



كلية العلوم

القسم : الفيزياء

السنة : الثانية

المادة : فيزياء كمومية

المحاضرة : الثالثة / نظري / د. أصف يوسف

{{ مكتبة A to Z }}

مكتبة A to Z : Facebook Group

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية

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



## الفصل الرابع نماذج البناء الذري Atomic Structure Models

### 1- مقدمة:

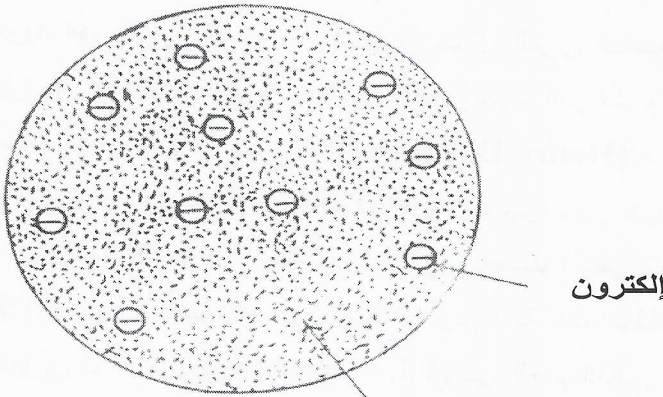
بدأت المحاولات لفهم تركيب المادة منذ القديم وكان العالم دالتون (Dalton) أول من افترض في بداية القرن التاسع عشر (1808م) أن المادة تتكون من وحدات أساسية أو ذرات لا يمكن تقسيمها وأن ذرات العناصر المختلفة تختلف عن بعضها في حين تتماثل ذرات العنصر الواحد. قال العالم بروت (Prout) عام (1815م) بأن ذرات العناصر تتركب من عدد صحيح من ذرات الهيدروجين واعتمد بفرضيته هذه على القيمة الصحيحة للكتلة الذرية للعنصر إذا ما قورنت بالكتلة الذرية للهيدروجين لكن كتلة الكلور الذرية (وهي 35.5) اطاحت بنظرية العالم بروت. استمرت النظرية الذرية في الرسوخ والتطور خلال القرن التاسع عشر حيث ظهرت الكثير من الدلائل التجريبية التي تثبت وجود الذرات والجزيئات. اكتشف العالم الفرنسي هنري بكريل (Henri Becquerel) مع العالمين الفرنسيين أيضاً ماري كوري (Marie Curie) وزوجها بيير كوري (Pierre Curie) عام 1896 ظاهرة النشاط الإشعاعي وحصلوا على ثالث جائزة نوبل عام 1903م تقديراً لجهودهم في اكتشاف ودراسة هذه الظاهرة. واكتشف العالم الإنكليزي تومسون (J.J. Thomson) في العام التالي أول الجسيمات الأولية وأكثرها شهرة وهو الإلكترون. ثم بين بعد ذلك أن جميع الذرات تحتوي على إلكترونات وأن كتلة هذه الإلكترونات صغيرة جداً مقارنة بكتلة الذرة. وبما أن شحنة الإلكترون سالبة فإن الذرة كي تحافظ على تعادلها الكهربائي لا بدّ

وأن تحتوي على شحنة كهربائية موجبة مساوية لشحنة الإلكترونات، لكن توزع هذه الشحنة وكذلك الكتلة داخل النواة بقي مجهولاً.

## 2- نماذج الذرة:

### 2-1- نموذج تومسون:

لقد وضع تومسون في عام (1898م) العام التالي لاكتشاف الإلكترون، أول نموذج لتركيب الذرة، وبالتالي لتوزع الشحنة والكتلة داخل الذرة. فلقد فرض العالم تومسون أن الذرات عبارة عن كرات مصمتة مشحونة إيجابياً بشكل متجانس والإلكترونات تتوزع بشكل منتظم داخل الكرة، وذلك بسبب التناظر فيما بينها، شكل (1). وتكون طاقة الذرة حسب هذا النموذج أقل ما يمكن - أي في حالتها الأولية أو الأرضية - عندما تكون الإلكترونات في مواضع اتزانها، وعندما تثار الذرة باكتسابها طاقة معينة فإن الإلكترونات تهتز أو تتذبذب حول مواضع اتزانها.

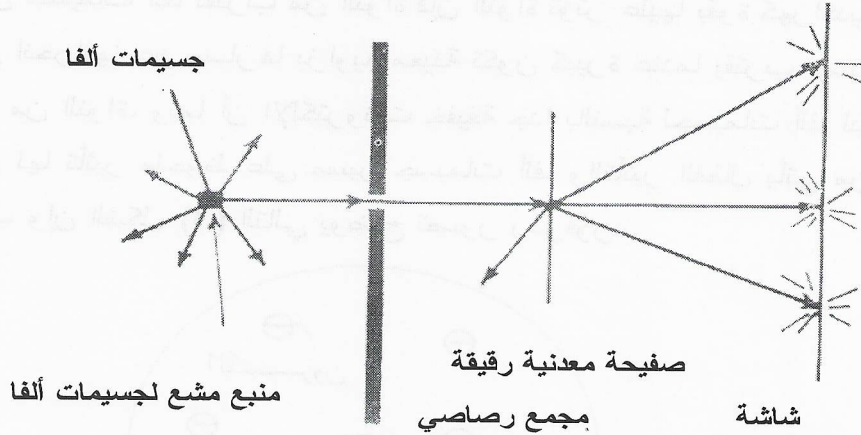


الشكل (1): نموذج تومسون للذرة.  
مادة مشحون إيجابياً  
إلكترون

إن التوزيع المستمر للشحنة الكهربائية الموجبة على جميع حجم الذرة (وقد كان معروفاً أن نصف قطر الذرة في حدود الأنغستروم) يؤدي لجعل المجال الكهربائي لهذه الشحنة صغيراً نسبياً. وتكون القوة التي يؤثر بها هذا المجال على قذيفة مشحونة (جسيمات  $\alpha$  مثلاً) صغيرة ولا تسبب إلا انحرافاً صغيراً في مسارها.

## 2-1- نموذج رذرفورد:

إن التجربة التي قام بها كل من غايغر ومارسدن (Geiger & Marsden) في عام 1911م بناء على اقتراح العالم رذرفورد (Rutherford) أثبتت عكس نموذج العالم تومسون، وبيّنت أن الذرة تتألف من نواة صغيرة تحمل الشحنة الموجبة ويتركز فيها معظم كتلة الذرة ويدور حول هذه النواة الإلكترونات، أي أن الذرة تتألف من فراغ لا تشغل النواة والإلكترونات إلا جزءاً صغيراً من حجمها والتجربة موضحة بالشكل (2).



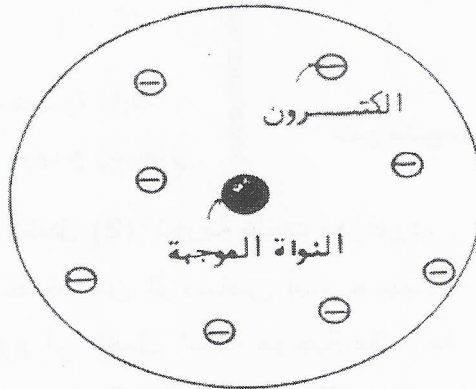
الشكل (2): تجربة تشتت رذرفورد.

حيث يوضع حاجز من الرصاص أمام جسيمات  $\alpha$  (جسيمات  $\alpha$  عبارة عن أنوية الهليوم أي تحمل شحنة موجبة مقدارها  $+2e$ ) المنطلقة من مادة مشعة. ويحوي الحاجز على ثقب صغير لتأمين حزمة ضيقة من



جسيمات  $\alpha$  تسلط على ورقة رقيقة جداً من الذهب ويوضع خلفها حاجز متحرك من (ZnS) يمكن أن يتألق، أي يعطي ومضة ضوئية إذا اصطدمت به جسيمات ألفا ( $\alpha$ ). وقد أثبتت هذه التجربة أن الغالبية العظمى من جسيمات ألفا ( $\alpha$ ) قد اخترقت ورقة الذهب دون أي انحراف وعدداً قليلاً تشتتت بزوايا معينة (انحراف) وقسماً ضئيلاً ارتد بالاتجاه المعاكس تماماً. بما أن جسيمات ألفا ثقيلة نسبياً إذ أن كتلتها أكبر بحوالي (7000) مرة من كتلة الإلكترون وأن سرعتها كبيرة أيضاً فلا بد من أن قوى كبيرة موجودة بالذرات سببت بتشتت جسيمات ألفا وحتى بارتدادها أحياناً.

وعلى هذا الأساس كان تصور رذرفورد للذرة بأنها مكونة من فراغ وأن النواة، التي تحمل الشحنة الإيجابية وتتركز فيها معظم كتلة الذرة والإلكترونات لا يشغلان إلا جزءاً صغيراً من حجم الذرة. وعندما يصدف أن جسيماً من جسيمات ألفا تقترب من النواة فإن النواة تؤثر عليها بقوة كهراستاتيكية تسبب في انحرافها عن مسارها بزوايا معينة تكون كبيرة عندما يقترب جسيم ألفا كثيراً من النواة. وبما أن الإلكترونات خفيفة جداً بالنسبة لجسيمات ألفا لذا فلن يكون لها تأثير ملحوظ على مسار جسيمات ألفا والتأثير الفعال يأتي من النواة فقط، وإن الشكل (3) التالي يوضح تصور رذرفورد.



الشكل (3): نموذج رذرفورد للذرة.

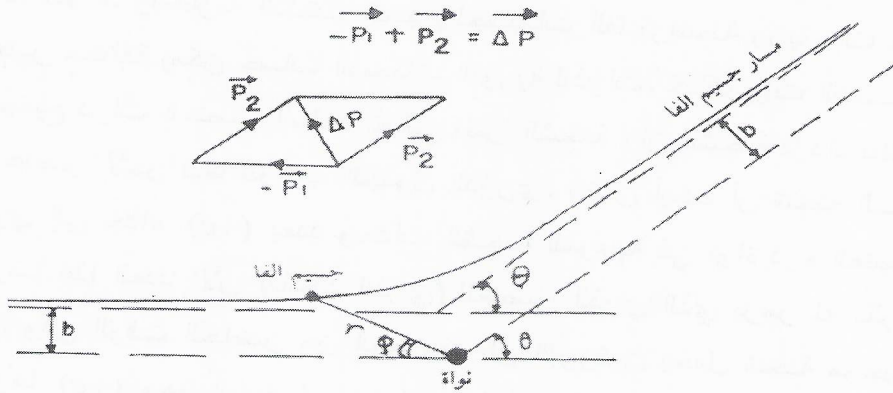
لنقارن الآن قيمة الحقل الكهراكدي في كل من نموذجي تومسون وذرפורد، وإذا أهملنا تأثير الإلكترونات على جسيمات ألفا فإن شدة الحقل الكهراكدي على الذرة (تبعاً لنموذج تومسون) له قيمة عظمية تبلغ  $10^{13} V/m$ . أما شدة الحقل تبعاً لنموذج رذرפורد حيث الشحنة الموجبة تتركز في النواة فقط فتبلغ على السطح  $10^{21} V/m$ . وهكذا نرى أن قيمة شدة الحقل تبعاً لنموذج رذرפורد أكبر بحوالي  $10^8$  مرة من قيمته تبعاً لنموذج تومسون.

لذا فإن هذه القيمة الكبيرة للحقل تبعاً لنموذج رذرפורد يمكنها أن تحرف جسيمات ألفا التي تقترب منها أو حتى تعكسها كلياً. وقد بينت التجارب أن انحراف جسيمات ألفا التي تسير قريباً من النواة يتغير تبعاً لقيمة شحنة النواة. وبمقارنة التشتت النسبي لجسيمات ألفا بواسطة وريقات من عناصر مختلفة يمكن حساب الشحنات النووية للذرات. كذلك بينت التجارب أن جميع ذرات العنصر الواحد تعطي نفس الشحنة وأن الشحنة تزداد بانتظام من عنصر لآخر تبعاً لترتيب الجدول الدوري. وتبين أيضاً أن شحنة الذرة تساوي إلى جداء (+e) بعدد وحدات الشحنة الموجبة في نواة ذرة العنصر، ويعرف هذا العدد الآن (بالعدد الذري) للعنصر الذري الذي يرمز له بالرمز (z). وفي الوقت الحاضر من المعروف أن البروتون يحمل شحنة موجبة مقدارها (+e) وهو المسؤول عن شحنة النواة ولذا فإن عدد البروتونات في النواة يساوي العدد الذري لعنصر ما.

## 2-2-1- تشتت جسيمات ألفا:

لقد افترض العالم رذرפורد أن الإلكترونات لا تؤثر على جسيمات ألفا وذلك لصغر كتلتها مقارنة مع كتلة جسيمات ألفا (كتلة جسيما ألفا  $\alpha$  أكبر بحوالي 7000 مرة من كتلة الإلكترون). وافترض كذلك أن كتلة نواة

الرقاقة المعدنية أكبر كثيراً من كتلة جسيم ألفا وبالتالي فإن النواة لا تغير مكانها بسبب التصادم وأن جسيم ألفا والنواة صغيرة الحجم ويمكن معالجتها على أساس أنها جسيمات نقطية. إن التفاعل الكهروستاتيكي (الكهرايدي) هو التفاعل الوحيد بينهما، وتتناسب قوة التنافر بين جسيم ألفا (شحنته  $+2e$ ) والنواة (شحنتها  $+ze$ ) تناسباً عكسياً مع مربع المسافة اللحظية بينهما. ويكون مسار جسيمات ألفا على صورة قطع زائد تقع النواة في محرقه الخارجي. ويوضح الشكل (4) تشتت جسيم ألفا (كتلته  $m$ ) بتفاعله مع النواة (كتلتها  $M$ ). ويمكن استخدام الإحداثيات القطبية  $(\varphi, r)$  لوصف مسار حركة جسيمات ألفا حيث يمكن اعتبار أن النواة الساكنة كنقطة أصل لمحاور القياس.



الشكل ( 4 ) : تشتت جسيم ألفا بتفاعله مع نواة الذرة.

عندما يكون جسيم ألفا بعيداً جداً عن النواة فتكون قوة التنافر بينهما معدومة وتكون سرعته ثابتة مقداراً واتجهاً. يتحرك بالتالي في خط مستقيم [انظر الشكل (4)]. ويعرف وسيط الصدم ( $b$ ) بأنه أصغر مسافة يقتربها جسيم ألفا من النواة في حال عدم تنافره معها (أي إذا ما استمر بحركته بخط

مستقيم). أما زاوية التشتت ( $\theta$ ) فهي الزاوية المحصورة بين خط الاقتراب من النواة الثابت الاتجاه - قبل تفاعلها معاً - وخط الابتعاد عن النواة في خط مستقيم بعد نهاية التفاعل. ويمكن استخدام الميكانيك الكلاسيكي لإثبات أن العلاقة بين زاوية التشتت ( $\theta$ ) ووسيط الصدم يمكن أن تكتب على الشكل الآتي:

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = \left(\frac{mv^2}{2KZe^2}\right).b \quad (1)$$

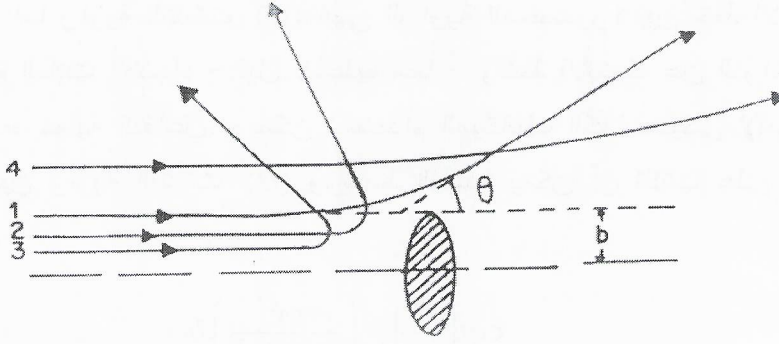
حيث  $K = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)$  ثابت كولون.

وبدلالة طاقة حركة جسيمات ألفا ( $T = mv^2/2$ ) تصبح العلاقة السابقة على الشكل التالي:

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{T}{KZe^2}.b \quad (2)$$

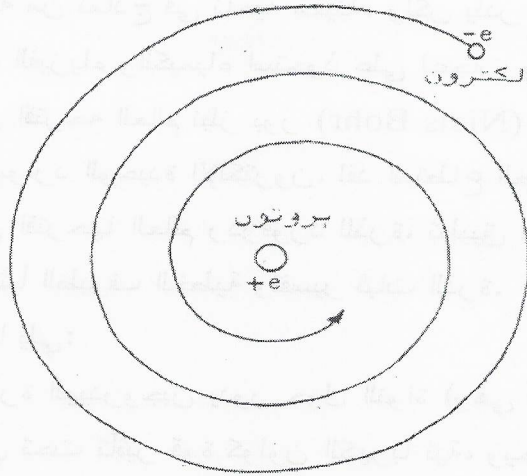
عندما تكون طاقة جسيمات ألفا ثابتة وعند استخدام نفس الرقاقة المعدنية أي نفس ( $Z$ ) فإن الجسيمات التي يكون وسيط صدمها ( $b$ ) تكون زاوية تشتتها ( $\theta$ ) معطاة بالمعادلة السابقة (مثل جسيم 1 في الشكل 5). أما بالنسبة للجسيمات التي يكون وسيط صدمها أقل من ( $b$ ) (مثل جسيم 2 وجسيم 3 في الشكل 5) فإن زاوية تشتتها تكون أكبر من ( $\theta$ ). ويمكن بالتالي القول بأن جميع الجسيمات التي يكون وسيط صدمها بين الصفر و ( $b$ ) تكون زاوية تشتتها مساوية للزاوية ( $\theta$ ) أو أكبر منها. أما الجسيمات التي يكون وسيط صدمها أكبر من ( $b$ ) (مثل جسيم 4) فإن زاوية تشتتها أصغر من الزاوية ( $\theta$ ) المعطاة بالمعادلة (2).





الشكل (5): تعلق زاوية التشتت بمسار الجسيمات.

إن نموذج رذرفورد أفضل من نموذج تومسون لأن توزيع الشحنة الموجبة والسالبة فيه يتفق مع التشتت الملاحظ تجريبياً لجسيمات ألفا، ولكن رغم ذلك فقد صادف هذا النموذج أيضاً بعض الصعوبات الكبيرة. فالإلكترونات يستحيل عدها ثابتة وذلك لأن اختلاف شحنة الإلكترون عن شحنة النواة يؤدي إلى سقوطه عليها. من ناحية ثانية إذا قبلنا بأن الإلكترونات تتحرك حول النواة برزت الصعوبة التالية: عندما يخضع جسيم مشحون كهربائياً إلى تسارع فهو يصدر أو يشع طاقة. فإذا تصورنا أن الإلكترونات تتحرك حول النواة فهي تخضع إلى تسارعات مركزية وتبعاً لمبادئ النظرية الكهربية فالإلكترونات لابد وأن تشع أو تصدر طاقة. والمصدر الوحيد لهذه التغذية المستمرة من الطاقة هي الذرة ذاتها ونتيجة لذلك فإن الإلكترون لا بد وأن يتخذ مساراً حلزونياً يسقط في نهايته على النواة شكل (6) وتتخرب الذرة. وبما أنه ليس لدينا أي دليل يشير إلى أن الذرات تتخرب فنحن مضطرون إلى الاستنتاج بأن نموذج رذرفورد ليس النموذج النهائي للذرة.



الشكل (6).

لم تكن المشاكل التي عالجتها البنية الذرية مقصورة على توزيع الإلكترونات والنواة في الذرة وإنما كان لا بد من معرفة كيف يمكن للذرة أن تشكل خطوطاً طيفية منفصلة.

ما كان تومسون ولا رذرفورد بقادرين على حل هذه المشكلة بصورة ملائمة. ولعل أول إسهام هام في هذا الشأن هو الذي قام به العالم كونوي (Conway) عام (1907) حيث حاول للمرة الأولى شرح هذه الظاهرة بالاعتماد على المفاهيم الكوانتية. لقد استنتج كونوي دون الاستعانة بنموذج ذري، أن الذرة تشكل خطوطاً طيفية بحيث لا تشكل في الوقت الواحد أكثر من خط واحد ولذا فإن الطيف الكامل في رأيه ينتج عن عدد كبير للغاية من الذرات التي تحتوي كل منها إلكترونات واحداً في سوية متحرضة.

## 2-3- نموذج بور في البناء الذري:

كما هو الحال في أي مجال من مجالات الفيزياء والكيمياء فإن نماذج نظرية عديدة افترضت لبنية الذرة والعدد بكل تأكيد في ازدياد. وكل نموذج

يفوق عادة ما سبقه من نماذج في ناحية معينة، ولكن يندر أن نموذجاً في أي مجال من مجالات الفيزياء والكيمياء استحوذ على إعجاب واعتراف العلماء بقدر النموذج الذي اقترحه العالم نيلز بور (Niels Bohr) عام 1913م لذرة الهيدروجين أو الشوارد الوحيدة الإلكترون. لقد استطاع العالم بور، بالإعتماد على الصورة التي اقترحها العالم رذرفورد للذرة، تطبيق مفاهيم النظرية الكوانتية لشرح منشأ الطيوف الخطية وتفسير ثبات الذرة.

لقد افترض بور ما يلي:

1- إن إلكترون ذرة الهيدروجين يدور حول النواة (وهي بروتون) في مدار (مسار) دائري تحت تأثير قوة كولون الكهربائية، ويحقق الإلكترون في دورانه قوانين الميكانيك الكلاسيكي (قوانين نيوتن).

2- يمكن للإلكترون أن يتواجد في مسارات دائرية معينة فقط تجعل قيمة اندفاعه الزاوي  $L$  مساوية لأحد مضاعفات  $\hbar$ . أي أن كمية حركة الإلكترون الزاوية تعطى بالعلاقة التالية:

$$L = mvr = n\hbar \quad (3)$$

حيث  $n$  عدد صحيح أي  $n = 1, 2, 3, \dots$ .

إن هذا الشرط عبارة عن قيد على كمية حركة الإلكترون وسوف نجد أن هذا يؤدي لتكميم طاقة الإلكترون.

3- تكون طاقة الإلكترون في مداره المسموح مقداراً ثابتاً، هذا يعني أن الإلكترون في أثناء دورانه حول النواة لا يصدر إشعاعاً كهربطيسياً. وهذا يعني أن الإلكترون لا يحقق بعض قوانين النظرية الكهربائية وعلى الخصوص ذلك القانون الذي يفترض أن الجسيمات المشحونة المتسارعة تصدر إشعاعاً كهربطيسياً يتناسب مع مربع تسارعها.

4- يمكن أن تتغير طاقة الإلكترون عند انتقاله من مدار مسموح لآخر. فإذا كان الإلكترون في مدار طاقته  $E_i$  ثم انتقل لمدار طاقته  $E_f$  فإن

الإلكترون يصدر إشعاعاً كهربائياً أو فوتون يعطى تردده بالعلاقة التالية:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_i - E_f}{h} \quad (4)$$

وبلاحظ هنا أن هذه العلاقة هي في الحقيقة علاقة أينشتاين التي افترض فيها أن طاقة الفوتون تتناسب مع تردده ويمثل  $\Delta E$  طاقة الفوتون الصادر.

يلتزم أن فرضيات بور هي عبارة عن مزيج من الفيزياء الكلاسيكية (قوانين نيوتن وكولون) والفيزياء الكمية (الفوتون وتكميم كمية الحركة الزاوية). وسوف نستخدم هذه الفرضيات وكما فعل بور للحصول على طاقة الإلكترون في مداراته المختلفة وتفسير طيف ذرة الهيدروجين.

نفرض أن كتلة الإلكترون ( $m$ ) وشحنه ( $e$ ) بينما كتلة النواة ( $M$ ) وشحنتها ( $+Ze$ ). ونفرض أيضاً للسهولة أن النواة ساكنة لا تتحرك لأن كتلتها كبيرة مقارنة مع كتلة الإلكترون. إن قانون كولون يعطي قوة التجاذب الكهرا كدي بين البروتون والإلكترون على الشكل التالي:

$$F_1 = K \frac{(Ze)e}{r^2} \quad (5)$$

حيث ( $K$ ) ثابت كولون، وقد اعتبر كل من النواة والإلكترون شحنة نقطية. وتكون قوة الطرد المركزي المؤثرة على الإلكترون هي على الشكل التالي:

$$F_2 = ma = m \frac{v^2}{r} = m r \omega^2 \quad (6)$$

حيث ( $v$ ) هي السرعة الخطية و ( $\omega$ ) السرعة الزاوية للإلكترون على مساره الدائري. وفي حالة استقرار الذرة يكون:

$$m \frac{v^2}{r} = K \frac{Ze^2}{r^2} \quad (7)$$

ويمكننا الحصول من هذه العلاقة على نصف قطر المسار:

$$r = K \frac{Ze^2}{mv^2} \quad (8)$$



الآن من المعادلتين (3) و (7) يمكننا الحصول على الآتي:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{K m Z e^2} \quad (9)$$

وتكون السرعة الخطية ( $v$ ) من العلاقة (3) على الشكل:

$$v = \frac{n \hbar}{m r} = K \frac{Z e^2}{n \hbar} \quad (10)$$

وبالتالي نحصل على طاقة حركة الإلكترون بالشكل التالي:

$$T = \frac{1}{2} m V^2 = \frac{1}{2} m \left( K \frac{Z e^2}{n \hbar} \right)^2 = \frac{m}{2} \left( K \frac{Z e^2}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{n^2} \quad (11)$$

وعلى افتراض أن طاقة الإلكترون الكامنة تكون معدومة عندما يكون الإلكترون بعيداً جداً عن النواة فيمكن حساب طاقة الإلكترون الكامنة على بعد ( $r$ ) من النواة بتكامل عمل قوة كولون بإزاحة الإلكترون من لانهاية ( $\infty$ ) ولغاية الموضع ( $r$ ) وتكون الطاقة الكامنة ( $V$ ) على الشكل التالي:

$$V = -K \int_r^{\infty} \frac{Z e^2}{r^2} dr = -K \frac{Z e^2}{r} \quad (12)$$

والطاقة الكامنة سالبة لأن قوة كولون هي قوة تجاذب.

أما بالنسبة لنصف قطر المسار في ذرة الهيدروجين حيث ( $Z = 1$ ) ومن أجل المدار الأول حيث ( $n = 1$ ) نجد أن:

$$r = r_0 = \frac{\hbar^2}{K m e^2} = \frac{4 \pi \epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} = 0,53 \cdot 10^{-10} m = 0,53 \text{ \AA}$$

يدعى ( $r_0$ ) بنصف القطر الأول لبور. ويمكننا أن نضع  $r_n$  بدلالة  $r_0$  كما يلي:

$$r_n = r_0 \frac{n^2}{Z} \quad (13)$$

أما عبارة الطاقة الكلية للإلكترون فيمكن الحصول عليها من التذكر بأن

الطاقة الكلية تساوي إلى مجموع الطاقتين الكامنة والحركية أي:

$$E = T + V = \frac{1}{2}mv^2 - K \frac{Ze^2}{r} = \frac{m}{2} \left( \frac{Ze^2 K}{\hbar n} \right)^2 - m \left( \frac{Ze^2 K}{\hbar n} \right)^2$$

$$\Rightarrow E_n = -\frac{m}{2} \left( \frac{Ze^2 K}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} \quad (14)$$

أما بالنسبة للسرعة الزاوية للإلكترون على مداره فتحسب كما يلي:

$$\omega = \frac{v}{r} = \left( \frac{KZe^2}{n\hbar} \right) \left( \frac{KmZe^2}{n^2\hbar^2} \right)$$

$$\omega = \frac{me^4 K^2}{\hbar^3} \frac{Z^2}{n^3} \quad (15)$$

يلاحظ من المعادلة (14) أن الطاقة الكلية للإلكترون تأخذ قيمة محدودة فقط تبعاً لقيمة الثابت  $(n)$  الذي هو العدد الكوانتي الرئيسي، ويمكن توضيح طاقة المنظومة (المكونة من ارتباط إلكترون بروتون) من خلال ما يعرف بمخطط سويات الطاقة له. ويلاحظ من المعادلة السابقة أن الطاقة تتناسب عكسياً مع مربع العدد  $(n)$  وتتعدم الطاقة بالتالي  $(E=0)$  عندما يكون  $(n=\infty)$ . وفي الحقيقة فإن مستوى الطاقة الصفرية هذا يفصل بين حالات الطاقة المستقرة للمنظومة (حالات تكون طاقتها سالبة) والحالات التي ينفصل فيها الإلكترون عن البروتون (حالات تكون طاقتها موجبة) ويعدُّ الإلكترون حرّاً في هذه الحالات. ويمكن حساب حالات المنظومة المستقرة بوضع  $(n=1, 2, 3, \dots)$  في المعادلة (14). وللحصول على مخطط مستويات الطاقة يُرسم أولاً خط أفقي يمثل حالة الطاقة الصفرية ثم ترسم أسفل هذا الخط خطوط أفقية موازية وعلى بعد يتناسب مع طاقة الحالات. فمثلاً عندما  $(n=1)$  وبوضع  $(n=1)$  و  $(z=1)$  نجد أن الطاقة تساوي:

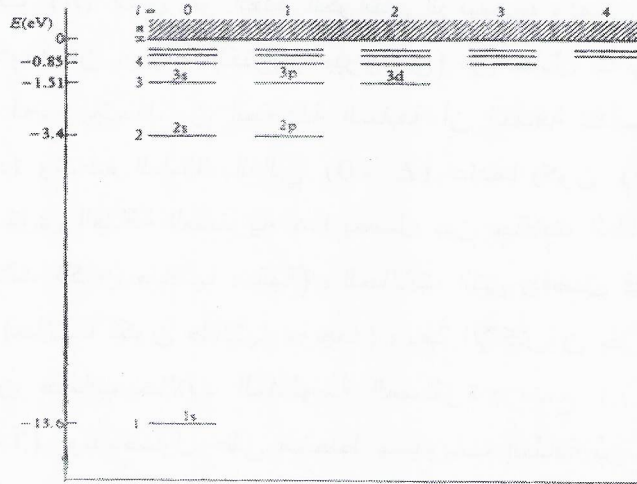
$$E = -\frac{13,6}{1} = -13,6eV$$

ويمكن بالتالي تمثيل هذه العلاقة بخط أفقي أسفل مستوى حالة الطاقة

الصفريّة وعلى بعد  $(13,6 \text{ cm})$  (مثلاً) منه. وفي حالة المستوى الثاني  $(n = 2)$  يكون لدينا:

$$E = -\frac{13,6}{4} = -3,4 \text{ eV}$$

ويمكن تمثيله أيضاً بخط أفقي أسفل مستوى الطاقة الصفريّة وعلى بعد  $(3,4 \text{ cm})$  منه، وهكذا يمكننا الحصول على مخطط مستويات المنظومة كما في الشكل (7) ويتواجد الإلكترون في الحالة الطبيعة في المستوى الذي يجعل طاقة المنظومة أقل ما يمكن أي في المستوى  $(n = 1)$  ويعرف هذا المستوى أو الحالة بالحالة الأولية أو حاله الأرضيه للمنظومه. أما الحالات الأخرى والتي يكون لها  $(n > 1)$  فهي حالات مثارة.



الشكل (7): منظم مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين حسب نموذج بور.

### 2-3-1- طاقة تشرد ذرة الهيدروجين:

عندما تمتص الذرة طاقة من الخارج تزداد طاقة الإلكترون وينتقل

إلى مدار أعلى، وفي حال كون هذه الطاقة كافية فإن بإمكان الإلكترون أن ينتقل إلى مدار خارج الذرة ويصبح إلكترونًا حرًا ونحصل بذلك على ذرة متشردة.

تحسب طاقة ذرة الهيدروجين في السويات المختلفة من العلاقة (14)

أي:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} eV$$

حيث بدلنا عن  $(Z=1)$  و  $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ .

نلاحظ أنه من أجل  $(n=1)$  يكون  $(E = -13,6eV)$  أي أن طاقة الذرة عندما تكون في الحالة الأرضية (السوية الأرضية) تساوي إلى  $(-13,6eV)$  وعندما تكون في سوية أعلى أي  $(n=2)$  تكون طاقتها  $E$  مساوية إلى  $(-3,4eV)$ .

إذا أردنا أن ننقل الإلكترون من السوية الأرضية إلى السوية الأولى (السوية المحرصة الأولى) يجب أن نعطي للإلكترون طاقة مقدارها:

$$E_2 - E_1 = -3,4eV + 13,6eV = 10,2eV$$

لكننا إذا أردنا تشرد ذرة الهيدروجين يجب إبعاد الإلكترون عن الذرة إلى لانهاية بحيث تصبح طاقة ارتباطه بالذرة مساوية للصفر أي  $(E_\infty = 0)$ ، أي يجب علينا إعطاء الإلكترون طاقة مقدارها:

$$\Delta E = E_\infty - E_1 = 0eV + 13,6eV = 13,6eV$$

وهي عبارة عن طاقة تشرد ذرة الهيدروجين. انظر الشكل (7).

## 2-3-2- تفسير طيف ذرة الهيدروجين:

يمكن الآن استخدام العلاقة (14) والفرض الرابع لبور لتفسير طيف

ذرة الهيدروجين. فإذا كان الإلكترون في الحالة  $(E_i)$  ثم انتقل للحالة  $(E_f)$



فيكون تردد الإشعاع الصادر هو:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} = \frac{m}{2h} \left( \frac{Ze^2 K}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (16)$$

$$\nu = \frac{me^4 Z^2 K^2}{4\pi\hbar^3} \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

وبدلالة العدد الموجي ( $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ) يكون:

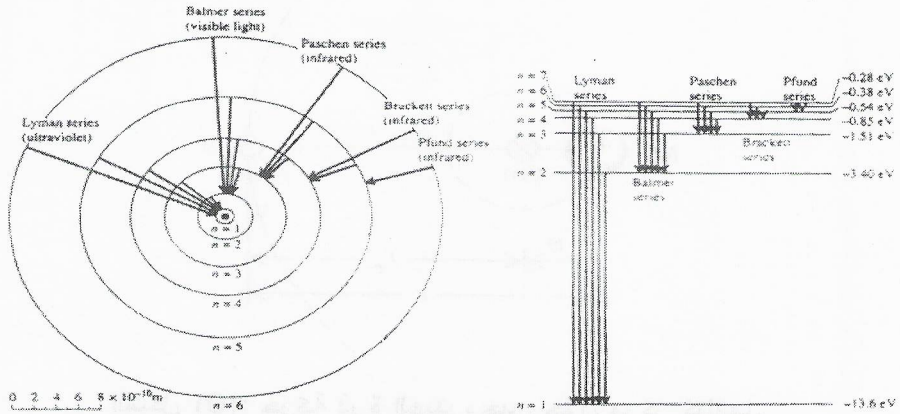
$$\bar{\nu} = \frac{me^4 K^2}{4\pi\hbar^3 c} Z^2 \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = R_\infty Z^2 \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (17)$$

حيث:

$$R_\infty = \frac{me^4 K^2}{4\pi\hbar^3 c} \quad (18)$$

وفي حالة ذرة الهيدروجين يكون ( $z=1$ )، وبالتالي فالمعادلة (17) هي معادلة بالمر من أجل ( $n_f=2$ ) و ( $n_i=3, 4, 5, \dots$ ) وكذلك عندما ( $R_H = R_\infty = R$ ) (ثابت رايدبرغ)، ونحصل على السلسلة الطيفية لذرة الهيدروجين كما يلي:

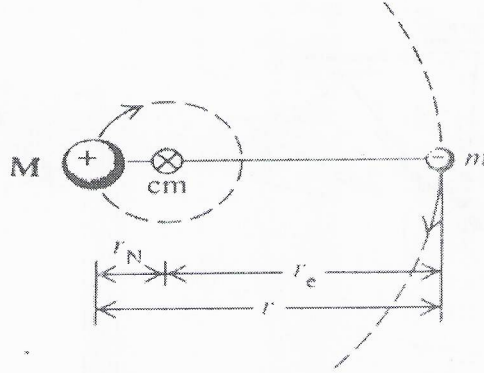
- $n_i > n_f$  دائماً لأن  $\bar{\nu}$  هو موجب دوماً وبالتالي يكون لدينا:
- (1)  $n_f=1$  فإن ( $n_i=2, 4, 5, \dots$ ) ونحصل على سلسلة ليمان.
  - (2)  $n_f=2$  فإن ( $n_i=3, 4, 5, \dots$ ) ونحصل على سلسلة بالمر.
  - (3)  $n_f=3$  فإن ( $n_i=4, 5, 6, \dots$ ) ونحصل على سلسلة باشن.
  - (4)  $n_f=4$  فإن ( $n_i=5, 6, 7, \dots$ ) ونحصل على سلسلة براكيت.
  - (5)  $n_f=5$  فإن ( $n_i=6, 7, 8, \dots$ ) ونحصل على سلسلة بفوند.
- انظر الشكل (8).



الشكل (8): بعض التحولات بين مستويات الطاقة والتي تؤدي إلى نشوء السلاسل الطيفية لذرة الهيدروجين.

والثابت  $(R_H = R_\infty = R)$  المحسوب من العلاقة (18) يساوي إلى  $(109737 \text{ cm}^{-1})$  وهي قيمة تتفق بشكل جيد مع القيمة التجريبية  $(109677,58 \text{ cm}^{-1})$ . إن هذا الاتفاق الرائع بين القيمة النظرية لثابت رايدبرغ وقيمتة التجريبية يعتبر نصراً حاسماً لنظرية بور.

يمكن زيادة الإتفاق بين قيمتي  $(R)$  النظرية والتجريبية إذا أخذنا بعين الاعتبار حركة النواة أيضاً، تلك الحركة التي كنا نهملها لاعتبارنا أن كتلة النواة كبيرة بالنسبة لكتلة الإلكترون. وعند توخي الدقة يكن فقط إهمال حركة النواة واعتبارها واقعة في مركز الذرة إذا كانت - أي النواة - كبيرة للغاية أو لانهاية بالنسبة لكتلة الإلكترون. لكن من أجل نواة ذات كتلة محددة  $(M)$  لا بد من أخذ حركتها وحركة الإلكترون بعين الاعتبار حول مركز لا يقع في النواة كما يظهر ذلك الشكل (9).



الشكل (9): حركة ذرة الهيدروجين حول مركز كتلتها.

وتستبدل عندئذ ( $m$ ) في العلاقة (18) بالكتلة المختزلة للجملة حيث يكون:

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \quad (19)$$

وبالتالي يصبح ثابت ريدبرغ معطى بالعلاقة التالية:

$$R = \frac{K^2 e^4 \mu}{4\pi\hbar^3 c}$$

أو بالشكل:

$$R = \frac{K^2 e^4 m}{4\pi\hbar^3 c} \cdot \frac{M}{m+M} \quad (20)$$

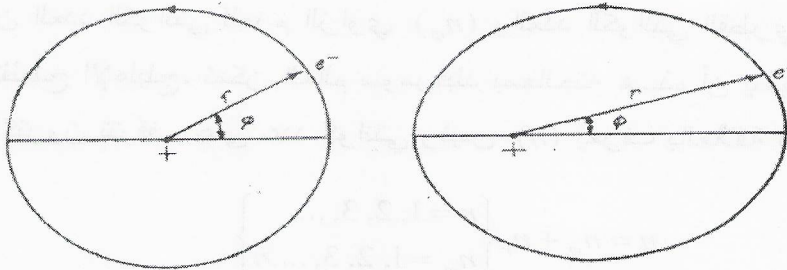
وباستخدام العلاقة السابقة نجد أن قيمة ( $R$ ) تساوي إلى  $(109681 \text{ cm}^{-1})$  وهي على اتفاق أفضل مع قيمة ( $R$ ) التجريبية المعطاة سابقاً.

### 3- تعديل نظرية بور:

لقد صادفت نظرية بور نجاحات كثيرة مثل حسابها لتواترات الخطوط الطيفية في ذرة الهيدروجين أو الشوارد الوحيدة الإلكترون، ولكنها في نفس الوقت صادفت بعض الصعوبات التي كانت إحداها تفسير البنية

الدقيقة للخطوط الطيفية السابقة. لقد فسرت نظرية بور سبب وجود الخطوط المختلفة ولكنها تنبأت فتت بوجود خطوط مفردة كما كان يلاحظ في تلك الأيام. ولكن مع تطور الأجهزة إن بعض الخطوط التي كانت تظهر في القديم مفردة هي في الواقع مجموعة من خطوط متقاربة جداً من بعضها البعض. هذا يعني أن هناك حالات يكون فيها لكل عدد كوانتي ( $n$ ) سويتان أو أكثر من سويات الطاقة القريبة من بعضها بدلاً من وجود سووية طاقة مفردة. وبكلام آخر يتطلب تفسير هذه الخطوط المتقاربة وجود أعداد كوانتية جديدة وليس في نظرية بور مجال أو طريقة مباشرة للحصول عليها.

لقد حُلّت هذه المشكلة جزئياً على يدي العالم سومرفيلد (Sommerfield) الذي اقترح وجود المدارات الإهليلجية ودرس حركة الإلكترونات عليها دراسة مفصلة. لقد أشار العالم بور في نظريته إلى إمكانية وجود مدارات إهليلجية ولكن دون أن يهتم بدراستها. ففي حالة مدار دائري للإلكترون تكون الإحداثية الوحيدة التي تتغير هي زاوية الدوران ( $\phi$ ) بينما في حالة مدار إهليلجي يتغير كل من ( $\phi$ ) والبعد ( $r$ ) كما يظهر في الشكل (10).



الشكل (10): تأثير مدار إهليلجي على المتحولين ( $r$ ) و ( $\phi$ ).

إن وجود درجتَي الحرية هاتين (أي  $\phi$  و  $r$ ) يجعل من الممكن نشوء شرطين كوانتيين. وبغية تطبيق القيود الكوانتية على كل من الدرجتين



عمم العالم سومرفيلد الشرط الكوانتي الذي أخذ به العالم بور (وهو  $L = n\hbar$ ) بالشرط التالي:

$$\int p_i dp_i = n_i h \quad (21)$$

حيث يمثل  $(p_i)$  العزم المقابل للحركة باستخدام إحداثية معينة  $(q_i)$  مثل  $(\varphi)$  و  $(r)$  ويمثل  $(n_i)$  عدد كوانتي. يمكن باستعمال المتحولين  $(\varphi)$  و  $(r)$  كتابة الشرط السابق بالشكل:

$$\int p_r dr = n_r h \quad (22)$$

$$\int L \cdot d\varphi = n_\varphi h \quad (23)$$

حيث يؤخذ التكامل لدورة كاملة من الحركة. وبما أن العزم الزاوي  $(L)$  لجملة معزولة ثابت فإن تكامل العزم الزاوي يعطي نفس النتيجة التي حصل عليها العالم بور أي:

$$L = n_\varphi \hbar \quad (24)$$

حيث يعرف العدد الكوانتي  $(n_\varphi)$  بالعدد الكوانتي السمتي أو بالعدد الكوانتي للعزم الزاوي.

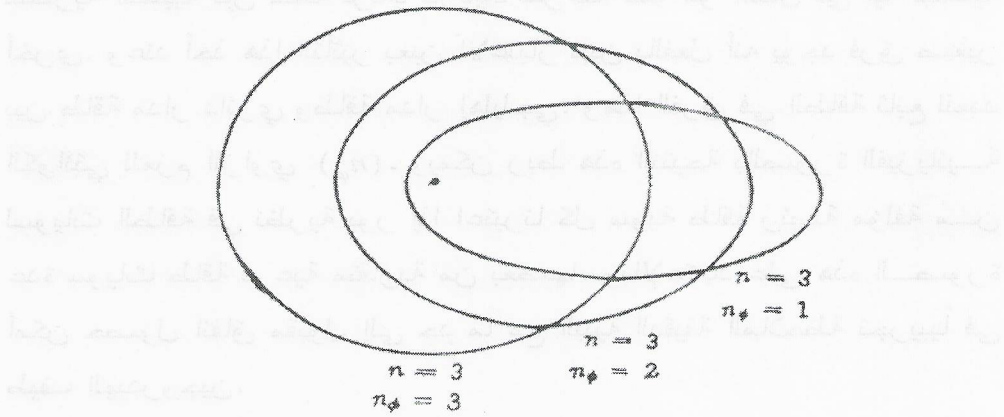
إن التكامل النصف قطري ليس بسهولة التكامل الزاوي والحل يعطي علاقة بين العدد الكوانتي للعزم الزاوي  $(n_\varphi)$  والعدد الكوانتي القطري  $(n_r)$  ومقدار تفلطح الإهليلج. تمكن العالم سومرفيلد بمعالجته هذه أن يظهر أن طاقة الإلكترون تتوقف على عدد كوانتي رئيس  $(n)$  يعرف بالعلاقة التالية:

$$n = n_\varphi + n_r \left\{ \begin{array}{l} n = 1, 2, 3, \dots \\ n_\varphi = 1, 2, 3, \dots, n \end{array} \right\} \quad (25)$$

لقد بين العالم سومرفيلد أن العدد الكوانتي الرئيس  $(n)$  يأخذ أية قيمة صحيحة موجبة مثل العدد الكوانتي الذي استعمله العالم بور، وأن العدد الكوانتي للعزم الزاوي  $(n_\varphi)$  يأخذ القيم من (1) إلى  $(n)$ ، كما بيّن أن

النسبة  $(n/n_\phi)$  تساوي نسبة نصف القطر الكبير للإهليج إلى نصف قطره الصغير.

من أجل  $(n=3)$  مثلاً يكون  $(n_\phi=1, 2, 3)$ . تشير القيمة  $(n_\phi=3)$  إلى مدار دائري و  $(n_\phi=2)$  إلى إهليج و  $(n_\phi=1)$  إلى إهليج أكثر تفلطحاً كما يظهر واضحاً في الشكل (11). أما القيمة  $(n_\phi=0)$  فقد استبعدت على أساس أنها تتطلب أن تكون حركة الإلكترون خطية مارة بالنواة.



الشكل (11): المدارات الممكنة للإلكترون من أجل  $(n=3)$ .

لقد تبين أنه باستعمال العدد الكوانتي الرئيس  $(n)$  المعطى بالعلاقة (25) تنتج نفس علاقة الطاقة التي توصل إليها العالم بور باستعمال عدد  $(n)$  وافترض مدارات دائرية. وهكذا فإن إدخال عدد كوانتي جديد لا يعطي علاقات جديدة للطاقة وإنما يعين عدد المدارات الممكنة من أجل  $(n=1)$  يكون  $(n_\phi=1)$  يوجد مدار واحد دائري الشكل، ومن أجل  $(n_\phi=1, 2)$  يوجد مداران أحدهما دائري الشكل والآخر إهليجي الشكل.

إذا كان يكفي عدد كوانتي واحد لتعيين سويات الطاقة لجملة لها درجتي حرية أو أكثر يقال أن سويات طاقة الجملة متوالدة (Degenerate).

ولكن وجود البنية الدقيقة في طيف الهيدروجين أو طيف الشوارد وحيدة الإلكترون دليل على عدم وجود هذا التوالد. وبكلام آخر لا بد من وجود عدد من كوانتين على الأقل في علاقة الطاقة. وجد العالم سومرفيلد أنه يمكن التخلص من التوالد في نموذج الذري إذا أخذ بعين الاعتبار تغير كتلة الإلكترون بتغير سرعته خلال دورانه حول النواة، فالإلكترون في دورانه حول النواة تتغير سرعته باستمرار وذلك تبعاً لتغير بعده عن النواة، وتبعاً للنظرية النسبية فإن كتلته تزداد بازدياد سرعته كما هو الحال في أية جسمية أخرى. وعند أخذ هذا التأثير بعين الاعتبار تبين بالفعل أنه يوجد فرق صغير بين طاقة مدار دائري وطاقة مدار إهليلجي. وهذا الفرق في الطاقة تابع للعدد الكوانتي للعزم الزاوي ( $n_\phi$ ). ويمكن ربط هذه النتيجة بالصورة الفيزيائية لسويات الطاقة في نظرية بور إذا اعتبرنا كل سوية طاقة رئيسة مؤلفة من عدة سويات طاقة فرعية متقاربة من بعضها. وبالإعتماد على هذه الصورة أمكن حصول اتفاق مقبول إلى حد ما مع البنية الدقيقة الملاحظة تجريبياً في طيف الهيدروجين.

عند وضع ذرات عنصر ما في مجال مغناطيسي خارجي قوي لوحظ أن الخطوط الطيفية التي تعطيها تنتشر إلى عدد أكبر من الخطوط. يعرف هذا المفعول بمفعول زيمان (Zeeman effect). من أجل شرح هذه الظاهرة لا بد من إدخال عدد كوانتي ثالث ( $m$ ) يُعرف بالعدد الكوانتي المغناطيسي. لتحديد مكان الإلكترون في الفراغ نحتاج إلى ثلاث إحداثيات وبالتالي فإن له ثلاث درجات حرية مما يتوجب وجود ثلاثة أعداد كوانتية لتعيين طاقته. فعند عدم وجود مجال مغناطيسي خارجي يمكن لمستوى مدار الإلكترون أن يأخذ أوضاعاً مختلفة اختيارية لها جميعاً نفس الطاقة مما يجعل درجه الحرية الثالثة هذه متوالدة. ولكن في حالة وجود مجال مغناطيسي خارجي فإن مستوى مدار الإلكترون يأخذ اتجاهات محددة بالنسبة لاتجاه

المجال المغناطيسي الخارجى تعيّن قيم  $(m)$  وبالتالي يزول التوالد المذكور. لقد وجد أن المركبة  $(L_z)$  للعزم الزاوي على اتجاه المجال تُعطى بالعلاقة التالية:

$$L_z = m\hbar = m \frac{h}{2\pi} \quad (26)$$

لا يعيننا في هذا المقام تقديم (أو إعطاء) فكرة عن قيم  $(m)$  لأنها تتعلق - كما هو معلوم من حل معادلة شرودينغر لذرة الهيدروجي - بالعدد الكوانتي للعزم الزاوي  $(l)$  الذى يعجز نموذج العالم سومرفيلد عن إعطاء قيمة بشكل صحيح، وإنما يعيننا الآن أولاً شعورنا بالحاجة إلى استعمال ثلاثة أعداد كوانتية لمعرفة طاقة الإلكترون، وثانياً أن كل عدد كوانتي استعمال حتى الآن كان قد أدخل لتفسير الحقائق التجريبية. وحتى في حالة استعمال ثلاثة أعداد كوانتية لم يمكننا تقديم تفسير كامل للطيف الذرية. فمثلاً باستخدام مجال مغناطيسي ضعيف لا يكون تأثير زيمان نظامياً وهذا أمر لا يمكن لنظرية العالم بور وسومرفيلد أن تشرح سببه. يضاف إلى هذا العجز أن هناك نقاطاً أخرى كثيرة يعجز عن تفسيرها نموذج بور الأصلي أو نمودجه المعدل. ومن بين أهم هذه الأمور عدم كفاءة هذا النموذج للتطبيق على الذرات المتعددة الإلكترونات. ويكفي ذلك أيضاً الإشارة إلى أن تطبيق نظرية بور على ذرة بسيطة مثل ذرة الهيليوم كان فاشلاً تماماً كما أن جميع الجهود التي بذلت لفهم الأساس الذي يقوم عليه التصنيف الدوري في ضوء نظرية بور كانت غير ناجحة أيضاً كما أن نموذج العالم بور لم يتعرض لشدة الخطوط الطيفية. يتضح مما سبق أن معالجة العالم بور كانت صحيحة فقط من أجل جملة تحتوي إلكترونات واحداً فقط، لكن هذا الاقتصار على ذرة واحدة غير منطقي، وبالتالي كانت الأمور تقتضي ظهور نظرية أفضل فكانت نظرية الكم الحديثة.