة عندما تعمل بمثل هذا الهبوط في الضغط. فضواغط الطرد المركزي، وتدعى غالباً (تربينات) هي أبسط وأقل ترجيحاً لتسرب الزيت داخل الغاز الليزري من المضخات الثابتة، علاوة على كونها أدوات يعول عليها بصورة حسنة. إن العقبات الرئيسية لتبني أثره التردد الراديوي (RF) هي ارتفاع الكلفة والتعويل غير المحدد

لمجهازات قدرة التردد الراديوي قياساً بمجهازات القدرة المستمرة.

2- ليزرات الكسايمر *Excimer Lasers*

ليزر الكسايمر هو ليزر غازي، كهربائي الإثارة. وهو اتحاد من غازات خاملة كغاز الأرجون مع الهالوجينات مثل الفلورين. في التفريغ الحاصل لهذا الغاز الليزري تتشكل مركبات مثارة ثنائية التركيب، وهي قطع متأيّنة غير مستقرة (مثل فلوريد الأرجون) تبعث ضوءاً فوق بنفسجياً بأطوال موجية من 0.193 إلى $0.348 \mu m$ ، فتتحول إلى غازات مستقرة، وبسبب قصر أعمار حالاتها المثارة، فإن ليزرات الكسايمر تعمل فقط في النمط النبضي، أما أمد النبض فقصير جداً بمدي $0.01 - 0.5 \mu s$ ، بينما القدرة القصوى، فيمكن أن تبلغ حتى أعلى من $100KW$.

إن عبارة *eximer* هي اختصار لـ *Excited Dimer*، وتعني المركب المثار الثنائي الصيغة الجزيئية، وهو نوع من الجزيئات تشتمل كما ذكرنا أعلاه، على الهالوجين، مثل الكلورين أو الفلورين، متحد مع غاز خامل (مثل غاز الزنون) ويكون مستقراً فقط في الحالة المثارة.

ليس لليزرات الكسايمر مشكلة مع التوزيع المعكوس لأن القطع الباعثة للضوء لا تمتلك حالة أساسية: فالكسايمرات-مركبات ثنائية التركيب، لا توجد إلا كجزيئات مثارة.

3- ليزر الهليوم - نيون:

هو أحد أهم أنواع الليزرات الغازية وأكثرها شيوعاً واستخدماً في التطبيقات العملية الصناعية والأكاديمية نظراً لقلّة كلفته وشيوع أطيفاه الحمراء المرئية.

تتكون المادة الفعالة (الوسط المضخم) لليزر الهليوم - نيون من خليط من غازي النيون والهليوم بنسبة $\left(\frac{1}{10}\right)$ يوضع في أنبوبة زجاجية مجهزة بقطبين كهربائيين، الضغط داخلها بحدود $10^2 pa (10^{-3} atm)$.

يتم الضخ الطاقى في ليزر الهليوم - نيون بتسليط فرق جهد عالي (كافي لحدوث عملية التفريغ الكهربائي) عن طريق جهاز قدرة تزود به منظومة الليزر لحدوث تفريغ

متوهج تحصل فيه تصادمات بين ذرات الهليوم المتأينة والإلكترونات الحاملة لتيار التفريغ تكون نتيجتها أن تنثار ذرات الهليوم المتأينة إلى حالات طاقة مختلفة.

يبين الشكل 8 (أ) تخطيطاً للمستويات الطاقة للنظام، والرموز المستخدمة للتدليل على المستويات الطاقة المختلفة، مثل $1s, 3p, 5s$ تشير إلى حالات الإلكترونات في الذرات (لاحظ الفقرة (4-6)). وبسبب القيود المفروضة بواسطة قانون انخفاض كمية الحركة الزاوية، فإن ذرات الهليوم مع الإلكترونات المثارة إلى الحالة $2s$ لا تستطيع العودة إلى الحالة الأساسية ($1s$) عن طريق بعثها لفوتون طاقتها $20.61eV$ كما هو متوقع، ولذلك تبقى في حالتها هذه $2s$ فترة من الزمن طويلة نسبياً، وتدعى بالحالة شبه المستقرة، خالفاً بذلك توزيعاً معكوساً.

وعلى العموم، تستطيع ذرات الهليوم المثارة أن تفقد طاقتها بواسطة تصادمات التبادل الطاقى مع ذرات النيون بداية في الحالة الأساسية. فذرة الهليوم $2s$ ، مع طاقتها الداخلية $20.61eV$ وقليل من الطاقة الحركية الإضافية، تستطيع أن تتصادم مع ذرة نيون في الحالة الأساسية، مثيرة إياها إلى الحالة المثارة $5s$ عند طاقة $20.66eV$ ومن ثم تهبط (ذرة الهليوم) عائدة إلى الحالة الأساسية $1s$. وهكذا أصبحت لدينا الآلية الضرورية لخلق التوزيع المعكوس في النيون، ما يعزز بدرجة كبيرة مآهولية الحالة $5s$ قياساً بمآهولية الحالة $3p$.

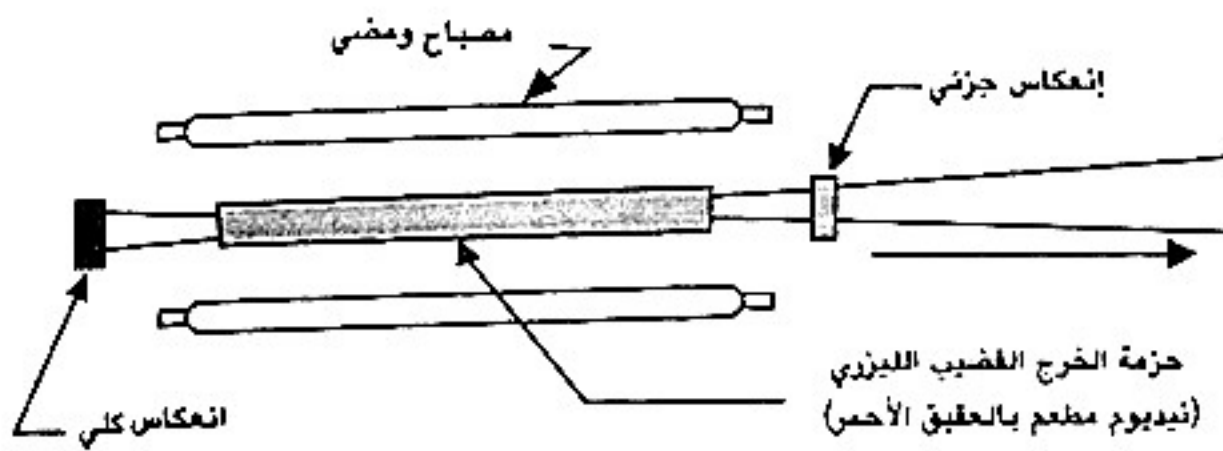
إن الانبعاثات القسرية (المستحثة) خلال الانتقالات من الحالة $5s$ إلى الحالة $3p$ تتج حينئذ، في انبعاث خارق الشاكة، ضوء بطول موجي $632.8nm$ ، كما هو موضح على التخطيط 8 (أ). ومن الناحية العملية، فإن هذه الحزمة المنبعثة ترسل إلى الخلف وإلى الأمام خلال الغاز عدة مرات بواسطة مرآتي جوف الليزر، بقدر ما تكون الانبعاثات القسرية ممكنة من الذرات المثارة الهائلة العدد، حتى تنبثق الحزمة أو جزء منها من مرآة الخرج، المنفذة جزئياً.

8-4 ليزرات الحالة الصلبة

1- ليزر الايتريوم والالمونيوم والعقيق المطعم بايونات النيديميوم، أو ليزر النيديميوم - ياك ($Nd:YAG$) وهو ليزر تحت الأحمر ذو أربعة مستويات، مادته الفاعلة هي أيونات النيديميوم في بلورة ايتريوم والمونيوم وعقيق أحمر، وهو ليزر اللحيم والتقيب القياسي المحكم في الصناعة. كذلك يُعمل القطع المحيطي (أو القطع الكنتوري) بواسطة ليزرات النيديميوم - ياك. وبما أن الضوء من ليزرات النيديميوم - ياك يمكن أن يرسل خلال ألياف كوارتزية لدنة (جميع المواد الليفية المعروفة تمتص الطول الموجي الأطول لضوء CO_2)، فمن السهل أن تتكامل هذه الألياف داخل أنظمة إنتاجية.

(أ) مبدأ عمل ليزرات النيديميوم - ياك

إن الأتربة النادرة هي سلسلة من عناصر معدنية التي تتميز بصفات كيميائية متشابهة، وكثير من أيوناتها تمتلك طواقم من المستويات الطاقة، ما يجعلها أوساطاً ليزرية قوية. هذه المستويات الطاقة هي انتقالات في القشرات الإلكترونية الداخلية، لذلك فهي تتأثر قليلاً جداً بالمادة التي تحتوي الأيونات، والنيديميوم هو أحد هذه الأتربة النادرة. يتكون ليزر النيديميوم - ياك الصناعي من قضيب بلوري محاط بمصباحي زينون أو كربتون للضخ، مع مرآتي مرنان خارج القضيب (شكل 9)، والبلورة هي ايتريوم والمونيوم وعقيق أحمر (YAG) مطعم بالنيديميوم Nd .



(شكل 9) مكونات ليزر النيديميوم - ياك

إن آلية توليد الضوء من ذرات النيدميوم هي فقط أكثر تعقيداً من النموذج النظري لليزر المستويات الطاقية الأربعة (شكل 4 فصل 6). فبدلاً من مستوي ضخ منفرد، يمتلك النيدميوم عدداً من الاشرطة بطاقات من 1.56 إلى 2.32eV ، ما يمكنه من امتصاص الضوء المرئي وتحت الأحمر من مصباحي الضخ. فالذرات المثارة إلى جميع هذه الطاقات تهبط بسرعة، بآلية لا ضوئية إلى الحالة 1.38eV فوق الحالة الأساسية (شكل 10) مسخنة بذلك قضيب الليزر، ومثل الكثير من الحالات الليزرية العليا، فإن الحالة 1.38eV هي حالة شبه مستقرة: فلا طريق أمامها لكي تفقد طاقتها بانتقال لا إشعاعي، وجميع الانتقالات الإشعاعية تمتلك احتمالاً ضعيفاً أن تحدث تلقائياً. وفي غياب المجال المحرض ستبقى ذرات النيدميوم في هذه الحالة لزمان طويل (نسبياً)، ما يسمح بتوزيع معكوس بدرجة ملموسة بينها وبين الحالات الأدنى. وعند وجود المجال المحرض تهبط الذرات المثارة من الحالة شبه المستقرة هذه (والتي تقابل الحالة E_3 في التخطيط النظري شكل 4 فصل 6) إلى الحالة 0.22eV (تقابل الحالة E_2) فوق الحالة الأساسية E_1 ، مولدة أثناء ذلك ضوء ليزر النيدميوم المألوف $1.06\mu m$. أن الحالة الليزرية الدنيا (الحالة التي يكون الانتقال إليها مصحوباً بشعاع الليزر المطلوب) تفرغ بواسطة الانتقالات الحرارية إلى شبكة الياك، مسببة بعد ذلك تسخيناً حقيقياً للقضيب. وعموماً تبرد قضبان ليزر النيدميوم - ياك بامرار الماء الجاري عليها. إن الاهتمام بتحسين كفاءة ليزرات النيدميوم - ياك وأدائها الضوئي حصل باستخدام الليزرات الثنائية كمصادر للضخ بدلاً من المصابيح. والليزر الثنائي يمكن أن يُصنع ليعتض ضوء بطول موجي 790nm بكفاءة من رتبة 40%. والضوء بهذا الطول الموجي 790nm يضخ مباشرة الحزمة الدنيا للنيدميوم عند 1.56eV بذرات النيدميوم، التي تهبط مباشرة إلى المستوي الليزري 1.38eV (حالة E_3) بحيث تكون الطاقة المتبددة داخل البلورة 0.18eV فقط $(1.56\text{eV} - 1.38\text{eV} = 0.18\text{eV})$ ، وهذا أقوى أكبر ضخ مسموح به دونما تسخين للقضيب.

وللحصول على قدرات أكبر، فيمكن صف عدة قضبان بخط واحد، يتضمنها جميعاً مرنان واحد، أو قد ترسل حزمة من قضيب منفرد خلال تجاويف ضوئية مكبرة.

أدوات أخرى تتجزئ نفس الفعل بسرعة أكبر من المصراع الميكانيكي، ولكن النتيجة نفسها: الضخ المستمر يضع عدداً كبيراً من الذرات في الحالة الليزرية شبه المستقرة العليا. إذا كان المصراع مغلقاً. وعندما يفتح المصراع ويصبح ظهور التغذية المرتدة ممكناً، فإن نبضاً قوياً لاقصى درجة وقصيراً ينتج فيفرغ الحالة العليا، إن نبضات النيديميوم - ياك ذات المصراع - Q يمكن أن تكون قصيرة جداً ($\sim 10\text{ns}$). ولأن ذرات الأوساط الليزرية الصلبة تكون عالية التركيز (أكثر من $10^{23}/\text{m}^3$) فإن القدرة القصوى يمكن أن تكون عالية جداً أيضاً.

نستخدم ليزرات النيديميوم - ياك المصراع - Q بصورة واسعة للترقيم. فبعض المواد العاملة تتعاطي مع وحدات الضخ الومضي (النبضي) أو الضخ المستمر. فنزع المادة أو إزالتها يتم عادة بنبضات قصيرة، عالية القدرة، بينما وصلها يتم بنبضات طويلة لدرجة ذروة دنيا أو بحزمة مستمرة.

الفضائية:

تولد القضبان الليزرية الحرارة في المركز و تكون باردة عند الاطراف. فالقدرة الضخمة تُنتج، ومن ثم يحصل إنحدار حراري عبر قطر القضيب. هذا الانحدار يحدث تغيرات في معامل إنكسار القضيب، فيهبط الاداء الضوئي لليزر. لليزرات النيديميوم - ياك عالية القدرة خرجاً مضاعف النمط مع تفرق عالي، يحدد قابلية البصريات على تبئير الحزمة إلى بقعة صغيرة، وهذا يتطلب أن يكون رأس الليزر قريباً من مساحة العمل، والضخ الثنائي (الضخ بواسطة الليزر الثنائي) يحسن هذه الوضعية، وذلك بإنقاص مقدار حرارة القضيب التي يجب أن تبدد. إن الشيء غير المشجع على استخدام الليزرات الثنائية عالية القدرة لضخ الليزرات الصناعية هو ثمنها العالي جداً، لكن السنوات الأخيرة شهدت إنتاج ليزرات ثنائية على مستوى تجاري، ما قلل كلفتها كثيراً.

2- ليزر النيديميوم - زجاج *(Nd:Glass) Laser*: ليزر النيديميوم - زجاج بسيط جداً قياساً بليزر النيديميوم - ياك. فقضيب الليزر مصنوع من الزجاج المطعم بالنيديميوم بدلاً من العقيق الأحمر. عندما يستخدم الزجاج بدلاً من الياك (*YAG*) كمادة أم أو مادة أساسية مضيئة، فإن تركيزاً أعلى لذرات النيديميوم يمكن أن يكون مندمجاً في قضيب

الليزر، وهذا يسمح للنبضات الزجاج أن تفتح بخصائص أقوى من نبضات الليزر،
 وبذلك، مع مدونه أكثر ملائمة لأعمال التقط العميق. وبما أن الانبعاثات الليزرية في
 الليزر تكون مصححة بالكميات ذات داحية بدلاً من إلكترونات التكاثر، فإن انحراف
 المحيطة بهذه الانبعاثات تكون ذات تأثير قليل عليها. أما تخرج الليزر، فهو
 على شكل عدس الطول الموجي (1060 nm)، كما هو الحال في نبضات الليزر،
 حيث أن عند ملائمة الزجاج هو أن ضعف توصيلته الحرارية تحد من معدل
 التكرار القصوى بل يكون محدود بنسب واحد في الثانية (1 Pulse) وهذا ما يجعله
 أقل دقة، تقطع المحيطة (أو النبوي).

3- ليزر النبضات Ruby Laser: كان النبضات أول مادة شوهت فيها الانبعاث الليزرية،
 وكم ذكرنا سابقاً، فإن النبضات ينتمي إلى مواد نظام المستويات الطاقة الثلاثة
 ويملك صفات قوية لتحفيز التوزيع المعكوس. ونبضات النبضات هو أداة حادة صلبة
 تصبح المصباح الواسع مثل نبضات النبض والزجاج، ولكنه يبعث ضوء مرئي
 بطول موجي 694 nm، ويقاد من النبضات الكثيرة، يصل نبضات النبضات ملائمة تقطع
 بخصائص مماثلة للنبضات الليزرية - الزجاج.

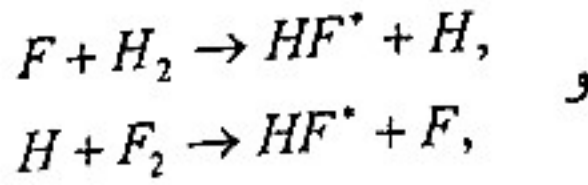
(5-8) نبضات حديثة

1- النبضات الغازية الديناميكية: تكمن حاشية نبضات الغازية الديناميكية في البساطة
 البسيطة في الحصول على التوزيع المعكوس مادية المستويات في التيار الغازي، في
 الحصول مثلاً، في التبريد السريع المتوقف والحفاظ ضغط الخليط لسحق
 CO_2 - N_2 - $He(H_2O)$ في أسفل الأعنى من سرعة الصوت. عند لصق
 الديناميكي الغازي يتحقق تحديد سريع لتوسط التفاعل، ما يساعد في الحصول على
 خرج خرج عالية المستوى.

2- النبضات الكيميائية:

في النبضات الكيميائية الغازية بعد إثارة توسط التفاعل بواسطة الطاقة المنعزلة
 عند التفاعل الكيميائي أمركبات الوسط، وفي كل شيء، تبدو هذه أو تلك من انحراف

الإثارة مباشرة، تبدو في الحالة المثارة، وبنتيجة ذلك ينشأ في الحال توزيع معكوس.
كمثال على ذلك ليزر على HF^* : تتشكل جزيئات HF^* المثارة في الليزر في عملية التفاعل:



إن التجانس الضوئي الكبير للوسط يساعد في الحصول على أشعة ليزرية بدرجة عالية من الأحادية، التشاكه وذات زاوية تفرق صغيرة.

3- الليزررات على الإلكترونات الحرة: في هذا النوع من الليزررات يتحقق التوزيع المعكوس، وبالتالي الأشعة الليزرية بطرق مختلفة لم تكن معروفة سابقاً، بل كان يعتقد أنها غير ممكنة التحقيق. لكن الدراسات والبحوث عن أنواع جديدة من الليزررات ومبادئ جديدة للتوليد المستحث (القسري) للإشعاع لم تتوقف يوماً.

ففي أواخر القرن الماضي كانت قد صنعت الليزررات على الإلكترونات الحرة، ومن النظرة الأولى يبدو هنا كل شيء واضحاً: فتياراً من الإلكترونات بطاقة محددة يظهر توزيعاً معكوساً بالنسبة لتيار الإلكترونات ذي الطاقة الأقل. فإذا أجبرت الإلكترونات (نحت تأثير الضوء) أن تنتقل إلى حالة طاقة أدنى، فمن الممكن من حيث المبدأ الحصول على أشعة ليزرية متشاكهة على أي طول موجي.

تستند تقنية تحقيق هذه الأفكار في الأساس على تفاعل الحزم الإلكترونية ذات الفترة العالية مع المجالين الدوريين فضائياً، المجال الكهربائي والمجال المغناطيسي. على هذه القاعدة يمكن صنع ليزرات بطول موجي كبير جداً. أما إذا كانت طاقة حزمة الإلكترونات تساوي (بمجمليها) 24MeV ، فمن الممكن الحصول على نبضات من الأشعة على طول موجي بطول $3.4\mu m$.

رغم أن كفاءة هذه الليزررات قليلة جداً، لكن النجاحات الباهرة في هذا الاتجاه توحى بنتائج واعدة.

4- ليزرات الأشعة السينية وليزررات جاما (γ): إحدى المهام الأساسية لفيزياء الليزر، هي الحصول على أشعة ليزرية في مناطق جديدة من الطيف الكهرومغناطيسي (ليزر

الأشعة السينية وليزر غاما). وهذا يمكن أن يساعد على صناعة تيارات من كمات الأشعة الكهرومغناطيسية $h\nu$ ذات قدرة كبيرة خاصة، إيجاد مصادر تأثير على المادة قوية بصورة استثنائية، أساليب جديدة لإعادة إنتاج هذه المصادر، طرقاً جديدة للمعرفة.

إن التصدي لهذه المهام في أي مرحلة من مراحل التطور يتطلب قبل كل شيء إيجاد أنواع جديدة نوعياً من الأوساط الفعالة، أنواع جديدة من السطوح العاكسة (مرايا) والأهم من ذلك كله - أساليب جديدة لضخ الأوساط الفعالة.

مثال: أوجد شدة الضوء المنبعث من سطح الشمس في مدى من الطول الموجي من 600.0 إلى 605.0nm وقارنها بشدة أشعة الليزر .

الحل: لحل هذا المثال نعود إلى الفصل الأول وتحديداً إلى صيغة بلانك (6-1) لتحديد الإشعاعية الطيفية لإشعاع الجسم الأسود، والإشعاعية الطيفية هي في الواقع شدة الضوء المنبعث من المصدر على مدى من الأطوال الموجية $d\lambda$.

$$R(\lambda) = \frac{2\pi C^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda KT} - 1}$$

ولكي نجد شدة ضوء الشمس المنبعث في مدى الأطوال الموجية $d\lambda$ من 600.0 إلى 605.0nm علينا أن نكمل هذه العلاقة على المدى المعطى، واجدين المساحة تحت المنحني $I(\lambda)$ شكل 3 فصل 1. ولصعوبة إجراء هذا التكامل يستعاض عنه بعرض المدى الانبعاثي $5.0nm$ ($605.0 - 600.0 = 5.0nm$) مضروباً بارتفاع المنحني $\lambda = 6.00 \times 10^{-7} m$

$$\frac{hc}{\lambda KT} = \frac{(6.626 \times 10^{-34} J.s)(3 \times 10^8 m/s)}{(600 \times 10^{-9} m)(1.38 \times 10^{-23} J/K)(6000K)} = 4.00$$

حيث درجة حرارة سطح الشمس هي 6000K. إذن

$$R(\lambda) = \frac{2\pi(6.626 \times 10^{-34} J.s)(3 \times 10^8 m/s)^2}{(600 \times 10^{-9} m)^5 (e^4 - 1)} = 8.98 \times 10^{13} \frac{W}{m^3}$$

وبضرب هذه الشدة في المدى $5.0nm$ (من 600 إلى 605nm) نحصل على شدة

$$I(\lambda) = R(\lambda) d\lambda = (8.98 \times 10^{13} \text{ W/m}^3) (5.0 \times 10^{-9} \text{ m})$$

$$= 4.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2 = 45 \text{ W/cm}^2$$

وهي شدة أقل بكثير من شدة ليزرات النيدميوم وليزرات CO_2 وغيرها.

مسائل

1- يبعث ليزر اللياقوت المستخدم للحم شبكيات العيون المنفصلة بضوء طوله الموجي $633nm$ في نبضات، أمد النبض الواحد $20.0ms$ ، ومعدل القدرة خلال كل نبض $0.6w$ ، (أ) ما مقدار الطاقة في كل نبض محسوبة بالجول وبالإلكترون فولت؟ (ب) ما مقدار طاقة فوتون ليزر اللياقوت؟ مقدرة بالجول وبالإلكترون فولت؟ (ج) كم عدد الفوتونات في النبض الواحد؟

2- فوتون كمية حركته الزاوية تساوي $2.40 \times 10^{-27} Kg.m/s$.

(أ) ما مقدار طاقة الفوتون؟ (ب) ما الطول الموجي للفوتون؟ وبأية منطقة من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الطول الموجي؟

3- ليزر شبه موصل مادته الفعالة $GaAlAs$ تمتلك حجماً قدره $200(\mu m)^3$ فقط (اصفر من حبة رمل)، ورغم ذلك فهو يستطيع أن يحرر وبصورة مستمرة قدرة قدرها $0.5mW$ بطول موجي $0.80\mu m$ (مايكرومتر) احسب معدل إنتاج الفوتونات.

4- في الشكل 8 احسب الفرق الطاقي بالإلكترون فولت (eV) وبالجول (J) للانتقال $5s \rightarrow 3p$ للنيون.

احسب كذلك الطول الموجي للفوتون الذي يمتلك هذه الطاقة، وقارن جوابك مع الطول الموجي المشاهد لهذا الليزر؟

5- كم عدد الفوتونات في الثانية الواحدة المنبعثة بواسطة ليزر هليوم - نيون قدرته $1.50mW$ وطوله الموجي $633nm$ ؟

6- عدد كبير من ذرات النيون في توازن حراري عند درجة حرارة $300K$ ، ما هي نسبة عدد الذرات في الحالة $5s$ إلى عددها في الحالة $3p$ ؟

ملاحظة: استعن بالمعادلة (2-6) من الفصل 6 وخذ الطاقات من الشكل 8 في هذا الفصل.

الفصل التاسع

تفاعل إشعاع الليزر مع المادة

إن التفاعلات بين الضوء والمادة هي بعض أهم العمليات الفيزيائية الأساسية المثانة وعلى هذا التفاعل تعتمد وظائف ليزرات المواد العاملة.

(1-9) الليزر والإشعاع الكهرومغناطيسي:

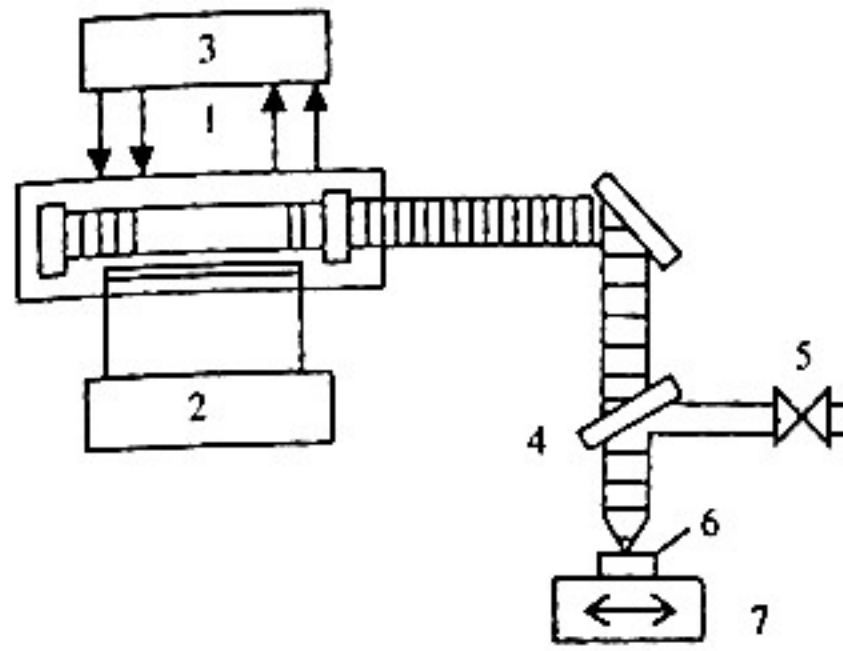
الضوء هو أحد أشكال الإشعاع الكهرومغناطيسي، والأشكال الأخرى هي الأمواج الراديوية، الأشعة السينية وإشعاعات غاما. وهو ينتشر في أمواج يرمز لأطوالها بالحرف الإغريقي (λ) ، ولكل طول موجي λ تردده المميز f المرتبط به بالعلاقة:

$$\lambda = \frac{C}{f} \quad (9-1)$$

حيث C ، سرعة الضوء ومقدارها $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ تقريباً. إن قيم (λ) هي عادة تقابل مدى من 10^4 إلى 10^{-10} m ، يغطي الضوء المرئي منه مدى صغيراً من الأطوال الموجية يبدأ من $4 \times 10^{-7} \text{ m}$ إلى $7 \times 10^{-7} \text{ m}$ ، تقابل الترددات 4×10^{14} إلى $7.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ، والإشعاع غير المرئي بالأطوال الموجية تحت الضوء المرئي (أقل من $4 \times 10^{-7} \text{ m}$) حتى 10^{-8} m ($f = 3 \times 10^{16} \text{ Hz}$) يدعى الضوء فوق البنفسجي (UV)، بينما يذهب الضوء تحت الأحمر (IR) فوق الضوء المرئي (أكبر من $7.5 \times 10^{-7} \text{ m}$) إلى حوالي $3 \times 10^{-3} \text{ m}$ ($f = 10^{11} \text{ Hz}$). ووحدات الطول الموجي للضوء هي عادة النانومتر ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) (لاحظ الشكل 1 من الفصل 8).

تظهر الذبذبات الإلكترونية والجزيئية عموماً عند الترددات من 10^{12} إلى 10^{16} Hz ، أي أنها بحدود ترددات الطيف الضوئي، شاملة الضوء، تحت الأحمر، المرئي، وفوق البنفسجي، وهي التي تولد الضوء. وبالتالي فإن الضوء يتفاعل مع الإلكترونات والجزيئات لأنه في رنين مع ذبذباتها. وعلى أساس هذا التفاعل تطورت تقنية استخدامات أشعة الليزر، فدخلت جميع عوالم التكنولوجيا المعاصرة - الطائرات، السيارات، والإلكترونيات الراديوية.

إن التخطيط التقليدي لبنية الترتيب التكنولوجي الليزري هو المبين على الشكل 1. فالرقم 1 على الشكل يشير إلى غطاء الليزر 2- مصدر التغذية، 3- طاقم التبريد، 4- منظومة بصرية، 5- نظام بصري للمراقبة، 6- عينة البحث، 7- طاولة العمل.



(شكل 1) التخطيط التقليدي لبنية التركيبية التكنولوجية لليزر بصورة عامة، بداية من المادة الفعالة (داخل الغطاء) حتى نقطة الاستثمار (6)

أكثر الليزرات استخداماً في التكنولوجيا هي ليزرات الحالة (الأجسام) الصلبة والليزرات الغازية على CO_2 .

إن طول موجة شعاع الليزر هو الذي يحدد إمكانية استخدامه للمهمة التكنولوجية المعينة.

الأطوال الموجية لليزر

تعتمد معظم الليزرات على الانتقالات الإلكترونية والجزئية لتوليد خرجها (أشعتها)، وبالتالي فإن الحزم الليزرية هي حزم ضوئية، ومعظم المواد الفعالة ليزرياً تبعث ضوء تحت أحمر أو فوق بنفسجي. فليزرات الأيتريوم والالمونيوم والعقيق الأحمر المطعم بالنيديميوم ($Nd:YAG$) أو النيديميوم زجاج تبعث ضوء تحت أحمر عند $1.06\mu m$ ، بينما تبعث ليزرات CO_2 ضوء تحت أحمر أيضاً ولكنه بطول موجي $10.6\mu m$ ، وليزرات الكسايمر التي تستخدم مركبات غير مستقرة تبعث ضوء فوق بنفسجي بأطوال موجية من 193 إلى $348nm$.

هناك بعض ليزرات المواد العاملة بخرج مرئي كليزر الياقوت، تبعث ضوء أحمر بطول موجي $694nm$ ، وهو بالكاد مرئياً. بالنسبة لبعض التطبيقات يُضاعف تردد ليزر النيديميوم - ياك بتمريره خلال بلورة لا خطية، ناقلة أياه إلى مركز الشريط المرئي عند

532nm. أما ليزرات أيون الارغون، فهي تبعث عدداً كبيراً من الخطوط الطيفية من 450 إلى 540nm، وهي تستخدم لتجارب اللحيم.

ضوء الليزر:

بسبب آلية توليده، يتمتع ضوء الليزر بخصائصه الفريدة التي ذكرناها سابقاً:

1- إنه متشاكه، وهذا نابع من حقيقة أن العلاقة الطورية بين أي نقطتين في الحزمة تبقى ثابتة.

2- إنه خارق الأحادية، فمدى الترددات في الحزمة الليزرية أصغر بكثير من المدى الذي تبعته المصادر التقليدية.

3- إنه خارق التوازي، فالحزمة الليزرية تنتشر لمسافات طويلة دون أن تتفرق. أهمية هذه الخواص تختلف من مجال تطبيقي إلى آخر. فالخاصيتان الأولى والثانية لا يمتلكان أهمية خاصة بالنسبة للمواد العاملة. فالتشاكه غير مقاس أصلاً بالنسبة لليزرات الصناعية. في حين أن الأحادية ملائمة للعدسات المصححة. فالعدسة المصححة لا يشترط بها أن تكون مصححة لأكثر من طول موجي واحد. والأحادية تسهل حساب الانعكاس والامتصاص.

أما التوازي، أو التفرق الضعيف، فهو ما يجعل عمليات معالجة المواد ممكنة. فالحزمة المتوازية يمكن بوارتها إلى بقعة صغيرة ومركزة كل قدرتها في تلك البقعة. وهذا يسمح لليزر بخرج 1KW أن يولد كثافة قدرة تساوي:

$$\text{Power density}(W_B) = \frac{\text{OutPut}(w)}{\text{area}(10^{-2} \text{Cm})^2} \quad (9-2)$$

$$= \frac{10^3 W}{10^{-4} \text{Cm}^2} = \frac{10^7 w}{\text{Cm}^2}$$

وهذه كثافة قدرة عالية جداً تكفي لصهر أو تبخير أغلب المواد.

لتوضيح ذلك، نجري حساباً باستخدام قانون ستيفان - بولتزمان (1-1): يبعث الجسم الأسود طاقة كهرومغناطيسية كدالة لدرجة الحرارة وفقاً لقانون ستيفان - بولتزمان.

$$I(T) = W_B = \sigma T^4 \quad (9-3)$$

حيث $I(T)$ هي الشدة الإشعاعية أو القدرة بوحدة المساحة، وتدعى أيضاً بكثافة القدرة (9-2) σ و T - لهما نفس المعاني السابقة، ثابت ستيفان - بولتزمان $(5.67 \times 10^{-12} W.Cm^{-2}.K^{-4})$ ودرجة الحرارة المطلقة.

فإذا أجرينا الحسابات لكثافة القدرة $10^7 W / Cm^2$ (9-2)، نحصل على:

$$T = \sqrt[4]{\frac{W_B}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{10^7 W / Cm^2}{5.67 \times 10^{-12} W.Cm^{-2}.K^{-4}}} = 36000 K.$$

وهذه درجة حرارة مثيرة للدهشة، ولكن ماذا تعني؟ فالحزمة ليست بتلك السخونة، وهي ليست ساخنة أجمالاً، وإذا وضعنا مادة ما في الحزمة، فهل تكتسب درجة حرارة $36000 K$ بالطبع لا، فلا يوجد صلب عند هذه الدرجة الحرارية، كل ذلك يعني أن الجسم الأسود ذو الحجم نفسه كما للحزمة المبثورة سيكون عند نفس الدرجة الحرارية $36000 K$ ليكون متوازناً مع الطاقة الواردة، وفي جميع الحالات الحقيقية سيكون هناك انتقال حراري يقلل باستمرار درجة حرارة المادة تحت قيمة التوازن المفترض.

(9-2) التصادم الضوئي على سطح العازل:

في معظم الأجسام الصلبة تحمل الكهربائية بواسطة حركة الإلكترون عبر المادة، فالمواد التي تكون جميع إلكتروناتها مقيدة بذراتها لا تستطيع أن توصل التيار. إن في عوازل أو غير موصلة كهربائياً. أن سلوك الضوء في العازل محكوم بتفاعله مع هذه الإلكترونات المقيدة.

إن الإلكترونات المقيدة بالذرات تمتلك ترددات معينة متاحة للتذبذب، وهي ستفاعل بقوة مع الضوء الذي يمتلك أحد هذه الترددات، ممتصه أباه. أما إذا كان تردد الضوء يختلف عن التردد الطبيعي للإلكترون، فإن الامتصاص يكون أقل ويجبر الإلكترون على التذبذب بنفس تردد الضوء الوارد. وعلى الرغم من أن هذا التذبذب صغيراً في السعة، فهو مع ذلك يولد إشعاعاً كهرومغناطيسياً بنفس تردد الضوء الوارد ولكنه بطور مختلف. إن إنزياح الطور مرتبط بالفرق بين التردد الطبيعي للإلكترون والتردد الفعلي للتذبذب.

إن الذرات والجزيئات التي هي أثقل من الإلكترونات، تتذبذب بمدى أدنى من الترددات. فالضوء تحت الأحمر الذي يمتلك أطول طول موجي وأدنى تردد مقابل قياساً بالضوء المرئي، قادر على التفاعل مع هذه الدقائق الثقيلة بنفس الأسلوب الذي يتفاعل به لضوء المرئي مع الإلكترونات. وليزر CO_2 ، الذي يبعث الضوء بطولين موجيين $9.6\mu m$ و $10.6\mu m$ من الانتقالات الاهتزازية لجزيء ثاني أكسيد الكربون، هو مثال لشيء للتفاعل بين الجزيئات و الضوء تحت الأحمر. كثير من المواد التي لا تمتص لضوء المرئي (كالزجاج، البلورات، الكوارتز) تتفاعل بقوة مع الضوء المنخفض التردد من ليزرات CO_2 .

مما تقدم يمكن طرح السؤال التالي: ما الذي يحدث بالضبط عندما يصطدم الضوء بسطح العازل؟ إذا كان الضوء يمتلك تردداً في رنين مع التذبذب الإلكتروني والذري أو الجزيئي، فإن طاقته ستمتص من قبل أي من هذه الدقائق، ومن ثم تتحرر في المادة كحرارة. وإذا لم يكن هناك رنين، فإن الإلكترونات أو الذرات تتذبذب بتردد قسري، مولدة لضوء. بالنسبة للسطح الأملس، فإن الضوء المنبعث من عند هذا السطح يتداخل مع نفسه بشكل موجة تعمل نفس الزاوية مع العمود (ولكن على الجانب المعاكس) التي تعملها لوجة الواردة، وهذا هو الانعكاس.

والشيء نفسه يحدث داخل المادة. فالضوء المنبعث بواسطة التذبذب القسري يولد أمواجاً تتداخل مع الموجة الواردة، وهذا التداخل، الذي يعتمد على انزياح طور الضوء لنسبته بالنسبة للضوء الوارد، يبدل السرعة الطورية للضوء في العازل. بالنسبة للمادة فإن معامل انكسارها n هو النسبة بين مقدار سرعة الضوء C والسرعة الطورية للضوء في الوسط.

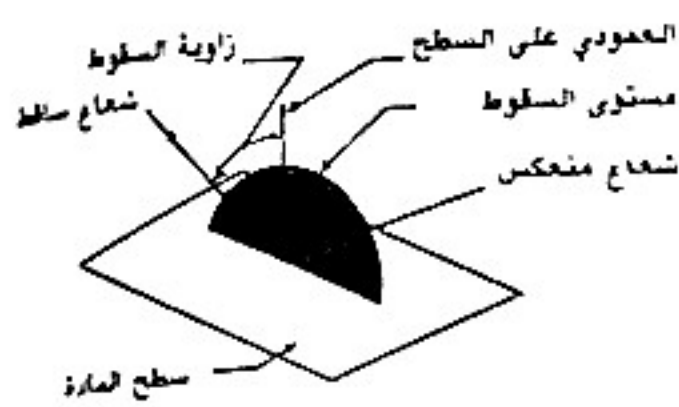
بالنسبة للعازل، فإن معامل إنكساره N يتحكم بمقدار الانعكاس من السطح في اتحاد مع زاوية السقوط وحالة استقطاب الحزمة الواردة. ففي السقوط العمودي، حيث لا صلة للاستقطاب، فإن انعكاس العازل R هو:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (9-4)$$

للاستقطاب أثر نافع على الأسلوب الذي ينعكس به الضوء من السطح. فبأنسبة للضوء الساقط على سطح ما بزاوية θ مع العمود فإن المستوي الذي يضم الشعاع الضوئي والعمود على السطح يدعى مستوي السقوط (شكل 2).

فإذا كان المتجه الكهربائي للضوء يقع في مستوي السقوط، فإن الضوء يقال له P مستقطب استقطاب - p (شكل 3). أما إذا كان عمودياً على مستوي السقوط، فيقال له S مستقطب استقطاب - s (شكل 4).

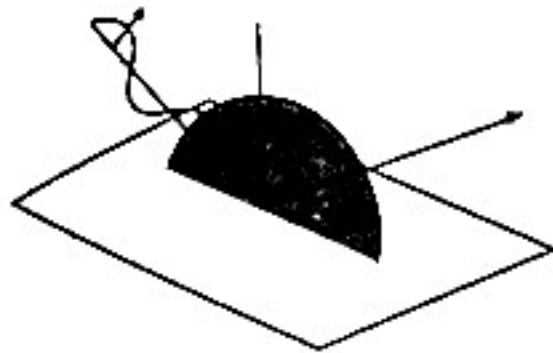
وإذا كان المتجه الضوئي عند أي زاوية أخرى بالنسبة إلى مستوي السقوط فإنه يتحلل إلى المركبتين S و P .



إن الضوء ذا الاستقطاب P و S (P -Polarization, S -Polarization) يسلك سلوكاً مختلفاً تماماً عندما تزداد زاوية السقوط θ كما هو موضح على الشكل 5.

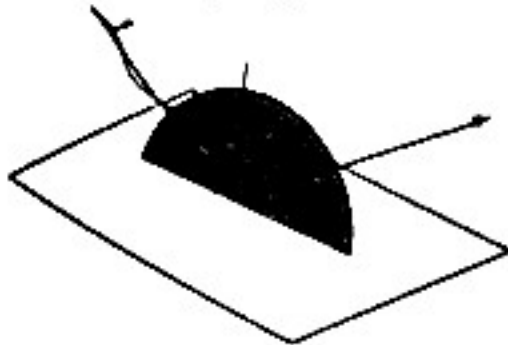
(شكل 2) هندسة الانعكاس

المتجه E في مستوي السقوط

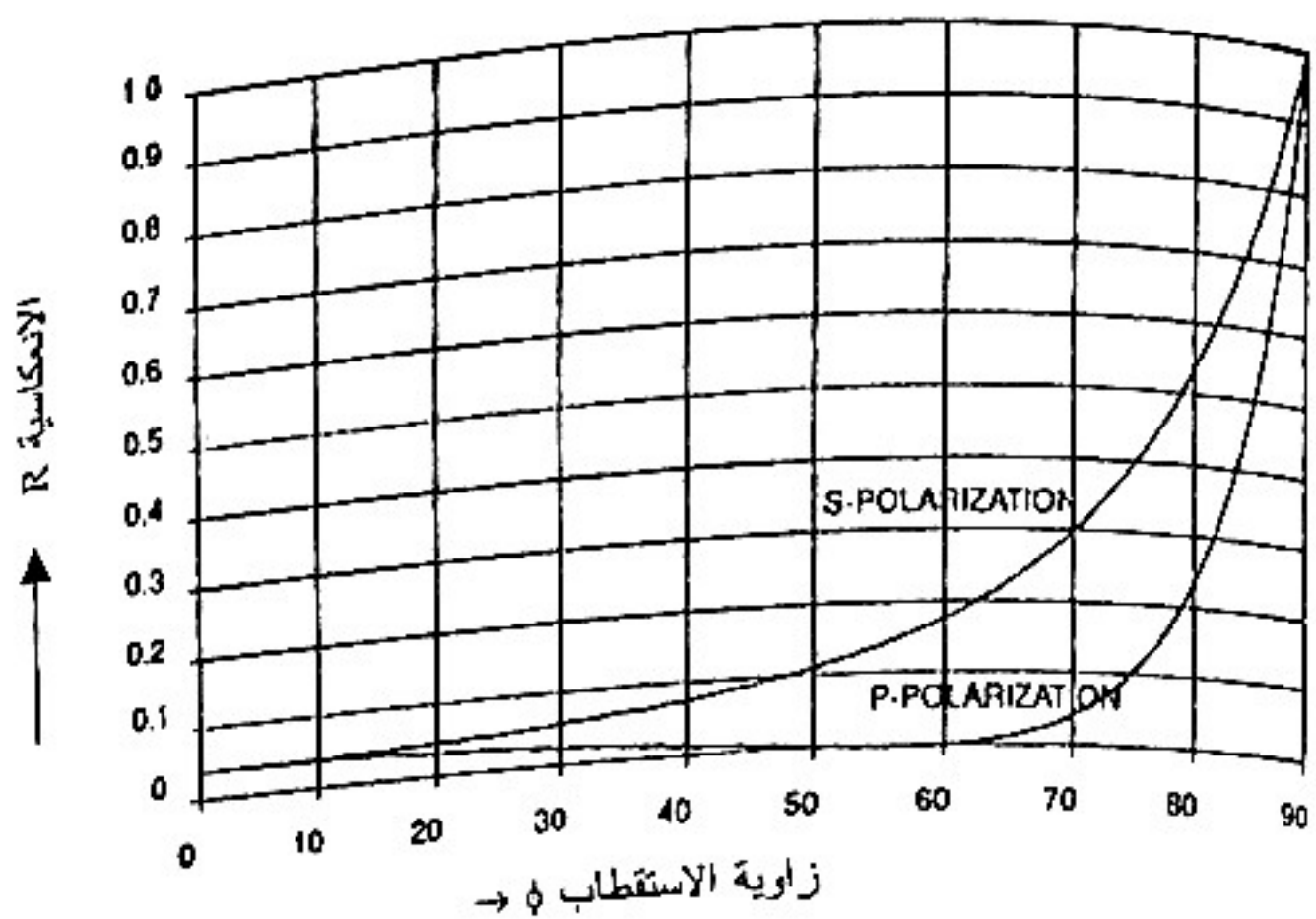


(شكل 3) الاستقطاب P للضوء

المتجه $E \perp$ مستوي السقوط



(شكل 4) الاستقطاب S للضوء



(شكل 5) الانعكاسية مقابل زاوية السقوط بالنسبة للعازل

عندما تكون $\phi = 0$ ، فلن تكون هناك طريقة لوصف الاستقطاب - p أو S، ولذلك فإن الانعكاسية هي نفسها لكلا الاستقطابين. عندما تزداد ϕ تزداد الانعكاسية بالنسبة للاستقطاب S انسيابياً حتى تبلغ الواحد عند $\phi = 90^\circ$ أو عند السقوط الكشطي أو المسمي (بموازاة السطح)، أما بالنسبة للاستقطاب - p، فإن الانعكاسية تتناقص مع زيادة ϕ حتى تصبح صفراً، والزاوية التي تظهر عندها هذه الانعكاسيات تدعى بزاوية بروستر (Brewster). وما بعد زاوية بروستر، تزداد الانعكاسية بحدّة حتى تصبح واحد أيضاً عند السقوط الكشطي. ترتبط زاوية بروستر بمعامل الانكسار بالعلاقة:

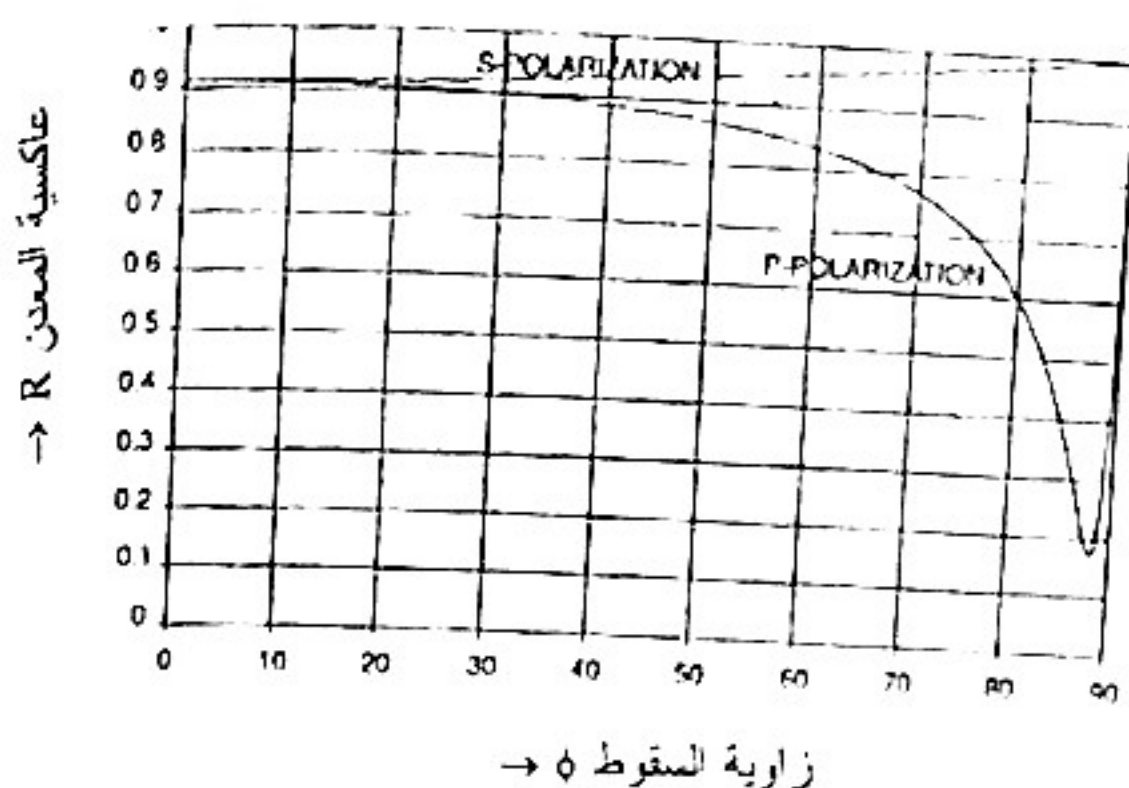
$$\phi = \tan^{-1}(n) \quad (9-5)$$

(9-3) التصادم الضوئي على سطح المعدن:

تختلف المعادن عن العوازل بامتلاكها لاعداد كبيرة من الإلكترونات غير المقيدة بالثرات المنفردة، بل إنها حرة التنقل داخل المعدن، هذا الوضع هو غالباً غاية (أو منتهي) لنماذج الإلكترونات. وكثير من خواص المعادن الإلكترونية، الحرارية، والضوئية تتحدد بسلوك هذا الغاز. ومن الواضح أن هذه الإلكترونات الحرة هامة للموصلية الإلكترونية

التي تلتصق، وهي أيضاً توصّل الحرارة بصورة حسنة جداً، ولهذا فإن ترددات تذبذب هذه الإلكترونات لا تقاس بكونها مقيدة إلى الذرات، فهي تمتص جميع الأطوال الموجية للضوء المرئي ونحت الأحمر (لاحظ الفصل 6).

إذا كانت الإلكترونات الحرة هي ماصات عريضة النطاق للضوء المرئي ونحت الأحمر، فمن المدهش أن تبدو المعادن أنها عالية العاكسية. فمن الممكن التصور أنها قد تكون سوداء، بالإلكترونات ماصة للضوء بجميع الأطوال الموجية، وهذه طبعاً الحالة في الانعكاس: أن المعادن معتمة تماماً، فشدّة الضوء الداخل للمعدن تهبط إلى الصفر تقريباً في جزء من الطول الموجي.



(شكل 6) الانعكاسية أو العاكسية مقابل زاوية السقوط بالنسبة للمعدن

إن المعادن عواكس جيدة لأن إلكتروناتها تتذبذب بتردد الضوء الوارد ولكنها لا تحول كثيراً من هذه الطاقة إلى حرارة: أن الغاز الإلكتروني لا يقرن أو هو ليس قريب جيد للنسبة البلورية للمعدن. وبما أن طاقة قليلة تفقد، فإن ذبذبات الإلكترونات تولد ضوء بشدّة تقارن بشدّة المصدر. وهذا الضوء هو غالباً خارج الطور تماماً بالنسبة للمصدر، وبالتالي فهو يلعبه في الاتجاه الأمامي. عند سطح المعدن يتداخل الضوء المعاد إشعاعه مع نفسه لتشكل حزمة منعكسة، بنفس الأسلوب الحاصل في العازل، ولكن بشدّة أكبر عموماً وتتنعير عاكسية السطح المعدني مع زاوية سقوط الضوء واستقطابه بنفس الأسلوب العام كما هو في العازل، ولكن تختلف في التفاصيل. إن عاكسيات المعادن هي غالباً فوق

لـ 90% عند السقوط العمودي ($\phi = 0$). فكما يبين الشكل 6، فإن زاوية بروسنر للمعان هي على العموم 90° . يلاحظ كذلك أن العاكسية بالنسبة للضوء المستقطب مستطاب - P لا تهبط تماماً إلى الصفر عند ذات الزاوية، بل تبقى محتفظة بقيمة محدودة. إن جميع هذه الآثار هي على درجة قصوى من الأهمية بالنسبة للعمليات الليزرية للمعان، لأنها تتحكم بكفاءة الطاقة الضوئية المنتقلة إلى المادة.

(4-9) التصادم الضوئي على شبه الموصل

إن أشباه الموصلات هي مواد تمتلك حزمة من الحالات الإلكترونية، ممثلة عند الصفر المطلق، متباعدة عن حزمة أخرى فارغة عند الصفر المطلق بواسطة منطقة طاقات محرمة تدعى الفجوة الحزمية (أو الطاقية) (لاحظ الفقرة (5-4) فصل 5). عند درجة الحرارة العالية تنهيج بعض الإلكترونات حرارياً إلى الحزمة الأعلى ويصبح متاحاً لها أن توصل كهربائية، ومن ثم، فإن الحزمة الأعلى تدعى حزمة التوصيل (الفقرة (5-5) فصل 5). إن الحالات الفارغة في الحزمة الدنيا أو حزمة التكافؤ تساهم أيضاً في توصيل من خلال سلوكها كحاملات مشحونة بشحنة موجبة. وعلى العموم فإن أشباه الموصلات مُحضَّرة من مواد كالسيليكون أو زرنيخيد الغاليوم بإضافة مقادير صغيرة من شوائب تزيد عدد الإلكترونات الحرة (النوع -n) أو تنقص عدد الإلكترونات المقيدة (النوع -p) (لاحظ الفقرة (5-6) فصل 5). إن السلوك الضوئي، لأشباه الموصلات محكوم بالفجوة الحزمية. فالسيليكون يمتلك فجوة حزمية مقدارها 1.2 eV ، وبالتالي فإن الضوء المؤهل للتفاعل مع إلكترونات التوصيل السيليكونية يجب أن تكون طاقة فوتوناته (بوصفه أحادي اللون) مساوية تماماً لمقدار هذه الفجوة (1.2 eV)، وذلك باستخدام علاقة بلانك المعروفة $E = h\lambda = h\frac{C}{\lambda} = 1.2 \text{ eV}$ ، ومنه، فإن الطول الموجي للضوء الملائم هو $1.1 \mu\text{m}$ وليس أكبر منه، لأن المادة ستسلك آنذاك كعازل. أما الضوء الأقل طولاً موجياً فهو كافٍ طاقياً للتفاعل، بحيث أن السيليكون يسلك بصورة مشابهة أكثر للمعدن في لمنطقة المرئية: فهو يمتص بقوة ويكون عاكس تماماً، في منطقة الفجوة الحزمية (التي هي في متناول الطول الموجي لليزر النيدميوم - ياك تماماً). تعتمد امتصاصية المادة بقوة على درجة حرارتها وعلى مستوى التطعيم.

(5-9) التسخين الليزري للصلب:

الضوء يحمل الطاقة، وحزمة الليزر تستطيع أن تحمل طاقة هائلة وذلك لقلة تفرقها، ما يسمح للطاقة أن تتركز في مساحة صغيرة. فإذا سمحنا لمثل هذه الحزمة أن تصطدم بسطح ما، فإن بعضها ينعكس، بعضها يمتص، وبعضها قد ينفذ. بالنسبة للهدف المعدني، فإن معظم هذا الضوء سينعكس، وقليل سيمتص، وليس هناك ما يمكن أن ينفذ. ولكن ماذا يحصل لو حاولنا تسخين المادة بكمية كبيرة ممتصة من الضوء؟

هناك طريقة واحدة لعمل ذلك، هي أن نغطي تماماً سطح المعدن العاكس بغطاء ماص عازل يسخن وينقل الحرارة إلى المعدن.

هناك اقتراب آخر هو استخدام حزمة مستقطبة استقطاباً خطياً وإسقاطها على سطح المعدن بزاوية بروسستر، وهذا ينفي الحاجة إلى الأغشية ولكنه يجعل من الصعوبة معالجة السطوح المنحنية. بالنسبة للضوء $10.6 \mu m$ المنبعث بواسطة ليزرات CO_2 ، تكون زاوية بروسستر بحدود 89° وهي زاوية غير عملية جداً، بينما تكون الزاوية بالنسبة للضوء $1.06 \mu m$ ضئيلة، ما يجعل استخدام ليزرات النيدميوم - ياك العالية القدرة والباعثة لهذا الضوء أكثر جاذبية، باستثناء صعوبة استقطابها. إن وجود أي غشاء على سطح المعدن سيغير جذرياً خواصه الضوئية، لذلك فإن هذه الطريقة تواجه أيضاً مشاكل الإعادة.

ومهما تكن الطريقة المستخدمة، فإن الليزرات تسخن فقط سطوح المعادن. إن مجمل التسخين التحتسطحي يتم بواسطة التوصيل.

بعض المواد تكون ماصة جميعاً، فالسيليكون، مثلاً، هو منفذ جزئياً لضوء ليزر النيدميوم - ياك $1.06 \mu m$ ، بينما يتغير الامتصاص الدقيق كثيراً مع درجة الحرارة ودرجة تطعيم السيليكون، فإن حزمة النيدميوم - ياك تنقب عدة ميكرونات داخل السيليكون ومن ثم يتم إمتصاصها خلال ذات الطبقة، عندما يسخن المعدن، يزداد عدد إلكترونات التوصيل، الذي يزيد بدوره الامتصاص.

(6-9) الانصهار الليزري للمواد:

إذا استمرت عملية التسخين، فإن الصلب الساخن سيغير حالته، وأغلب المواد تصير (يتبخر الغرافيت، وأغلب البوليميرات تتحل). إن سطح المعدن المنصهر يتفاعل مع الضوء بكيفية مماثلة كثيراً لسطح الصلب نفسه، وعندما تكون المعادن منصهرة يزداد انصاصها للضوء لأن درجة الفوضي في المادة تزداد، مسببه بذلك تفاعلاً أكثر بين الجزيئات الذرية والإلكترونات، ما يؤدي إلى هبوط العاكسية من 90% أو أكثر إلى حوالي 50% بالنسبة للمعادن الشائعة، وهذا شيء إيجابي بحد ذاته. أما أشباه الموصلات السائلة، فهي تملك أعداداً كبيرة من الإلكترونات الحرة، ما يجعل سلوكها مشابهاً لسلوك المعادن.

ورغم تشابه آلية التفاعل بين الضوء والمعادن المنصهرة مع تلك التي بين الضوء والمواد الصلبة، إلا أن هناك بعض الفروقات في النقل الحراري. أصبح الآن الانتقال الحراري ممكناً ويمكن أن يكون مُداراً بواسطة التغيرات في الشد السطحي الناشئة عن الانحدارات بدرجة الحرارة.

(7-9) التفاعلات أثناء اللحام:

يجري اللحام الليزري للمعادن بواسطة حزم ميوثرة (بفتح الهمزة) إلى مستويات شعيع (شدة إشعاعية) بمدى 10^6 إلى $10^7 W / Cm^2$. وبمثل هذه القدرة الكثافية (الشدة الإشعاعية) يحدث الانصهار بزمن أقل من 1 مايكرو ثانية ($10^{-6} s$)، و تحصل بعض التفاعلات الحديثة أيضاً بمثل هذه القدرات الكثافية. فاولاً، يصبح الضغط الإشعاعي قابلاً للتقدير. فللضغط المصاحب للحزمة الضوئية كثافة قدرة S يرمز لها بـ S/C ، حيث C - مقدار سرعة الضوء، وبالتالي فإن كثافة القدرة $10^6 W / Cm^2$ تساوي ضغطاً قدره $33 pa$ أو 3.3×10^{-4} ضغط جوي، محسوبة كالتالي:

$$Power\ density\ of\ pressure = \frac{S}{C} \quad (9-6)$$

$$= \frac{10^6 W / Cm^2}{3 \times 10^8 m / S} = \frac{10^2 J}{3 S m^2} \frac{S}{m} = 33 Pa$$

$$= 3.3 \times 10^{-4} atm$$

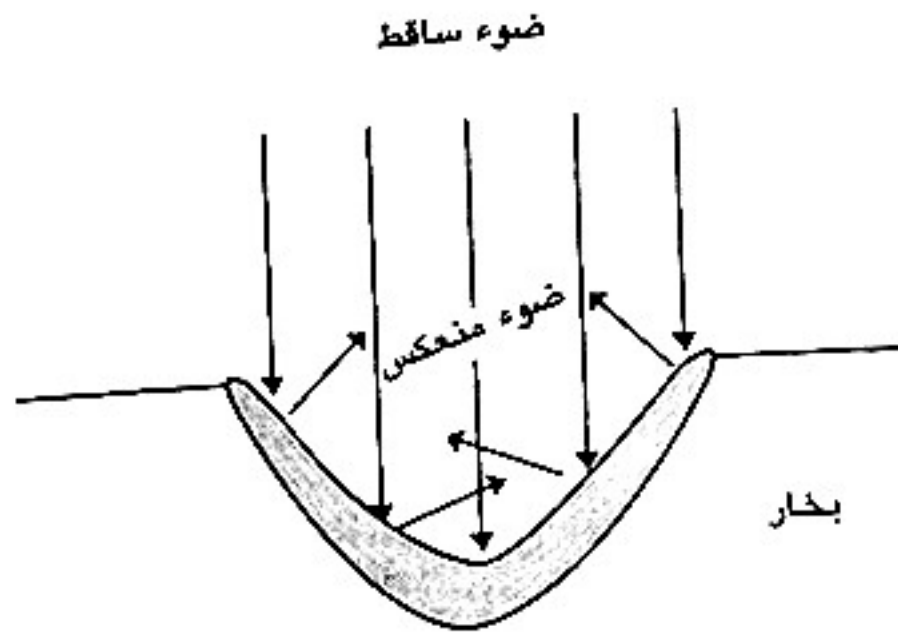
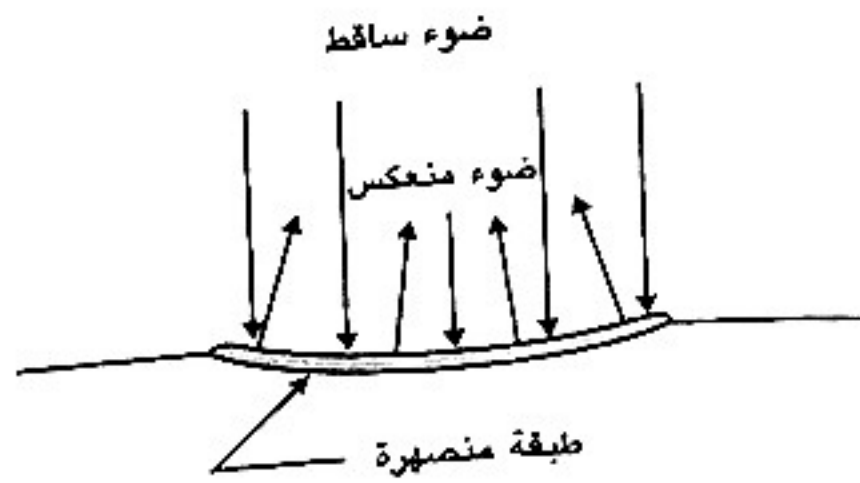
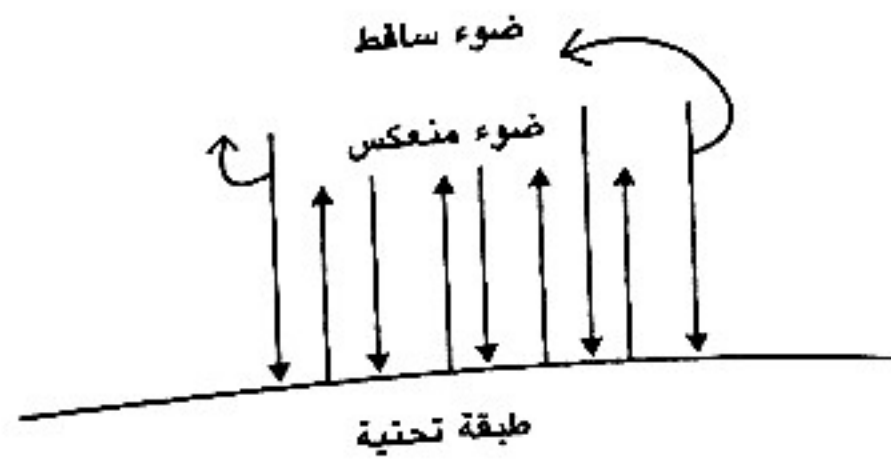
وقد لا يبدو هذا الضغط كبيراً جداً، ولكنه كاف لإسناد عمود من الفولاذ المنصهر ارتفاعه $0.33mm$ ، وهو البعد القابل للمقارنة مع الكثير من أعماق اللحام الليزرية. إن القدرة الكثافية العالية كالقدرة $(10^7 W / Cm^2)$ يمكن أن تسبب تسويهاً بالترشيح (تبقع) لسطح المعدن.

إن السائل المصهور يمتلك على العموم ضغطاً بخارياً يمكن تقديره، وبالتالي، فإن الغلاف الجوي فوق هذا السائل يحتوي ذرات معدنية، بعضها يتأين كدالة لدرجة الحرارة، وهذا البخار المعدني يتفاعل الآن مع الضوء خلال عملية إشعاع الصدم العكسي حيث الإلكترونات في مجال الأيون قد تكون مسرعة بواسطة الإشعاع الكهرومغناطيسي، وهذا يسخن البخار، مزيداً عدد الأيونات، ومن ثم الامتصاص. والآن أصبحت لدينا بلازما، وهي غاز مؤين ساخن جداً، ذلك الذي يمتص ضوء الليزر ويبعث أشعاع الجسم الأسود. وبمقدار ما أن كثافة القدرة كافية لتغذية البلازما، فإنها (البلازما) ستؤثر كماص فعال، وهذا شيء غير مرغوب فيه.

إن سلسلة تفاعلات لحام ثقب المفتاح الليزري (أو اللحام التلمي - من التلم) موضحة على الشكل 7، وهي:

- 1- الطاقة الليزرية المصطدمة بالسطح بعضها ينعكس، ولكن الجزء الممتص منها كاف لتسخين المادة إلى نقطة انصهارها.
- 2- تمتلك المادة المنصهرة امتصاصاً أعلى من الصلب، ما يزيد مقدار القدرة الذاهبة إليها، وهذا يصهر حجماً أكبر من المعدن ويجعل بعضاً منه يتبخر. أن البركة المنصهرة تتشكل بهيئة قذح تحت ضغط الإشعاع الليزري وضغط بخار المعدن.
- 3- يتعمق القذح إلى ثقب المفتاح الذي يحبس الحزمة، ومن ثم يمتص بخار المعدن في ثقب المفتاح ضوء الليزر بصورة فعالة ويعيد بعثه كإشعاع جسم أسود، مسخناً السائل المحيط بثقب المفتاح. بعد ذلك ينقل التوصيل والحمل الحراري في السائل، ينقلان الحرارة إلى المادة، مزيدين بذلك من الحجم المنصهر.

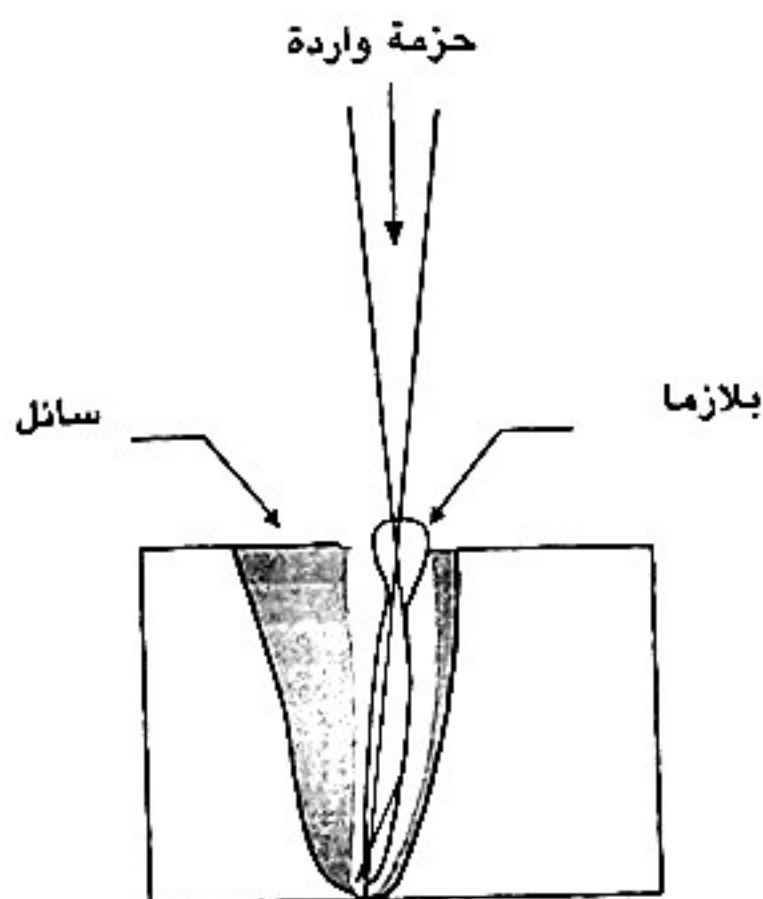
١- تنفع الحركة النسبية للشغل والحزمة اللحام التلّمي إنشاء العمل، مخلفة ورائها قاطعاً منصهرأ.



(شكل 7) (أ) سطح ساخن، (ب) سطح منصهر، (ج) تشكّل التجويف

في اللحام التلّمي، يمتلك عمود البخار أهمية كبيرة لأنه هو الوسط الذي ينقل الطاقة من الحزمة الليزرية إلى منطقة العمل. إن الضغط البخاري يحفظ ثقب المفتاح مفتوحاً، سامحاً للحزمة أن تتقّب المادة تحت اللحام.

عند كثافات القدرة العالية يغادر العمود البخاري ثقب المفتاح، مشكلاً سحابة فوق فتحة، أما البخار خارج ثقب المفتاح، فهو يمتص الضوء مقللاً الطاقة الداخلة إلى السفل ومنقصاً ثقب اللحام. أما الضوء المعاد إشعاعه بواسطة الريشة السحابية الخارجية، فهو يزيد من الانصهار السطحي، ما يعيق عملية اللحام. هذه المشكلة يمكن عنونها بعدة طرق:



(شكل 7) وصل ثقب المفتاح

- 1- غازات الحجب المستخدمة لحماية المعدن أثناء اللحام، الأرجون والهليوم، هي غازات متيسرة. فالهليوم يمتلك توصيلية حرارية أعلى من الأرجون، ويتأين بصعوبة، ونتيجة لذلك، فإن العمود الكبير المتشكل بواسطة الحجب للهليومي هو أصغر بكثير وأقل امتصاصاً من ذلك المتشكل من الحجب الأرجوني.
- 2- تستطيل الريش نسبياً فوق اللحامات، بينما تتبدد بسرعة جداً في غياب مصدر الطاقة، وهكذا يولد اللحام النبضي ريشاً أصغر بكثير من تلك التي يولدها لحام الموجة المستمرة.
- 3- قد تستخدم نفثات غازية لتثبيت الريش، ولكن بحذر شديد.

(8-9) التفاعلات أثناء الحفر والقطع:

هيئة الحفر الليزري تشابه تماماً هيئة اللحام الليزري والاختلاف الأولي هو أن الحفر يُعمل بليزرات نبضية مبنوثة إلى كثافات قدرة عالية. فعندما تقترب كثافة قدرة الحزمة الليزرية على سطح المعدن من $10^7 W / Cm^2$ ، فإن الجزء المتبخر من المعدن يكون أكبر منه عند كثافة القدرة الواطنة. وهذا غير مرغوب فيه بالنسبة للحام، ولكنه هو ما يلزم بالضبط بالنسبة للحفر (أو التنقيب). في هذه الأثناء يتشكل لحام ثلجي بالبخر، تحدث فيه تفاعلات بلازمية تولد أمواجاً صاعقة، ويقذف الضغط البخاري العالي، الناتج عن التسخين بكثافات القدرة العالية، السائل من النقب.

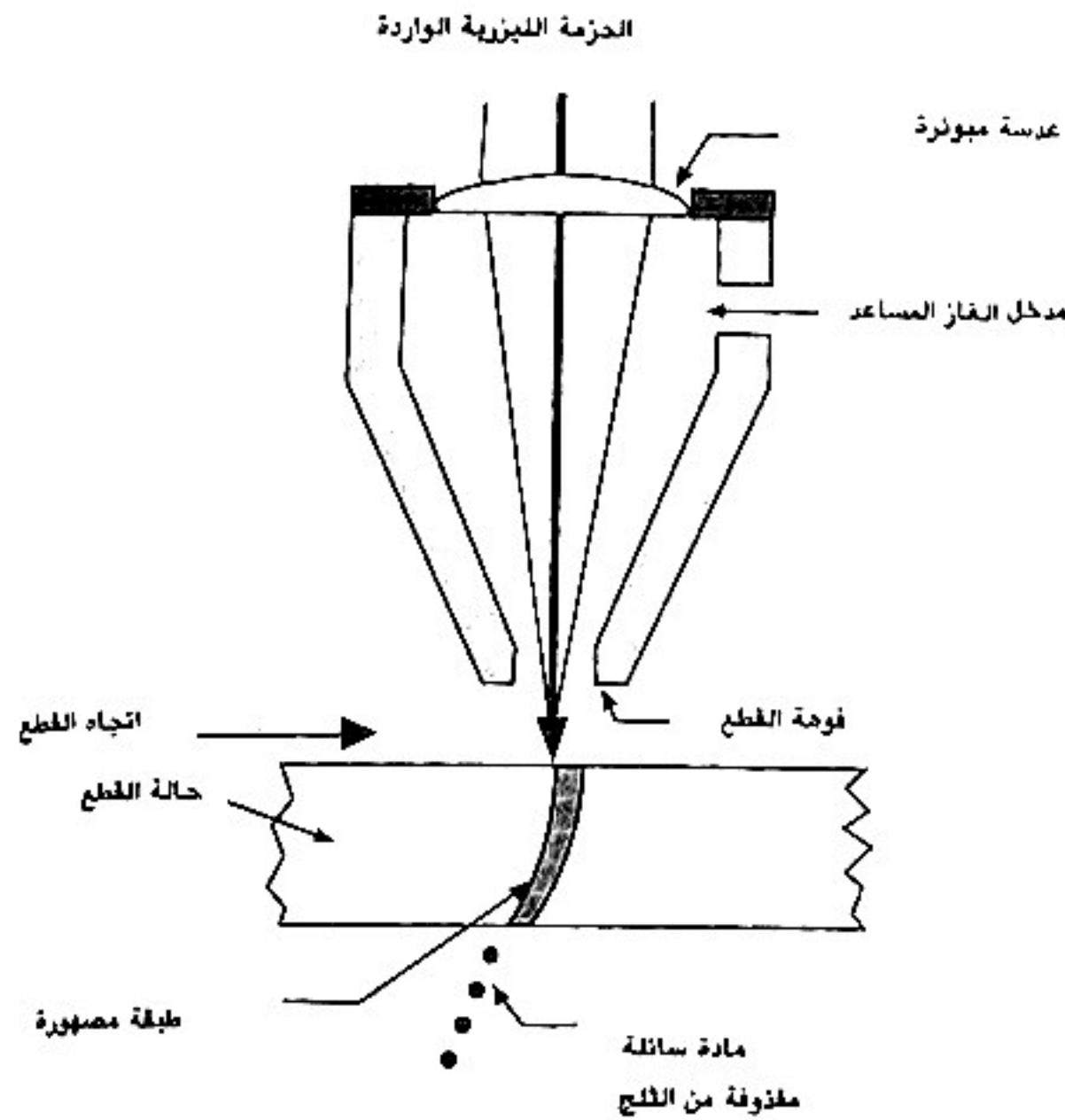
إن معظم العمليات الليزرية الصناعية الشائعة هي عمليات قطع. فكثافات القدرة العالية المستخدمة في القطع، هي بنفس مداها (حجمها) كما في اللحام، ولكن في حالة القطع يستخدم غاز مساعد لإزالة المادة المصهورة أو المنحلة بواسطة الليزر (شكل 8).

تستخدم عادة معدلات تدفق عالية للغاز المساعد لطرد الريشة (أو العمود) المتكون في اللحام. وهذا يعني أن مجمل النقل الطاقوي يحصل بواسطة امتصاص فرنل في الطبقة السطحية المصهورة في الثلم. وبما أن هذا يظهر عند السقوط الكشطي (المماسي للسطح) للضوء، فإن استقطاب الحزمة يمتلك أهمية فعلية في هذا الشأن. وبالنسبة للمعادن فإن الضوء المستقطب استقطاب P- هو فقط الذي يتم امتصاصه بمقادير هامة عند زوايا السقوط العالية. فإذا كانت الحزمة مستقطبة في اتجاه انتشارها فإن الضوء المستقطب استقطاب P- سيصطدم بالحافة الأمامية للقطع، بينما الضوء المستقطب استقطاب S- سيصطدم بالجوانب. ونتيجة ذلك هو إزالة سريعة للمادة بتسخين منخفض للمعادن أو على العكس خلق الشروط المرغوبة لعملية القطع.

في الحالة المعاكسة، عندما يكون الضوء مستقطباً بزاوية 90° بالنسبة لاتجاه الانتشار، فإن الجوانب ستسخن بينما لا تصل الطاقة إلى مقدمة القطع، وهذا يحصل في سرع قطع منخفضة، ثلم عريض، وقاطع متأثر بحرارة هائلة في المادة المعدة للقطع.

معظم القطع الليزري هو قطع عكسي (أو مضاد)، حيث يجب أن يتغير اتجاه انتشار الحزمة لإنجاز العمل. وهنا يصبح من الصعوبة الاحتفاظ بالاستقطاب في نفس

اتجاه القطع. فمعظم أنظمة القطع لليزرات CO_2 تستخدم عناصر بصرية تحول الحزمة المستقطبة خطياً إلى حزمة مستقطبة دائرياً. فبالاستقطاب الدائري يدور المتجه الكهربائي للضوء بزاوية 360° بالنسبة لكل موجة ترددها $2.8 \times 10^{13} \text{ Hz}$ عند الطول الموجي لليزرات CO_2 . وهذا أسرع كثيراً من أي عملية نقل حراري تحدث في المادة، لذلك فإن الحزمة الليزرية تتفاعل كما لو كانت غير مستقطبة. إن ليزرات النيديميوم - ياك العالية القدرة، التي هي في الأصل غير مستقطبة، لا تحتاج هذه العناصر.



(شكل 8) آلية القطع الليزري

(9-9) التفاعلات مع البصريات:

معظم الآثار الجديدة الناشئة عن تفاعل الضوء مع المادة تكون على البصريات الناقلة كالعديدات المبوثرة، فهي تمتص الضوء عند سطوحها وداخل حجمها. وبالنسبة

أي طول موجي ليزري معين يمكن اختيار المواد بحيث يكون امتصاصها الحجمي منخفضاً.

وبحكم طبيعتها، فإن البصريّات الناقلة يجب أن تكون مبردة الحواف، وهذا يولد تحدياً حرارياً عبر أبعادها، وخصوصاً إذا كانت قدرة حزمة الليزر متركزة في معظمها في المركز. وهذا الانحدار الحراري يغير شكل العنصر البصري (من خلال التمدد الحراري) ومعامل انكساره، ومن ثم انتشار الحزمة. إن الأثر الدقيق يتغير مع نوع العنصر البصري. ففي ليزرات النيديميوم - ياك يتعرض القضيب نفسه إلى ليزرة حرارية، جاعلة النمط الليزري يتغير مع قدرة الدخل. ولتقليل هذه الآثار طورت ليزرات خاصة تعرف بليزرات الضخ ذات الوجه العاكس كلياً ورمزها (TIR- FPL)، أو ليزرات البلاطة. ففي ليزرات CO_2 يسبب التلوث على سطح مقرنات الخرج تسخين هذه الليزرات، يغير شكلها، ويفسد النمط. كذلك يتحرك تخط الحزمة بالقرب من مقرنة الخرج. وهذا غالباً يصطلح عليه بـ (تركيز التبريد) الذي يمكن أن تكون له آثار كارثية، فيما يتعلق بإنقاصه لقطر الحزمة، على البصريّات الأخرى في نظام إطلاق الحزمة، محطماً إياها.

عندما تطبق القدرة على عدسات سيلينيديات الزنك المستخدمة في ليزرات CO_2 تصبح طولها البؤري أقصر. وحتى العدسات الجديدة ذات الامتصاصية القليلة تظهر عليها هذه الآثار، ويحدث لهذه العدسات المتضررة انزياحات بؤرية حادة، تنتج عنها بقع بؤرية مخربة.

إن سيلينيديات الزنك هي أشباه موصلات، وعندما يُسخن شبه الموصل تتولد فيه أكثر إلكترونات وثقوب ويزداد امتصاصه للضوء. وبالنسبة لأي عنصر بصري ولاي مستوى قدرة، يوجد مستوى امتصاص ذلك الذي يمكن أن يظهر عنده الهروب الحراري: يحصل أكبر تسخين للمادة، تمتص أكثر فأكثر حتى تنهار. ومن الشائع إلى حد ما بالنسبة للعدسات المبوثرة في ليزرات CO_2 القاطعة أنها (العدسات) تسقط في هذا المأل، خصوصاً إذا لم تفحص وتنظف بانتظام.

أما البصريّات العاكسة فهي ليست حساسة كثيراً لمشاكل الحرارة لعدة أسباب:

أولاً: أن المرايا يمكن أن تكون معتمة، وهناك اختيارات واسعة للمواد المنتفع بها، ومن الممكن أن تستخدم معادن هائلة التوصيل والتحمل كالنحاس، الموليبيديوم، أو التنجستين في التطبيقات الحرجة. السبب الآخر هو أنه من الممكن تبريد المرايا من على سطحها الخلفي، تقصير مسار التوصيل، ورغم ذلك يظل ممكناً الاضرار بسطوح المرايا عندما يركز ضوء الليزر بصورة كافية خصوصاً إذا غطيت المرايا كما هو جاري غالباً.

مسائل:

- 1- احسب الضغط الذي قدرته الكثافة $10^7 W / Cm^2$ المصاحب للحزمة الضوئية، وهل مثل هذه القدرة مستحبة في اللحام؟ (ملاحظة استعن بالمعادلة (6-9)).
- 2- إذا كان خرج ليزر نيدميوم - زجاج $1.3KW$ فما مقدار قدرته الكثافية؟ إذا وضع جسم أسود في طريق حزمة هذا الليزر، فما الدرجة الحرارية المطلقة التي يتزن فيها هذا الجسم حرارياً؟

الفصل العاشر

تطبيقات الليزر

إن استخدام الليزر في العلوم والتكنولوجيا يقوم عادة على أساس ما تتمتع به أشعة الليزر من ميزات فريدة لا تتمتع بها مصادر الضوء التقليدية.

(1-10) في الزراعة

أهم استخدامات أشعة الليزر في حقل الزراعة هو استخدامها كعامل تغيير حيائي (مفردة). فتعرض سلالات من بذور الفلاحة (حنطة وشعير) لضوء الليزر يحدث فيها تغييرات وراثية، وهذه التغييرات قد تكون جيدة وقد تكون سيئة. والتجارب بينت أنه عند الاختيار المناسب للمادة الخام ولتغييرات أشعة الليزر تنشأ شروط حقيقية لتغيير مورثات هذه البذور (وكثير غيرها) جهة تحسينها في الشكل والمضمون. وقد استخدمت سابقاً لهذا الغرض معالجة سلالات البذور بالطفرات الكيميائية بالأشعاع المؤين (بتشديد وكسر الباء).

أما الطريقة الليزرية الجديدة فهي لم تبطل الطرق القديمة فحسب، بل وفتحت إمكانيات نوعية جديدة، فضلاً عن كونها الطريقة الأكثر أماناً. إن النتائج التي تم الحصول عليها ساعدت في النصيح عن طريقة أكثر فاعلية في التغييرات الفجائية الانتقالية. إن الأشكال الجديدة لسلالات البذور المصنعة بمساعدة ضوء الليزر حققت محصولاً وفيراً في الشروط الانتاجية فاق في خلال بضع سنوات الحدود القياسية ليس فقط في المردود على مدى 4 إلى 8 دورات في السنة بل وفي محتوى حب السنابل. أضف إلى ذلك أنه أمكن بمساعدة التجارب في هذا الإطار اختيار أفضل أشكال الحنطة وإخضاعها للاختبارات للحصول على أنواع جديدة منها. كذلك أمكن بمساعدة الأشعة الليزرية الحصول على أشكال عالية الإنتاجية من الشعير وحبوب أخرى.

(2-10) في الطب:

فتح ظهور الليزر إمكانيات نوعية جديدة في علم الأحياء. فالأشعة الليزرية تسبب تغييرات موضعية- لبنية مختلف الأجسام البيولوجية وتؤثر بصورة حاسمة على تطور هذه أو تلك من العمليات الجارية فيها. والآن وجدت التقنية الليزرية استعمالات تطبيقية واسعة في الطب أيضاً ويتحقق باستمرار الكثير الجديد، ولكن ما لم يتحقق بعد في

هذا الحقل بالذات هو الأكثر.

ففي طب العيون أمكن بمساعدة أشعة الليزر الوصول إلى صناعة حدقة العين، لحم قزحية العين المخربة بالقرنية، خفض ضغط العين الداخلي للمصابين بمرض المائبة الزرقاء، علاج انكسار وعتمة القرنية، أما الطرق الليزرية في علاج مختلف أمراض الشبكية فقد حققت أوسع انتشار، فأشعة الليزر تساعد على تدمير (حرق) الأورام السرطانية داخل العين وفي أحيان كثيرة حفظ ليس فقط العين، بل وتصون مهمة الإبصار عموماً. وشمل العلاج الناجح مئات آلاف المرضى في معظم قارات العالم.

إن العين هي العضو الأكثر حساسية لأشعة الليزر في جسم الإنسان. فتسببها حساس على الخصوص لأطوال موجية محددة ولذلك تستخدم في طب العيون أنواع مختلفة من الليزر. فالليزر الملائم للعلاج يتحدد بالعمليات الفيزيائية الأساسية الناشئة عند التأثير المتبادل (تفاعل) لأشعة الليزر مع أنسجة باطن العين، وتتحدد خصائصه (القدرة، الأمد، شكل النبض، طول الموجة) التي تتضمن تأثيراً أكثر فاعلية وفي الوقت نفسه أكثر أماناً. أعدت طرق حساب علم قوي تسخين شبكية العين وأوعيتها، وعلى أساس هذه الحسابات صنعت ليزرات طب العيون المتخصصة، وأكثرها انتشاراً ليزرات اللياقوت.

وتتنوع استخدامات الليزر في الطب بصورة استثنائية. فأشعة ليزر اللياقوت الشديدة أو ليزر النيدميوم هي أدوات جبارة في يدي الطبيب الجراح كمباضع ومثاقب هائلة الدقة والفعالية. هذين الليزرين على الخصوص يستخدمان، كما لعلاج الأورام (الخبثية والحميدة)، وكذلك لإجراء عمليات أخرى معقدة. فأشعة الليزر لا تستخدم فقط لإزالة الأنسجة المصابة، بل وإذابة الأوعية الدموية التي تصادف الطبيب الجراح أثناء القطع، ما يؤدي إلى تقليل الدم المتدفق إلى أدنى حد ممكن، وهذا هام جداً خصوصاً بالنسبة للعمليات التي تجرى للأعضاء الداخلية ذات الضغط العالي لتدفق الدم (الكبد، الكلي، الدماغ). إن المشارط الليزرية المنتجة الآن هي سلسلة معقدة تماماً وقادرة على قطع وثقب العظام.

أفلحت جهود الأطباء والفيزيائيون في بيلوروسيا البيضاء في بدايات العقد الأخير

من القرن الماضي في استخدام ليزرات غازية منخفضة القدرة، كليزر الهليوم - نيون الأحمر وليزر الهليوم - كادميوم النيلي، في العلاج الطبيعي، رغم أن آلية فعل الأشعة الضعيفة غير مفهومة لحد الآن، ولكن المدهش هو الأثر الذي يتركه هذا الفعل. فبمساعدة مبدان الليزران (الهليوم - نيون والهليوم - كادميوم) يمكن تحفيز عمليات الانقسام الخلوي، تعمير العطل الوراثي، وهلم جرا.

الآن في أماكن كثيرة من العالم تعالج بواسطة الليزر أمراض القرحة، مرضي الأطراف الصناعية، التقيحات القديمة وغيرها.

بمساعدة الليزر يمكن أيضاً تنظيف الأسنان من التسوس عن طريق حرق التسوس بالأشعة. والآن تجري محاولات لعلاج الزكام بأشعة الليزر، فضلاً عن عمليات التجميل المتنوعة.

(10-3) لدراسة المحيط الجوي

عند سقوط أشعة الليزر على أي شيء فإنها تنعكس، تنشت أو تسيطر، تمتص، أو تنفذ. وقد يكون هذا الشيء جسماً ضخماً، سفينة فضائية مثلاً، أو صغيراً جداً، قطرة ماء، مثلاً. وحتى الجسيمات المجهرية، الجزيئات المنفردة، فهي جميعها تشتت الضوء بصورة جيدة. وجزء من هذا الضوء المنشت يمكن تسجيله بغير صعوبة إذا وضع مستقبل إشعاعي قرب الليزر نفسه أو على بضع مسافة منه. وبدراسة خواص الضوء الواصل إلى المستقبل يمكن الحصول على معلومات جوهرية عن صفات الجسم المنشت. في هذه الحالات يصبح الليزر راداراً. وعلى نفس هذه القاعدة قيست المسافة إلى القمر ودرست صفات سطحه، وبـنفس الأسلوب تجري مراقبة الأقمار الصناعية وتحديد مواقعها في الفضاء وسرّع حركتها. أعدت أنظمة ليزرية لهبوط الطائرات في حالات الرؤيا السيئة.

إن الليزر الراداري تستخدم بنجاح في المساحة التطبيقية لدراسة التكوينات الموضعية، أما ليزرات مقاييس الارتفاع فقد نصبت على طائرات معدة لهذا الغرض وهلم جرا.

إن طرق تحديد الموقع بالرادار استخدمت منذ زمن ومستحسنة جيداً في التطبيق

العملي، أما افضلية وغلبة ليزرات تحديد الموقع، الناشئة بسبب اتجاهيتها العالية جداً وتساكه أشعتها، فتكمن في الزيادة الحادة للبعد وفي دقة تحديد الاحداثيات.

أهم أنواع الحصر الفضائي الليزري هو سبر الفضاء. فإرسال نبض إشعاع ليزري في السماء ودراسة صفات الإشارة المنعكسة في لحظات زمنية مختلفة عن طبقات فضائية مختلفة، يمكن الحصول وبسرعة استثنائية على بيانات هامة عن بنية السماء، عن صفاته الضوئية، عن وجود أجسام غريبة، تيارات إزاحة، عن ارتفاعات ومقاييس السحب، عن حشود الجسيمات، الغبار، الدخان... الخ.

بدراسة الإشعاعات الضوئية للجسيمات الفضائية المتولدة عند امتصاصها للأشعة الليزرية، يمكن تحديد التركيب الكيميائي لهذه الجسيمات.

أهم المشاكل التي يجري التصدي لدراستها يومياً، وتطویر أساليب هذه الدراسة هي سبر الفضاء، وما يرتبط به من تنبؤات بالأحوال الجوية. ورغم وجود ترسانات من الطرق العالية النوعية لدى العلماء المختصين في هذا المجال، إلا أن ليزرات سبر الفضاء تظل تحمل بين جنباتها الجديد والنوعي، وميزتها تكمن في: فعاليتها، ضخامة معلوماتها، بُعد أهدافها، سماحيتها الفضائية، إمكانية دراسة العمليات الجارية بسرعة في الفضاء التي توفرها هذه الليزرات. ولهذا زودت هذه الليزرات بأجهزة ملحقة متخصصة وسميت لإدارات (على وزن رادارت) لها عدة مهام: فلقياس الخصائص الضوئية للطبقات العليا للتروبوسفير تستخدم طائرات خاصة تتركب عليها ليزرات سبر الفضاء، تدعى طائرات ليدارية. في هذا الإطار وليس قديماً نسبياً، تم إعداد ليدار على محاليل صبغية بترددات إشعاع مختلفة، ساعد على العمل في الظروف الميدانية بحيث يمكن إجراء سبر فضائي خلال 20 ثانية في مدى من الأطوال الموجية من 0.36 إلى $1.07 \mu m$. وهذا يزيد بحدة من مقدار المعلومات المحصلة، لأن خصوصيات الضوء المتشكّات غالباً ما ترتبط بطوله الموجي

(4-10) في الاتصالات الضوئية:

يتكون خط الاتصال الليزري، مثل خط الاتصال الراديوي، من مرسله ومستقبله وذات المركبات التي تقع بينهما. في الخطوط المفتوحة بين أداتي الاستقبال والإرسال لا

توجد أية وسائط تكنولوجية، بل تُبث الطاقة الكهرومغناطيسية مباشرة خلال الغلاف الجوي، أما في الخطوط المغلقة، فالطاقة الكهرومغناطيسية تُبث بموصلات ضوئية أو موجية.

إن الاتصالات الليزرية تمتلك آفاقاً واسعة، خصوصاً بالنسبة لعمليات بث حجم كبير من المعلومات في وقت واحد. فمثلاً نظام الاتصالات في مدى الأمواج فوق القصيرة بتردد حوالي 300MHz يمتلك شريط انبعاث عرضه 30MHz ، وهذا يعني أن كل ما يستطيع بثه هذا النظام هو فقط بضع قنوات تلفزيونية بشريط انبعاث عرضه 5MHz للقناة الواحدة، أما الخطوط الليزرية للاتصالات بتردد $3 \times 10^{14}\text{Hz}$ ($\lambda = 1\mu\text{m}$) فتمتلك حزمة سماحية عرضها $\Delta\gamma = 3 \times 10^7\text{MHz}$ وسعتها المعلوماتية أكبر بمليون مرة من سعة الحزمة السماحية لنظام الأمواج فوق القصيرة.

إن استخدام نظام خطوط الاتصال الليزرية المفتوحة يتعسر قبل كل شيء بسبب إمكانية بث المعلومات فقط باتجاه الأشعة الليزرية، وهذا في بعض الحالات ممكن وملائم، ولكنه غير مؤهل بالنسبة للمحطات المرغوبة. أضف إلى ذلك أن أشعة الليزر تضعف بسرعة (نسبياً) في الجو، لذلك يمكن أن تستخدم فقط للاتصالات القريبة.

ومثل هذه الإمكانيات كثيرة. فالخطوط الليزرية يمكن أن تربط مثلاً محطات هاتفية آلية أو تستبدل هوائيات الطرق بين المكاتب المنفردة.

في الفضاء الكوني، حيث يغيب امتصاص الضوء، يمكن أن تكسب الخطوط الليزرية للاتصالات معنى أساسياً. فهي لا تتطلب إلا قدرة صغيرة جداً لأن المرسلة الليزرية لا تبعث الطاقة في جميع الجهات، بل في اتجاه واحد فقط هو الاتجاه المرغوب. وطبقاً لذلك ستخفض كثيراً أحجام وكتل هوائيات البث.

من المهم جداً الإشارة إلى أن الاتصال الليزري مع المواضع والأجسام الفضائية يمكن أن يتحقق حتى عند دخولها في طبقات الجو الكثيفة عندما ينقطع الاتصال الراديوي التقليدي بسبب تأين الجو وامتصاص الأمواج الراديوية. وهذا ما قام به رواد الفضاء الذين فلقوا في إقامة اتصال ليزري مع الأرض. ومن السهل أيضاً إقامة اتصال ليزري حتى بين سيارة وطيارة.

يزداد حجم المعلومات المبتوثة باستمرار. فالمحطات الراديوية التقليدية تشوش بعضها على بعض بصورة جادة. وهذا شيء معروف جيداً لمستعمي الراديو، والتخلص من المحطة المؤثرة (المشوشة) شيء ليس بالسهل. ولحل هذه المشكلة أعدت قواعد صارمة بين الدول وبين المدن داخل الدولة الواحدة لتقسيم الأطوال الموجية التي يحق لكل دولة ومدينة البث عليها. من المفيد والضروري بمكان الانتقال إلى مديات الأطوال الموجية الأقصر. وقد اقتربت المحطات الراديوية من ذلك، ولكن وصلت فقط إلى الأمواج فوق القصيرة أو ما يعرف (بالميكرو ويف).

في المدى الضوئي يمكن وضع 100 مليار قناة هاتفية. وهذا يكفي لزمن طويل قادم، أضف إلى ذلك أن خطوط الاتصال المنفردة لن تؤثر (تشوش) على بعضها البعض. إن غني الإمكانيات الكامنة لليزرات الاتصالات لم يستثمر كاملاً بعد رغم ما تحقق منها من إنجازات عظيمة لحد الآن. إن ذلك يتوقف دائماً على الوسائل التكنولوجية الضرورية وحتى على الأفكار الجديدة للمهتمين بهذا المجال.

الخطوة اللاحقة في تطور ليزرات الاتصالات هي الانتقال إلى الخطوط المغلقة: بث الإشارة الحاملة للمعلومة بواسطة نواقل ضوئية تُعرف بالألياف البصرية، التي يمكن أن تُصنع بعدة طرق، والضوء ينتقل فيها كما ينتقل الماء في أنبوب مطاطي ملتوي. إن آفاق استخدام تقنية النواقل الضوئية عظيمة جداً. والآن يكاد أن يكون الاتصال بواسطة الألياف البصرية حاسماً وسيحين الوقت الذي يكون فيه شاملاً. فالיום تغطي الألياف البصرية مئات الآلاف وربما الملايين من خطوط الاتصال بمسافات تبلغ مئات الآلاف من الكيلومترات. إن خط الاتصال البصري الليفي (أو الكبل) يتكون من اتحاد 50 إلى 100 ليفة زجاجية ملتوية، وهو قادر على نقل كمية لا تحصى من المعلومات.

إن الدور الحاسم في تقنية الألياف البصرية الليزرية تلعبه ليزرات أشباه الموصلات الصغيرة الحجم. فهي تستخدم في الخطوط الليفية كمُرسلات ومُستقبلات للمعلومات.

عند الكلام عن بث المعلومات فليس بالضرورة دائماً أن يكون البث لمسافات بعيدة. ففي آلة (ماكينة) مؤتمنة توجد جملة من قنوات بث الإشارات الموجّهة. وهنا من الضروري على وجه الخصوص استبدال الموصلات الكهربائية بالألياف البصرية، التي

تنتشر فيها الأشعة الليزرية الموجهة. والمستقبل (وهو ما نراه الآن) هو آلات بث بدون موصلات (كوابل)! على هذه الخلفية أصبح قائماً ذلك الحقل من العلوم، المعروف بالالكترونيكا الضوئية، مهمته حل هذه المشاكل المعقدة.

(5-10) التليفزيون الليزري:

ظهر التليفزيون الليزري مع أول أجيال الليزرات. فالشعاع الليزري مثله كمثل الموجة الراديوية أو السلك الكهربائي، هو أيضاً ناقل للصورة التليفزيونية. فليس ثمة فرق مبني بينهم. فتبعاً للمهمة المطروحة يمكن استخدام أي واحد من الثلاثة. فمن نفس حجرة الإرسال التليفزيوني تمكّن فريق من عاملي معهد الفيزياء في أكاديمية العلوم البيلوروسية في 1966 من إرسال صورة بالشعاع الأحمر لليزر الهليوم - نيون. وأي مشاهد يستطيع أن يري هذه الصورة على شاشة تلفاز بيته، وإذا حُجب الشعاع في حجرة الإرسال بواسطة اليد فإن الصورة تختفي من الشاشة.

لإرسال الصورة من الضروري فقط شريط كبير من الترددات، وهذا الشريط (مدى واسع) متوفر في شعاع الليزر. وبمساعده يمكن إرسال بضع عشرات البرامج التليفزيونية في وقت واحد. إن الطرق الليزرية لا تستبدل التلفزيون العادي، بل هي للاتصالات الفعالة بين محطات الإرسال المتحركة (الأقمار الصناعية) و التلفزيون المركزي. وهي في هذا المضمار في غاية الأهمية.

(6-10) في الهولوجرافيا:

يستطيع الشعاع (التيار) الضوئي أن يحمل معلومات محددة، تلك التي يمكن أن تُسجل بواسطة لوح فوتوغرافي مثلاً، وبمشاهدتنا للصورة نسترجع البيانات الخاصة باليد المصور.

إن الخطوة العملاقة في هذا الاتجاه والتي أحدثت ثورة علمية وتقنية، هي صناعة الهولوجرافيا وهي باسم العالم الأمريكي جابور (Gabor) والعالم السوفييتي دينيسوك (Denysuk).

عند تسجيل الهولوجرام لا تستخدم فقط شدة الموجة الضوئية (intensity) الساقطة

على هذا المكان أو ذاك من اللوح الفوتوغرافي، بل وطورها (Phase) أيضاً، مما يزيد بصورة حادة الإمكانيات المعلوماتية لهذه الطريقة من التصوير.

يوضح الشكل 1 تسجيل الهولوجرام (hologram - اللوح الحساس المحمض) تسقط حزمة شعاع الليزر المتماسك (1) على صفيحة مستوية متوازية نصف شفافة (2) (الشكل 1 نفسه) فتتقسم إلى حزمتين. حزمة نافذة (3)، تسقط على الهدف (4)، وتدعى بالحزمة الإشارة (Signal beam) لأنها تحمل الإشارة من الهدف (5) وحزمة منعكسة (6) تسقط على اللوح الفوتوغرافي (7) وتدعى بالحزمة المرجعة (recording beam). يستطير (من الاستطارة Scattering) ضوء الحزمة النافذة (3) على الهدف (4) ليسقط جزء منه على اللوح الفوتوغرافي (يقال مجازاً في بعض المصادر العربية إنه ينعكس)، فيسجل على اللوح الحساس نتيجة تداخل الحزمتين المتماسكتين 5 و 6.

إذا نظرنا إلى الهولوجرام بواسطة الميكروسكوب فإننا نرى ما سُجل عليه من أهداف غير نظامية لا توحى بشيء يذكرنا بالهدف المدروس (4). وهذا في الواقع نمط خاص من التداخل، ضُمّنت فيه صفات الشعاع (5) التي هي في الوقت ذاته صفات الهدف نفسه. الآن إذا رفعنا الهدف ونظرنا خلال الهولوجرام في الاتجاه (8)، فإننا نرى في المكان الذي كان فيه الهدف صورته الحجمية المسترجعة.

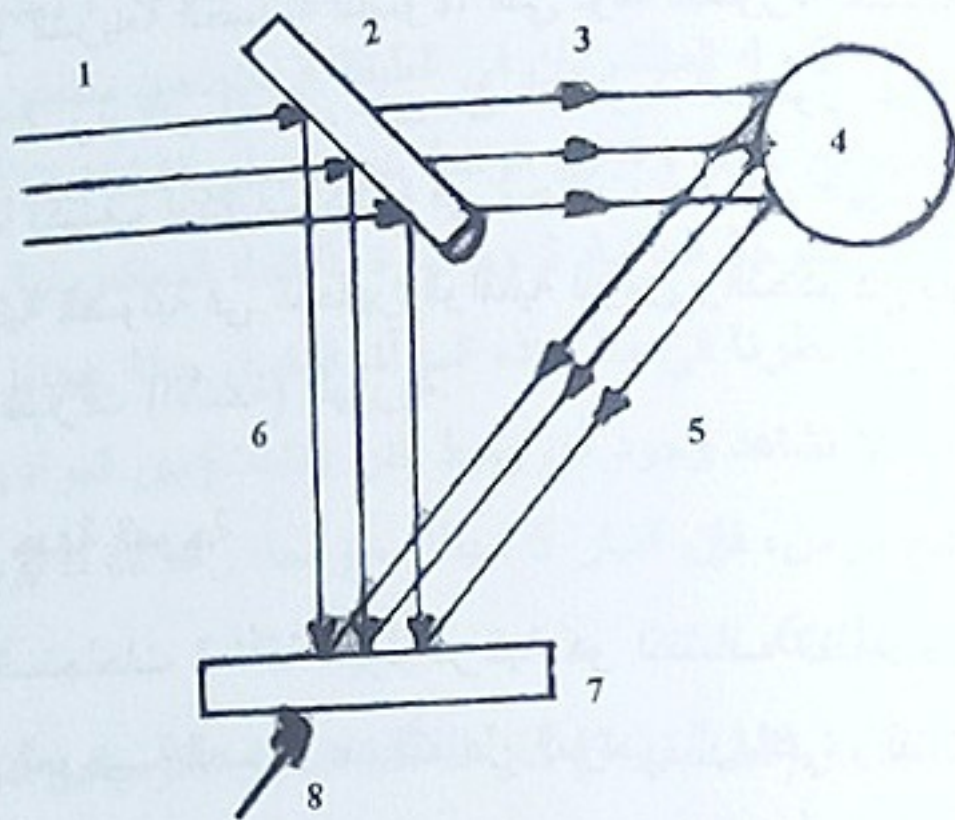
في الوقت الحاضر طرحت طرقاً كثيرة لتسجيل واسترجاع الصورة الهولوجرافية، في بعض هذه الطرق يستغنى عن الشعاع الليزري (1) عند استرجاع الهولوجرام. وفي الغالب، تعطي الهولوجرامات العاكسة، المحصلة بطريقة دينسيوك، صوراً حجمية جيدة جداً عند استرجاعها بواسطة مصدر نقطي حراري للضوء (شمس، مصباح متوهج). لكن الشعاع الليزري يظل ضرورياً من أجل تسجيل الهولوجرام. إن الهولوجرامات المحضرة جيداً تترك انطباعات لا تمحي.

في منسك عاصمة بيلوروسيا أقيم أول معرض للهولوجرام في العام 1978 (وكان لي الشرف بحضوره وسعيداً لتكليف أستاذي البروفيسور الكيساندر سرجيفسكي، تكليفه لي بالكتابة عنه) زاره حين ذاك آلاف الناس.

تستخدم الهولوجرامات ليس فقط للحصول على صور مجسمة للأجسام ولكن لحل

مهام عملية هامة كثيرة أحداها هي التي نحن بصددّها الآن، وهي تخزين المعلومات. فعلى لوح فوتوغرافي واحد يمكن تسجيل حجم كبير من المعلومات. فعلى سبيل المثال، ساعدت الأنظمة الهولوجرافية لتسجيل واسترجاع المعلومات، المصنعة في معهد بطرسبورغ للفيزياء النووية، ساعدت على تسجيل أكثر من 10.000 صفحة من النصوص على لوح فوتوغرافي قطره (400 ملم).

تستخدم الهولوجرافيا كذلك لمراقبة جودة ونوعية المنتجات. فهي تتأثر (أو تستجيب) لأي انحراف في الإنتاج عن النموذج. وبمساعدة الهولوجرافيا تصنع أدوات للكشف والتعرف على بصمات الأصابع، الطائرات الشبحية (المظلة للرادارات)، الميكروبات، الكروموسومات... وتدعى هذه الطريقة الهولوجرافي، بمساعدة الهولوجرافي أيضاً تصنع أدوات استذكار واسعة بشكل غير عادي (أجهزة تخزين المعلومة) للحواسيب الإلكترونية. بمساعدة الهولوجرافية أمكن حل مشاكل عمليات الاستكشاف البصري للحقول الصوتية والتي على أساسها عولجت سلسلة من مشكلات العيوب المجهرية. تم الحصول أيضاً على صور مجسمة للأعضاء الداخلية لجسم الإنسان، ودراسة النهار البحري، التوضع الصوتي، بحث البنية الداخلية للكرة الأرضية، وغيرها.



(شكل 1) تسجيل الهولوجرام (اللوح الحساس)

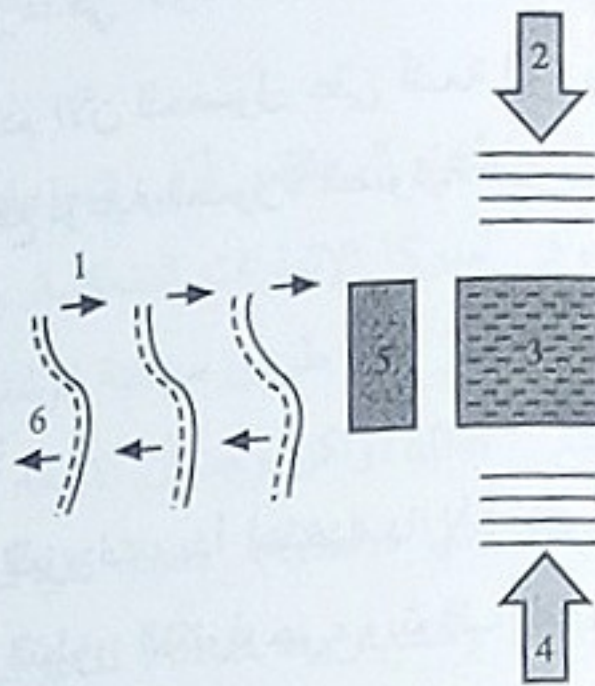
حقّق الاتجاه الجديد في الهولوجرافيا، ويسمى الهولوجرافيا الديناميكية تطوراً شديداً في الوقت الحاضر. فلتسجيل هولوجرام العمليات التي تجري بسرعة يلزم أن تكون هناك مواداً تسجيلية جديدة قادرة على الاستجابة والتأثر بالضوء الساقط عليها بصورة آنية. عملياً يوجد الهولوجرام الديناميكي لوقت قصير، طالما ظلت بنية المادة التسجيلية التي ظهرت عند تأثير الضوء على المادة محفوظة. أما استرجاع الهولوجرام الديناميكي فيتم بالطرق ذاتها، ولكن ذلك يتزامن مع التسجيل في الوقت ذاته إن التصوير المجسم للهدف يمكن أن يقارن مع أسرع هدف متحرك أو متغير في المقاييس الواقعية للزمن، أي عملياً يتم ذلك آنياً.

والآن يجد التصوير المجسم مجالات استخدام متنوعة وكثيرة، حيث يتم بمساعدته تحديد سرعة مختلف العمليات التي تحدث في مادة الطبقة المصورة (التي يتم تصويرها). يمكن تسجيل الهولوجرام الديناميكي في لوح حساس مع مادة ليزرية، مثارة مسبقاً بواسطة مصدر ضاّخ. وفي هذه الحالة يظهر هولوجرام مضخم، تكون صورة الهدف المحصلة عليه بعد الاسترجاع أكثر لمعاناً من مصدر الضوء المرجع نفسه. يمكن أيضاً صنع مثل تلك الطبقة أو الشريحة الحساسة للضوء، التي تولد الصورة المسجلة على الهولوجرام بمساعدة الهولوجرام الديناميكي ليس من الصعوبة الحصول على الهولوجرام بزواوية معينة، وهكذا تكتشف إمكانيات كبيرة في مجالات استخدام الهولوجرام الديناميكي عند صناعة المعلوماتية الضوئية في المعايير الواقعية للزمن والتحكم في بارامترات (الكميات المتغيرة القيمة) التيارات (الأشعة) الليزرية.

(7-10) لتدوير جبهة الموجة

إحدى النجاحات المتألّقة للهولوجرافية هو اكتشاف الظاهرة الفيزيائية الجديدة - تدوير الجبهة الموجية للضوء عند التفاعل الموجي الرباعي والتشتت القسري. ف سابقاً، اعتبر بديهياً أن الضوء المتشتت لا يمكن من حيث المبدأ تحويله إلى (تصويره إلى) ضوء متوجّه، وهذا لم يكن صحيحاً. فبتحليل التفاعل اللاخطي للتيارات الشديدة للأشعة كان قد صنع نوع جديد من المرايا - المرايا الدوارة - التي تختلف قوانين انعكاس الضوء

منها وعن المرايا العادية اختلافاً نوعياً.



(شكل 2) مخطط أداة تدوير جبهة الموجة: الموجة 1 موجة ذات جبهة موجية معقدة، الموجتان 2 و 4 تنتشران في المادة اللاخطية (الطبقة 3) باتجاهين متعاكسين. الموجة 6 تنشأ نتيجة للتأثير المتبادل (تفاعل) للأمواج 1 و 2 و 4 في الطبقة 3 وهي مرتبطة طورياً بالموجة 1. ومعاكسة لها في الاتجاه.

جوهر الظاهرة بسيط جداً: لتفسير التفاعل الموجي الرباعي، نعتبر طبقة من مادة لاخطية 3 (شكل 2) تقع في مجال ثلاث حزم ضوئية: الموجة 1 بجبهة موجية معقدة، والموجتان المستويتان 2 و 4 المنتشرتان في الطبقة 3 باتجاهين متقابلين. وبنتيجة التأثير المتبادل (تفاعل) للأمواج 1، 2، و 4 في الوسط غير الخطي (الطبقة 3) تتصنع الموجة 6 مربوطة طورياً مع الموجة البدائية 1 ومنتشرة بالاتجاه المعاكس لها. تدعى الطبقة 3 بالمرآة الدوارة. وإذا نظرنا في مثل هذه المرآة، فسنرى حدة عيوننا فقط. ومن المهم بصورة خاصة، أننا لا نشاهد وجود أي وسط كدر (مشتت) بين المرآة والمشاهد. وحتى لو تغيرت المادة مع الزمن، فإن التيار 6 سيظل متوهجاً، رغم أنه قد يوجد الوسط العكس 1 و 6 على طريق التيارين 1 و 2.

وكطبقة لاخطية (الطبقة 3) كان قد أخذ محلول فثالوسيانين كلوريد الهليوم في كلور البنزين وشعع بالضوء. حالياً درست الكثير من مثل هذه المحاليل.

إن الأفاق التطبيقية لاستخدام ظاهرة تدوير الجبهة الموجية هائلة بصورة استثنائية

فهي ترتبط قبل كل شيء بالإمكانات الجديدة من حيث المبدأ لموازنة تشوهات الحزم الضوئية، الناشئة عند إنتشارها في الأوساط المشتتة.

هذه الظاهرة تستخدم الآن للحصول على أشعة ليزرية عالية القدرة وحادة التوجه، للبواردة الآلية للأشعة، لرفع نوعية الصورة الضوئية عند بثها عبر أوساط غير متجانسة، وغير ذلك.

(8-10) في تقنية القياس:

مباشرة بعد ظهور الليزرات، بدأ استخدامها لأغراض علم القياسات. فبدون القياس ستحيل العلوم الطبيعية، التطور التكنولوجي، ويتوقف التقدم. وقد قيل في هذا الصدد، إن فن القياس هو سلاح فعال صنعه العقل البشري للنفاز في قوانين الطبيعة وإخضاع قوتها لسيادة الإنسان.

وتشير الإحصائيات أن هناك الملايين من المتخصصين يعملون في القياسات مباشرة في معظم البلدان المتطورة. فإلى قسم القياس ينتمي شغيلة أقسام السيطرة التقنية، المعامل، الاختبارات الجدارية والميدانية، هذا فضلاً عن أن شغيلة جميع المهن التطبيقية يرتبطون بهذه الصورة أو تلك بعمليات القياس. وفي أي الأحوال، من الواضح جداً أن إعداد طرق قياس جديدة، بسيطة وذات دقة عالية، هو أهم مظاهر الثورة العلمية - التقنية - إعطاء أثر اقتصادي لا يحصى. إن دقة ومثانة القياس مطلوبة في كل مكان: عند تحديد متغيرات مدارات سفينة فضائية وتفاصيل أبعادها، عند قياس الأطوال الموجية للحزمة الضوئية، عند تحديد كتلة مارس أو الزهرة... الخ.

إن الليزرات المصنعة لغرض علم القياس هي إمكانات جديدة نوعياً.

(9-10) في قياس المسافة:

استخدمت الطرق الضوئية منذ زمن لقياس المسافات والزوايا، لكن استخدامها كان محصوراً بإمكانات المصدر الضوئي. فعلى سبيل المثال، الطرق التقليدية للمساحة الطبوغرافية باستخدام المزواة (تيودوليت) وقضيب القياس المساحي استخدمت لزمن طويل رغم أن دقتها غير كبيرة.

ومع ظهور الليزرات تغيرت الحالة جذرياً ووجد الناس الجواب على السؤال الذي طالما أرّقهم (كم سنّيمتراً من الأرض إلى القمر)؟ ليس كيلومتراً أو متراً بل سنّيمتراً بالذات.

ففي 1962 - 1964 وُجّهت إلى القمر أولي إشعاعات ليزر الياقوت وسجلت في الاتحاد السوفيتي السابق وفي أميركا الإشارات المنعكسة. وفي 1965 كانت قد تحققت أكثر القياسات دقة لبعده القمر عن طريق مراقبة الإشارات المنعكسة عنه دون أية عواكس خاصة بخطأ بلغ $180m$ ولكن وجد أن الأشعة العائدة إلى الأرض كانت قد رُميت بـ 10^{20} مرة بالنسبة لشدتها الأصلية، بحيث كان من الصعب كشفها وتسجيلها على خلفية أية حوائل. في 1969 وضع رواد الفضاء الأميركيون بعض العواكس الخاصة على سطح القمر، وبعدهم بعام وضعت (لوناخود1) الروسية عاكساً مماثلاً تمّ تصنيعه في فرنسا فكانت نبضات الأشعة الليزرية، المنعكسة عن هذه الأداة والعائدة إلى الأرض أقوى بـ 100 مرة، ما جعل تسجيلها سهلاً وبدقة قياس هائلة جداً، وكان الخطأ في قياس المسافة إلى القمر يشكل 15 سم.

هذه الدقة في القياس ضرورية، لأنه بدراسة تغيرات المسافة من مصدر الضوء على الأرض والعاكس على سطح القمر، يمكن تحديد مدار القمر، سعة وتردد اهتزازاته بالنسبة إلى مركز ثقله تحديداً دقيقاً. أضف إلى ذلك أن مثل هذه التجارب تساعدنا في معرفة كوكبنا الأرضي معرفة جيدة، تحديد سرعة حركة القارات الواحدة بالنسبة للأخرى، حساب زحزحة قطبي الأرض الخ.

أجهزة قياس المدى:

القياس الأكثر نفعاً هو قياس المسافات غير الكبيرة نسبياً. وفكرة منظومة ليزر قياس المدى بسيطة جداً: فمن الضروري أولاً قياس زمن ذهاب وإياب الإشارة، وثانياً يجب معرفة سرعة انتشار الضوء في الوسط المعين، كل ذلك يتحقق بقياس زحزحة أطوار الشعاع الضوئي لليزر أشباه الموصلات (زرنيخيد الغاليوم $\lambda = 0.84 \mu m, GaAs$).

ظهرت أنواع أخرى من أجهزة قياس المسافات مخصصة لقياس المسافات من 1

إلى 300m بدقة لا يتجاوز خطؤها الـ 1mm. ورفع دقة القياس هذه أكثر لا معنى له وذلك بسبب الظواهر الخارجية غير المتحكم بها. أما الأجهزة العيارية لقياس المدى فهي أقل دقة، وهي مؤهلة عادة لقياس المسافة إلى أجسام متحركة غير كبيرة (الطائرات مثلاً) تبعد مسافة 3 إلى 10Km.

في الجيوديسيا والكارتوغرافيا (علم رسم الخرائط) تستخدم ليزرات الحالة الصلبة (ليزرات النيدميوم - ياك) العاملة بنظام الاشتعال النادرة التكرار عند طاقات ضخ غير كبيرة (10-15J) خلال الاشتعال، والليزرات الغازية (على CO_2).

تمتاز المنظومات الليزرية المستخدمة لقياس المدى بسهولة نقلها. فمجمّل وزنها هو 0.5Kg، قياس القضيب الفعال 3×5mm، وطاقة خرجها تبلغ بضع ملي جول، ولكنها (الطاقة) كافية لقياس المسافة.

بعض ليزرات الحالة الصلبة لقياس المدى ذات التأثير البعيد المدى (3-5Km)، والكتلة (2-3Kg) تتركب بصور مباشرة في المناظير.

جميع هذه الحقائق تدل على عمق التحولات الثورية التي جلبتها التقنية الليزرية في علم القياس: سرعة، دقة، ونفقات غير كبيرة.

في 1980 صنعت ليزرات قياس المدى على قاعدة CO_2 كمادة فعالة. وهذه الليزرات تمتاز عن ليزرات الحالة الصلبة بحسن نفاذ أشعتها ($\lambda = 10.6\mu m$). ففي الطقس الصحو، يكون خمود ليزر العقيق الأحمر (ليزر النيدميوم - ياك) 0.069/Km، بينما خمود ليزر CO_2 يبلغ بمجمله 0.018/Km فقط. في الطقس الضبابي بمدى رؤية 0.5Km، يكون خمود هذين الليزرين 27/Km و 11/Km على التوالي. إضافة إلى ذلك أن جهاز قياس المدى على (CO_2) أكثر أمناً للعاملين بهذه الوظائف، وذا كفاءة عالية، مع إمكانية ضبط وإعادة ضبط أشعة هذا الليزر بطول موجي بمدى من 9 إلى 11 μm ، وهذا يكون أحياناً جوهرياً. إن الخصائص التقليدية لأجهزة قياس المدى العيارية على CO_2 هي المسافة (0.3-20Km)، الدقة بخطأ 5m، حيث الدقة العالية هنا عادة غير لازمة.

أفضل ما تتحد بواسطته المقاييس غير الكبيرة للأشياء (المليمتر، السنتمتر، المتر) هي ليزرات مقاييس التداخل. فقياس المسافة يقودنا هنا إلى قياس عدد (وأجزاء العدد) أهداب التداخل التي تمر خلال عينية الجهاز. دقة هذه الطريقة كانت خاضعة سابقاً لشاكلة وعدم تشاكلة المصدر الضوئي وإحاديته من عدمها، ولهذا كانت صور التداخل غير دقيقة.

إن ظهور أشعة الليزر أحدث تحولات ثورية في هذا المجال بالمعنى الحرفي للكلمة، فاليوم تستطيع مقاييس التداخل الليزرية أن تسجل تغيرات طول الجسم أو المسافة بين الجسيمات من رتبة $10^{-13} m$ (علماً أن المسافة بين ذرتي جزيئي الهيدروجين هي $10^{-10} m$ أي أكبر ب 1000 مرة).

بمساعدة مقياس التداخل الليزري تم التأكد، مثلاً، من طول المتر المعياري،
المحفوظ في واشنطن ويمكن القول هنا أن طول الموجة الضوئية لأشعة الليزر أصبح الآن هو المعيار المضمنون بذاته.

كذلك تستعمل مقاييس التداخل الليزرية لفحص شروط قياس الطول (المسطرة)،
ما يرفع من دقة القياس ويسرع عمليات الفحص بـ 500 مرة.

تستخدم تكنولوجيا مقاييس التداخل الليزرية لأغراض علم القياس. فعناصر الرسوم التخطيطية التكاملية محمولة على التناوب (بالدور)، إضافة إلى أن كل مشهد تالي يجب أن يكون منزاحاً بمقدار محدد تماماً، وبمساعدة مقياس التداخل الليزري يجري تحريك 100 مشهد محمول بدقة أكبر بـ 10 مرات، فضلاً عن سرعة العملية.

تستخدم مقاييس التداخل الليزرية أيضاً لقياس المسافة مباشرة في عملية الإنتاج، فقد ابتكرت آلات صناعة المعادن ببرامج موجهة، ثم جهزت بمنظومات ليزرية لقياس التفاصيل في عمليات المعالجة بدقة تبلغ بضع أجزاء عشرية من الميكرومتر.

تستخدم الطرق الليزرية كذلك في مصانع البصريات - لضبط جودة التفاصيل
(العدسات، المناشير، أوعية المعالجة) وتقويم الأنظمة البصرية على العموم، وهذه كما هو

معلوم، عملية بمنتهى الصعوبة. وفي جميع الحالات يظل وجود المشاهد التداخلي (أو غيابه) هو الذي يلعب الدور الحاسم.

(10-11) لقياس السرعة:

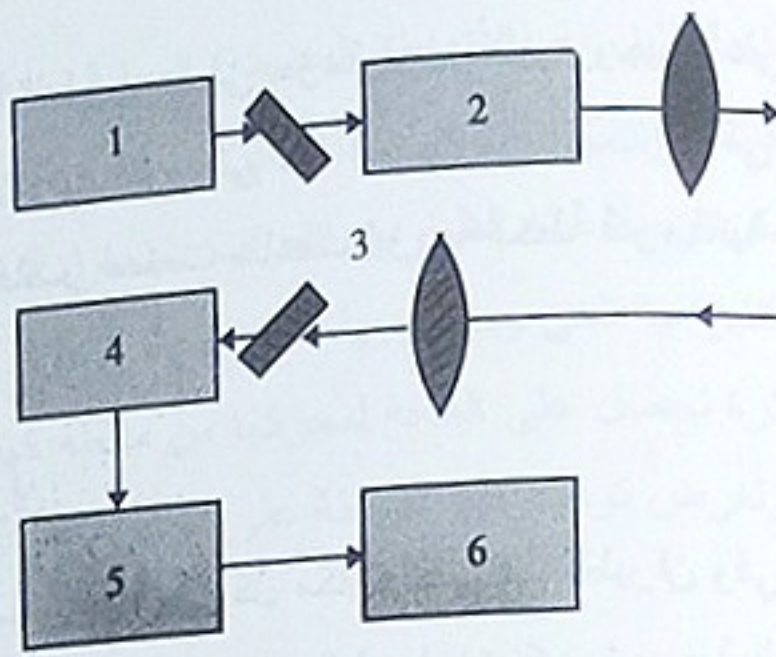
نقاس سرعة المصدر الضوئي بالنسبة للمشاهد U ، كما جرت العادة عليه قديماً جداً، بمساعدة أثر دوبلر. فالتردد الحقيقي للضوء γ يختلف عن التردد المشاهد γ' بالمقدار:

$$\Delta\gamma = \frac{2\gamma U}{C} \quad (10-1)$$

في المنطقة المرئية من الطيف يفوق مقدار التردد مثيله في مدى ترددات الأمواج القصيرة. وبمقدار ما تزداد زحزحة التردد $\Delta\gamma$ ، تزداد السرعة النسبية U بنفس النسبة. فعندما تكون السرعة $U = 1m/s$ يكون مقدار زحزحة التردد $\Delta\gamma$ يساوي $60KHz$ ($\lambda \sim 10\mu m$).

تبين التقديرات أنه بمساعدة ليزرات CO_2 يمكن بدقة قياس السرعة من رتبة بضعة سنتيمترات في الثانية، بينما المقاييس المناظرة المعروفة سابقاً لقياس السرعة تساعد على قياس السرعة بدقة أقل برتبتين أو ثلاثة. في الوقت الحاضر تنتج مقاييس دوبلر للسرعة على الأرض وفي الجو. فمثلاً، صنعت منظومة طيران ملاحي بقدرة إشعاعية 2 واط فقط.

لقياس زحزحة دوبلر $\Delta\gamma$ يستخدم التخطيط المبين على الشكل 3. فالإشارة المعطاة من المولد 1، تمر خلال المكبر 2 وتُشع ناحية الجسم (أو الشيء) المراد قياس سرعته. ومن ثم تستقبل الإشارة المنعكسة عن الجسم بواسطة هوائي، وتمر خلال صفيحة نصف شفافة 3، لتسقط على مستقبل ضوئي 4. على نفس تلك الصفيحة نصف الشفافة 3 تدخل إشارة من الليزر (المولد) المعين وأخيراً تفرز الإشارة ذات الفرق الترددي $\Delta\gamma$ بواسطة المرشح 5 ومن ثم تدخل على مقياس السرعة 6.



(شكل 3) منظومة الطيران الملاحي لقياس سرعة حركة الأجسام

مقياس الزمن:

قياس الزمن هو أكثر أجهزة القياس انتشاراً. وأساس عمله يقوم على المقارنة بين مقدار التردد المقاس وبين مقدار قياس مرجعي للتردد. وهذا هو ما يحصل في الحياة اليومية، بقياسنا لعدد ذبذبات نواس الساعة خلال فاصل زمني ومن ثم نجد زمن الذبذبة الواحدة ومنها نجد تردد النواس.

إن المطلب الأساسي البارز لأي تردد قياسي، هو استقراره، عدم تغير تردد العملية الامتزازية المعينة خلال زمن القياس. ولتحقيق ذلك تمت الاستعانة بأجهزة الإلكترونيكا الكمومية. والمقصود هنا الميزرات وليس الليزرات، أي تلك المولدات الكمومية في منطقة الأمواج الراديوية للطيف.

لعب الدور الحاسم هنا أول مولد كمومي - مولد على الأمونيا (غاز النشادر). إن ما تحقق هنا من استقرار لا نظير له سابقاً: فمتوسط انحراف التردد عن القيمة البدئية له بشكل 10^{-10} إلى 10^{-11} . أن خطأ قياس الزمن بمساعدة ساعات الميزرات يساوي 1 - 0.1 خلال 300 سنة عمل. مثل هذه الدقة هامة، على سبيل المثال في الملاحة الكونية وهي ضرورية أيضاً للفيزيائيين لتقدير درجة تزامن حدثين قصيري الأجل بصورة استثنائية، لتحديد أحد الثوابت الأساسية للفيزياء - سرعة الضوء، وكذلك لفحص واستخدام استنتاجات نظرية النسبية.

إن استقرار الليزر على حزمة ذرات الهيدروجين أعلى برتئين إلى ثلاثة من استقرار ليزر الامونيا. لكن حتى هذه الدرجة من الاستقرار في التردد بدت للمختصين قليلة. ففي الوقت الحاضر صنعت ساعات ليزرية بخطأ قدره ثانية واحدة فقط خلال ثلاثة ملايين سنة.

(10-12) في الطيران:

تستخدم الليزر في كل مكان، حتى في الطيران وفي الفضاء. فالآن صنعت أجهزة تساعد على إجراء مراقبة حوية لمساحات كبيرة صعبة الوصول، بحوث بحرية، انعطش التمكيد، التعرف على الحسيمات (الأشياء) ذات المقاييس الصغيرة نسبياً.

وبمساعدة شعاع ليزري ضيق يتم مراقبة الأرض وتثبت الإشارة المنعكسة. فعلى شاشة كاشف إلكتروني (أو على غشاء صوتي) تثبت هذه الإشارة في مقياس حقيقي للزمن وعند الضرورة تنقل على محطات أرضية لعرض المشاهدة العيانية.

مبدأ عمل نظام البحث بسيط جداً: يوجه نحو الهدف شعاع الليزر من على سطح الأرض في مستوى عمودي على اتجاه خط طيران الطائرة. وفي الوقت ذاته وبالقانون نفسه يوجه المسننل الصوتي، وتثبت الإشارة المنعكسة. وتتحدد سماحية الليزر على الأرض الممسوحة بنشئت أشعة الليزر وبقدرة، وهي تساوي في الظروف الاعتيادية 6m.

مبدأ عمل الليزر في الملاحة:

يصعب هبوط الطائرات في الليل ويزداد صعوبة عند الرؤيا السيئة، ولهذا يستعان بالليزر للتغلب على هذه الصعوبات.

في أساس نظام الهبوط يكمن مبدأ الملاحة، القائم على مفهوم المعلم الخطي (أو نقطة الرؤيا الخطية). فبهذه نقاط رؤيا أو معالم تستخدم أشعة ليزرات غازية، حيث تنصب الليزرات بالقرب من مدرجات المطار. عند هبوط الطائرة يجد الطيار في قمرة القيادة خارطة هندسية محددة لأشعة الليزر، ترتبها يساعد الطيار على تحديد وضع الطائرة بالنسبة إلى مدرجات (خطوط هبوط الطائرة) المطار، وتقدير مسار حركته.

ومن صور أنظمة الأشعة الليزرية (الأشرطة المضئية) المرئية من قبل الطيار من قمرة القيادة عند أوضاع مختلفة للطائرة بالنسبة لاتجاه معين، يستطيع الطيار أن يوجه طائرته بسهولة، بحيث أن ما يمكن أن يلاحظه الطيار من انحراف لا يتجاوز 0.5 إلى 1m.

رغم ذلك فإن كثيراً ما تلغي رحلة جوية بسبب سوء الأحوال الجوية. ولذلك فكر العلماء بصناعة طائرة تحصل على الطاقة لمحركها من محطة كهربائية شمسية تابعة بمساعدة أشعة الليزر. ولغرض توجيه هذه المحطة على الطائرة استخدم تابع يستقبل البث ويبعث إرساله.

ما زال هناك الكثير من المهام الهامة جداً التي يمكن أن ينجزها الطيران. فقد تطورت بسرعة الأنظمة الليزرية لملاحقة وتوفير أمن الطيران، فأقترحت الجيروسكوبات الليزرية، مثلاً.

وكما أشرنا سابقاً، أنه منذ ظهور الليزرات بدأت صناعة أجهزة القياس الليزرية لسرعة الطائرة، حيث يرسل ضوء الليزر، الموجود على الطائرة، ينعكس عن سطح الأرض ويستقبل من ثم بواسطة مستقبل. وبقياس فرق التردد (بين الضوء المرسل للأرض والمنعكس عنها) يمكن حساب سرعة الطائرة بسهولة تبعاً للعلاقة (1-10). كذلك ابتداءً باستخدام ليزرات قياس الارتفاع في الطيران، المبنية على أساس قياس زمن انتشار نبض شعاع الليزر إلى سطح الأرض وزمن عودته منها.

أهم مهام الطيران هو زيادة دقة أنظمة هبوط الطائرات، خفض قيود الظروف الجوية، ومناجذ الليزرات مجالات استخداماتها الفعالة.

صنعت كذلك أنظمة ليزرية للإنذار المبكر لتفادي التصادمات في الجو، ... إلى آخره من المهام المتطورة والمتجددة باستمرار.

(10-13) استخدام الليزر في فصل النظائر:

تعتمد التقنيات التقليدية لفصل النظائر على فرق الكتل الضئيل للغاية الذي يميز نظائر العنصر الواحد بعضها عن بعض، إلا أنها مكلفة جداً، ولذا دخل الليزر بقوة وفعالية في هذا المجال. إن حزمة من أشعة الليزر بطول موجي معين تماماً يمكن أن تؤثر انتقائياً أحد النظائر دون أن تؤثر في النظائر الأخرى، ومن ثم لا يتبقى سوى فصل

الذرات أو الجزيئات المثارة. وهناك آليتين للفصل النظيري بالليزر: الأولى تعتمد على تفاعل شعاع الليزر مع البخار الذري ولذا يشع البخار بالليزر وتدعى (Silva).

والثانية تعتمد على تفاعل شعاع الليزر مع جزيئات في الحالة الغازية ولذا تشع الجزيئات بشعاع الليزر وتدعى هذه الطريقة (Silmo).

ولكن كيف يمكن لشعاع الليزر أن يصطفي نظيراً معيناً دون التأثير في النظائر الأخرى، وبأية وسائل تنفصل الذرات أو الجزيئات بعد انتقائهما، وما هي الآفاق التي تفتحها هذه التقنيات؟

تكمّن الإجابة على هذا السؤال الأول في أن البنية الإلكترونية لذرة ما تتحدد أساساً بعدد إلكتروناتها وبروتوناتها، أما كتلة النواة وحجمها وشكلها ونيوتروناتها، ومن ثم عدد النيوترونات فلها تأثير ضعيف على حركة الإلكترونات. فسلوك الإلكترونات يتميز من نظير لآخر وتكون مستويات الطاقة منزاحة قليلاً من نظير لآخر. هذا الفرق الدقيق بين البنيتين الإلكترونية لنظيرين لا يمكن الكشف عنه كيميائياً. وفقط بمساعدة الليزر أصبح ممكناً استغلال هذا الفرق بين بنية النظيرين بهدف فصلهما عن طريق اثارتها انتقائياً بإشعاع ذو طاقة محددة تماماً تساوي الفرق بين المستويات الطاقةية للنظير المصطفى: يشع العنصر بليزر ضبط تردده (γ) لإثارة نظير خاص أو الجزيئات التي تحتوي هذا النظير. ويؤدي تشعيع البخار الذري إلى تأيين النظائر المثارة، بينما يحدث تشعيع الجزيئات تفكك تلك التي تحتوي على النظير المطلوب. والليزر المستخدم هنا هو الليزر الصبغي القادر على التنعيم (Tuning)، أي قابلية اختيار الطول الموجي المطلوب. يصدم الفصل النظيري للجزيئات بالليزر بصعوبات جدية تكمن في ارتفاع الحالة الاهتزازية للجزيئات (علوها) عند درجات الحرارة العالية نتيجة للتصادمات في الغاز، الأمر الذي يزيد من صعوبة إيجاد انتقال يحقق اصطفاء نظيرياً ملحوظاً، حيث يلزم من أجل الاصطفاء النظيري أن تكون الجزيئات المشعة بالليزر في اخفض حالة اهتزازية لها. أضف إلى ذلك صعوبة ضبط الليزر الضروري، الذي يجب أن يكون وحيد الطول الموجي قدر الإمكان، وقابل للضبط في المنطقة تحت الحمراء المتوسطة والبعيدة وأن يكون له معدل تردد مرتفع وقدرة تبلغ بضع مئات الواطات على الأقل، ورغم ذلك فهي

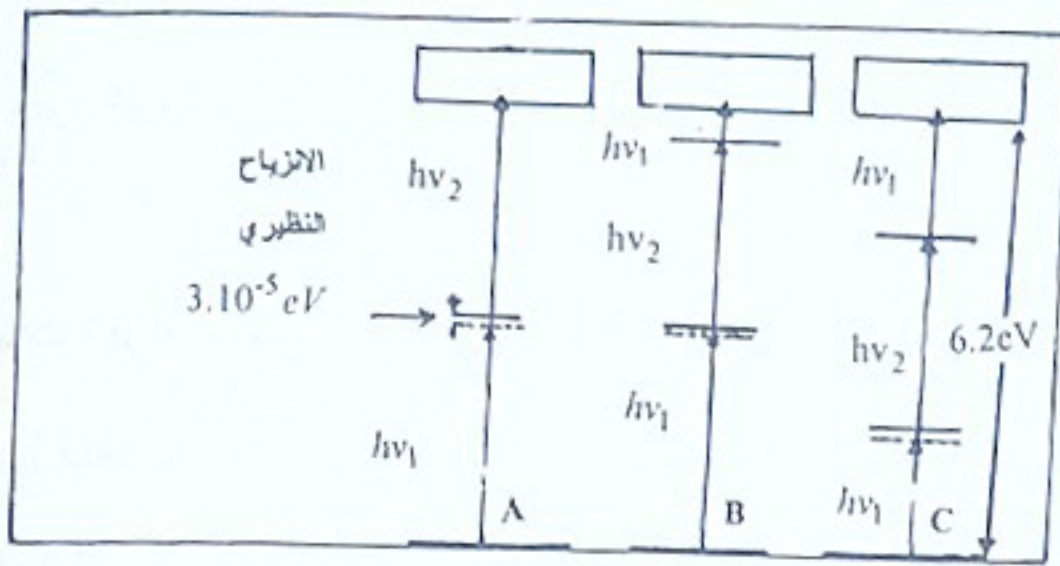
طريقة واحدة من حيث مبدؤها، ومن حيث إمكانية تطبيقها على الفصل النظيري لعناصر أخرى غير اليورانيوم، كالهيدروجين، الكربون، الآزوت والأوكسجين، فضلاً عن ذلك، فهي تتيح إغناء اليورانيوم بدءاً من UF_6 الغازي وانتهاءً باليورانيوم المنصهر.

نخبر بضع مئات الغرامات من اليورانيوم في الثانية:

إن مبدأ الفصل النظيري بتشعيع البخار الذري بالليزر يتطلب نظام إنتاج مستمر للبخار الذري وليزر شديد ذا شعاع محدد الطاقة تماماً. إن تفاعل الفوتونات الليزرية مع بخار اليورانيوم يؤين ذرات اليورانيوم 235 انتقائياً. وهذه الأيونات تستخرج فيما بعد من البخار بمساعدة مجال كهربائي. لليورانيوم طيف ذري معقد جداً، يحتوي على أكثر من 900 مستوى طاقة، لوحظ بينها أكثر من 9000 انتقال. إلا أن أطيف النظيري لـ 235 و 238 مختلفة قليلاً (منزاحة بعضها عن بعض)، وتقابل هذه الانزياحات بين الطيفين فروق في الطاقة من مرتبة 10^{-5} إلكترون فولت.

وبما أن هذه الانزياحات أكبر من عرض المستويات الطاقية (ΔE)، فمن الممكن في هذه الحالة، وبواسطة ليزر ضبط تردده (γ) بإحكام، ألا تثار سوى ذرات اليورانيوم 235 فقط. وبما أن الليزر يصدر فوتونات طاقتها ($h\gamma$) من مرتبة الإلكترون فولت (eV) لذا يجب أن يكون تردده مضبوطاً بدقة تبلغ 0.01 بالآلف ($\Delta\gamma \sim 10^{-5} Hz$).

تشمل عمليات التأيين الضوئي مرحلتين أو أكثر: في المرحلة الأولى فقط تتحقق إثارة انتقائية للنظير المراد فصله، وتتطلب ليزراً ضبط تردده بدقة عالية جداً، أما المرحلة أو المراحل التالية فهي لتأيين الذرات المثارة لليورانيوم 235 بواسطة إشعاع قادر على نقلها إلى حالة مثارة جداً، لكنها أدنى قليلاً من عتبة التأين. وعندئذ يستعان بمجال كهربائي لتجاوز عتبة التأين، أي أنه بمساعدة المجال الكهربائي يحال دون وصول الذرات لمثارة في المرحلة الثانية إلى عتبة التأين. يمكن أيضاً، في عملية تتكون من ثلاث مراحل، استعمال ثلاثة أجهزة ليزر مختلفة، والمرحلة الأولى وحدها هي التي يتم فيها لتقاء النظير المطلوب (لاحظ شكل 4).



(شكل 4) تخصيص (إغناء) اليورانيوم الثري بالليزر بتأيين ذرات النظير 235 انتقائياً. وقد مثلت على هذا الشكل ثلاث طرق للتأيين تشمل كل منها مرحلتين أو أكثر:

المرحلة الأولى: يتحقق فيها اصطفاء النظير المطلوب، ويتطلب فيها ضبط الطاقة بدقة كافية لإثارة مستوى طاقي من النظير 235 دون النظير 238. ويبلغ الفرق بين الاثنين بسبب الانزياح في طيفيهما 10×3^{-5} إلكترون - فولت، وتنتقل الذرة المثارة إلى حد التأين بفوتون واحد (A) أو بفوتونين (C) مكملين (إثارة تدريجية).

يمكن أيضاً لطاقة الفوتون المكمل (الثاني) أن يكون أقل بقليل من الطاقة الضرورية للحصول على حد التأين (B)، وفي هذه الحالة يتم تجاوز عتبة التأين بمساعدة مجال كهربائي.

(10-14) استخدام الليزر في علم ديناميكا الموائع

إن الهدف المباشر لاستخدام الليزر في ديناميكا الموائع هو قياس سرعة جريان المائع (غازاً كان أم سائلاً)، هذا فضلاً عن أهداف أخرى متعددة. يعتمد استخدام الليزر في قياس سرعة جريان المائع على مبدأ زحزحة دوبلر (Doppler Shift) الحاصلة لتردد شعاع الليزر الساقط على تيار المائع بعد انعكاسه، وتدعى هذه الطريقة بـ: Laser Doppler Anemometry، واختصاراً بـ (LDA method).

تُرسل حزمة من شعاع الليزر ذا القدرة البسيطة ويمكن أن يكون ليزر الهليوم - نيون ($0.2 - 1.0 \text{ mw}$) عمودية على تيار المائع، كما هو موضح على الشكل 5، بعد أن تبوأر بواسطة عدسات مجمعة لتسقط على المائع الجاري وبعد خروجها منه منعكسة على الجسيمات العالقة فيه، يحصل انحراف في تردد الشعاع المنعكس يدعى إزاحة دوبلر، وقد سمي مجازاً بتردد دوبلر f_D مقداره يعتمد على سرعة الجريان U_x وطول موجة شعاع

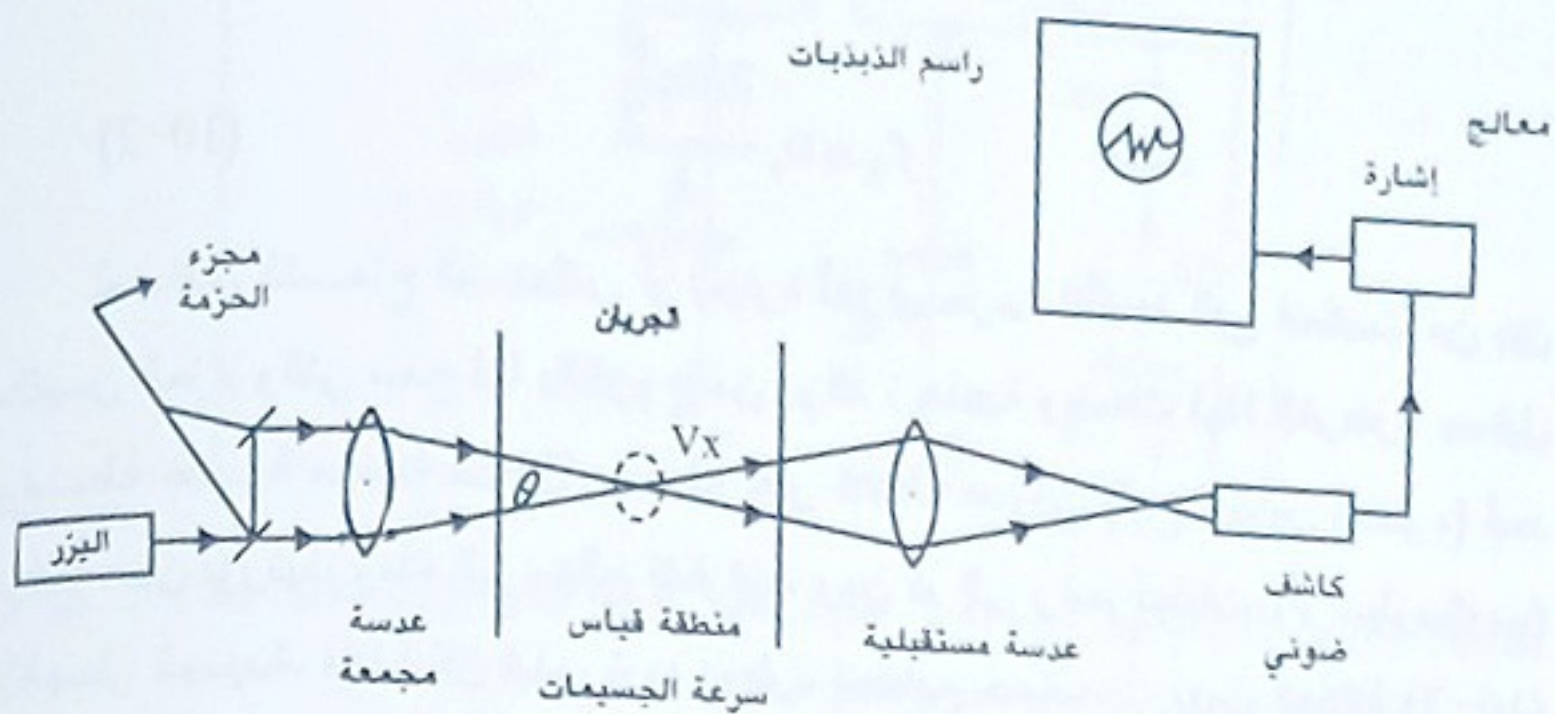
للليزر المساقط λ وعلى زاوية فتحة الحزمة θ ، وفقاً للعلاقة التالية:

$$f_D = v_x \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda} \quad (10-2)$$

يُستقبل الشعاع المنعكس أو بعبارة أخرى حزمة الأشعة التي انعكست من بين ملايين الحزم والتي سمح لها بالخروج من نوافذ زجاجية وضعت لهذا الغرض، يستقبل بواسطة عدسة مجمعة مستقبلية، تسقطه على كاشف ضوئي (لوح حساس للضوء) أبعد قليلاً من بورتها، ومنه إلى معالج إشارات، ومن ثم إلى راسم ذبذبات (أو سيلوسكوب) لإظهار الجسيمة. فإذا أمكن قياس تردد دوبلر، نستطيع حساب v_x من العلاقة (10-2) حيث θ و λ يمكن بسهولة معرفتهما.

إن آلية إنجاز العمل ليست معقدة، حيث يتم ضخ بعض الجسيمات أو بعض قطرات من سائل (مثل الكازولين)، محددة أقطارها، (بحدود 1 إلى $4 \mu m$) بواسطة مضخة خاصة في أي جريان تقليدي. وهذه الجسيمات أو القطرات سوف تقطع أشعة الليزر المخترق للسائل فتسبب لها انعكاسات في جميع الاتجاهات، وبواسطة النوافذ الزجاجية نأخذ حزمة مخروطية، تجمع بواسطة العدسة اللامعة المستقبلية التي تسقطها بدورها على كاشف الضوئي الذي يقيس مباشرة فرق التردد بين الشعاعين المساقط والمنعكس على أي جسيمة، حيث يؤخذ هذا الفرق على شكل إشارة كهربائية يتم تحليلها بواسطة معالج إشارات *Signal Processor* الذي يقوم بقياس سرعة عدد معين من الجسيمات العالقة في المائع من بين سرعة عدد كبير نسبياً من الجسيمات المخترقة لشعاع أو حزمة الليزر المخروطية. ومعدل هذه السرعة يعطينا سرعة جريان المائع (التي هي معدل سرعة جريان من 250 جزئية إلى 4000 جزئية).

يمكن تحريك الجهاز داخل الجريان من نقطة إلى أخرى بسهولة تامة، الأمر الذي يسهل عمليات قياس السرعة عند أية نقطة في الجريان وعند أي مقطع في أنبوب المائع. إن أهمية الجهاز تكمن في عدم تأثيره على الجريان أثناء القياس، بالإضافة إلى إمكانية قياس سرعات صغيرة جداً كالسرعات الاهتزازية في الجريانات المضطربة والتي لا يمكن قياسها باستخدام الأجهزة التقليدية.



(شكل 5) مقياس السرعة المزدوج الحزمة الليزرية لدوبلر

المرادفات الأجنبية للمصطلحات العلمية وفق ترتيب فصول الكتاب

Quantum optics	البصريات الكمومية
Bundles	رزم [طروذ]
Thermal radiation	الإشعاع الحراري
Luminescence	التألق أو التلألؤ
Ideal radiator	مشع مثالي
Ideal gas	غاز مثالي
Cavity radiation	إشعاع التجويف
Or black body radiation	أو إشعاع الجسم الأسود
Stefan-Boltzman law	قانون ستيفان-بولتزمان
Radiant intensity $I(T)$	الشدة الإشعاعية
Or power density w/m^2	أو كثافة القدرة
Stefan-Boltzman constant	ثابت ستيفان-بولتزمان
Emissivity	الانبعاثية
Spectral radiance	الإشعاعية الطيفية
Wien displacement law	قانون إزاحة فين
luminosity	النورانية
Planck's radiation law	قانون بلانك للإشعاع
Quantization of energy	تكميم الطاقة
Heat capacity	السعة الحرارية
Molar heat capacity	السعة الحرارية المولارية
Quantum theory of heat capacity	النظرية الكمومية للسعة الحرارية
Internal energy per mole	الطاقة الداخلية بالمول
Einstein temperature	درجة حرارة إنشتاين
Characteristic Debye temperature	درجة حرارة ديبي المميزة
Photo current	تيار ضوئي

Photo electric effect	الأثر الكهروضوئي
Photo electrons	إلكترونات ضوئية
Stopping potential V_0	جهد الإيقاف
Contact potential difference (V_{cpd})	فرق جهد التماس
Emitter	باعث
Collector	مجمع
The intensity problem	مسألة الشدة
Target area	المساحة الهدف
Einstein's photon theory	نظرية إنشتاين الفوتونية
Quant or photon	الكمة أو الفوتون
Compton effect	أثر كومتون
Scattering of radiation from atoms	استطارة الإشعاع من الذرات
Compton's shift	زحزحة كومتون
X-ray	الأشعة السينية
γ (Gamma) ray	أشعة غاما
Infrared astronomical satellite (IRAS)	القمر الصناعي الفلكي للأشعة تحت الحمراء
Star Vega	النجم فيغا
الفصل الثاني:	
The wave nature of matter	الطبيعة الموجية للمادة
The underlying symmetries of nature	التماثلات التحتية للطبيعة
Anti particle	جسيم ضديد [هو الجسيم الذي له نفس الكتلة ولكن شحنته معاكسة]
Anti proton	بروتون ضديد
Proton accelerator	معجل البروتونات
The wave behavior of particles	السلوك الموجي للجسيمات
Interference pattern	شكل أو هيئة تداخلية

Diffraction pattern
 The de broglie wavelength
 Symmetry of nature
 Dual wave-particle aspect
 De broghlies hypothesis
 Filament (F)
 Double-slit interference
 Thermal neutrons
 Waves, wave packets
 Localizing a wave in space
 Localizing a wave in time
 Heisenberg's uncertainty relationships
 The uncertainty principle and
 single slit diffraction
 The energy-time uncertainty
 relationship
 Life time of particle
 Wave function
 Average density
 Probability
 Volume element
 Probability density
 Statistical relationship
 Normalization condition
 Trapped particles and probability
 density
 Matter waves
 Mechanical waves
 Electromagnetic waves
 Vibrational nodes

شكل أو هيئة حيودية
 الطول الموجي الدبرولي [أو طول موجة دبرولي]
 نماثل الطبيعة
 مفهوم المثوية الموجية - الجسيمية
 فرضيات دبرولي
 فتيلة
 تدخل الشق المزدوج
 نيوترونات حرارية
 أمواج ورزم موجية
 توضع الموجة في الفضاء
 توضع الموجة في الزمن
 علاقات الشك لهايزنبرغ
 مبدأ الشك وحيود الشق الواحد
 علاقة الشك في الطاقة - والزمن
 عمر الجسيم
 الدالة الموجية
 الكثافة المتوسطة
 احتمال أو احتمالية
 عنصر حجمي
 الكثافة الاحتمالية
 علاقة إحصائية
 شرط التعبير
 الجسيمات المحبوسة والكثافات الاحتمالية
 أمواج مادية
 أمواج ميكانيكية
 أمواج كهرومغناطيسية
 عند اهتزازية

Vibrational pattern	أشكال أو هياكل اهتزازية
Potential well	بئر كموني
Mechanical standing waves	أمواج ميكانيكية واقفة
Language of wave mechanics	لغة الميكانيك الموجي
Quantum number, $n = 1, 2, 3, \dots$	العدد الكمومي
The allowed energy levels	المستويات الطاقية المسموح بها
The lowest energy state	الحالة الطاقية الدنيا
Ground state	وتدعى بالحالة الأساسية
Barrier tunneling	الحاجز النفقي
Tunnel	نفق
Standing waves	أمواج واقفة
Transmitted waves	أمواج نافذة
Reflected waves	أمواج منعكسة
Reflection coefficient R	معامل الانعكاس
Transmission coefficient T	معامل النفوذ
	الفصل الثالث:
Structure of atomic hydrogen	بنية الهيدروجين الذري
Bohr theory	نظرية بور
Series limit	الحد السلسلي
Spectral series	السلسلة الطيفية
Balmer series	سلسلة بالمر
Rydberg constant	ثابت ريدبيرج
Balmer-Rydberg formula	صيغة بالمر - ريدبيرج
Quantum states	حالات كمومية
Planet Bohr's model	نموذج بور الكوكبي
The postulate of stationary states	فرضية الحالات المستقرة (لبور)
The frequency postulate	فرضية التردد
Table 1, the hydrogen spectrum [Some selected lines]	جدول 1 طيف الهيدروجين [بعض الخطوط]

Name of series
 Lyman series
 Paschen series
 Lower state
 Upper state
 Limiting case
 Quantization of circular orbits
 Phase plane
 Phase trajectory
 The semi-axes of ellipse
 Stationary orbit
 The coordinate plane p, q
 The correspondence principle
 Applications of Schrodinger equation
 Continuous function
 Boundary conditions
 Sinusoidal function of X
 Potential-energy function $U(X)$
 Square-well potential
 Work function
 Bound state
 The harmonic oscillator
 Boundary points
 Tail of function
 Classically forbidden regions
 Hermite functions
 Vibration in a sodium crystal

المختارة
 اسم السلسلة
 سلسلة ليمان
 سلسلة باشن
 الحالة الأدنى
 الحالة الأعلى
 الحالة الحدية
 تكيم المدارات الدائرية
 مستوى طوري
 مسار طوري
 أنباء محاور القطع الناقص
 مدار مستقر
 المستوى الإحداثي q, p
 مبدأ التناظر
 تطبيقات معادلة شرودنجر
 دالة مستمرة
 شروط حدودية
 دالة جيبية لـ X
 دالة الكمون الطاقي
 بئر كمون مستطيل
 دالة العمل
 حالة مقيدة
 البزاز التوافقي
 نقاط حدودية
 ذيل الدالة
 مناطق محرمة كلاسيكياً
 الدوال الهرميتية
 التذبذب في بلورة الصوديوم

Equilibrium position	موضع الاتزان
Angular frequency	التردد الزاوي
Newtonian mechanics	الميكانيك النيوتني
Probability curves in quantum-mechanics	المنحنيات الاحتمالية في الميكانيك الكومومي
Newtonian predictions	نتبؤات نيوتنية
Newtonian analysis	التحليل النيوتني
Diatomic molecule	جزيئ ثنائي الذرة
The minimum point	النقطة الاصغرية - وهي موضع اتران الذرات
Three-dimentional problems	المسائل الثلاثية الأبعاد
Three-dimentional schrodinger equation	معادلة شروينجر الثلاثية الأبعاد
Spherical symmetry	التماثل الكروي
Spherical coordinates	الإحداثيات الكروية
Separation of variable method	طريقة فصل المتغيرات
Complex partial differential equation	معادلة تفاضلية جزئية معقدة
Angular function	دالة زاوية
Periodic function	دالة دورية
	الفصل الرابع
Fine atomic structure	البنية الذرية الدقيقة
Principal quantum number (n)	العدد الكومومي الأساسي
Quantization of angular momentum	تكميم كمية الحركة الزاوية
Orbital quantum number (e)	العدد الكومومي المداري
Space quantization	التكميم الفضائي
Magnetic quantum number (me)	العدد الكومومي المغناطيسي
Probobility distributions	التوزيعات الاحتمالية
Zeeman effect	أثر زيمان
Magnetic field	مجال مغناطيس

Spectrum lines
Magnetic moment
Electron spin
Spin quantum number
Spin-orbit coupling
Degeneracy
Radial distributions
Plane current loop
Vector area
Average current
Magnetic dipole moment
Energy of interaction
Bohr magneton (μ_B)

Gyromagnetic ratio $\frac{e}{2m_e}$

Interaction energy U

Selection rules

Allowed transitions

Forbidden transitions

Normal Zeeman effect

Anomalous Zeeman effect

Spin quantum number

Spinning sphere of charge

Resonance levels

خطوط الطيف
عزم مغناطيسي
غزل أو لف الإلكترون
العدد الكمومي المغزلي
الارتداد المغزلي - المداري

إنشطار
توزيعات قطرية
الحلقة التيارية المستوية
مساحة اتجاهية

معدل التيار
عزم الثنائي المغناطيسي
طاقة التفاعل

مغناطون بور
وهو وحدة ملائمة لقياس العزم
المغناطيسية الذرية تماثل نصف قطر بور
 a_0 لقياس المسافات الذرية
النسبة المغناطيسية الجيروسكوبية

طاقة التفاعل (بين العزم المغناطيسي للذرة
والمجال B)

قواعد الاصطفاء

انتقالات مسموح بها

انتقالات محظورة

أثر زيمان العادي

أثر زيمان الشاذ

العدد الكمومي المغزلي

كرة شحنية مغزلية

مستويات رنينية

Familiar doublet	تضاعف شائع
Effective magnetic field	مجال مغناطيسي فعال
Superfine structure	بنية فوق دقيقة
Multiplets	التضاعف (للخط الطيفي)
Sodium principal doublet	ثنائي الصوديوم الرئيسي
Zinc sharp triplet	ثلاثي الزنك الحاد
Spectroscopic formula	صيغة مطيافية
Many-electron atoms and the exclusion principle	الذرات متعددة الإلكترونات ومبدأ الاستثناء أو الخطر
Atomic number (Z)	العدد الذري
Hydrogen like function	الدالة الهيدروجينية
Charge cloud	سحابة شحنية
Exclusion principle	مبدأ الخطر
Gradual changes	تغييرات تدريجية
Noble gas	غاز خامل
Alkali metal	فلز قلوي
Quantum-mechanical state	الحالة الكمومية - الميكانيكية
Quantum state	الحالة الكمومية
Shell	قشرة
Subshell	شبه قشرة
Gauss law	قانون غاوس
Loosely bound	ضعيف القيد
Beryllium ($Z = 4$)	البيريليوم
Vacancy in the L shell	شاغراً في القشرة L
Affinity	انجذاب أو ميل
Electron configuration	مظهر إلكتروني
Periodic table	الجدول الدوري
Ground-state electron configurations	مظاهر الحالة الأساسية - الإلكترونية

Rare-earth elements
 "Filled-shell-plus-one"
 configurations
 Filled-subshell configurations
 Screening
 Qenc-total charge enclosed
 Peak
 X-ray spectra
 X-ray diffraction techniques
 Or Bragg diffraction
 Accelerating voltage X-ray tube
 Optical spectra
 Excited states
 X-ray energy levels
 k-ray energy level
 Line spectrum
 Vacancy

Electrical conduction in solid
 Pn junction
 Diode rectifier
 Light emitting diode (LED)
 Permeable membrane
 Diffusion current (j_{diff})
 Drift current (j_{drift})
 Base current
 Space-charge region
 Depletion zone
 Depletion layer

العناصر الترابية النادرة
 مظاهر القشرة، الممتلئة، زائد، واحد
 مظاهر القشرة، الثانوية، الممتلئة
 الحجب
 الشحنة الكلية المحصورة
 قمة (أو ذروة)
 أطيف أشعة X
 تقنيات حيود الأشعة السينية
 أو حيود براغ
 جيب معجل لأنبوب الأشعة السينية
 أطيف بصرية
 حالة مثارة
 مستويات طاقة أشعة X
 مستوى طاقة الأشعة السينية k
 طيف خطي
 شغور، خلو
 الفصل الخامس:

التوصيل الكهربائي في الصلب
 وصلة Pn
 مترم ثنائي (ديودي)
 ثنائي باعث للضوء
 غشاء منفذ
 تيار انتشاري
 تيار اندفاعي
 تيار القاعدة (ib)
 منطقة الشحنة الفضائية
 قاطع (منطقة) النضوب
 طبقة الاضمحلال أو النضوب

Electron-hole pairs	أزواج الإلكترونات والثقوب
Forward-biased connection	توصيل أمامي
Reversed-biased connection	توصيل عكسي
Zero resistance	مقاومة صفرية
Infinite resistance	مقاومة لانهائية
Input sine wave	موجة دخل جيبية
Sine wave input potential	جهد دخل جيبى
Half-wave output potential	جهد خرج نصف موجي
Contact potential	جهد التماس
Eg, gap width Eg	عرض الفجوة
Diode laser	الليزر الثنائي
Population inversion	التوزيع المعكوس
Active materials	مواد فعالة
Active media	أوساط فعالة
Amplifier media	أو أوساط مضخة
Stimulated emission	انبعاث قسري (مستحث)
Switching time	مفتاح تبديل زمني
Junction diodes	ثنائيات الوصلة
Resistively	المقاومية [النزعة للمقاومة] أو مقاومة التيار
Classical free electron gas model	نموذج الغاز الكلاسيكي الحر للإلكترون
Conduction electrons	إلكترونات التوصيل
Standing matter wave	موجة مادية واقفة
Density of states	كثافة الحالات
Variable states	حالات متاحة
Occupied states	حالات مشغولة [أو محتلة]
Paul's exclusion principle	مبدأ المنع أو الاستثناء لباولي
Fermi level, fermi energy	مستوى فيرمي، طاقة فيرمي
Drift velocity	سرعة الاندفاع

Ion core of the lattice
 Bands and gaps
 Copper lattice
 Isolated atom
 Semiconductors
 Replacement atoms
 Impurities
 Doping
 Doped semiconductors
 Extrinsic
 Intrinsic
 Phosphorus ion core
 Donar atom and acceptor atom
 Donar level and acceptor level
 Majority carries
 Minority carries
 Positive hole
 Accepted electron
 Core charge
 Binding energy
 Junction transistor
 Emitter, base, collector
 Collector current i_c
 Current gain
 Field-effect transistor
 Gate
 Digital circuit
 Metal-oxide semiconductor FET
 (MOSFET)

القلب الأيوني للشبكة
 الحزم والفجوات
 الشبكة النحاسية
 ذرة معزولة
 أشباه الموصلات
 ذرات بديلة
 شوائب
 معالجة أو [تشويب]
 أشباه موصلات مشوبة
 عرضي، غير أصيل
 نقي، غير مشوب
 القلب الفسفوري الأيوني
 ذرة واحدة وذرة متقبلة
 مستوى واحد ومستوى مُتَقَبَل
 الناقلات الأغلبية
 الناقلات الأقلية
 ثقب موجب
 إلكترون مُتَقَبَل (ثم قبولة)
 شحنة قلبية أو جذرية
 طاقة الارتباط
 ترانزستور الوصلة
 باعث، قاعدة، ومجمع
 تيار المجمع
 الكسب التياراتي
 ترانزستور التأثير الحقل
 بوابة، مخرج
 دائرة رقمية
 ترانزستور التأثير الحقل FET لشبه

Super conductors	الموصل المعدني المؤكسد
Cooper pairs	الموصلات الفائقة
Cooper pairings	أزواج كوبر [أزواج من الإلكترونات المترابطة]
Super conductivity	تزاوجات كوبر [تزاوج الإلكترونات في وسط مفرط الموصلية]
Cooperative motion	الموصلية الفائقة
Pairing gap	حركة تعاونية
Pairing energy	فجوة التزاوج
Band gap	طاقة التزاوج أو الاقتران
Charge carriers density	فجوة حزمية
The laser	كثافة حاملات الشحنة
Optical pumping	الفصل السادس: الليزر
Electrical pumping	ضخ ضوئي
Population	ضخ كهربائي
Ruby laser	مأهولية، إسكانية
Quantum-optics generator	ليزر الياقوت
Three energy-levels system	مولد كمومي بصري
Neodymium glass (Nd: glass) laser	نظام المستويات الطاقة الثلاثة
Neodymium-YAG (Nd: YAG) laser	ليزر النيديميوم - زجاج
YAG-Yttrium Aluminum Granet	ليزر نيديميوم - ياك
Neodymium doped yttrium aluminum granet	بلورة الأوتريوم المونيوم عقيق أحمر
Characteristics of laser light	بلورة ألياك المشوبة بالنيديميوم
Highly directional	خصائص ضوء الليزر
Highly monochromatic	الاتجاهية الخارقة
Highly coherent	الأحادية الخارقة
	التشاكه الخارق

Laser light can be sharply focused
 Laser light is highly intensity and duration
 Laser action
 Ground state
 Decay
 Continuous wave system (CW)
 Pulsed system
 Separated impulses
 Pulse duration
 Free generation system
 Free generator
 Output power
 Photons and energy levels principle
 Light-matter interaction
 Pumping
 Pumping medium
 Lasing medium
 Metastable states
 Laser arrangement
 Amplification
 Optical resonant cavity Or resonator
 Threshold
 Luminescence
 Radiation
 Spontaneous emission
 Mean life time τ
 Excited states

يتبولر بحدة
 خارق الشدة والاستدامة
 فعل ليزري
 حالة أساسية
 انحلال
 نظام الأمواج المتواصل [CW]
 نظام نبضي
 نبضات منفصلة
 استدامة النبض
 نظام التوليد الحر
 مولد حر
 فترة خرج
 مفهوم الفوتونات ومستويات الطاقة
 تفاعل الضوء والمادة
 الضخ
 وسط ضخّي
 وسط ملّيزر
 حالة شبه مستقرة
 منظومة أو ترتيب ليزري
 تضخيم
 تجويف رنيني بصري أو مرنان
 عتبة
 إشعاع ضوئي
 إشعاع
 انبعاث تلقائي
 متوسط العمر الزمني
 حالات مثارة

Excited system	نظام مثار
Thermal excitation	إثارة [هيجان] حرارية
Lasing operation	عملية الليزر
Einstein's coefficients	معاملات أنشتاين
Absorption power	قدرة الامتصاص
Visible band	الحزمة المرئية
Thermal agitation	تهيج أو إثارة حرارية
Temporal mode pulse	النمط الزمني النبضي
Temporal mode [CW]	النمط الزمني الموجي المستمر
Input energy	طاقة الدخل
Output energy	طاقة الخرج
Beam aperture	ثقب الحزمة
Diffuse surface	سطح ينشر الضوء
Optical resonators	الفصل السابع: المرانين البصرية
Stable resonator	مرنان مستقر
Unstable resonator	مرنان غير مستقر
Laser resonator or optical cavity	مرنان ليزري أو تجويف ضوئي أو جوف الليزر
Confocal resonator	مرنان متحد البؤرة
Confocal arrangement	ترتيب متحد البؤرة
Output mirror	مرآة خرج
Convex mirror	مرآة محدبة
Concave mirror	مرآة مقعرة
Synthetic ruby crystal	بلورة ياقوت اصطناعية
Scraper mirror	مرآة كاشطة
Gaussian beams	حزم غاوس
Gaussian mode	النمط الغاوسي
Output beam	حزمة الخرج

Annular ring
 Diffracton ring
 Near-field
 Far-field
 Far-field pattern
 Focusing element
 Divergence angle
 Transverse modes
 Transverse electromagnetic
 mode(TEM)
 Axial [longitudinal] modes
 Mirror waveguide
 Optical path length
 Frequency difference
 Frequency spacing
 Circular modes
 Rectangular modes
 Fresnel number
 Controlling aperture
 Higher-order operation
 Multimode operation
 Butt welding
 Wider gap tolerance
 Beam parameters
 Limiting aperture
 Hard aperture
 Size of waist
 Waist of beam
 Correction factor

قرص حلقي
 قرص حيود
 المجال - القريب
 المجال - البعيد
 شكل أو نموذج المجال - البعيد
 عنصر مبداء
 زاوية تفريق
 أنماط مستعرضة
 أنماط كهرومغناطيسية مستعرضة
 أنماط محورية [طولية]
 دليل أو موجة موجي مرآياتي
 طول المسار البصري
 الفرق الترددي
 المبعادة الترددية
 أنماط دائرية
 أنماط مستقيمة
 عدد فرنل
 فتحة التحكم
 عملية الرتبة - الأعلى
 عمل النمط المضاعف
 لحام ناتئ
 عرض فجوة تحمل
 متغيرات الحزمة
 ثقب محدود
 ثقب نفاذ أو عالي النفاذية
 حجم التخصر أو قياسه
 تخصر الحزمة
 عامل التصحيح

Mode quality factor, M^2

Aberration effects

Off-axis

Parabolic

Overfilling lens

Safe rule-of thumb

Ragleigh range

Pattern in acrylic

Depth of focus [DOF]

Depth-of- penetration

Gantry systems

Focal point

Coupler

Enhance reflection [ER]

Minimize reflection or
antireflection [AR]

Copper substrates

Bending mirrors

Focusing mirror

Output windows

Plano-convex eenses

Turned-diamond lenses

Focal spot

Parabola

Off-axis parabolic mirrors

Index of refraction gradient

Thermal lensing

Devices

Beam expanders

عامل نوعية النمط

آثار الزوغان

محور - خارجي

قطعي - مكافئ

عدسة فوق مملوءة

قاعدة الإبهام - الأمينة

مدى رايلي

نموذج في الاكليرك

عمق البؤرة

عمق الاختراق

أنظمة الجسر الإشعاعي

النقطة البؤرة

مُقرنة [ترابط شيء بآخر]

تعزيز الانعكاس

توهين الانعكاس أو ضد انعكاس

مواد ذات أساس نحاسي

مرايا ثنائية [تنتهي الضوء]

مرآة مُبَوَّنة

شبابيك خرج

عدسات مستوية - محدبة

عدسات مستديرة - معينة

بقعة بؤرية

قطع مكافئ

مرايا القطعي مكافئ ذات المحور البعيد

معامل الانكسار الانحداري

العدسية الحرارية

الأدوات

موسعات الحزمة

Collimator of beam
 Linear polarization
 Shift phase mirrors
 Composed mirrors
 Quarter wave-plane
 Segmented mirror
 Power density
 Beam integrator
 Mode number
 Circular nodes
 Tuning lasers
 Dye lasers
 Dye solutions
 Diffraction grating
 Monochromatic
 Working materials
 Generation
 Generator
 Semiconductor laser
 Doped material
 Infrared light
 Visible light
 Ultraviolet light
 Wavelength in nm
 Frequency in H_z
 Excimers

مُسَدِّد الحزمة
 استقطاب خطي
 مرآيا الانزياح الطوري
 مرآيا مكثفة
 صفيحة ربع الموجة
 مرآة مقطعة
 قدرة كثافية
 مكامل الحزمة
 عدد النمط
 العقد الدائرية

الفصل الثامن: أنواع الليزرات

ليزرات التنعيم [ليزرات مؤهلة لإعطاء
 الطول الموجي أو التردد المطلوب]
 ليزرات الصبغة
 محاليل الصبغة
 محززة حيود
 أحادية اللون
 مواد شغالة
 توليد
 مولد
 ليزرات أشباه الموصلات
 مادة مُعالِجة [مطعّمة]
 الضوء تحت الأحمر
 ضوء مرئي
 ضوء فوق بنفسجي
 الطول الموجي بالنانومتر
 التردد بالهيرتز
 الكسائمرات

Light connections	اتصالات ضوئية
Registration systems	أنظمة تسجيل
Gas discharge device	أداة تفريغ غازي
Electric excitation	إشارة كهربائية
Radio frequency excitation	إشارة بالتردد الراديوي
Pumping transition	انتقال بالضخ
Quantum efficiencies	الكفاءات الكمومية
Thermodynamic efficiency	كفاءة ديناميكية حرارية
Heat exchange	تبادل حراري
Heat exchanger	مبادل حراري
Chip	رقاقة
Bit rates	معدلات البتات
Deep vertical etching	حفر رأسي عميق
Single-photon emission	انبعاث أحادي الفوتون
Energy exchange collision	تصادم التبادل الطاقوي
Highly coherent light	ضوء خارق التشاكك
Xenon atoms	ذرات الزينون
Xenon lamp	مصباح زينون
Parallel processing	معالجة متوازية
(Nd: YAG) laser: Neodymium-doped yttrium aluminum garnet	ليزر النيوديميوم المعالج بالعقيق الأحمر والألومنيوم والايتريوم
Rare earth elements	عناصر الأتربة النادرة
Inner electron shells	القشرات الإلكترونية الداخلية
Nonradiative mechanism	آلية لا إشعاعية
YAG latic	شبكة الياك - شبكة الايتريوم والألومنيوم والعقيق الأحمر
Contour cutting	قطع محيطي
Diode laser	ليزر ثنائي
Amplifier cavity	تجويف مكبر

Flash lamp	مصباح ومضي
Continuos arc lamp	مصباح القوس المستمر
Pulse repetition rates	معدلات تكرار النبض
Laser pulse duration	إزاحة النبض الليزري
Internal shutter	المصراع [القاطع] الداخلي
Feedback	تغذية مرتدة
Peak power	قمة القدرة
Multimode outputs	خرج مضاعفة النمط
Matrix	مادة أساسية أو مادة أم
Inner electrons	إلكترونات داخلية
Valance electrons	إلكترونات تكافؤ
Dimer	مركب ثنائي الصيغة
Thermal transitions	انتقالات حرارية
	الفصل التاسع:
Laser-material interaction	تفاعلات الليزر مع المادة
Nonlinear crystal	بلورة لاخطية [تضاعف تردد الضوء المار خلالها]
Forced vibrations	ذبذبات قسرية
Incoming wave	موجة واردة
Phase shift $[\Delta\phi]$	زحزحة طورية
Phase velocity $[v]$	سرعة طورية
P-polarization	الاستقطاب P-
S-polarization	الاستقطاب S-
Brewster's angle	زاوية بروستر
Broad-band absorbers	ماصات عريضة الحزمة
Absorbing dielectric coating	غطاء ماص عازل
Region of forbidden energy	منطقة الطاقات المحرمة
Gallium arsenide $[\text{Ga As}]$	زرنيخيد الغاليوم
Impurities	شوائب

Level of doping	مستوى التطعيم
Heat transfer	نقل حراري
Laser melting of materials	الصهر الليزري للمواد
Interaction during welding	التفاعل أثناء اللحيم
Spatter	يَبْقَع [يلون بالترشيش]
Vapor pressure	ضغط بخاري
Keyhole laser welding	لحام ثقب المفتاح الليزري
Keyhole welding	لحام ثقب المفتاح [أو اللحام النلمي]، طريقة لحام يُحدث فيه مصدر الحرارة بسبب تركيزه ثقباً خلال السطح قدام معدن اللحمة المصهورة مباشرة في اتجاه اللحام. يمتلئ الثقب مع تقدم اللحام فيحدث تغلغل تام في الوصلة
Cloud	سحابة: معلقاً من قطيرات ماء دقيقة أو بللورات جليدية
Shield	حجاب
Plasma interactions	تفاعلات بلازمية
Assist gas	غاز مساعد
Linearly polarized beam	حزمة مستقطبة خطياً
Circular polarized beam	حزمة مستقطبة دائرياً
Cross-section of work piece	مقطع عرضي لقطعة الشغل
Reflectance [n]	معالم الانعكاس
Reflecting surface	سطح عاكس
Reflection angle	زاوية الانعكاس
Reflection factor	عامل الانعكاس
Reflection gain	كسب الانعكاس
Reflectivity	العاكسية
Shield gas	غاز الحجب

Thermal conductivity	موصلية حرارية
Gas jets	نفاذات غازية
Transmissive optics	بصريات ناقلة
Edge-cooled	حافة مُبرّدة
Thermal gradient	انحدار حراري
Shape of the optic	شكل البصري
Thermal lensing	تعديس حراري
Total internal reflection-face pumped laser [TIR-FPL]	ليزرات الضخ ذات وجه الانعكاس الداخلي الكلي
Or 'SLAB' laser	أو ليزرات البلاطة
Focusing	تبيّير
Sever focus shifts	انزياحات بؤرية صارمة
Zinc selenide	سيلندات الزنك
Thermal runaway	هروب حراري
Opaque medium	وسط معتم
The absorptivity of material depends strongly on its temperature and level of doping	امتصاصية المادة تعتمد بقوة على درجة حرارتها وعلى مستوى تشويبها
Jet	نفاث تيار شديد محدد تماماً لمائع مضغوط، غاز أو سائل
Keyhole coupling	مقرنة اللحام التلمي
Pulsed welding	لحام نبضي
Continuous wave welding	لحام الموجة المستمرة
Detonating waves	أمواج صاعقة
Bremsstrahlung	إشعاع الصدم: إشعاع يصدره الإلكترون المُعجّل لدى اصطدامه بنواة الذرة
Shield	واقية، لوح مدرّج، درع
Shielding	يسمى أيضاً تحجيب
Shield arc welding	لحام بالقوس المحجب
Shield-conductor cable	كَبْلُ لحجب النواقل

Shielded joint

Shield line

Shielded metal-arc welding

Shielding gas

Applications of lasers

Mutation factor

Mutation by laser

Chemical mutation

Radar lasers

Ladars

Ladar airplanes

Troposphere

Microwave

Reconstructed image

Silhouette airplane

Range finders

Geodesy

Gratography

Focusing-receiving lens

Photo-detector

Oscilloscope

Signal processor

Beam splitter

Velocity flow

وصلة محمية

حِطْة محمِية: خط نقل تحصر عناصره الموجات

المنتشرة ضمن حيز محدود أصلاً، يطلق على

السطح الناقل الخارجي اسم "البُوس"

لحام بالبُوس المعدنية المحمية

غار الحجب

الفصل العاشر: تطبيقات الليزر

عامل الطفرة

تعبيرات وراثية تحصل للحيوان [طفرة] أو النباتات

عند التأثير الخارجي (الليزري) على موته

طفرة كيميائية

ليزرات رادارية

أو لادارات

طائرات لادارية [طائرات الأنواء الجوية]

تروبوسفير: الطبقة السفلى من الغلاف الجوي

الأمواج الميكروية [الأمواج فوق القصيرة]

صورة مسترجعة (معاد تسجيلها)

الطائرات الشبح

أجهزة قياس المدى

الجيوڊيسيا: فرع من الرياضيات التطبيقية

يعنى بدراسة شكل الأرض وقياس سطحها

علم رسم الخرائط

عدسة مجمعة - مستقبلة

كاشف ضوئي

راسم الذبذبات

معالج الإشارة

محزئ الحزمة

سرعة الحريان

Techniques for modulating the frequency or amplitude of laser beam

Carrier for television signal

Microwave beams

The television channel occupies a band- width of 10 MHz

The lasers are used for defense against ballistic missiles

Spinning missile

تقنيات تعديل تردد الحزمة الليزرية أو سعتها

حاملات للإشارات التلفزيونية

حزم الأمواج الماكروية

تشغل القناة التلفزيونية عرضاً حزمياً قدره 10 MHz

تستخدم الليزرات في الدفاع ضد الصواريخ باليستية

صاروخ [قذيفة] برمي

أجوبة المسائل

الفصل الأول:

1- $3.91K$ ، 580 mw ، $4 - 138k$ (ب) ، $21\mu m$ ، $8 - 0.796T_E$ ، $10 - 1.4$ ،
 6.0×10^{12} ، 1.4×10^{13} ، H_2 (ب) ، 5.9 ، 25 ، 60 ، meV (ج) ، 27 ، 64 ،
 120 ، N/m .

11- 1110 J (ب) ، 713 J ، $12 - 2.11\text{eV}$.

14- فوق البنفسجية . 15- السيزيوم ، الليثيوم ، الباريوم .

16- λ (ب) ، 544nm ، أخضر ، 172 nm .

20- $2.63m^2$ ، 21 . المصباح تحت أحمر (ب) ، 1.97×10^{20} .

22- 3.10KeV (ب) ، 14.4KeV .

25- 2.87Pm (ب) ، 5.89Pm .

29 . 42.6^0

الفصل الثاني:

1- $1.7 \times 10^{-35}\text{ m}$ ، $2 - 38.8\text{Pm}$ ، 1.24nm (ج) ، 907 .

3- $3.51 \times 10^6\text{ m/s}$ (ب) ، 64.4KV ، $4 -$ النيوترون .

6- 5.5^0 ، $7 -$ (ب) الحزم غير موجودة ، 47^0 .

10- 690mHz ، $11 - 76\mu\text{eV}$.

12- $8.8 \times 10^{-24}\text{ Kg.m/s}$ ، $13 - \lambda/2\pi$.

14- 1900MeV (ب) ، 1.0MeV .

15- 88.3eV ، $16 - 8.74\text{keV}$ (ب) ، $1.01 \times 10^{-22}\text{ Kg.m/s}$ (ج) ،

98.5Pm .

17- $(n-1)$ ، $N = 1,3,5,\dots$ ، $X = NL/2n$.

$$X = NL/n \text{ ، } N = 0,1,2,\dots,n \text{ (ب)}$$

$$-18 \text{ (ب) } 0.0006 \text{ ، (ج) } 0.0003$$

$$-19 \text{ (أ) } 9.2 \times 10^{-6} \text{ ، (ب) } 7.5 \times 10^{-8}$$

$$-20 \text{ } y \cdot 1.1 \times 10^{104}$$

الفصل الثالث:

$$-2 \text{ } 397.0 \text{ nm ، } 410.2 \text{ nm ، } 434.1 \text{ nm ، } 486.1 \text{ nm ، } 656.3 \text{ nm}$$

$$-4 \text{ } 3.4 \text{ eV ، (أ) } n = 5 \rightarrow 3 \text{ ، (ب) سلسلة باشن.}$$

$$-7 \text{ } E_2 = -3.4 \text{ eV ، } 66 \text{ neV ، (أ) } 54.4 \text{ eV ، (ب) } 13.6 \text{ eV}$$

$$-15 \text{ (ب) } n^2 \text{ ، (ج) } n \text{ ، (د) } 1/n \text{ ، (هـ) } 1/n^3 \text{ ، (و) } 1/n \text{ ، (ي) } 1/n^4 \text{ ، (ك) } 1/n^4 \text{ ، (ل) } 1/n^2 \text{ ، (م) } 1/n^2 \text{ ، (ن) } 1/n^2$$

الفصل الرابع:

$$-2 \text{ } \ell = 2 \text{ ، } -3 \text{ } n = 10 : 9.49 \hbar \text{ ، } n = 1 : 0 \text{ ، } n = 100 : 99.5 \hbar \text{ ، } -4 \text{ } 0.346 \text{ T ، (أ) } -5$$

$$7 \text{ ، (ب) } 1.45 \times 10^{-4} \text{ eV ، (ج) } 8.68 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

البرم الإلكتروني:

$$-6 \text{ } 2.9 \times 10^{30} \text{ rad/s ، } -7 \text{ } 3 \text{ ، } -8 \text{ } 3$$

$$1,0,0 + \frac{1}{2}; 1,0,0 - \frac{1}{2}; 2,0,0, + \frac{1}{2};$$

$$2,0,0, - \frac{1}{2}; 2,1,+1, \frac{1}{2}; 2,1,+1, - \frac{1}{2}; \quad -9$$

$$2,1,0, + \frac{1}{2}; 2,1,0, - \frac{1}{2}; 2,1,-1, + \frac{1}{2};$$

$$2,1,-1, - \frac{1}{2}.$$

$$-10 \text{ } 4.18 \text{ eV ، (أ) } -11 \text{ } -13.6 \text{ eV ، (ب) } -3.40 \text{ eV}$$

أطياف الأشعة السينية:

12- (أ) 1.48KeV ، $3.57 \times 10^{17} \text{ Hz}$ ، 0.840nm .

(ب) 5.91KeV ، $1.43 \times 10^{18} \text{ Hz}$ ، 0.210nm .

(ج) 13.3KeV ، $3.21 \times 10^{18} \text{ Hz}$ ، 0.0933 nm .

13- جرمانيوم ($Z = 32$).

الفصل الخامس:

2- $5.90 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$

3- (أ) 0.90 ، (ب) 0.69 ، (ج) صوديوم.

4- (أ) 1.00 ، 0.986 ، 0.500 ، 0.014 ، صفر. (ب) 700K .

5- 5.53eV

6- 65.4KeV

10- 234KeV

12- 201 C^0

14- (أ) $5.86 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ، (ب) 5.51 eV ، (ج) 1390 Km/s ، (د) 524 Pm .

15- (أ) 52.1nm ، (ب) 202 .

16- (أ) 1.5×10^{-6} ، (ب) 1.5×10^{-6} .

18- (أ) $50 \times 10^3 \text{ m}^3$ ، (ب) 1.7×10^5 .

19- 46nm

20- عازل لا -

شبه موصل خارجي واهب n

شبه موصل داخلي لا -

موصل لا -

موصل لا -

شبه موصل خارجي متقبل p

21- (أ) 0.74eV فوقها ، (ب) 5.6×10^{-7} .

22- $20\text{G}\Omega$ ، 90Ω ، 1.1eV (23) ، لا

24- (أ) 230nm ، (ب) فوق البنفسجي ، (25) معتمدة .

الفصل السادس:

10000K -3 (أ) لا يوجد، (ب) 51.1J .

4.74Km -5

الفصل الثامن: أنواع الليزر

1- (أ) $24 \times 10^{-3}\text{J}$ ، $15 \times 10^{19}\text{eV}$ ، (ب) $3.13 \times 10^{-20}\text{J}$ ، 0.195eV .

2- (أ) $7.20 \times 10^{-9}\text{J}$ ، 4.49eV ، (ب) 27nm ، البنفسجي. $2 \times 10^{16}/\text{s}$ -3

4.78×10^{15} فوتون، -5

الفصل التاسع:

1- 330Pa ، لا . 2- $1.3 \times 10^7\text{W}/\text{Cm}^2$ ، ...

الفصل العاشر:

3.2×10^7 -1

2- (أ) لا ، لا يحطمه، (ب) $0.11\mu\text{m}$ (ج) 110Km .

المصادر المستخدمة References

1. G. C. Landsberg, *optics, science*, Moscow, 1967, in Russian.
2. O. Svetlo, *principles of lasers*, Mir publishers, Moscow, 1984, in Russian.
3. E. E. Kondelenko, P. A. Korotkof, A. E. Heniak, *hier school*, Kiev, 1984, in Russian.
4. P. Grossa and Dj. Botta, *chemical lasers*, Mir publisher, 1980, in Russian.
5. L. D. Landaw, E. M. Lef shets, *quantum mechanics, science*, Moscow, 1974, in Russian.
6. F. F. Balashof, F. K. Dolinof, *course of general quantum mechanics*, Moscow university, 1982 in Russian.
7. B. I. Stepanof, *lasers today and tomorrow*. Science and technology, Minsk, 1987, in Russian.
8. E. F. Spolsky, *atomic physics, volume 1 & 2, science*, Moscow, 1984, in Russian.
9. D. I. Blohintsef, *basics of quantum mechanics, science*, Moscow, 1983, in Russian.
10. A. A. Sokolov, I. M Ternov and V. Ch. Zhukovskii, *quantum mechanics*. Mir publishers, Moscow, 1984, in English.
11. M. A. Eliashefich, *atomic and molecular spectroscopy*, publishers of state, Moscow, 1962, in Russian.
12. Resnick, Halliday, Krane, *physics, volume 1 & 2*, John wiley & sons, Inc, New York, 1992, in English.
13. Hugh D. Young, *university physics*. Addison-Wesley publishing company. New York, 1992, in English.
14. *Laser material processing*, edited by Leonard Migliore copyright © 1996 by Marcel Dekker Inc. New York.

الليزر في النظرية والتطبيق

تنفيذ - دار الأنيسر

مصراته - الجماهيرية المظمى

هاتف: 614592-614593-51-00218