

## اعتماد التصادمات القريبة والبعيدة في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة

رؤى سلام كاظم ، راشد عويد كاظم

جامعة الكوفة / كلية التربية للبنات

### الخلاصة :

تم في هذا البحث دراسة نظرية لحساب قدرة الايقاف الالكترونية باستعمال معادلة Bohr ومعادلة Bethe واعتماد التصادمات القريبة و التصادمات البعيدة والمعادلة الناتجة من جمع التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة للجسيمات المشحونة الثقيلة [ البروتونات] الساقطة على الاهداف الذرية (Si,O,C,H) وقورنت النتائج المستحصلة لقدرة الايقاف الالكترونية مع نتائج برنامج SRIM 2003 فأظهرت توافق جيد معها.

ان الحسابات النظرية لقدرة الايقاف للبروتونات المارة في الاهداف الذرية اجريت في مدى طاقة (0.01-1000 MeV). لقد تم استعمال الطرق الرياضية في حساب وبرمجة جميع المعادلات على وفق برنامج كتب بلغة Matlab للحصول على النتائج النظرية المطلوبة والتي تم توضيحها كرسوم بيانية .

### Abstract :

In this research, a theoretical study was made to calculate electronic stopping power by using Bohr equation, Bethe equation and then calculate it by depending on close collisions and distant collisions and the equation which resulting from distant and close collisions for heavy charged particles [ Protons] which interact with atomic targets (H,C,O,Si), the results are compared with program SRIM 2003, which it showed a good agreement with it.

The theoretical calculation for electronic stopping power for all protons which passing through atomic targets and compounds are done within energy range (0.01-1000 MeV) .

A mathematical approximative methods are used in the calculation and some of equation programmed by Matlab language to obtain the theoretical result which are shown in graphic.

### المقدمة :

اختراق الجسيمات المشحونة للمادة اثار الاهتمام منذ وقت مبكر في الفيزياء الذرية الحديثة .  
 واول من درس تلك الظاهرة كان العالم Bohr Niles الذي طور هيكلها النظري بالاعتماد على الميكانيك الكلاسيك [Csete,2002]، في عام 1913 اشتق Bohr صيغة واضحة لحساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة [Getachew,2007] . حيث اعتبر Bohr ان خسارة الطاقة للجسيمة المشحونة الثقيلة هو بسبب اصطدامها مع الكثرونات الذرة [Getachew,2007] [Turner,2004] وان الكثرون الذرة ممكن ان تعتبره ساكن و حر تقريبا قبل اصطدامه مع الجسيم الساقط [Turner,2004]. في هذا النموذج يقسم انتقال الطاقة الى جزء نووي و جزء الكتروني و حسب باستخدام نظرية التشتت الكلاسيكية عندما وسط الايقاف يوصف بواسطة نموذج المتذبذب التوافقي، اذ ان النتائج تعطي المعادلتين الآتيتين [Csete,2002] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 v^2} N L_{nuc} \quad (1)$$

حيث

$M_2$ : هي كتلة الهدف

وان قدرة الايقاف الالكترونية تعطي بالعلاقة الآتية:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{elec} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4}{m v^2} N L_{elec} \quad (2)$$

حيث  $L_{elec}$  و  $L_{nuc}$  تعطي ب :

$$L_{nuc} = \ln\left(\frac{2a}{b_n}\right) \quad (3)$$

$$L_{elec} = \ln\left(\frac{mv^3}{2|Z_1|e^3\bar{\omega}}\right) \quad (4)$$

$$b_n = \frac{2Z_1Z_2e^2}{M_0v^2}$$

اذ ان  $M_0$ : الكتلة المختزلة للقذيفة و الهدف .

$a$ : انصاف اقطار ذرات الهدف

$N$ : كثافة الذرات

$Z_1$  و  $Z_2$  الاعداد الذرية للقذيفة والهدف على التوالي

$m$ : كتلة الالكترون

$e$ : شحنة الالكترون

$v$ : سرعة الجسيم الساقط

$\bar{\omega} = (\omega_1 \cdot \omega_2 \dots \omega_{z_2})^{\frac{1}{z_2}}$  : التردد المقيد بعدد من الالكترونات في ذرة الهدف و تلك الترددات المقيدة تأتي

بألفترض بأن القوى التي قيدت الالكترونات بالنوى هي قوى توافقية [Csete,2002] . ان نظرية Bohr

الكلاسيكية تعطى بالعلاقة الاتية [Sigmund,1996]:

$$S = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \bar{\omega}} \quad (5)$$

حيث ان  $C=1.1229$

حيث ان  $\ln \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \bar{\omega}}$  يسمى عدد ايقاف Bohr ويرمز له بالرمز  $L_{Bohr}$ .

ان نتيجة Bohr تظهر ضمن الشرط  $\kappa = \frac{2Z_1 v_0}{v} > 1$  [Sigmund,2001] .

ثم جاء بعد ذلك العالم Bethe الذي وضع صيغة كمية نسبية لقدرة الايقاف للجسيمات المشحونة

بالاعتماد على الميكانيك الكمي [Turner,2004] حيث ان نظرية Bethe للايقاف تكون صحيحة عندما سرعة

الجسيمة الساقطة اعلى من سرعة Bohr [6]. ان الاختلاف بين تعبير قدرة الايقاف ل(Bohr) وقدرة الايقاف

ل(Bethe) هو بعدد الايقاف [Lozeva,2005] [Turner,2004] حيث ان نظرية Bethe تعطى بالعلاقة

الاتية [Csete,2002]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} NZ_2 \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (6)$$

حيث ان  $\ln \frac{2mv^2}{I}$  يسمى عدد ايقاف Bethe و يرمز له بالرمز  $L_{Bethe}$

حيث  $I$ : معدل جهد التأين

وباخذ التصحيحات النسبية فان عدد التوقف لالكترون الهدف يوصف بالمعادلة الاتية:

$$L_{Bethe} = \ln \left[ \frac{2mc^2 \beta^2}{1-\beta^2} \right] - \beta^2 - \ln I \quad (7)$$

$\beta = \frac{v}{c}$  وهي النسبة بين سرعة الجسيمة الساقطة الى سرعة الضوء

ويمكن كتابة قدرة الايقاف ل(Bethe) بالشكل الاتي [Bichsel,1992]:

$$S = K \frac{Z_1^2 Z_2}{A\beta^2} L_{Bethe} \quad (8)$$

ثم ظهرت بعد ذلك نظرية Bethe–Bloch والتي حلت التناقض الموجود بين نظرية Bohr الكلاسيكية لاييقاف الجسيمة المشحونة الساقطة و نظرية الاضطراب الكمية ل (Bethe) حيث انها اعتمدت على قيمة المؤثر  $\eta$  الذي يعطى بالمعادلة  $\eta = z_1 e^2 / hv$  حيث ان خسارة الطاقة توصف كلاسيكيا اذا كانت قيمة  $\eta \gg 1$  بينما تطبق نظرية الاضطراب في الحالة المعاكسة أي عندما ( $\eta$ ) صغير . هذه النتيجة قدمت كتصحيح لتحديد المقطع العرضي لاييقاف الرتبة الاولى لنظرية الاضطراب والتي يعبر عنها بالمعادلة [Khodyrev,2000] .[Sankt,2002]

$$S = \frac{4\pi N z_1^2}{mv^2} k^2 e^4 \left[ \ln \frac{2mv^2}{I} - \ln \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (9)$$

حيث ان:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (10)$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$$

**c:** سرعة الضوء

و ان نموذج Bethe–Bloch لايمكن تطبيقه في الطاقات الواطئة التي اقل من 0.01MeV لان التفاعلات النووية هي التي ستكون سائدة [Dunn & Hugtenburg,2006].

وبالاعتماد على مبدأ التصادمات القريبة والتي تم الافتراض إنها تخضع لقانون استنطارة كولوم الحرة (Free Coulomb Scattering) وان حساب فقدان الطاقة يتم من خلال استنطارة الالكترونات الذرية بواسطة الجسيم الساقط، وبما ان الجسيم المشحون الساقط سوف يفقد طاقته خلال هذه العملية، لذلك فإن الطاقة المنتقلة (Energy Transformation) إلى ذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم ( $p$ ) تعطى بالعلاقة الآتية [Sigmund,1996]:

$$T_{close} = \frac{2Z_1^2 e^4}{mv^2 p^2} \frac{1}{1+(b/2p)^2} \quad (11)$$

حيث ان :

**T<sub>close</sub>**: تمثل الطاقة المنتقلة الى ذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم  
**b**: هو قطر التصادم (Collision Diameter) ويساوي:

$$b = \frac{2Z_1 e^2}{mv^2} \quad (12)$$

إن المعادلة (11) مشتقة مباشرة من قانون رذرفورد ( $\tan\theta/2=b/2p$ ) و ( $T=2mv^2 \sin^2 \theta/2$ ) حيث إن  $\theta$  زاوية استنطارة مركز الكتلة (The center- of -mass Scattering Angle) اما التصادمات البعيدة فتكون فيها الالكترونات الذرية غير حرة، أي أنها ناتجة من تراكب الالكترونات الهدف من خلال التردد الكلاسيكي ( $\omega$ ) وان الطاقة المنتقلة إلى الالكترونات ذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم ( $p$  Impact Parameter) تعطى بالعلاقة الآتية: [Sigmund,1996].

$$T_{dis} = \frac{2Z_1^2 e^4}{mv^2 p^2} \left\{ \left[ k_0 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \right]^2 + \left[ k_1 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \right]^2 \right\} \quad (13)$$

حيث ان:

$p_0$ : معامل التصادم الحرج

$k_0$  و  $k_1$  تمثل دوال ببسل المعدلة ( Modified Bessel Functions ) وبما إن قدرة الإيقاف تعرف بدلالة الطاقة المنتقلة ( Energy transformatin ) ومعامل التصادم (  $p$  ) ( Impact Parameter ) وفق المعادلة الآتية:

$$S_{tot} = \int_0^{\infty} 2\pi T(p) p dp \quad (14)$$

فعند الأخذ بنظر الاعتبار التصادمات القريبة والبعيدة والمعطاة بالمعادلات (11) و(13)

لذلك معادلة (15) تصبح بالشكل الآتي:

$$\begin{aligned} S_{tot} &= \int_0^{\infty} 2\pi p dp (T_{close} + T_{dis}) \\ &= \int_0^{p_0} 2\pi p dp T_{close}(p) + \int_{p_0}^{\infty} 2\pi p dp T_{dis}(p) \end{aligned} \quad (15)$$

حيث أن الحد الأول من المعادلة (15) يمثل التصادمات القريبة والحد الثاني يمثل التصادمات

البعيدة، حيث إن  $(p_0)$  هو الذي يحدد التصادمات القريبة من التصادمات البعيدة أي عند القيمة  $(p_0)$  تكون الطاقة المنتقلة للتصادمات القريبة  $T_{close}$  مساوية للطاقة المنتقلة للتصادمات البعيدة  $T_{dis}$  أي أن:

$$T_{close}(p_0) = T_{dis}(p_0)$$

وبتعويض المعادلتين (11) و(13) في المعادلة (15) نحصل على المعادلتين الآتيتين:

$$S_{close}(p) = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2p_0}{b} \right)^2 \right] \quad (16)$$

$$L_{close} = \ln \left[ 1 + \left( \frac{2p_0}{b} \right)^2 \right] \quad (17)$$

$$S_{dis} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_0 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_1 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \quad (18)$$

$$L_{dis} = \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_0 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_1 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \quad (19)$$

ويمكن إعادة كتابة المعادلتين (16) و(18) بالصيغة الآتية:

$$S_{close}(p) = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} L_{close} \quad (20)$$

$$S_{dis}(p) = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} L_{dis} \quad (21)$$

وبجمع المعادلتين (17) و (19) نحصل على الصيغة العامة لعدد الإيقاف الكلي ( $L_{tot}$ ):

$$L_{tot} = \ln \left[ 1 + \left( \frac{2p_0}{b} \right)^2 \right] + \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_0 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_1 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \quad (22)$$

وان حساب Bohr استند إلى تمييز ذلك عند السرعة العالية أي عندما تكون  $\omega / v \ll b$ . حيث إن

القيمة  $p_0$  يمكن إيجادها اعتمادا على الفترة  $\omega / v \ll p_0 \ll b$  وان دوال ببسل من الممكن تمثيلها بمفكوكها الخاص ولقيم صغيرة لـ  $x$  حيث:

$$x k_0(x) k_1(x) = \ln(2/x) - \gamma + O(x^2) \quad (23)$$

حيث إن:

$x$  يمثل متغيرا" ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$x = \frac{\omega p_0}{v} \quad (24)$$

$\gamma$ :يمثل ثابت اويلر (Euler's constant) وقيمة تساوي (0.5772)

ومن الممكن اعادة كتابة المعادلتين (16) و (17) بالشكل الاتي:

$$S_{close} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left( \frac{2p_0}{b} \right) \quad (25)$$

$$L_{close} = \ln \left( \frac{2p_0}{b} \right) \quad (26)$$

وعندما  $2P_0/b \ll 1$  فإن المعادلات (18) و (19) تكتب بالصيغة الآتية

$$S_{dis} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left( \frac{Cv}{\omega p_0} \right) \quad (27)$$

$$L_{dis} = \ln \left( \frac{Cv}{\omega p_0} \right) \quad (28)$$

حيث ان  $C$  ثابت يعطى بالعلاقة  $(C=2e^{-\gamma})$  [Sigmund,1996]

$$S_{tot} = S_{close} + S_{dis} \quad (29)$$

وبتعويض المعادلات (25) و (27) في المعادلة (29) نحصل على الصيغة العامة لحساب

المقطع العرضي للايقاف لنظرية Bohr:

$$S_{tot} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{mv^2} \ln \left( \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \right) \quad (30)$$

$$L_{tot} = \ln \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \quad (31)$$

وهو يساوي  $L_{Bohr}$  ونلاحظ ان معامل Bohr ( $\xi$ ) هو المعامل الثاني الذي يؤثر في حساب

المقطع العرضي للايقاف فضلا عن معامل التصادم الحرج ( $p_0$ ). اما عن كيفية الحصول على الصيغة

الكلاسيكية لحساب قدرة الايقاف فتتم من خلال حل التكاملات رياضيا في المعادلتين (16) و(18) فقط بدون

الاعتماد على التقريب الرياضي معادلة (23) لتجنب حصول توقف في اللوغارتم والمتمثل في المعادلة (30).

فبالتعويض عن قيم  $m$  و  $e$  (كتلة وشحنة الالكترن) والعلاقة ( $\beta=v/c$ ) في معادلة (16) و(18) نحصل على

المعادلتين التاليتين بوحدات ( $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$ ) وكالاتي:

$$S_{close} = 0.30707 \left( \frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left( \frac{Z_2}{a_2} \right) \times \frac{1}{2} \ln \left( 1 + \left( \frac{2p_0}{b} \right)^2 \right) \quad (32)$$

$$S_{dis} = 0.30707 \left( \frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left( \frac{Z_2}{a_2} \right) \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_0 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) K_1 \left( \frac{\omega p_0}{v} \right) \quad (33)$$

ومن جمع هاتين المعادلتين نحصل على المعادلة الكلاسيكية العامة لحساب المقطع العرضي للايقاف التي تم

الاعتماد عليها في حساباتنا النظرية:

$$S_{tot} = 0.30707 \left( \frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left( \frac{Z_2}{a_2} \right) L_{tot} \quad (34)$$

عدد الايقاف الكلي للمعادلة (34) يعطى بالعلاقة الآتية:

$$L_{tot} = \frac{1}{2} \ln \left( 1 + \left( \frac{2p_0}{b} \right)^2 \right) + xK_0(x)K_1(x) \quad (35)$$

### المعاملات المؤثرة في حساب المقطع العرضي للإيقاف :

من المعادلتين (16) و (18) والناتجة منها معادلة Bohr (30) نلاحظ ان هناك معاملات اساسية تؤثر في حساب المقطع العرضي لإيقاف الجسيمات الثقيلة وهي معامل التصادم الحرج ( $p_0$ ) (critical impact parameter) ومعامل Bohr ( $\xi$ ) (Bohr's parameter) . ان المعامل ( $p_0$ ) يفصل ما بين التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة في حساب المقاطع العرضية للإيقاف ( $S_{close}, S_{dis}$ ) في المعادلة (15) .

يمكن ايجاد معامل Bohr الذي يمثل دالة للسرعة في حساباتنا النظرية من المعادلة الآتية:

$$\xi = \frac{mv^3}{Z_1 e^2 \omega} \quad (36)$$

ان التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة تكون متساوية عند معامل التصادم ( $p_0$ ) اي ان :

$$S_{close} = S_{dis}$$

فمن مساواة المعادلة (25) و (27) نحصل على:

$$\ln \left( \frac{Cv}{\omega p_0} \right) = \ln \left( \frac{2p_0}{b} \right) \quad (37)$$

$$\therefore p_0 = \left( \left( \frac{Cvb}{2\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (38)$$

وبالتعويض عن ( $\omega = I/\hbar$ ) والمعادلة (2) في المعادلة (39) نحصل على :

$$p_0 = \left( \frac{CZ_1 e^4}{mvv_0 I} \right)^{1/2} \quad (39)$$

ان اهمية معامل Bohr ( $\xi$ ) ومعامل التصادم ( $p_0$ ) يتوضح من خلال الشكل (1) والذي يوضح

العلاقة بين التصادمات القريبة ( $Y_{close} = \frac{mv^2 p^2}{2Z_1^2 e^4} T_{close}$ ) والتصادمات البعيدة

( $Y_{dis} = \frac{mv^2 p^2}{2Z_1^2 e^4} T_{dis}$ ) مع معامل التصادم الحرج ( $p_0$ ) وكذلك يمكن الملاحظة ان معامل Bohr ( $\xi$ ) يأخذ

قيم متعددة والتمثلة باعلى قيمة لها ( $\xi = 10$ ) الى اقل قيمة ( $\xi = 0.1$ ) حيث نلاحظ من هذا الشكل ان ( $p_0$ )

تمثل دائما نقطة تقاطع عندما تكون  $Y_{close} = Y_{dis}$  .

ان الشكل (2) يوضح العلاقة العكسية بين معامل التصادم الحرج ( $p_0$ ) ومعامل Bohr ( $\xi$ ) حيث عند

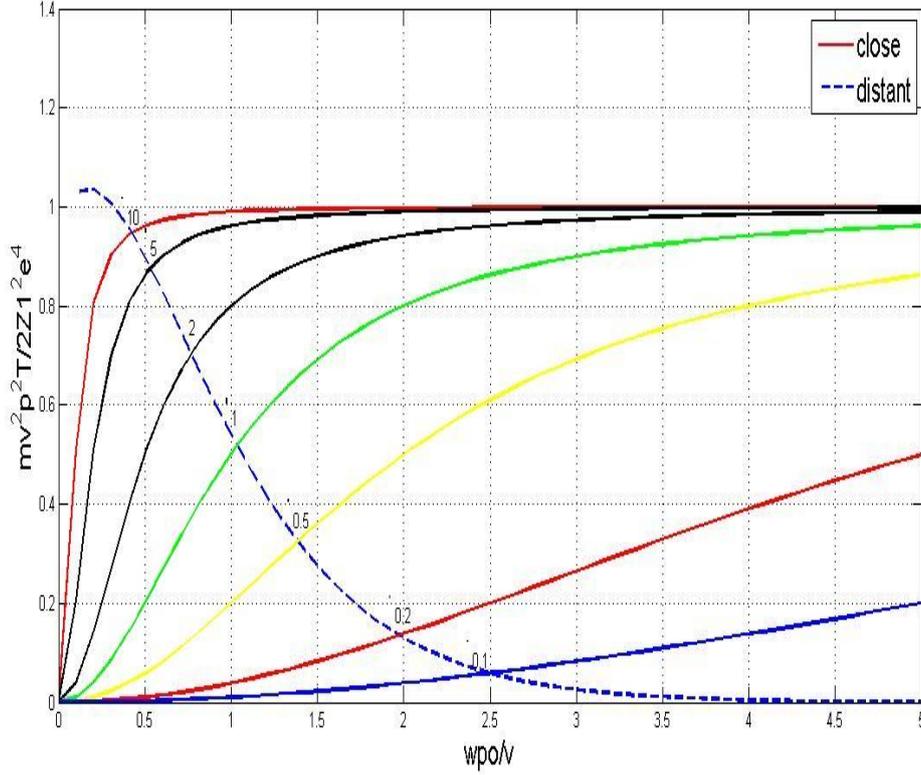
السرع العالية (اعلى قيمة  $\xi$ ) فان معامل التصادم ( $p_0$ ) يأخذ اقل قيمة وبالعكس .

ان معادلة Bohr (30) تمثل دالة لمعامل Bohr ( $\xi$ ) حيث ان عدد الايقاف لهذه المعادلة يعطى بالعلاقة

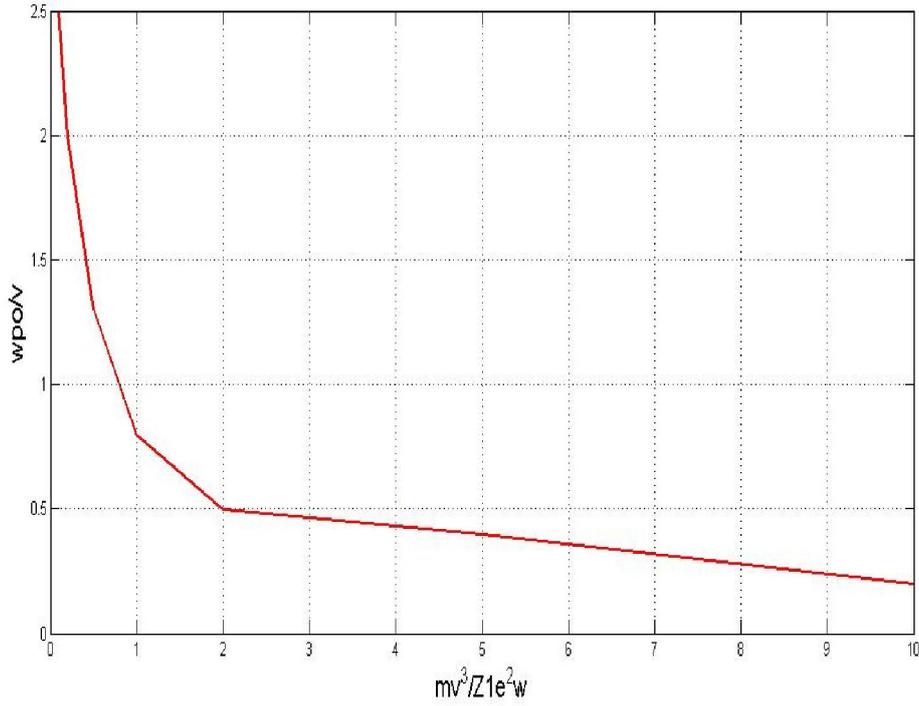
الآتية :

$$L_{Bohr} = \ln \left( \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \right) \quad (40)$$

ومن المعادلتين (15-3) و(17-3) نلاحظ ان  $L_{close} = L_{dis}$  عند  $p_0$  التي تمثل ايضا دالة لمعامل Bohr (ξ).  
 (ξ).



شكل (1) العلاقة بين التصادمات القريبة ( $T_{close}$ ) والتصادمات البعيدة ( $T_{dis}$ ) مقابل معامل التصادم الحرج ( $p_0$ ) ، ويوضح الشكل ايضا اعتماد ( $T_{close}$ ) على سرعة الجسيم الساقط من خلال معامل بور (ξ) الذي يأخذ قيم متعددة  $0.1 < \xi < 10$ .



شكل (2) التباين بين سرعة الجسيم الساقط (المتتملة بمعامل Bohr (ξ)) ومعامل التصادم الحرج  $p_0$

$$L_{Bohr} = L_{close} + L_{dis}$$

وعند النقطة  $p_0$  يكون :

$$L_{Bohr} = 2L_{dis} = 2L_{close}$$

$$\therefore L_{dis} = L_{close} = L_{Bohr}/2$$

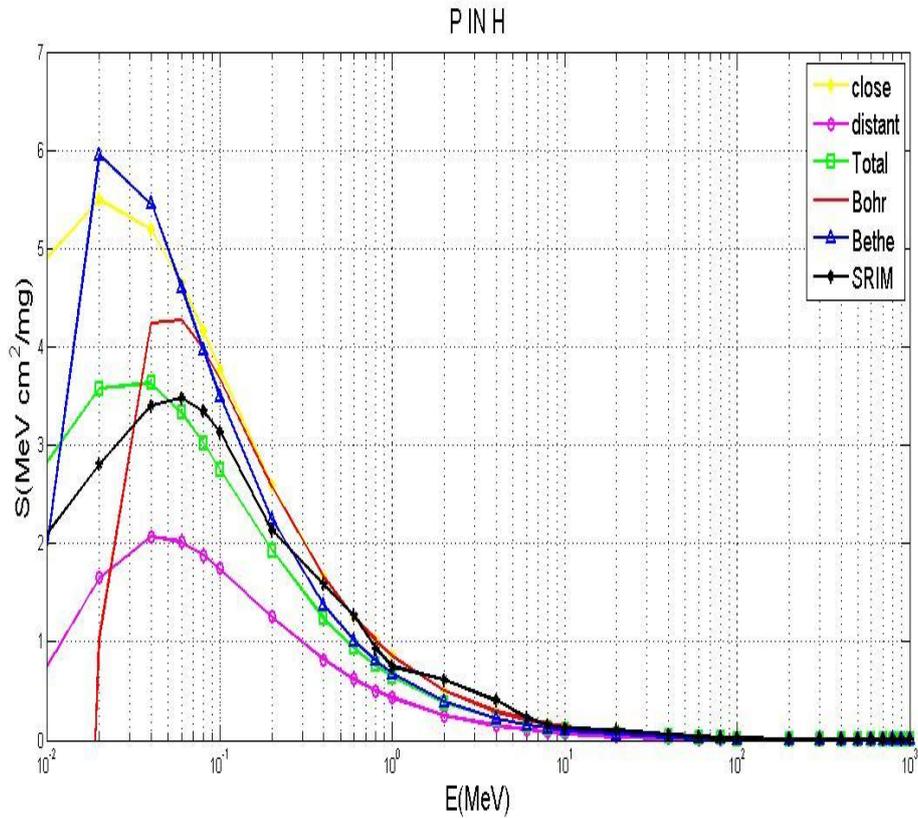
(41)

الحسابات والنتائج :

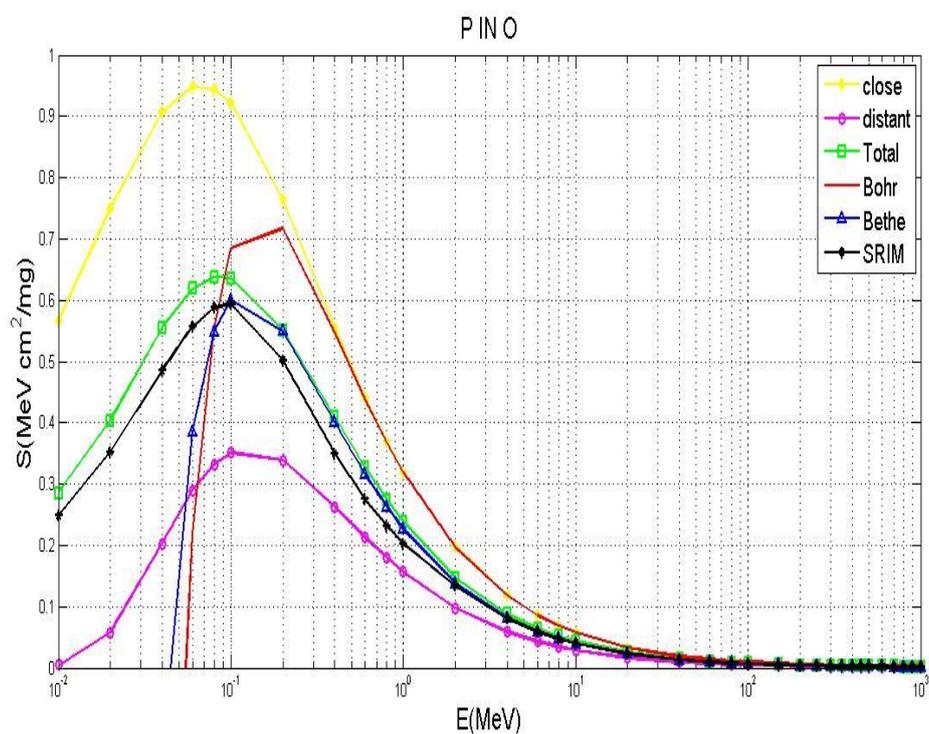
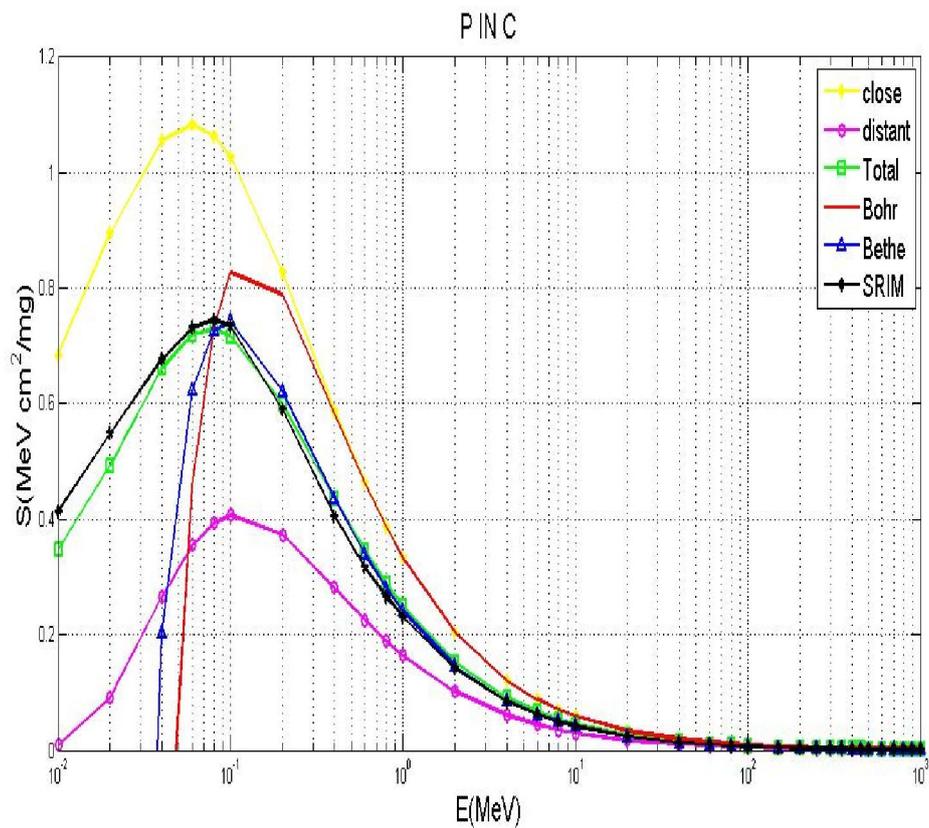
### حساب قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات في اهداف ذرية:

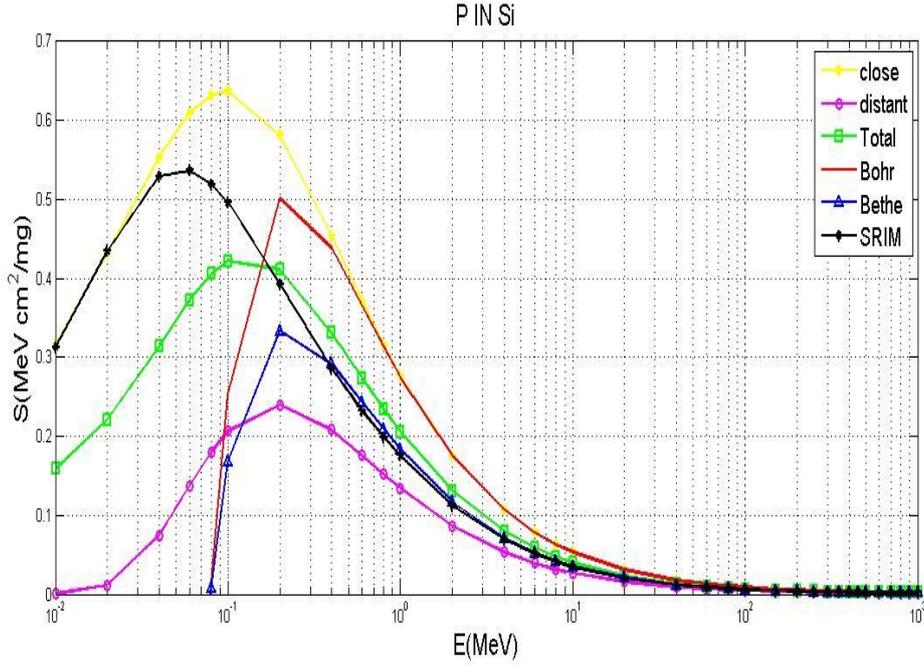
لقد تم حساب قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات المارة خلال الاهداف (الهيدروجين H والكاربون C والاكسجين O والسليكون Si) في حدود مدى طاقة (0.01-1000 MeV) باستعمال المعادلات (8)،(30)،(32)،(33)،(34) في برنامج بلغة Matlab الشكل (3) يوضح المقارنة بين النتائج النظرية المتمثلة بالمعادلات (8) ل(Bethe)، (30) ل(Bohr)، و(32) الناتجة من التصادمات القريبة، (33) الناتجة من التصادمات البعيدة، (34) الناتجة من تأثير التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة والنتائج العملية لبرنامج SRIM 2003. حيث نلاحظ من الشكل (3a) ان اعظم قيمة لقدرة الايقاف الالكترونية الناتجة من المعادلات (32)،(33)،(34) تكون ضمن الطاقة (0.01<E(MeV)<0.05) وازيادة الطاقة تبدأ قدرة الايقاف بالتناقص. اما عند ملاحظة الاشكال (3b و 3c و 3d) فنلاحظ ان اعظم قيمة لقدرة الايقاف الالكترونية الناتجة من المعادلات (32)،(33)،(34) تكون ضمن الطاقة (0.01<E(MeV)<0.2) وازيادة الطاقة تبدأ قدرة الايقاف بالتناقص.

اما بالنسبة الى معادلتى Bohr و Bethe المتمثلة بالمعادلتين (8) ل (Bethe) و (30) ل (Bohr) والموضحة في الشكل (3a, 3b, 3c, 3d) نلاحظ انه عند الطاقات الواطئة فإن صيغة Bohr وصيغة Bethe تصل الى حد الانقطاع او التوقف (cut off) ونلاحظ وجود تباعد كبير بين صيغة Bohr وصيغة Bethe عند الطاقات الواطئة حيث تم حساب قدرة الايقاف الالكترونية لجسيمة مشحونة واحدة في اهداف مختلفة ، حيث نلاحظ انه كلما قل العدد الذري للهدف كلما زاد التباعد بين صيغة Bohr وصيغة Bethe كما موضح في الشكل (3) . اما عند الطاقات العالية فأن هذا التباعد يقل ونحصل على توافق جيد بين النتائج النظرية والنتائج العملية لبرنامج SRIM 2003، كذلك عند ملاحظة الشكل (3) نلاحظ ان قدرة الايقاف تتناسب تناسباً عكسياً مع العدد الذري لمادة الهدف حيث ان اعلى قيمة لقدرة الايقاف حصلنا عليها عندما كان الهدف الهيدروجين واقل قيمة عندما كان الهدف السليكون.



(a)





(d)

الشكل (3) يوضح العلاقة بين قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات الساقطة على اهدف (الهيدروجين H والكاربون C والاكسجين O والسليكون Si).

### الاستنتاجات :

من خلال دراستنا لقدرة الايقاف الالكترونية يمكن ان نستنتج النقاط المهمة الاتية :

- 1- ان صيغة Bethe المتمثلة بالمعادلة (8) وصيغة Bohr المتمثلة بالمعادلة (30) تعدان من الصيغ المهمة في حساب المقطع العرضي لقدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة وتعتمد على سرعة وشحنة الجسيم الساقط . وهاتين الصيغتين متشابهتين تقريبا باستثناء اللوغارتم الذي يعتبر اساس الاختلاف بين هاتين المعادلتين .
- 2- يمكن استعمال المعادلة (34) في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة في اي هدف عند السرعة العالية وعند السرعة الواطئة ولاي قيمة لشحنة وسرعة الجسيم الساقط ومقارنة بمعادلة Bohr ومعادلة Bethe.
- 3- لوحظ في حساب قدرة الايقاف للبروتونات الساقطة على الاهداف الذرية (H,C,O,Si) ان قدرة الايقاف تزداد بزيادة طاقة الجسيم الثقيل الساقط عند منطقة الى ان تصل الى قيمة محددة ثم تبدا بالنقصان الى ان تكون قريبة من الصفر عند الطاقات العالية .
- 4- من ملاحظة الشكل (2) نلاحظ ان العلاقة عكسية بين معامل Bohr ومعامل التصادم الحرج  $P_0$  اذ ان اي زيادة تطرأ على معامل Bohr فان  $P_0$  سوف تبدا بالنقصان ، وهذا يعتبر مؤثر مهم في حساباتنا النظرية لقدرة الايقاف من خلال المعادلة (34).
- 5- عند ملاحظة الشكل (3) يمكن ان نلاحظ حصول تباعد بين معادلة Bohr ومعادلة Bethe عند الطاقة الواطئة وازيادة الطاقة فان هذا التباعد يقل وتبدأ بالتقارب الى ان تصل الى حد التوافق عند نقطة معينة بسبب التأثير اللوغارتمي .

المصادر:

- Bichsel H.,1992,"stopping power and ranges of fast ions in heavy elements",Phys.Rev.A,Vol.46,No.9,p.p.5761-5773.
- Csete A.,2002,"Experimental investigations of the energy loss of slow protons and antiprotons in matter",M.Sc.Thesis,Instute of physics and astronomy,University of Aarhus,p.p.1-75.
- Dunn W. L. and R. P. Hugtenburg,2006," The interaction of radiation with matter:charged particle and electron interactions".
- Getachew A.,2007," Stopping power and range of protons of various energies in different materials",M.Sc.Thesis,Addis Ababa university,p.p.1-40.
- Khodyrev V. A.,2000," On the origin of the Bloch correction in stopping",J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 33,p.p.5045-5056.
- Lozeva R.,2005," A new developed calorimeter telescope for identification of relativistic heavy ion reaction channels", PhD.Thesis, University of Sofa,p.p.1-156.
- Sankt A.-Petersburg,2002" Energy loss dynamic of intense heavy ion beams interacting with dense matter" ,Vom fachbereich physik der technischen universitat Darmstadt,p.p.1-104.
- Sigmund P. and A. Schinner,2001," Binary theory of electronic stopping", Preprint submitted to Elsevier Science,p.p.64-68.
- Sigmund P.,1996,"Low-speed limit of Bohr's stopping –power formula",Phys.Rev A.Vol.54,No.4,p.p.3113-3793.
- Tufan M.C . and H. Gumus,2008," Stopping power calculationsof compounds by using Thomas-Fermi-Dirac-WeizsÄacker density functional",ACTA PHYSICA POLONICA A, Vol. 114,No.4.,p.p.703-710.
- Turner J. E.,2004," Interaction of ionizing radiation with matter",Health Physics Society,p.p.228-252.