

النماذج الذرية
Atomic Models

الثالث عام / مديريه

د. نبيل جنان بهنام

الفصل الثاني / الجزء الأول

مقدمة :-

كانت فكرة تكون العناصر الكيميائية من ذرات مقبولة عند العلماء القرن التاسع عشر ولكن معلوماتهم عن الذرات نفسها كانت غير واضحة وفي بداية القرن العشرين ثبت بشكل قاطع ان الذرة ليست اصفى وحدة على المادة غير قابلة للتجزئة كما كانا دالتونا قد اعلنت ذلك عام ١٨٥٨. ففي عام ١٨٩٦ اذنتشف نوتسن الاكترون. ثم قام باركر بأجراء تجارب تتعلق بأستطارة الأشعة السينية بالكترونات الفع.

كانا نموذج الذرة ايام نوتسن عبارة عن كرة ماسية الهبة لهذا غير قابلية للتفكك ورغم هذا وفر هذا النموذج أجس جديدة للنظرية الحركية للغازات وعندما كثفت التجارب الطبيعية الحركية للذرات كان لابد انا تتذكر نماذج جديدة للذرة.

ومنا أبرز النماذج الذرية :-

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

① نموذج نوتسن

② نموذج رذرفورد

③ نموذج بور

وستتطرق لها بالتفصيل لاحقاً

التصادم الذري Atomic Collision

على هذا الجذر نهتم بتصادمات الجسيمات وفقاً لقوانين ميكانيكا الكلاسيكية .

- التصادم (الاستطارة) : هو الحرفان الجسيم من مسار حركته الأصلي ، وذلك بسبب تفاعله مع جسيم آخر (المشتتة Scatter) ، كما في الشكل 3.5 و 3.6 .
حيث أن الاستطارة (Scattering) تحدث بواسطة تفاعل Collision بين جسيمين ، فإن نظرية الاستطارة Scattering theory تعرف أيضاً بنظرية التصادم (Collision theory) .

كما يتركز سير عملية الاستطارة (التصادم) مع الزمن على أن الجسيمين المتصادمين بعد ان كان بعضهما البعض بعداً كبيراً ويتحركان باتجاه بعضهما البعض ، والخطوة التالية ، وبسبب اقترابهما من بعضهما فأنهما سوف يتفاعلان مع بعضهما وفي النهاية ينتهزان كل بعضهما على اتجاهات مختلفة كما في

الشكل (3) : التصادم

وقبل التصادم الشاذ الذرية الثلاثة يجب معرفة مفهوم المقطع العرضي التفاضلي $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ والمقطع العرضي التكاملي σ ، وذلك لفهم آلية التفاعل بين الجسيمات وتفسير التصادم غير المستوي الذري

(2)

Integral and Differential cross Sections

المقطع العرضي التفاضلي $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ والمقطع العرضي الكلي σ

لتفرض ان لدينا حزمة جسيمات A بكثافة تدفق الجسيمات (particle flux density) $\dot{I}_A = v_A n_A$ التي تنتقل باتجاه من النقطة B بكثافة n_B جميع الجسيمات المبتعدة (المارة)

بالحزمة الحلقية (annular ring) بذهن قطر (b) و عرض db حول النقطة B سوف تتدفق باتجاه $\theta + d\theta/2$

سوف نفرض ان صالات تتأخر هندسي كميائي الشكل (1.0)

$$d\dot{I}_A = \dot{I}_A dA = v_A n_A 2\pi b db$$

فان عدد الجسيمات A المارة خلال وحدة الزمان الثانية يعطى

بالمعادلة السابقة :

$$\dot{I}_A : \text{عدد الجسيمات المارة خلال ثانية واحدة} .$$

$$n_A : \text{سرعة الجسيمات } A$$

لجميع واحد من نقطة B وبالتالي فان نسبة التشتت الكروية لجميع

الجسيمات A الساقطة على الهدف B خلال الثانية بمدى الزاوية $\theta + d\theta/2$ تكون :

$$\frac{d\dot{I}_A(\theta, \phi)}{\dot{I}_A} \cdot \frac{d\phi}{2\pi} = b \frac{db}{d\theta} d\phi \quad \text{--- (11) ---}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحي

جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات

قسم الفيزياء

مهندسة الفيزياء

مهندسة الفيزياء

مهندسة الفيزياء

$$d\Omega = R^2$$

مساحة العنصر $d\Omega$ تكتب بالصفة :

Ω : الزاوية الصلبة Solid Angle .

$$A_0 = R^2 d\Omega = R^2 \sin\theta d\theta d\phi$$

من A_0 والمسافة R من مركز التشتت B ونحصل من
الكسر التالي :

$$\frac{dI_A(\theta, \phi)}{I_A} \frac{d\phi}{2\pi} = b \frac{db}{d\theta} d\theta d\phi \quad (2) \quad (15)$$

الزخم يمر عبر الشريحة $b db d\phi$ من الحلقة كما في
الشكل (1) (2012) .

النسبة الكسرية لجميع الجسيمات الساقطة A المستندة
المستطاة (بواسطة) لكل الذرات B بكثافة n_B

بحجم $V = A \Delta x$ يصبح
بحجم $V = A \Delta x$ يصبح :
 x : طول المادة .

$$\frac{dI_A(\theta, d\Omega)}{I_A} = n_B A \Delta x b \frac{db}{d\theta} d\theta d\phi \quad \text{--- (3) (16)}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

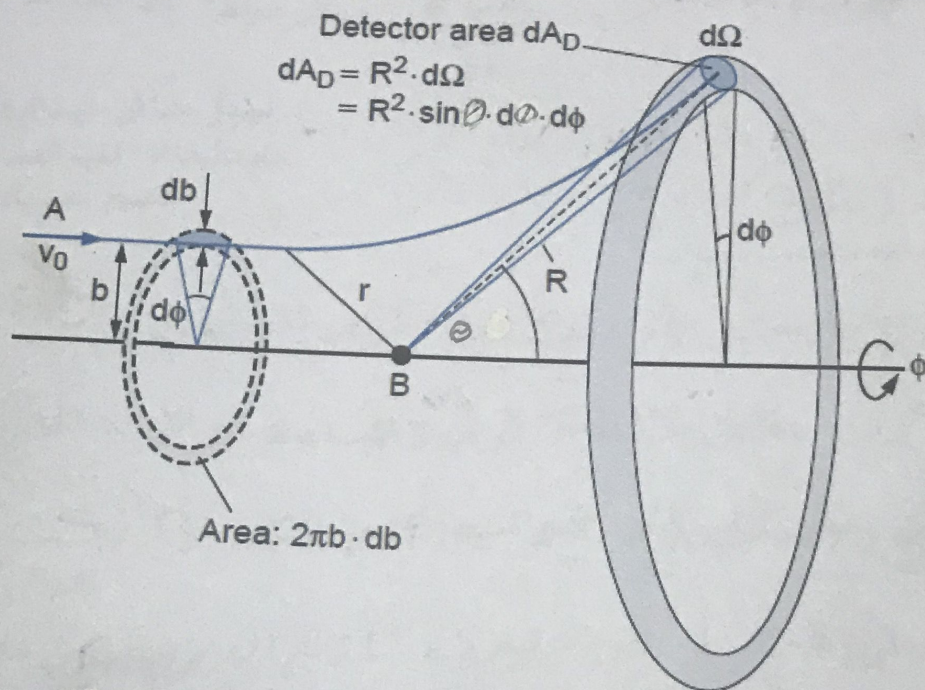


Fig. 1 Relation between impact parameter b , scattering angle θ and differential cross section $d\sigma/d\Omega$

الشكل (١) العلاقة بين عامل التصادم (b)، وزاوية
 الاضطراب (θ) والمقطع العرضي التفاضلي $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ، عندما
 حزمة من الجسيمات A بالقرب من النقطة B .

لمستوى محامي الشك (3.a) والحساب المقطع العرضي الكلي مع

أيضا، اشتق الكسر $\frac{d\dot{I}_A}{\dot{I}_A}$ بطريقة مماثلة.

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

ومن الشكل (3.a) $\frac{d\dot{I}_A}{\dot{I}_A}$

نمزم من الجسيمات A بكثافة فيرمي للجسيمات particle density

$\dot{I} = \frac{dI}{dt}$ تمر لكل ثانية لوحدة المساحة في اتجاه المحور السيني

خلال طبقة بسماكة dx تحتوي جسيمات B بكثافة n_B

كما في الشكل (2.a) حيث يعرف المقطع العرضي التكاملي σ_{int}

لجميع المسارات الناتجة من تشتت الجسيمات الساقطة A

على جسيمات الهدف B التي لها مساحة $(\sigma_{int} = \pi r^2)$ حيث A

(A: الجسيمات الساقطة) سوف تشتتت بواسطة الكبريت الذرات

الانحراف الصغير، و γ نصف القطر.

و حسب هذه المقادير يكون النسبة الكسرية الناتجة

لشدة الجسيمات بزاوية انحراف Θ والمشتتة بواسطة

الكاشف بزاوية صلدة $\Delta\Omega$ $(\Delta\Omega = \sin\theta d\theta d\phi)$

تقلى بالمعادلة $\frac{d\dot{I}_A}{\dot{I}_A} = \frac{d\sigma_{int}}{\sigma_{int}}$

$$\frac{d\vec{I}}{I} = n_B A \Delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega = n_B A \Delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\alpha d\alpha d\phi$$

--- (4)

بناءً على المعادلتين (3) و (4)

$$n_B A \Delta x b \frac{db}{d\Omega} d\alpha d\phi = n_B A \Delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\alpha d\alpha d\phi$$

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} = b \frac{db}{d\Omega} \cdot \frac{1}{\sin\alpha}} \quad \text{--- (5)}$$

المعادلة أعلاه تمثل المقطع العرضي التفاضلي

Notes

* المسار λ : هو المسار الفاصل بين تفاعلين متتاليين لا يحدث بينهما تفاعل.

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

* n كثافة الجسيمات.

س/ اشتق المقطع العرضي التفاضلي $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ بالشرط الدائري و ذكر المعادلات.

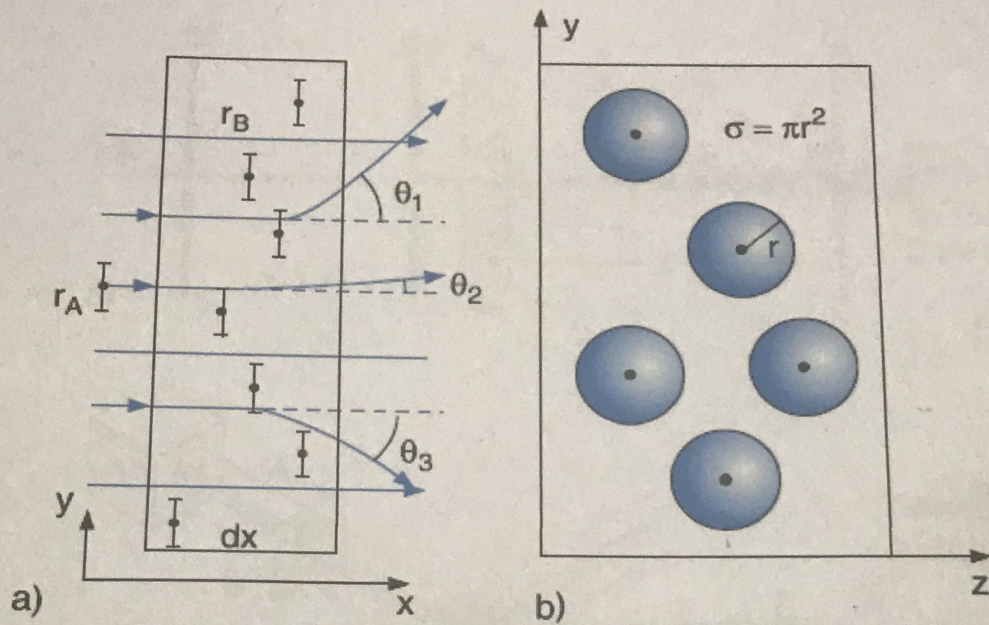


Fig. 2.20. (a) Scattering of atoms A by atoms B with number density n_B in a layer with thickness dx . (b) Illustration of the collision cross section by circles with radius $r = r_A + r_B$

- الشكل (2) يوضح :
- أ - استطاء الذرات A بواسطة الذرات B التي حثتها n_B خلال طبقة صلبة سمكها dx .
- ب - يوضح المقطع العرضي للتصادم بواسطة دوائر نصف قطرها $r = r_A + r_B$.
- r_A : نصف قطر الذرة A
 - r_B : نصف قطر الذرة B

(b)

الفيزياء الذرية / د. نبيل جنان بهنام فتوح

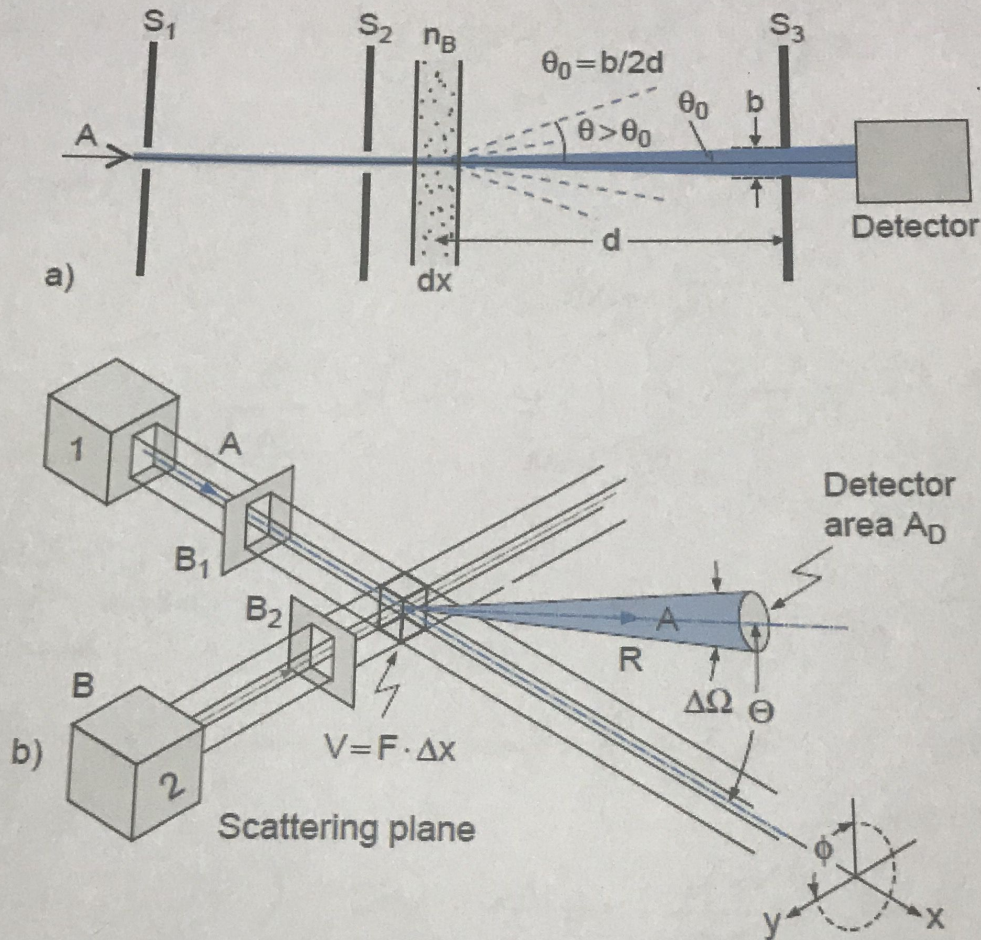


Fig. 3. (a) Measurement of the integral cross section σ .
(b) Measurement of the differential cross section $d\sigma/d\Omega$

الشكل (3) يوضح التجربة العملية لحساب:

a - حساب المقطع العرضي التكاملي

b - حساب المقطع العرضي التفاضلي

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

(7)

المقطع العرضي التكاملية (Integral Cross Section) يمثل

تقابل $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ مع الزاوية العلة $d\Omega$ ، حيث حدود

التكامل تكون من $\Omega(b=0)=\pi$ و $\Omega(b_{max}) = \Omega_{min}$

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_{\Omega=\pi}^{\Omega_{min}} \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

----- (6)

Ω_{min} زاوية الأشرف الأمامي (زاوية الاستطارة) تمثل أقل زاوية يستعرضها
المشاهد.

نعوض عن قيمة $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ من المعادلة (5) بالمعادلة (6)

$$\sigma = \int_{\Omega=\pi}^{\Omega_{min}} \int_{\phi=0}^{2\pi} b \frac{db}{d\theta} \frac{1}{\sin\theta} \sin\theta d\theta d\phi = \int_{b=0}^{b_{max}} b db \int_{\phi=0}^{2\pi} d\phi$$

لاحظي تغير حدود التكامل

$$= \frac{b_{max}^2}{2} \times 2\pi$$

$$= \pi b_{max}^2 \quad \text{--- (7)}$$

$$\sigma = \pi b_{max}^2$$

المقطع العرضي
التكاملية

Left

* Wolfgang Demtröder, Atoms, Molecules and photons
An Introduction to Atomic-, Molecular- and Quantum
Physics, 6 Ed., Springer. (2010).

* الفيزياء الذرية تأليف د. طالب ناصح الخفاجه، د. عباس حمادي
د. صمد موسى.

* H. Semat, Introduction to Atomic and Nuclear physics
5 Ed., 1971.

بسم الله الرحمن الرحيم
الحمد لله الذي هدانا لهذا
الذي كنا نكفر به

س/ ما هو المقطع العرضي التفاضلي؟
س/ ما هو المقطع العرضي التكاملي؟
س/ ميز بين المقطع العرضي التفاضلي $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ والمقطع
العرضي التكاملي σ .

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

الثالث عام / فيزياء
د. شبل جندباني

الفصل الثاني الجزء الثاني

نموذج تومسون الذري Thomson's Atomic model

في عام ١٨٩٦ أجرى جوزيف تومسون أبحاثاً حول خواص

الأشعة الكاثودية وفي عام ١٨٩٧ ادعت الأوساط العلمية

بأنه لا بد أن الجسيمات المكونة لأشعة الكاثود هي الجسيمات

الذرات، وقد سمى هذه الجسيمات بالالكترونات.

كما أن تومسون صاغ نسبة شحنة الالكترون إلى كتلته ($\frac{e}{m}$)

ثم اقترح نموذجاً يصف الذرة كمنطقة تنتشر فيها شحنتها

مع الالكترونات متغلغلة خلال المنطقة بشكل يشبه

البذور على فاكهة البطيخ أو الزبيب في كعكة محيرة المذاق، حيث

تكون الالكترونات سالبة الشحنة والذرة ككل متعادلة كهربائياً.

ويكون مجموع الشحنات السالبة ($q = -Ze$) ومجموع الشحناتالموجبة $q = +Ze$ (راجع الشكل (1)).

المجال الكهربائي في شحنة كروية متجانسة بصل نصف قطر

 R وشحنة (Ze) عند مسافة $r \leq R$ من المركز، تعطى بالعلاقة:

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{Zer}{4\pi\epsilon_0 R^3} \hat{r} \quad \text{--- (1)}$$

لأن الشحنة داخل نصف قطر (r) تعطى بالعلاقة: $\frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} = \hat{r}$

$$Q = \frac{Z \cdot e r^3}{R^3} \quad \text{--- (1.a)}$$

إذا أصلنا الشحنات السالبة فأذا القوة المعرصة للالكترونات

$$F = -eE = -K'r \quad \text{--- (2)}$$

Note

$$F_{rest} = -K'r$$

$$F_q = qE$$

$$K' = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \quad \text{--- (2.a)}$$

K' : ثابتة حرك

الاهتزازية قطرية للالكترونات عن موضع استقرار يودي الى

ان يتصرف هذا الالكترون كمتذبذب توافقية (Harmonic oscillator) حيث
يحمل اهتزاز توافقية (القوة المعرصة Restoring force "تسمى خطياً" عن الاهتزاز)
بتردد ω :

$$\omega = \sqrt{\frac{K'}{m}} = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}} \quad \text{--- (3)}$$

إذا فرضنا ان لدينا (1-Z) من الالكترونات، سوف نعرف ان كثافة شحنة
الالكترونات هي تساوي كثافة الشحنات الموجبة ($n_+ = n_e$)

$$n_e = \frac{Z}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad \text{--- (4)}$$

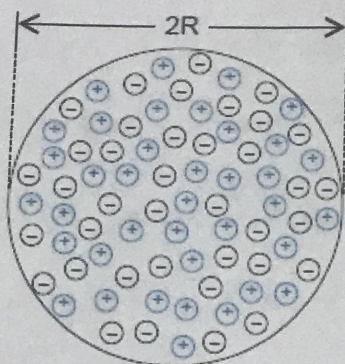
n_e = كثافة شحنة الالكترونات

و هذا يعني اذا الالكترونات سوف تتذبذب الاهتزاز دافعة
خارجية من الشحنات الموجبة بتدد يديك لتودد البلازما
المشتق بالعلامات التالية:-

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} = \sqrt{\frac{3Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e R^3}} \quad \text{--- (5)}$$

(9)

د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء



$$n_e = n_+ = \frac{3Z}{4\pi R^3}$$

Fig. 1. Thomson's "raisin cake" model for the distribution of positive and negative charges in the atom

شك (١) نموذج ثومسون على توزيع الشحنات الموجبة والسالبة داخل الذرة .

ثابت كولوم -

$$K_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$= 8.98 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$$

$$\approx 9 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$$

يختلف ω_p بين حالة Single electron ω بالمعامل $\sqrt{N}$.
 هذه الطاقة (اعطاردات) الذرات بواسطة الفوتون مأن الذرات سوف
 تمتص هذه الطاقة كمن التردد الرئيسي ω_p بأكثر توافق
 $\omega_n = n\omega_p$. الذرات تتدرج بواسطة الفوتون أو امتداد الإلكترونات
 بها حيث تبعث فوتون (أو طاقة) يتفق طين هذه الترددات .
 مع ذلك الترددات الملائمة للفوتون الممتص أو المذنب من
 الذرات هي لا تتفق مع الترددات التي قدرها تومسون
 من نموذجهم .

إن المبررات الأقوى هو نموذج تومسون معتمد ما قبل ثياري الاستطارة
 بواسطة روبرت فور ولذا لم يأخذ في الحسبان جسيمات الفضا المذبذبة من
 الذرات الممتصة ، هذه التجارب أعطت توزيعاً زائغاً للقياسات المشهورة التي
 يختلف عما توقعه نموذج تومسون .
 ويمكن تلخيص أهم ما جاء في نموذج تومسون بالأتي :

- ١- التناوة ككرة ممتدة ، حقيقة الجدران مشحونة بشحنة مبرهية .
- ٢- تتوزع الإلكترونات السالبة الشحنة بالتساوي داخل الكرة .
- ٣- الكرة متعادلة كهربائياً .

طبيب مثل نموذج تومسون

- ١- لم يستطيع تفسير تيارات الإلكترونات (مابيه) في حالة اقتران
 رغم قوة التناظر بينها حسب قانون كولوم .
- ٢- عجز عن تفسير بعض الحقائق الكيميائية للذرة .

3 - تجزئ تفسير نتائج تجزئة راديومتر حيث قام بقدر
حرية من الذهب بجسيمات الفا ودرج توزيع الراديوم للجسيمات
المشحونة المستطاة عملياً فوجدوا تحتلف من ما توقعه نوسن

بالشكل (2) ، تفتر من الخراف جسيمات α بشحنة $q = +2e$

و كتلة $m_{\alpha} \approx 7350 m_e$ من كوة ممانعة التوزيع ذات شحنة

معجبة $Q = +Ze$. بسبب صغر كتلة الإلكترونات m_e
فإن الإلكترونات الازمة لا تسهم بشكل كبير في الخراف جسيمات
الفا (α) الثقيلة . مع ذلك فإنها ضرورية بسبب انها تجلب

تصادم للذرة لكل للممانعة $b > R$.

الجسيمات المشحونة المندقلة في الذرة بنصف قطر R ومماثل

التصادم Impact parameter (b) أكبر من R ($b > R$) سوف لا

تتصرف كجسيمات . من أجل قياس توزيع الشحنة داخل الذرة

سوف نحتاج الى اذغال مفهوم مماثل التصادم الذي صغر ($b \leq R$)

التقديرات التالية تعطي الحد الأعلى من زاوية الانحراف θ_{max} لتوزيع

متجانس من الشحنات الموجبة . ووجود الشحنات الكثيفة
السالبة سوف يقلل من هذه الزاوية قليلاً (لماذا؟)

إذاً فإن لدينا مذبذبة من جسيم m_{α} بالاتجاه المحور السيني x

وتتصرف بزاوية θ كما تدخل الذرة كما ملاحظ في الشكل (2).

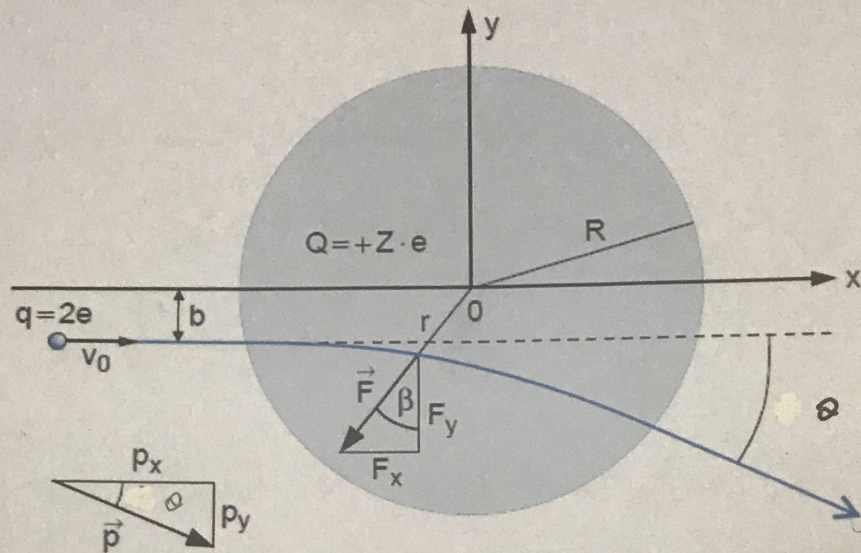


Fig. 2. Scattering of a particle with charge q by a homogeneous spherical charge distribution with total charge Q

الشكل (2) تشتت الجسيم بـ q بواسطة شحنة كروية
متجانسة Q شحنتها الكلية Q .

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

(12)
 تعريف صوة نتيجة مركبة قوة الدفع "Repulsive Force Component"

$$F_y = F(r) \cos \beta \quad \text{و} \quad \text{--- (6)}$$

التي تؤثر على نقطة من مسار هذه الالة وتسبب
 تغيير في الرضم كما في الشكل السابق :

$$\Delta P_y = \int F_y dt \quad \text{--- (7)}$$

القوة $F = q_e$ كذا المسافة r من المركز جولة المبال الكهربائي
 من المعادلة (1) يمكن ان نخرج التقوس للمبار
 و تقرب المبار قليلا الى خط مستقيم من طول $d = 2\sqrt{R^2 - b^2}$

و $(\cos \beta \approx b/r)$ مع هذا التقريب فان زمن التحليق

° (During the Time - of - flight)

$$v_0 = \frac{d}{T} = \frac{\text{المبار (المسافة)}}{\text{الزمن}}$$

$$= \frac{2\sqrt{R^2 - b^2}}{T}$$

أ : زمن التحليق ،

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
 جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
 قسم الفيزياء

$$\text{°°} \quad T = \frac{2}{v_0} \sqrt{R^2 - b^2} \quad \text{--- (8)}$$

بالتعويض بالمعادلات من قيم F_y و $\cos \beta$ بالمعادلة (7)
 نحصل ،

$$F_y = F(r) \cos \beta$$

$$= q E \frac{b}{r}$$

$$\because q = 2e$$

$$= 2e \left[\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \right] \frac{b}{r}$$

$$Q = +Ze$$

$$= \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} b$$

$$R \approx r$$

$$\because K' = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}$$

$$F_y = Z K' b$$

(9)

بمعادله (7) F_y با b و Z و K' و T

$$\Delta P_y = \int Z K' b dT$$

$$= 2Z K' b T \approx \frac{4Z K' b}{2c_0} \sqrt{R^2 - b^2}$$

$$\Delta F_y \approx \frac{4Z K' b}{2c_0} \sqrt{R^2 - b^2} \quad \text{--- (10)}$$

چنانچه $\Delta P_y \ll P_x$ پس می توان گفت $P_x \approx P = \text{constant}$ و صواب است

$$\frac{\Delta P_y}{P_x} \times \frac{\Delta P_y}{P_x} = \tan \theta = \frac{4Z K' b}{m 2c_0^2} \sqrt{R^2 - b^2} \quad \text{--- (11)}$$

يحيى الأثراف تعتمد على معادلات التصادم b . القيمة العظمى لها
تكون عندما $\left| \frac{dQ}{db} = 0 \right|$. كذلك $\tan \alpha = 0$ نجد

$$\frac{dQ}{db} = \frac{4ZK'}{m v_0^2} \left[\sqrt{R^2 - b^2} - \frac{b^2}{\sqrt{R^2 - b^2}} \right] = 0$$

نجد

$$\boxed{b(Q_{\max}) = \frac{R}{\sqrt{2}}} \quad , \quad \boxed{Q_{\max} = \frac{2ZK'R^2}{m v_0^2}} \quad \text{--- (12)}$$

نستطيع تعريف معدل زاوية الانحراف $\bar{Q}$ على أنه معدل التصادم $(b \leq R)$ ، وهذا يعطى بالعلاقة التالية :

$$\begin{aligned} \bar{Q} &= \int_{b=0}^R Q \frac{2\pi b}{\pi R^2} db = \frac{8ZK'}{m v_0^2 R^2} \int_{b=0}^R b^2 \sqrt{R^2 - b^2} db \\ &= \frac{\pi}{2} \frac{ZK'R^2}{m v_0^2} = \frac{\pi}{4} Q_{\max} = \frac{Z e^2}{8 \epsilon_0 R m v_0^2} \end{aligned}$$

--- (13)

د. بليج طان بلال

المرحلة الثالثة عام
فيزياء ذرية

الخبر الثاني / الفصل الثاني / الثالث عام فيزياء (١١)
الفيزياء الذرية

The Rutherford Atomic Model

نموذج رذرفورد للذرة

من الشكل (١) الذي يمثل الترتيب الهندسي
لتجربة تشتت رذرفورد، حيث تنبعث جسيمات α
من مخار الرادون في الأنبوب T حيث يتم انتقاء الحزمة ضمن قناة
ضيقة D كما في الشكل (١)، حزمة جسيمات α تقريباً من جسيمات
الناتجة (α -particles) يمر خلال رقاقة من الذهب F وجسيمات α المشتتة
تنتج ومفات طورية خافتة كدرشاة من الفسفور S يمكن ملاحظتها
من المايكرو سكوب. القاشق (detector) (Screen + microscope)
يمكن ان يوجه باتجاه الشعاع الساقط، وهذا يسمح بالكشف عن
جسيمات القاشق المشتتة بزوايا مختلفة θ ضمن مدى الزاوية
سجل $50 \pm 1/2$ ، حيث 50 هو المتوسط الزاوي للعداد.

أظهرت التجارب بوضوح ان الجسيمات تأتي من الزاوية كبير بزوايا
تصل $\theta = 150^\circ$ (تحدد بواسطة الأعدادات العلية) وثلاث ايقاعاً
تتأخر حاد مع تجربة ثومسون (نموذج ثومسون).

وما سبق توصل رذرفورد الى استنتاجات مهمة
أستناداً من التجربة التي قام بها والتجارب والنماذج السابقة
حيث توصل الى الاستنتاجات التالية :-

١. الذرة معظمها فراغ
٢. كتلة الذرة تتركز على حيز صغير جداً يسمى "النواة Nucleus"
- أو "النواة الذرية Atomic Nucleus" ويحمل كل النخبة الموجبة.
٣. تنتشر الشحنات السالبة (الالكترونات) على مسافات كبيرة حول النواة.
٤. حسب هذا النموذج (Rutherford Model) دقائق الفا
 سوف تتأثر عندما تقترب من النواة بسبب كون الالكترونات
 على المدارات الذرية كتلتها اقل بكثير بالمقارنة مع دقائق الفا
 $(m_e/m_\alpha \approx 1/1836)$
- دفع هذه الفرضيات أنشأ Rutherford اشتقاق معادلات
 التشتت التي أعطت نتائج ممتازة بالمقارنة مع
 النتائج العملية.

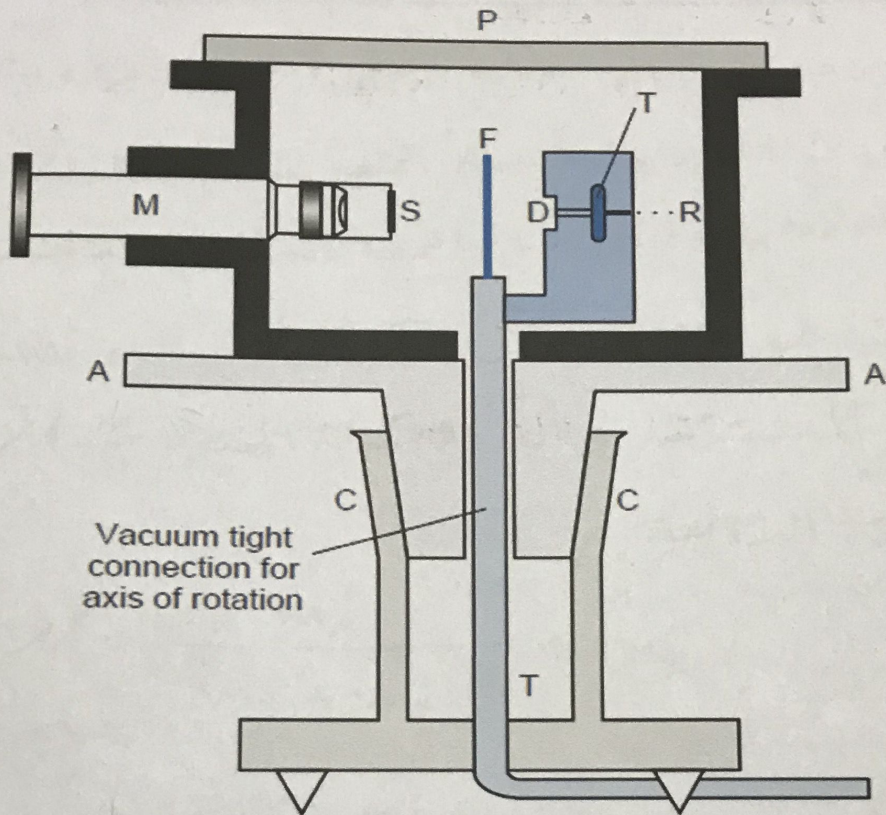


Fig. 1 Experimental setup for Rutherford's scattering experiment

الشكل (١) يوضح الأعدادات العملية للتجربة تشتت
ذرات رور.

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

صافيّة التشتت لرد رفور

Rutherford Scattering Formula

كندا تكون صيحات التا حسب نموذج ردفور قد صرّف بشكل واضح
فقد بواسطة نواة الذرة Atomic Nucleus التي يمكن اعتبارها كجسيمات
بالنقطة point-like particle. المعالجة النظرية للتشتت

يتمّ زل في أطار مركز الكتلة "Center-of-Mass"
للجسيمات المتشتتة وأن الكتلة المختزلة M تعطى
بالعلاقة التالية :

$$M = \frac{m_\alpha m_N}{m_\alpha + m_N} \approx m_\alpha$$

الزخم الزاوي L يعطى بالعلاقة التالية :

$$L = |L|$$

$$= M r^2 \dot{\varphi} = M v_0 b \quad \text{--- (1)}$$

من الشكل (2) المرحبة F_y (y-Axis) لقوة كولوم
Coulomb force هي المسؤولة عن انحراف α -particles

$$F_y = M \left(\frac{dv_y}{dt} \right) = \frac{a \sin \varphi}{r^2} \quad \text{--- (1.a)}$$

نحو

د. نبيل جنان بهنام فتوحى

جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات

قسم الفيزياء

$$a = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0}$$

$$q = ze, Q = Ze$$

بتعويض القيم اعلاه بالمعادلة السابقة نحصل

$$\frac{dr_g}{dt} = \frac{a \sin \varphi}{Mr^2} = \frac{a \sin \varphi}{L} \frac{d\varphi}{dt} \quad \dots (2)$$

حيث $\propto$ قارعة من نقطة بعيدة A ($r = -\infty$) نحاطي

الشكل 2 و تقترب بشكل نهائي بعد الاستطارة من

النقطة B ($r = +\infty$). الزاوية φ تتغير خلال الاستطارة

للجسيم بزاوية تتدرج (استطارة) من $\varphi = 0$ الى

$$\varphi = \varphi_{max} = \pi - \theta$$

اذا اخذنا تكامل المعادلة (2) نحصل

$$\int_0^{\pi - \theta} dr_g = \frac{a}{M v_0 b} \int_0^{\pi - \theta} \sin \varphi d\varphi \quad \dots (3)$$

بجاء طرفي المعادلة السابقة نحصل

$$v_0 \sin \theta = \frac{a}{M v_0 b} (1 + \cos \theta) \quad \dots (4)$$

ولأن

$$(1 + \cos \theta) / \sin \theta = \cotan(\theta/2)$$

تانياً نعلم ان
الزاوية θ هي

(4)

علاقة بين زاوية الانحراف و حامل التصادم b للجسيم
واقعة تحت تأثير الطاقة الكامنة $E_{pot} = \frac{a}{r}$ تصبح،

$$\cotan(\theta/2) = \frac{\mu v_{\infty}^2 b}{a} \quad \text{--- (5)}$$

نسبة (a/b) تمثل طاقة الكامنة عند المسافة $(r=b)$ وبالمقابل
على المعادلات (5) نحصل،

$$\cotan(\theta/2) = \frac{2 E_{kin}(r=-\infty)}{E_{pot}(r=b)} = \frac{4\pi\epsilon_0}{qQ} \mu v_{\infty}^2 b$$

معادلة التشتت لرد فورد
Rutherford's Scattering
Formula

(6) ---

زاوية الاستطارة θ في منظومة CM-system لجسيم كروي

يعطى بالعلاقة التالية،

$$\frac{\mu v_{\infty}^2}{(a/b)} = \frac{2 E_{kin}(r=-\infty)}{E_{pot}(b)} \quad \text{تكون المعادلات (5) و (6)}$$

$$E_{pot} = \frac{a}{r} \text{ when } r=b$$

$$= \frac{a}{b}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

و صدياوي ضعف الطاقة الحركية اى الطاقة - الكامنة
(علاقة الوضع) عندما $(r=b)$ ،

صنا

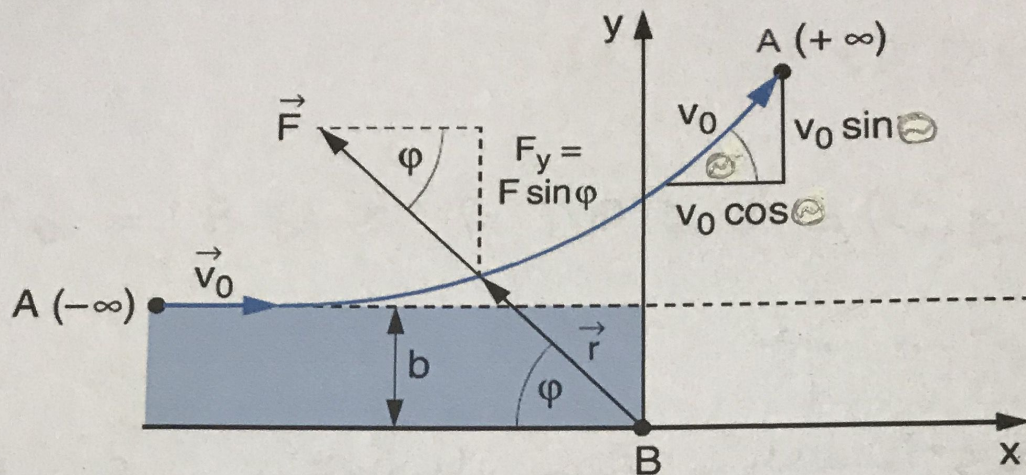


Fig. 2. Scattering in a Coulomb potential

الشكل (2) يوضح التشتت جسيمات α بحامل
تصادم (b) ويسمى أيضاً استعلاء جسيم كولوم.

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

(6)

Rutherford's Scattering
Formula

صيغة رد موزر للتشتت

يُجاد المقطع العرضي التفاضلي للتشتت Differential Scattering cross Sec، يجب إيجاد نسبة جميع جسيمات α التي تحققت وتشتتت ضمن مدى زاوية $\Delta\theta + \frac{1}{2}\Delta\theta$ والعوامل للعداد بمساحة (راجع شكل (3))،

$$\Delta A_D = (R \sin \theta) R \Delta\theta \Delta\phi = R^2 \Delta\Omega$$

(7)
يُشتق ويُنتج لنا رابعا
تنبأ بمساحة المقطع العرضي التفاضلي للتشتت

المقطع العرضي التفاضلي يجب بالبيئة،

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b \frac{db}{d\theta} \frac{1}{\sin \theta} \quad \text{--- (8)}$$

Total Cross Section σ المقطع العرضي الكلي
 (المقطع العرضي التفاضلي)
 زاوية الرادوية الملمدة
 Solid Angle

نشتق المعادلة (5) للمتغيرين $d\theta$ و db و بأخذ المطلق $\left| \frac{db}{d\theta} \right|$

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a}{M Z_0^2} \cdot \frac{1}{\sin^2(\frac{\theta}{2})} = -\frac{1}{2} \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{M Z_0^2} \cdot \frac{1}{\sin^2(\frac{\theta}{2})}$$

$$\boxed{\frac{db}{d\theta} = \frac{1}{2} \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 M Z_0^2} \frac{1}{\sin^2(\frac{\theta}{2})}} \quad \text{--- (9)}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

من المعادلات (8) وبإستعمال العلاقات

$$\sin \theta = 2 \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \quad \dots (10)$$

↑
للتحويل من نصف الزاوية إلى ضعف الزاوية

ومن المعادلات (6) نجد

$$b = \cos(\frac{\theta}{2}) \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} = \frac{\cos(\frac{\theta}{2})}{\sin(\frac{\theta}{2})} \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

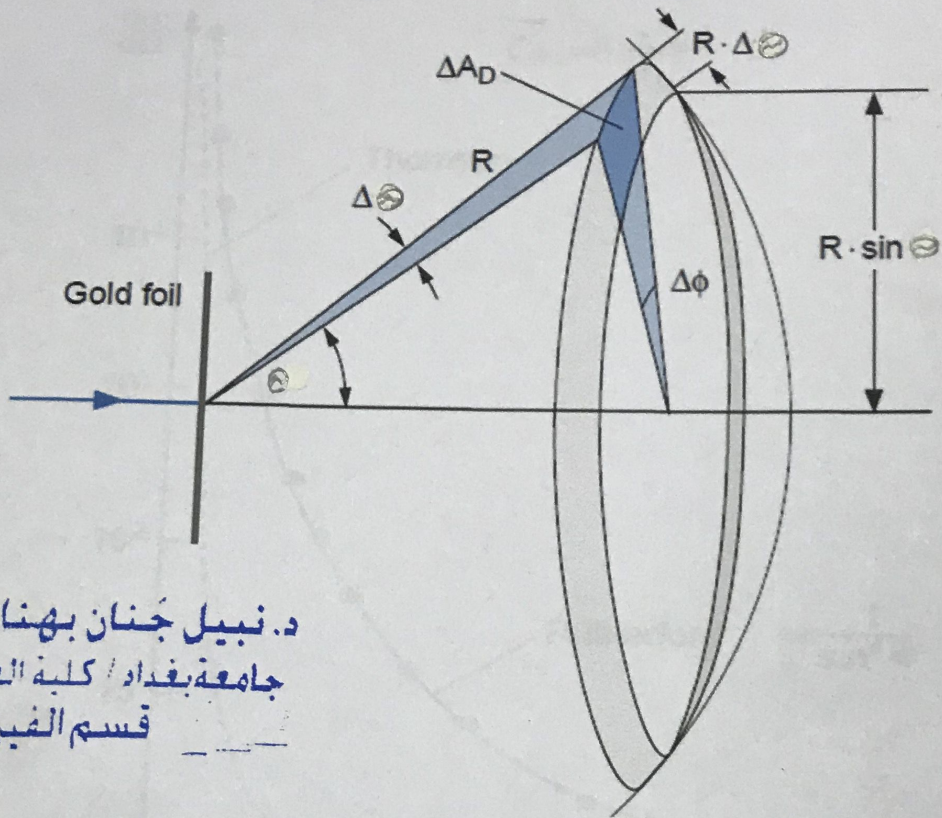
(11) ---
بعض هذه العلاقات
تستخدم في
تأليف كتاب
الفيزياء
للبنات

المعادلات (9، 10، 11) بالمعادلة (8) نحصل

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 M v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad \dots (12)$$

* المقطع العرضي التفاضلي من وجهة نظر رذرفورد

وبما حذا الشكل (11) توافق ممتاز للنسبة النظرية Rutherford مع النتائج العملية والمتمثلة بالنقطة (---) في حساب $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ واستمرارها
نحن نعود لـ Thomson بشكل واضح، حيث أن النموذجان يتقاربان
سماكتها $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ في الزوايا الصغيرة جداً ويتباعدها في الزوايا الكبيرة
ويعبر هذا الطامح لرذرفورد واقتراب نتائج العملية المتمثلة بالنقطة (12) بالذات العملية (10).



د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

Fig. 3. Definition of solid angle $\Delta\Omega$ and detector area $\Delta A_D = R^2 \Delta\Omega = R^2 \sin\theta \Delta\phi$

الشكل (3) تعريف الزاوية الصلبة $\Delta\Omega$ ومساحة العداد

$$\Delta A_D = R^2 \Delta\Omega = R^2 \sin\theta \Delta\phi$$

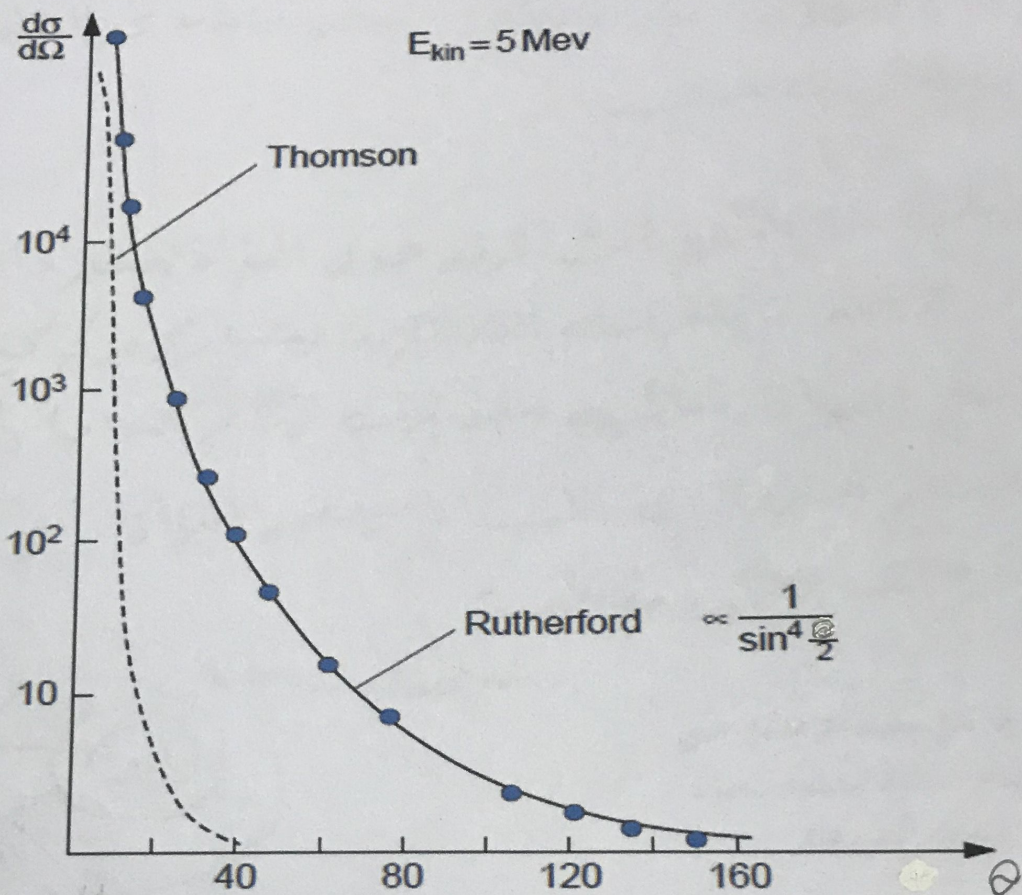


Fig. 4. Comparison of experimental results (points) with the predictions by Thomson (dashed curve) and Rutherford (solid curve)

الشكل (4) مقارنة بين النتائج العملية (النقاط) مع
 النموذجي لثومسون (الخط - - -) و نتائج رذرفورد المستمدة
 من النموذج المتصل (—)، حيث يتضح تطابق نتائج رذرفورد
 مع الجانب العملي.

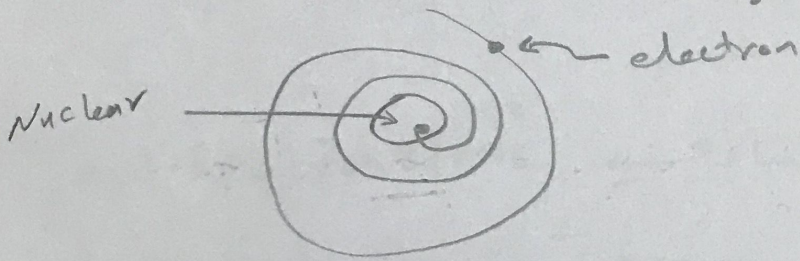
د. نبيل جنان بهنام فتوحي
 جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
 قسم الفيزياء

في نموذج Rutherford لم يتجرب بشكل تام وذلك

لأن النواة ليست متحركة ميكانيكياً .

حسب نظرية رذرفورد فإن الإلكترون السالب يجذب نحو النواة الموجبة
و يلتصق بها لكي تتعاد .

2- إذا كانت الإلكترونات تدور حول النواة بسمار دائري سوف تنشأ
قوة مركزيّة و يتحرك الإلكترون بتسار كم مركزي (تعبير مركزي)
و يكون مع النواة نتائج متذبذب يتم امواباً كروية متطابقة
و يدور بسمار حلزوني اى ان يملأ النواة . اى اننا لم نتحقق
مع النتائج الكروية المتطابقة .



د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

3- لم يفسر الطبيعة الحقيقية للعنف الخطري .

مما أنه الإلكترونات تدور حول النواة يكونان معاً متذبذباً (ع + النواة)
و صرف تشع الذرة طيف مستمر من الاشعاعات الكروية متطابقة متغيرة
التردد والذات الموجبة و تتناقض طاقاتها تدريجياً وهذا يناقض
النتائج التجريبية التي اثبتت ان الذرة تشع طيف خطي
وله الحل موجبه صدر بدقته .

١- عدد المول كما درو $N_A = 6.022 \times 10^{23} / \text{mol}$ يعطى عدد الذرات أو الجزيئات في واحد مول من المادة.

٢- الذرة المتعادلة تتألف من الإلكترونات ذرية (عدد حج = عدد م) و تمتلك الإلكترونات كتلة تحسب بوحدة الكتلة الذرية

$$m_e = \frac{1}{1836} \text{ A m u} \quad , 1 \text{ A m u} = 1.6605388 \times 10^{-27} \text{ Kg}$$

$$= 9.10938215 \times 10^{-31} \text{ Kg}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

و شحنة الإلكترون e تساوى $-1.6021766 \times 10^{-19} \text{ C}$

كتلة الذرة غالباً ما تقاس AMU وشحنها $+Ze$

٣- الذرات المتعادلة يمكن أن تتأين عبر تصادم الكترونات أو أيونات فتتكون كاتيونات أو أنيونات مع الأيونات الثقيلة السريعة Fast Heavy Ions أو بواسطة تبادل الشحنة Xchange كما charge في التصادمات مع الذرات الأثقل. الذرات سوف تخسر (١٢) من الإلكترونات نتيجة التصادم والتأين. وتدعى هذه الأيونات $(n - \text{fold Ionized})$

بعض متغزى والنهال لنج رايبند
ناتج ابلو غيل بالاف فعدله
دل ايندا حسنة

١١ - الأيونات السالبة تتكون من اتحاد
 للإلكترونات الحرة مع الذرات المتعادلة *Neutral Atoms*.
 مما دفعنا الإلكترونات يمكنه وبكل سهولة أن تتأين الذرات
 حتى تتلصق خلفها بالعدد العاطل من الإلكترونات وتصبح ذرات
 متعادلة مرة أخرى.

٥ - الجسيمات المشحونة تتأثر بالمجال الكهربائي
 أو المجال المغناطيسي.

٦ - نسبة الشحنة إلى الكتلة للإلكترون (أو الأيون) $(\frac{e}{m})$ يمكن قياسها
 هذه النسبة بالاعتماد على أدوات تقيس مقدار انحراف الجسيمات
 المشحونة داخل المجال الكهربائي أو المغناطيسي.

٧ - الشحنة الدولية $(q=e)$ حسبته بواسطة العالم ميلليكان
 وتجربته على قطرات الزيت.

Bohr theory of Hydrogen Atom

نظرية بور لذرة الهيدروجين

المبدأ الثالث
المبدأ الرابع
المبدأ الخامس

في عام ١٩١٣ اقترح Bohr نموذجاً مبدئياً لذرة الهيدروجين من أجل تخطي الاستنتاجات المخالفة لسقوط الإلكترونات في النواة واستمرار الإشعاع من الذرة افترض بور ان نظرية الإشعاع الكلاسيكية لا تنطبق في الأنظمة الذرية فقام بور بتطبيق افكار ماكس بلانك Max Planck لمستويات الطاقة المكممة من الإلكترونات الذرية.

الافتراض الأساسية لنظرية بور هي كالآتي :-

١ - يتحرك الإلكترون في مدار دائري ثابت المسار حول النواة (بروتون) تحت تأثير قوة التجاذب الكهربائية (حيث حركة الإلكترون محكومة بقوانين نيوتن) تكون هذه الحركة بدائياً دورانية وطاقتها مدارية ثابتة
حيث ان قوة كولوم طردية وتمثل التجاذب الجاهل بين النواة و الإلكترون
والقوة المركزية هي التي انبثاقاً من طردية لبقار الإلكترون بالمدار الدائري .

٢ - يتم تحديد مدار الإلكترون المسموح به شرط يعرفه كل كمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترون ، وان المدارات المسموح بها هي تلك التي يكون فيها كمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترون حول النواة مكممة

و تسمى طاقات كهرلية هيكلية اك $h = \frac{h}{2\pi}$:

$$L = m r v = n \hbar \quad (1) \quad \text{زخم زخم}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

3- تكون فقط مدارات الكهرلية مبنية مستقرة عندما لا يحدث في احد هذه الحالات السابقة (كما انما بور) طاقات غير متفق اجتماعياً ما بالطاقات الكلية للذرة تبقى ثابتة ويمكن استعمال الميكانيك الكلاسيكي في وصف حركة الإلكترون في الذرة.

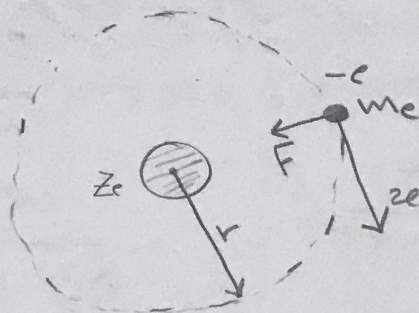
اما - يحدث الاشعاع بواسطة الذرة متى ما قفز الإلكترون من مدار ابتدائي طاقتي الى مدار طاقتي اوطأ ولا يمكن رؤية او معالجة هذا الانتقال وهو ما ان تردد الفوتون المنبعث في الانتقال يرتبط بالتغير في طاقة الذرة ولا يعتمد على تردد حركة الإلكترون المدارية.

ويتم ايجاد تردد الاشعاع المنبعث من علاقة حفظ الطاقة :

$$E_i - E_f = h \nu \quad (2)$$

اذا ان E_i طاقة الحالة الابتدائية و E_f طاقة الحالة النهائية وان $E_i > E_f$ يمكن انعام طاقات الفوتون الساقط واسطة الذرة اذا امتلك الفوتون طاقة تتفق تماماً مع فرق الطاقة بين حالتين مسمومة للذرة وحالتها المشهية وبعد انعام يحتل الفوتون وتقدم الذرة بالانتقال الى حالة طاقة اقل.

r_0 : radius
 ze : velocity of electron



Fig(1) Hydrogen Atom

جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
 قسم الفيزياء
 د. نبيل جنان بهنام فتوح

$$F_{col} = K_e \frac{q_1 q_2}{r^2} = k \frac{Ze \cdot e}{r^2}$$

$$K_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

(3)

From eq (1)

$$L = m a e r = n \hbar$$

$$ze = \frac{n \hbar}{m r} \text{ and } ze^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2} \quad \text{--- (4)}$$

$$F_c = \frac{m ze^2}{r^2} \quad \text{--- (5)}$$

$$F = m a$$

$$a = ze^2 / r$$

eq 4 in 5

$$F_c = \frac{m}{r} \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2}$$

$$= \frac{n^2 \hbar^2}{m r^3} \quad \text{--- (6)}$$

يعتبر هذا والنموذج الذي لا يتوافق مع التجربة
 فالنموذج الكلاسيكي لا يفسر استقرار الذرة
 ولا يفسر الخطوط الطيفية

إذا تساوت القوة المركزية F_c مع قوة كولوم في المدار

$$F_{col} = F_c$$

(7)

$$\frac{K_e Z e^2}{r^2} = \frac{\hbar^2}{m r^3}$$

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m K_e Z e^2}$$

(8)

$$r_n = n^2 r_0 / Z \quad (9)$$

إذا عرفنا $n=1$ للمدار الأول $Z=1$ لها يدور بين ريمونا كما بقية

$$m_e = 9.1038 \times 10^{-31} \text{ kg}, \quad K_e = 8.98755 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$$

$$e = 1.602176 \times 10^{-19} \text{ col}, \quad \hbar = 1.05457 \times 10^{-34} \text{ J.s}$$

$$r_0 = 5.291772 \times 10^{-11} \text{ m} \quad (\text{المسافة بين النواة الى المدار})$$

$$= 0.5291 \text{ \AA}$$

$$[Z=1] \text{ For H-Atom}$$

أي يمكننا إيجاد بقية المسافات الأقطار لبقية المدارات ببدلة r_0 من مدار

(9)

$$r_n = n^2 r_0 / Z = n^2 0.529 \text{ \AA}$$

$$r_n = n^2 0.529 \text{ \AA} \quad (10)$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

د. سرمد جواد المزارع $2e_n$ من مادة (4)

$$2e_n = \frac{n \hbar}{m r_n} \quad , \quad r_0 = 5.291772 \times 10^{-11} \text{ m}$$

$$= \frac{n \hbar}{m \frac{n^2 r_0}{Z}} \\ = \frac{Z}{n} \frac{\hbar}{m r_0}$$

$$\text{but } 2e_0 = \frac{\hbar}{m r_0} =$$

$$= \frac{Z_0}{n} 2e_0$$

$$\boxed{2e_n = \frac{Z_0}{n} 2e_0} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad \text{--- (11)}$$

$2e_n$: سرعة المدارية بدلالة نصف قطر بور و n .

$2e_0$: سرعة بور

$$2e_0 = \frac{1.0545 \times 10^{-34}}{9.1 \times 10^{-31} \times 5.2917 \times 10^{-11}}$$

$$\boxed{2e_0 = 2.19769 \times 10^6 \text{ m/s}}$$

لأننا نحتاج الطاقة الكلية E_T نحتاج إلى الطاقة الحركية E_{kin} والطاقة الكامنة E_p

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m 2e^2 \quad \text{--- (12)}$$

نحتاج إلى $2e^2$

قوة مركزية $\rightarrow F_c = F_{col}$

$$\frac{m 2e^2}{r} = \frac{K_e Z e^2}{r^2} \Rightarrow 2e^2 = \frac{K_e Z e^2}{m r} \quad \text{--- (13)}$$

بسم الله الرحمن الرحيم (13) ب (12)

الطاقة الكلية = الطاقة الحركية + الطاقة الكامنة

د. سرمد جواد

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \frac{K_e Z e^2}{r} \quad (14)$$

الطاقة الحركية E_p

$$E_p = -\frac{K_e Z e^2}{r} \quad (15)$$

$$E_T = E_{kin} + E_p$$

$$= \frac{1}{2} \frac{K_e Z e^2}{r} - \frac{K_e Z e^2}{r}$$

(16)

$$E_T = -\frac{1}{2} \frac{K_e Z e^2}{r}$$

نعوض 8 بـ (16) نصل إلى E_n أو E_T

$$E_n = -\frac{1}{2} K_e Z e^2 \frac{m K_e Z e^2}{\hbar^2 n^2}$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{m K_e^2 e^4}{\hbar^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (16.a)$$

$$E_n = -2.176 \times 10^{-18} \text{ J } \left(\frac{Z^2}{n^2} \right)$$

or

$$= -13.6 \text{ eV } \left(\frac{Z^2}{n^2} \right) \quad (17)$$

(14)

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

علاقة الطاقة بالجول و eV

$$1 \text{ eV} = 1.60217653 \times 10^{-19} \text{ J}$$

من معادله (16.9) يمكن كتابة بالشكل

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{m k_e^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{hc}{hc} \frac{Z^2}{n^2}$$

$$= -\frac{m k_e^2 e^4}{4\pi^2 \hbar^3} \cdot hc \frac{Z^2}{n^2}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$$E_n = -R hc \frac{Z^2}{n^2} \quad (18)$$

R : ثابت رايبريد Rydberg const

$$R = \frac{m k_e^2 e^4}{4\pi^2 \hbar^3} = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$$

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (19)$$

بتعويض (19) في (18)

$$\frac{hc}{\lambda} = -R \frac{Z^2}{n^2} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (20)$$

$|Z=1|$ لذة الهروجين

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad \text{--- (21)}$$

حيث n_f المدار الذي يقف منه الإلكترون الى المدار النهائي n_i .

الطول الموجي و $\frac{1}{\lambda} = \bar{\nu}$ العدد الموجي

حيث ان λ حث حيث λ سلاسل صغيرة في ذرة الهروجين بالاستقرار

الى المعادلة (21)

① سلسلة لايمان (1906) Lyman Series : تقع هذه السلسلة في المنطقة فوق البنفسجية (ultra violet)

$$n_f = 1, \quad n_i = 2, 3, 4, \dots$$

② سلسلة بالمر (1885) Balmer Series : وتقع هذه السلسلة الخطوط المرئية ($H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$) وهي تقع في المنطقة المرئية

$$n_f = 2, \quad n_i = 3, 4, 5, \dots$$

③ سلسلة باشن (1908) Paschen Series : وتقع أطوالها المرئية في المنطقة تحت الحمراء (Infrared).

$$n_f = 3, \quad n_i = 4, 5, 6, \dots$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

١) سلسلة براكيت Braket Series (1922) وهي تسمى أيضاً أطول سكت
منطقة الأطوال الموجية المرئية للأشعة تحت الحمراء المتوسطة .

$$n_f = 4, \quad n_i = 5, 6, 7, \dots$$

٢) سلسلة بوندر Pfund Series : تقع تحت منطقة الأشعة تحت الحمراء
البعيدة far infrared .

$$n_f = 5, \quad n_i = 6, 7, 8, \dots$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

بالإضافة إلى العلاقة هذه، السلسلة بوندر هي سكت متناهية
المعادلة (17) بالشكل

$$\Delta E = h\nu = E_i - E_f = R h c Z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] \dots (22)$$

$$= -13.6 Z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] eV$$

n_f, n_i : رقم المدار الابتدائي والنهائي

ملاحظة : من الشكل التالي نلاحظ أن جميع السلاسل هي سلاسل
الانبعاث ما عدا سلسلة لايمان فهي (الانبعاث والامتصاص) ماذا؟

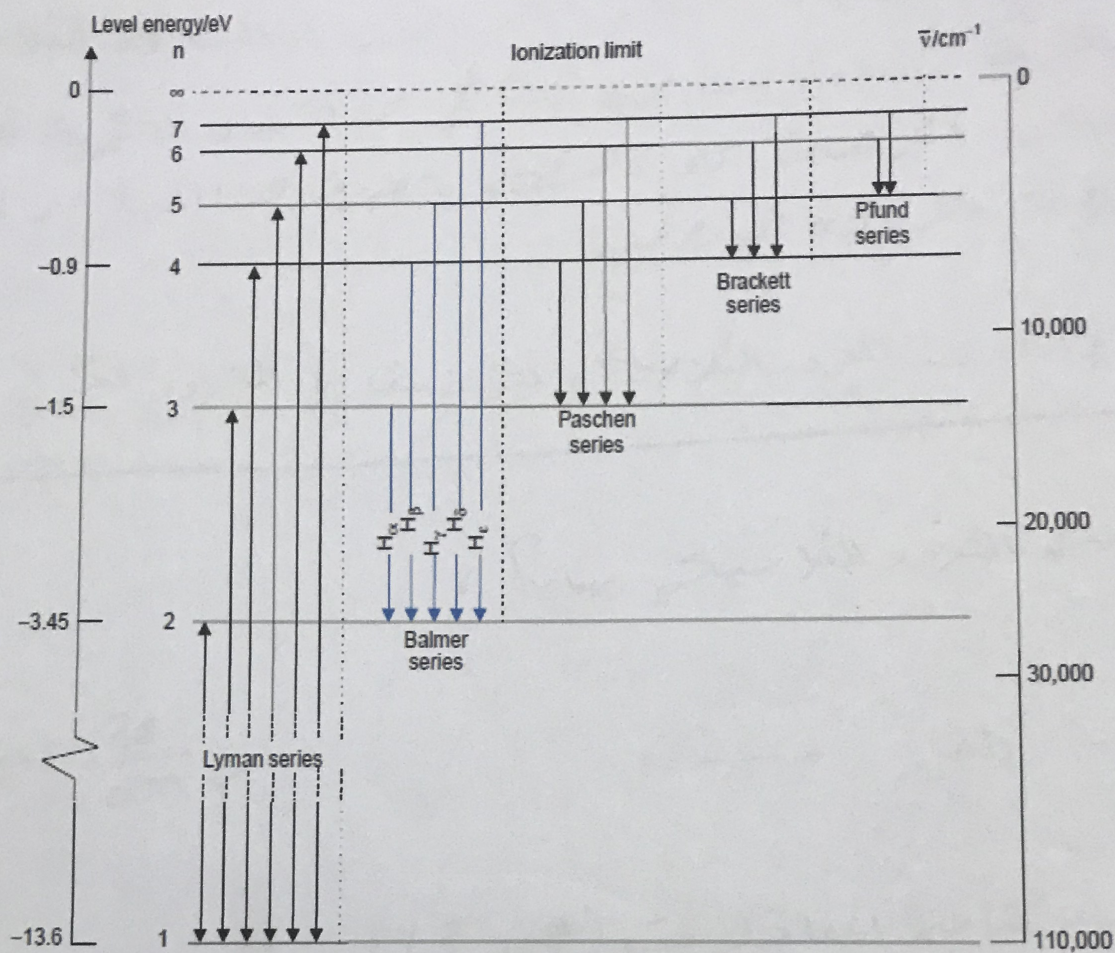


Fig. 2 Simplified level scheme of the hydrogen atom and the different absorption or emission series

حکوه (2) سید ملک د عہدہ سرپرست

د. نبیل جنان بہنام فتوحی
 جامعہ بغداد / کلیہ العلوم للبنات
 قسم الفیزیا

الثالث فيزياء عام
سادة الذرية
د. نبيل جنان بهنام

(17)

Bohr's correspondence principle
مبدأ التقابل لبور

في العام 1923 أشار بور الى ان النظرية الكلاسيكية والكمية تتقاربان في النتائج كحد الاعداد الكمية العالية . ويمكن البرهنة على ذلك بتطبيق هذا المبدأ على ذرة بسيطة مثل ذرة الهيدروجين .

اولاً اثبات التردد الكلاسيكي يكون مقارباً للتردد الكمي

صادرة التردد الكلاسيكي f_{class} ،

$$f_{class} = \frac{v}{2\pi r} \quad (23)$$

تغير مقابلة المعادلات (8, 13)

$$v = \frac{v^2 t^2}{m K e Z e^2} \quad (8), \quad v = \sqrt{\frac{K e Z e^2}{m r}} \quad (13)$$

نقوم بـ eq (13) و eq (8) بالمعادلة (23) نحصل ،

$$f_{class} = \frac{\sqrt{\frac{K e Z e^2}{m r}}}{2\pi \frac{v^2 t^2}{m K e Z e^2}} = \frac{\sqrt{\frac{K e Z e^2}{m r}} \times \frac{m K e Z e^2}{v^2 t^2}}{2\pi \frac{v^2 t^2}{m K e Z e^2}}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

$$f_{class} = \sqrt{\frac{k_e z^2 e^4}{h^2 \dot{t}^2}}$$

$$\frac{2\pi \frac{h^2 \dot{t}^2}{m k_e z e^2}}{h \dot{t}} = \frac{k_e z e^2}{h \dot{t}} + \frac{m k_e z e^2}{2\pi h^2 \dot{t}^2}$$

$$= \frac{m k_e e^4}{2\pi h^3} \cdot \frac{2c}{2c} \cdot \frac{z^2}{h^3}$$

$$= \frac{m k_e e^4}{h^3 \pi c} = R \cdot 2c \cdot \frac{z^2}{h^3}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحى
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

$$f_{class} = 2 R c \frac{z^2}{h^3}$$

———— (24)

و لحساب التردد الرادي الكلاسيكي

$$\omega = 2\pi f$$

$$\omega_{class} = 4\pi R c \frac{z^2}{h^3}$$

———— (25)

والآن لحساب التردد الزاوي الكمي " من المعادلة التالية %

$$\omega = 2\pi c \left[\frac{1}{\lambda} \right] \quad \text{--- (26)}$$

نعيد كتابة معادلة (21)

$$\frac{1}{\lambda} = R z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] \quad \text{--- (21)}$$

نعوض من المعادلة السابقة قيمة $\left(\frac{1}{\lambda} \right)$ بالمعادلة (26) /

$$\omega_{q.m} = 2\pi R c z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right] \quad \text{--- (27)}$$

لأننا مبدأ التعادل ليدركنا أن يكون لانه المعادلة

(27) للتردد الزاوي الكمي $\omega_{q.m}$ مساوي للتردد الزاوي

الكلاسيكي ω_{class} من معادلة (25) ولدي تحقق

ذلك نعلم أن الإلكترون يوفق من $(n+p)$ إلى (n)

حيث

$n+p = n_i$ و $n = n_f$ و نعوض عن قيم n_i و n_f بالمعادلة

رقم (27) سوف نحصل على الآتي

د. نبيل جنان بهنام فتوح

جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات

قسم الفيزياء

$$m = 2\pi R_c z^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+p)^2} \right]$$

$$= 2\pi R_c z^2 \left[\frac{(n+p)^2 - n^2}{n^2 (n+p)^2} \right]$$

$$= 2\pi R_c z^2 \left[\frac{(2n+p)p}{n^2 (n+p)^2} \right] \text{ ---- (28)}$$

بتقريبه الأقواس للمعادلة (28) حيث $(n \gg p)$ لزاما الجداول

$$\left. \begin{aligned} (2n+p) &\approx 2n \\ (n+p)^2 &\approx n^2 + 2np \end{aligned} \right\} \text{ ---- (29)}$$

نعوض هذه (29) بـ 28 عند

$$W_{Q.m} = 2\pi R_c z^2 \left[\frac{2n}{n^2 \cdot n^2} \right] p$$

$$\boxed{W_{Q.m} = 4\pi R_c \frac{z^2}{n^3} p} \text{ ---- (30)}$$

إذا فرضنا $\boxed{p=1}$ فإن المعادلة 30 تصبح

$$W_{Q.m} = 4\pi R_c \frac{z^2}{n^3} = W_{class}$$

$$\therefore \boxed{W_{Q.m} = W_{class}}$$

مثال التالي / الجزء الرابع / نظرية بور / د. نبيل جنان بهنام (١٩)

لأننا يمكننا إثبات مبدأ التماثل لبور لذرة الهيدروجين حيث أن مستويات الكم وناحية تقارب صانعات الميكانيك الكلاسيكي عندما يصبح العدد الكمي n كبيراً جداً.

فمثلاً الزخم الزاوي L

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (\text{in Quantum}) \quad \dots (31)$$

$$L = n\hbar \quad (\text{classically}) \quad \dots (32)$$

لأننا نعلم من المعادلة (31) أن العدد الكمي رقم يمكن أن

يصله l و $l = n-1$ ونعوّنه بالمعادلة (31)

$$L = \sqrt{(n-1)(n-1+1)} \hbar$$

$$= \sqrt{n(n-1)} \hbar = \sqrt{(n^2 - n)} \hbar$$

$$= \sqrt{n^2 \hbar^2 - n \hbar^2}$$

$$\begin{aligned} \because n^2 &\gg n \hbar^2 \\ n \hbar^2 &\approx 0 \end{aligned}$$

$$= \sqrt{n^2 \hbar^2}$$

$$= n\hbar = \text{equation (32)}$$

i.e. $eq(31) = eq(32)$ when in high n state

الفيزياء الذرية
د. نبيل جنان بهنام
الثالث عام

(20)

Elliptic Orbits For Hydrogen المدارات الإهليجية لذرة الهيدروجين

نظرية بور تعاملت مع اتجاهات الإلكترون يدور بمدارات دائرية
حيث تم توسيع النظرية بواسطة العالم Sommerfeld إلى توسيع
النظرية لتشمل المدارات الإهليجية Elliptic Orbits ولتحقيق ذلك
نستعمل مبدأ بور الأولى للمدارات المسحورة بالشكل التالي:

$$\oint p_i dq_i = n_i h \quad (33)$$

q_i : إحداثي يتغير بشكل دوري
 p_i : الزخم
 n_i : عدد صحيح

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

في يعطى أن التكامل يجري من صار مطلق من الحركة.

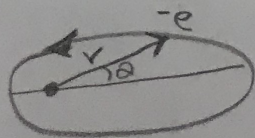
(A) في حالة المدار الدائري In case of Circular Orbits

صالح إحداثي واحد فقط يتغير بشكل دوري مع تغير الزاوية ϕ
حيث أن نصف القطر يحدد زاوية مقدارها ϕ مع محور x حيث أن
نصف القطر r ثابت المقدار متغير الاتجاه.

(20)

(B) في حالة الحركة الإهليجية In case of elliptic motion

في هذه الحالة الزاوية تتغير ϕ و طول شبه نصف القطر r
يتغير دورياً.



أيضاً يتم تحديد المدارات الأصلية بشرطين كميين

$$\oint P_{\phi} d\phi = n_{\phi} h \quad \text{--- (34)}$$

الزخم الزاوي

$$\oint P_r dr = n_r h \quad \text{--- (35)}$$

الزخم القطري

n_{ϕ} : العدد الكمي الزاوي Angular Quantum Number أو العدد

العدد الكمي السمتي azimuthal " " العدد الكمي السمتي

n_r : العدد الكمي القطري Radial " " العدد الكمي القطري

يتمتع بالزخم الزاوي
الذي يملكه الإلكترون

العدد الكمي الرئيسي Principal Q.N

$n = n_{\phi} + n_r$ (36)

$$n = n_{\phi} + n_r \quad \text{--- (36)}$$

معادلة (15) طاقة الإلكترون (لاند بور)

$$E = -\frac{K_e Z e^2}{2a} \quad \text{--- (37)}$$

للمدار البيضاوي (الأصلي ellipse) يكون $(a=r)$ الذي يمثل المحور شبه الرئيسي Semimajor axis

$$E = -\frac{K_e Z e^2}{2a} \quad \text{--- (38)}$$

(21)

من معادلات (9) (رابعي تقريبي بور) فإن طول المحور شبه الرئيسي a

$$a = n^2 \frac{r_0}{Z} \quad , \text{ where } r_0 \text{ Bohr radius} \quad \text{--- (31)}$$

والمحور الأصغر Semiminor axis يعطى بالمعادلة ،

$$b = a \frac{n_\phi}{n} \quad \text{--- (40)}$$

حيث أن r_0 نصف قطر بور

$$r_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m K_e e^2} = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m} = 0.529 \text{ \AA}$$

من المعادلات (39, 40) نستنتج الآتي :

a - يمتد من n فقد

b - " " n و n_ϕ

- إذا تساوى $(n=n_\phi)$ يصبح المدار دائرياً بدلاً من القطري .

عندما $n=1$ من الشكل (3) المدار الأول لذات الدوران $n=1$ وبالأول ابتدائي

المعادلة (36) يجب أن يكون مجموع n_r و n_ϕ يساوي واحد $(n=n_r+n_\phi=1)$

أي أن كل منهما يجب أن يكونا عدد صحيح عندما $n_r=0$, $n_\phi=1$ و عندما $n_r=1$, $n_\phi=0$ ، من الأساس هذه النظريتين لتركيب الذرة تقرر أن تكون n_ϕ لانتساوي لفر .

لہذا وہاں یعنی القطع الناقص (ellipse) سوف یختار اکہ
 خط مستقیم والاکٹرون سوف یمر مرتبہ خلال النواة لکد دورہ
 صفا یفر عدم الحالیۃ اذ یكون n_ϕ مساوی صفر .

اقبل قیمة n_ϕ هي واحد ، کما $n = n_\phi = 1$ ، المدار الأول یكون دائریاً
 ویجاثل مدار بور الأول First Bohr orbit .

$$n = n_r + n_\phi$$

$$1 = 0 + 1 \quad \checkmark$$

② کما $(n=2)$

کما یكون $(n=2)$ ، n_ϕ مساوی اما (2) او (1) و صفا یطی احتمالان
 کما $n=2$ ای اما یكون المدار دائری Circle کما $(n=n_\phi=2)$
 بیطوی کما $(n_\phi=1, n=2)$.

$$n = n_r + n_\phi$$

$$2 = 1 + 1 \quad (\text{ellipse orbit})$$

$$2 = 0 + 2 \quad (\text{circle orbit})$$

③ کما یكون $(n=3)$

سید ثلاث مدارات واحد دائری و اثنتان بیطولات

$$n = n_r + n_\phi$$

$$3 = 0 + 3 \quad (\text{دائری})$$

$$= 1 + 2 \quad (\text{بیطوی})$$

$$= 2 + 1 \quad (\text{بیطوی})$$

راجعی الشكل (3) کما $(n=1)$ ، $(n=2)$ ، $(n=3)$.

(22)

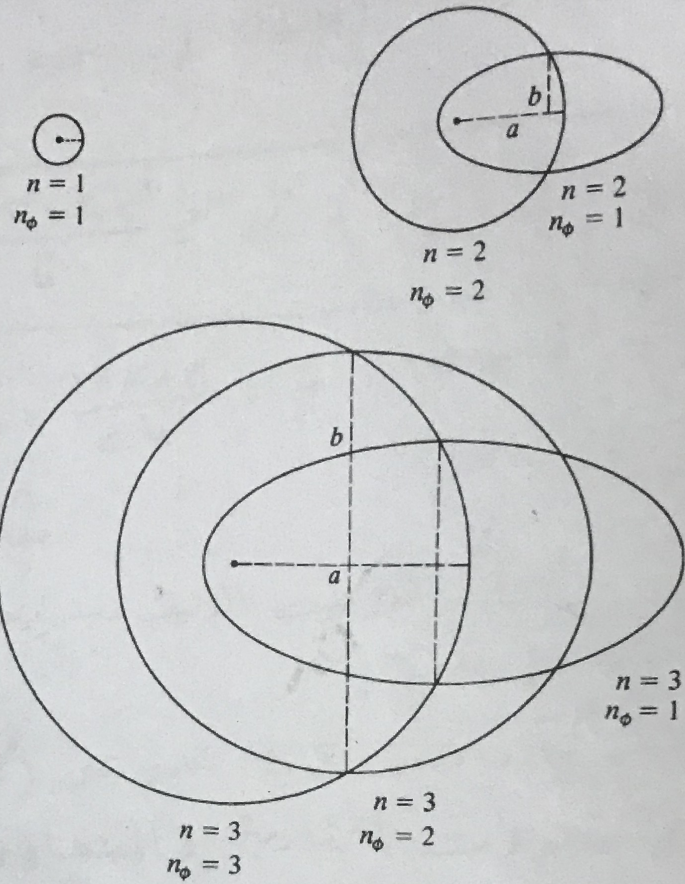


Figure (3) Possible electronic orbits for a given total quantum number n .

الشكل (2) المدارات الإلكترونية الممكنة - إذا كان
العدد الكمي (n) معروفاً.

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

(23)

تغير التصحيح النسبي لحد الطاقة الكلية للدار المدارات
حد الطاقة للمعادلة (16.9) (نظرية بور)

$$\Delta E = - \frac{2\pi^2 m K_e^2 e^4}{h^2} Z^4 \alpha^2 \left(\frac{n}{n\phi} - \frac{3}{4} \right) \frac{1}{n^4} \quad \text{--- } u1$$

Where $\alpha = \frac{2\pi K_e e^2}{ch} = 7.297 \times 10^{-3} = \frac{1}{137}$

التصحيح النسبي لطاقة المدار
معادلة بور

L --- u2

حيث (α) يسمى ثابت التركيب الدقيق لسرفيلر
Sommerfeld Fine Structure constant

ومن هنا يتضح أن الطاقة ΔE تعتمد على $(n\phi)$ الذي له تأثير
من أشكال مستويات المتقاربة والمتجاورة حيث

- Degenerate {
- ① $n=1$, $n\phi=1$ فقط مستوى طاقة واحد
 - ② $n=2$, $n\phi=1, \text{ or } 2$ مستويين من الطاقة - فقط
 - ③ $n=3$, $n\phi=1, 2, 3$ ثلاث مستويات طاقة
- التعددية

حيث الانتقالات المسموحة بين المستويات للدار الكمي السمتي $n\phi$
هي بالقيمة الرياضية
 $\Delta n\phi = \pm 1$
(Selection Rule)

Ref p 252 , Introduction to Atomic & Nuclear physics,
Henry Semat

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

(24)

هدرجة الطول الموجي لفوتون ينبعث من ذرة الهيدروجين
انتقال $n=5 \rightarrow n=2$

Sol $z=1$, $n_f=2$, $n_i=5$, $R = 1.097 \times 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = 1.097 \times 10^{-3} \text{ Å}^{-1} \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2} \right]$$

$$\boxed{\lambda = 4340 \text{ Å}}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوحي
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

سؤال هرجية الطول الموجي في سلسلة الممر لذرة الهيدروجين يقابل
الانتقال H_{α}

Sol $n_f=2$, $n_i=3$
 $n(2) \xrightarrow{H_{\alpha}} n(3)$

سلسلة باير

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = 1.097 \times 10^{-3} \text{ Å}^{-1} \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right]$$

$$\lambda = 6563.35 \text{ Å}$$

سؤال الكترون يسقط مع ذرة صيرروجين حيث كانت في
المستوى الأرضي ونهضت إلى المستوى $(n=3)$ ، طاقته
الطاقة التي أعطيت لذرة الهيدروجين في هذا التصادم غير المرن
(الطاقة غير محفوظة)

Sol $n_i=1$, $n_f=3$, $z=1$, $\Delta E = -13.6 z^2 \left[\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]$

$$\Delta E = -13.6 \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{1^2} \right] = 12.1 \text{ eV}$$

١١ (25) ١ طاقة المستوى 3S للعدديوم Na تساوي -5.138 eV
احسب الشحنة المؤثرة

Solution

من معادلة (14)

$$E_n = -13.6 \frac{Z_{eff}^2}{n^2} \text{ eV}$$

∴ 3S

∴ $n=3$

$$Z_{eff}^2 = \frac{E_{(n=3)} n^2}{-13.6} \quad \therefore Z_{eff} = \sqrt{\frac{E_{(n=3)} n^2}{-13.6}} = \sqrt{\frac{-5.138 \text{ eV} \times 3^2}{-13.6}} = \sqrt{3.41}$$

$$(Z_{eff} = 1.8439)$$

٣ احدى الفول الموجي لهذا التاني من سلسلة Paschen
Sol
لذات الباريوم

$$\frac{1}{\lambda} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ Å}^{-1} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

سلسلة باومن $n_f=3$ والتاني التالي بعد $n_f=3$ هو $n_i=5$

$$\frac{1}{\lambda} = 1.097 \times 10^{-3} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2} \right) \Rightarrow \boxed{12.82 \text{ Å} = \lambda}$$

د. نبيل جنان بهنام فتوح
جامعة بغداد / كلية العلوم للبنات
قسم الفيزياء

مُن / هوي أطول وأقصر طول موجي لسلطة لايمان ؟ طيز في الدرجه

SOL

$$\frac{1}{\lambda} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

سلطة لايمان $n_f=1$

$$\frac{1}{\lambda} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), n_i = 2, 3, 4, \dots$$

أطول طول موجي لسلطة Lyman كذا $n_i=2$

$$\frac{1}{\lambda_{\max}} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \Rightarrow \boxed{1215 \text{ \AA} = \lambda_{\max}}$$

أقل طول موجي يجب أن يكون $n_i = \infty$

$$\frac{1}{\lambda_{\min}} = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty^2} \right) \Rightarrow \boxed{\lambda_{\min} = 912 \text{ \AA}}$$

مُن / إذا كان $n=2$ هوي ① الطاقة المدارية ② السرعة المدارية
③ نصف قطر المدار ، للذرة الهيدروجينية

SOL

$$\textcircled{1} E_n = -13.6 \text{ eV} \left(\frac{Z^2}{n^2} \right) = -\frac{13.6 \text{ eV}}{2^2} = -3.4 \text{ eV}$$

$$\textcircled{2} v_n = \frac{Z}{n} v_0 = \frac{v_0}{2} = \frac{2.1976 \times 10^6 \text{ m/s}}{2} = 1.0988 \times 10^6 \text{ m/Sec}$$

$$\textcircled{3} r_n = n^2 r_0 / Z$$

$$r_2 = \frac{2^2 r_0}{1} = 4 r_0 = 4 \times 0.5291 \text{ \AA} = 2.1164 \text{ \AA}$$