463

الجمهورية العراقية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الموصل

مبادئ الفيزياء النووية

تأليف

ماير هوف

ترجمة

* الدكتور عاصم عبد الكريم عزوز
فيزياوي أقدم - قسم البحث والتطوير
المنشأة العامة لكبريت المشراق

* استاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة الموصل سابقاً

مبادئ الفيزياء النووية
176885
المكتبة المركزية
الإعارة
539.7/ي ا
المكتبة العامة لامانة عمان الكبرى
الرقم المتسلسل ١٧٦٨٨٥
رقم التصنيف ٥٣٩/٧/ماي
التاريخ ١٥ كانون الأول ١٩٩٣

الفصل الاول

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية

1 ـ 1 مقدمة

إن دراسة الفيزياء النووية تتركز حول مشكلتين رئيسيتين . الاولى هي محاولة فهم خواص القوة التي تربط اجزاء النواة ببعضها والثانية هي محاولة فهم تصرف المجموعات متعددة الاجسام many-particles, كالنواة مثلاً . ان هاتين المشكلتين مرتبطتان ببعضهما البعض . ذلك لان دراسة المجموعات متعددة الاجسام لها علاقة بمعرفة طبيعة القوة التي تربط اجزاء هذه المجموعات ببعضها ولكن بعض خصائص هذه المجموعات يمكن اشتقاقها بمجرد افتراض ان مكونات المجموعة تتجاذب مع بعضها البعض .

ان العاملين من حقل الفيزياء يلجأون عند دراستهم للمجموعات متعددة الاجسام الى استخدام بعض التقريبات Approximations التي تحددها حقيقة تجريبية يراد تفسيرها . مثال على ذلك فانه بالامكان وصف طريقة تصرف كمية من الغاز بواسطة قوانين الغازات (قانون بويل وقانون شارل) بدون الحاجة الى معرفة تفاصيل حركة الجزيئات التي تعتبر من جهة ثانية ضرورية لدراسة التوصيل الحراري للغازات . وتسمى الطرق التقريبية المختلفة المستخدمة لوصف النواة بالنماذج Models ونذكر هنا بأن كثيراً من الطرقات في هذا الكتاب قائمة على استعمال هذه النماذج والتي يصلح كل منها لتفسير عدد محدود من النتائج التجريبية . وبالرغم من اننا سوف لا نتقيد بالتسلسل التأريخي لتطور الفيزياء النووية الا اننا سنقدم ملخصاً لبعض هذه التطورات في الجدول 1 ـ 1 .

جدول 1 ـ 1 بعض الاكتشافات التي حدثت خلال التطور التاريخي للفيزياء النووية

اكتشاف النشاط الاشعاعي (بيكويرل (Becquerel)	1896
نموذج رادرفورد الذري	1911
اكتشاف النظائر (ثومبسون (J. J. Thomson)	1912
التحولات النووية الصناعية (Rutherford)	1919
تطبيق ميكانيك الكم على النشاط الاشعاعي (Gamow, Gurney, and Condon)	1928
اكتشاف النيوترون (جادويك (Chadwick)	1932
فرضية n-p (هايزنبرك (Heisenberg)	1932
اكتشاف البوزترونات من قبل اندرسن (Anderson)	1932
دور الميزونات في الفيزياء النووية (يوكاوا (Yukawa)	1935
اكتشاف ميزون μ (Anderson and Neddermeyer)	1936
اكتشاف ميزون π (باول (Powell) meson	1946
اكتشاف عدم حفظ التناظر في انحلال بيتا (Lee and Yang)	1956

يعود الفضل في اكتشاف النشاط الاشعاعي للعالم بيكويريل Becquerel عام (1896) . وقد تم هذا الاكتشاف عن طريق الصدفة عند ملاحظة التأثر على اللوح الفوتوغرافي الموضوع امام معدن معين . وفي عام (1898) نجح كل من بيير وماري كوري Marie Curii في فصل المادة المشعة (الراديوم Radium) من خاماته . وتعتبر اعمال رادرفورد والعاملين معه في هذا المجال من الاعمال البارزة في فهم طبيعة النشاط الاشعاعي . ففي عام 1903 قاموا باجراء دراسات تفصيلية حول طبيعة الاشعاعات وافترضوا ان النشاط الاشعاعي يجب ان يحدث تغيراً في المادة الكيمياوية . وعندما اكتشفت الانواع الثلاثة من الاشعاعات الفا alpha وبيتا Beta وكاما وظهر ان اشعة الفا مكونة من ذرات الهليوم المتأينة اصبح المجال مفتوحاً امام رادرفورد لتفسير نتائج تجربة كايكر Geiger ومارزدن 1909 Marsden حول استطارة دقائق الفا . وقد استطاع رادرفورد عام 1911 ان يستنتج ان نتائج تجارب استطارة جسيمات الفا يمكن تفسيرها فقط بافتراض ان الذرة مكونة من كتلة موجبة الشحنة هي النواة ويبلغ قطرها في حدود 10^{-12} cm والذي هو اصغر بكثير من قطر الذرة نفسها وهو 10^{-8} cm وتحيط الالكترونات بهذه النواة (بحيث يكون عدد الشحنات الموجبة مساوياً لعدد الالكترونات في الذرة المتعادلة) . وفي عام 1913 تم وضع اول نموذج متكامل لحركة الالكترونات في الذرة من قبل بور Bohr . ان اكتشاف النيوترون من قبل جادويك Chadwick عام 1932 قد ادى الى ان يصبح التركيب النووي اكثر وضوحاً وهذا ادى الى ظهور فرضية هايزنبرك Heisenberg سنة 1932 والتي تنص على ان النوى مكونة من البروتونات والنيوترونات .

ان محاولات عديدة قد قامت في تلك الحقبة لاجل فهم طبيعة القوة النووية حيث اظهرت التجربة ان القوة النووية هي اقوى من اية قوة اخرى معروفة مثل القوة الكهربائية او قوة الجذب الكتلي . كذلك فان هذه القوة تمتاز بكونها قوة قصيرة المدى short range واعتماداً على فرضية هايزنبرك التي تنص على ان القوة النووية تنتج عن تبادل الدقائق بين المكونات النووية فقد استطاع يوكاوا عام 1935 ان يثبت ان بعض خواص القوة النووية يمكن تفسيرها اذا افترضنا انه يتم تبادل جسيم ثقيل وقد تم اكتشاف هذه الجسيمات بعد ذلك في الاشعة الكونية وتسمى الان بالميزونات Mesons

ان النقطتين الاساسيتين في الفيزياء النووية واللتين تطرقنا الى ذكرهما في بداية هذا الفصل قد تم حلهما في الوقت الحاضر بدرجة موسعة ولكن ليس بالتفصيل . اننا نعرف الان ما هي صفات القوة النووية ـ ولقد تبين انها قوة معقدة جداً ـ كذلك تعلمنا كيف نربط بعض خواص النموذج النووي الى القوة ومع هذا فانه لا تزال امام الفيزياء النظرية مشكلات تنتظر الحل . اما من الناحية التجريبية فان التطور في اجهزة القياس الدقيقة قد ادى الى اكتشاف بعض الخواص النووية التي لم تكن متوقعة .

2 ـ 1 الخواص النووية الاساسية Basic Nuclear properties

إن للنوى خواص ثابتة لا تتغير بتغير الزمن مثل الكتلة والحجم والشحنة والزخم الزاوي الذاتي intrinsic angular momentum والذي يسمى غالباً بالبرم النووي Nuclear Spin كما أن هناك خواصاً اخرى للنوى تتغير مع الزمن مثل الانحلال الاشعاعي radioactive decay والتحويل الصناعي للعناصر artificial tansmutation (التفاعلات النووية Nuclear reactions) وتوجد للنوى ايضاً حالات متهيجة exited states تعتبر طاقاتها من صفات النوع الاول ولكن عملية تحلل هذه الحالات المتهيجة تعتبر من صفات النوع الثاني . ان

كلا من هذه الخواص سيتم بحثها حالياً بصورة مختصرة على ان نقوم ببحثها بشيء من التفصيل في الفصول القادمة

2 a ـ 1 الكتلة النووية والشحنة Nuclear mass and charge

ان الطريقة القديمة في مقارنة الكتل في الكيمياء قد اظهرت العلاقة التقريبية التالية (براوت Prout, 1815)

$$M \approx \text{integer} \times M_{\text{H}}$$

حيث M = كتلة ذرة معينة

M_{H} = كتلة ذرة الهيدروجين

اما العدد الكامل(integer)فهو ما يطلق عليه الآن بالعدد الكتليMass number والذي يرمز له بالرمز A

لقد اظهرت تجارب استطارة الاشعة السينية X-ray ان العدد الذري Z والذي يمثل عدد الالكترونات وكذلك عدد الشحنات النووية الموجبة لا يساوي العدد الكتلي A . ان هذه النتيجة قد ادت الى ظهور الفرضية الاولى حول التركيب النووي والتي تنص على ان النوى مكونة من A من البروتونات و $A-Z$ من الالكترونات المقيدة داخل النواة الا ان اكتشاف النيوترونات من قبل جادويك كما ذكرنا سابقاً قد ادى بهايزنبرك للافتراض ان البروتونات والنيوترونات هي المكونات الاساسية لجميع النوى . ان صحة هذه الفرضية في الوقت الحاضر موضوع يعتبر فوق اي شيء ولكن فهمها يعتمد على استخدام قوانين ميكانيك الكم وسوف نعطي فيما يلي مثالاً يوضح ذلك . فحسب فرضية النيوترون ـ بروتون نتوقع ان تكون كتلة الذرة هي

$$M \approx ZM_{\text{H}} + NM_n \qquad (2-1)$$

حيث Z = عدد البروتونات في النواة (العدد الذري *atomic number*)

N = عدد النيوترونات في النواة *neutron number*)

M_n = كتلة النيوترون

ان اكتشاف عناصر ذات خواص كيمياوية متطابقة مع اختلافها في الكتل (تسمى النظائر isotops) من قبل تومسون عام 1912 ساعد على تطوير طرق قياس الكتل الذرية او النووية بشكل دقيق . ان هذا الفرع المتخصص من الفيزياء والذي بدأه استون1919 Aston يسمى طيف الكتلة mass spectroscopy ان اهمية هذا الفرع بالنسبة لقياس الكتل النووية بدقة يساعد على استنتاج المعلومات عن القوى النووية وسيتم التطرق الى هذه النقطة في الفصل الثاني وسوف نرى ان هنالك فرقاً بين طرفي المعادلة (2 ـ 1) والفرق هنا يمثل طاقة الترابط النووية

2b ـ 1 الحجم النووي Nuclean Size

ان اول نموذج تفصيلي للذرة والذي تخطى نموذج النظرية الحركية (الكرة الصلدة) كان قد اقترح من قبل تومسون Thomson 1900 وذلك بعد اكتشافه للالكترونات بوقت قصير .

لقد كان من المعتقد أنّ الالكترونات تسبح في وسط كثيف من الشحنات الموجبة داخل الحجوم الذرية 10^{-8} cm واستناداً الى هذا النموذج فإن اختراق الجسيمات السريعة للمواد انما يتم عن طريق الانتشار فقط الا ان تجارب استطارة جسيمات الفا بواسطة صفائح الذهب الرقيقة (كايكر ومارسدون 1909 Geiger and Marsdon) قد اظهرت أن الجسيمات المرتدة الى الوراء تكون اكثر مما يمكن ان تسمح به نظرية تومسون . لقد فسر راذرفور هذه الظاهرة بانها ناتجة عن وجود نواةذريةصغيرة 10^{-8} cm ≪ تؤثر بقوة كهربائية بسيطة (قوة كولوم) على جسيم الفا وقد تمكن بذلك ان يستخرج قانون الاستطارة الا ان قياسات لاحقة اظهرت ان هذا القانون لا ينطبق في حالة : ـ

(1) كون جسيمات الفا ذات طاقة عالية جداً

(2) عندما يكون العدد الذري للمادة المستطيرة صغيراً جداً

وإذا عرفنا الطاقة الحرجة لجسيم الفا T_α والعدد الذري الحرج Z الذين يبدأ عندها القانون بالشذوذ فإننا سوف نستطيع تقدير نصف قطر النواة للمادة المستطيرة . وفي الحالة التي يقترب فيها جسيم الفا من النواة بمسافة اقل من نصف القطر فإننا يجب ان نفترض ظهور تأثير القوة النووية والتي هي اقوى من قوة كولوم التي استعملت لاشتقاق هذا القانون ان جسيم الفا البعيد عن النواة يمتلك طاقة حركية مقدارها T_α فقط ان هذا الجسيم سوف يصل الى اقرب مسافة ممكنة من النواة في حالة التصادم الرأسي Head-om Collision وفي هذا الوضع فإن جسيم الفا سوف يمتلك طاقة كامنة فقط ولو اهملناارتداد النواة , وباستخدام قانون حفظ الطاقة فاننا نحصل على

$$T_\alpha = \frac{2eZe}{D} \quad \text{(in electrostatic units)} \qquad (1\text{-}3)$$

حيث $2e$ = شحنة جسيم الفا $(e = 4.80 \times 10^{-10}\ \text{esu})$[1]

Ze = شحنة النواة المستطيرة

D = اصغر مسافة يصلها جسيم الفا

$$D = \frac{2Ze^2}{T_\alpha} \qquad (1\text{-}4)$$

ومثال على ذلك فان جسيم الفا الساقط على اليورانيوم يظهر استطارة تشذ عن استطارة كولوم عندما تكون طاقته اكبر من 25 Mev $(1\ \text{Mev} = 1.60 \times 10^{-6}\ \text{ergs})$.[2]

وفي هذه الحالة فان

$$D = \frac{2 \times 92 \times (4.8 \times 10^{-10})^2}{25 \times 1.6 \times 10^{-6}}$$

$$\approx 10^{-12}\ \text{cm} = 10\ \text{F} \qquad (1\ \text{F} = 1\ \text{fermi} = 10^{-13}\ \text{cm})$$

وباجراء تجارب اكثر دقة وباستعمال الالكترونات ودقائق نووية اخرى فان تجارب الاستطارة اظهرت أنّ نصف القطر الذي تظهر عنده التأثيرات النووية يمكن ان يكتب بصورة تقريبية على النحو التالي

$$R = R_0 A^{1/3} \qquad (1\text{-}5)$$

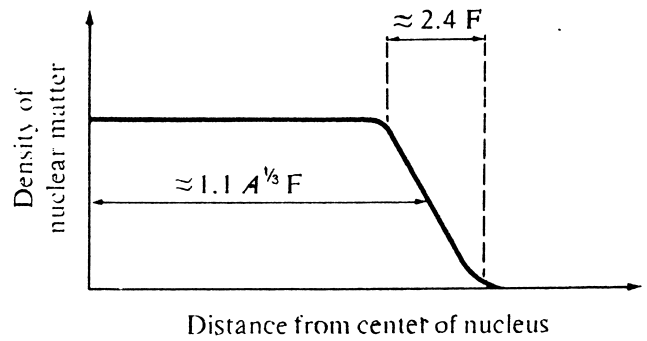
حيث ان R_0 يسمى ثابت نصف القطر ويأخذ القيم

$$R_0 \approx \begin{cases} 1.4\ \text{F} & \text{للجسيمات النووية المستطارة بالنوى} \\ 1.2\ \text{F} & \text{للالكترونات المستطارة بالنوى} \end{cases} \qquad (1\text{-}6)$$

ان الاختلاف بين هاتين القيمتين يمكن تفسيره كما يلي : ان حالة استطارة الالكترونات تعني قياس موقع الشحنات الموجبة (نقطة) للبروتونات في النواة اما في حالة استطارة الدقائق النووية فاننا نقوم بقياس حجم المنطقة التي تؤثر فيها القوة النووية على الجسيم النووي ونتيجة لذلك فان القوة النووية تظهر وقد امتدت الى ما بعد المنطقة التي تحتوي الشحنة او الكتلة وبذلك فان النواة تظهر وكأنها اكبر من حجمها الحقيقي . ان القوة النووية تمتد الى ما بعد الكتلة النووية بحوالي 1 F ولقد حدد بواسطة ذلك مدى القوة النووية .

ان العلاقة البسيطة في المعادلة (5 ـ 1) يمكن الحصول عليها اذا افترضنا ان النواة عبارة عن كرة تحتوي على A من الجسيمات الصلدة ففي هذه الحالة سيكون حجم النواة متناسباً مع A ونصف القطر متناسباً مع $A^{1/3}$ .. ان هذا النموذج المبسط هو صحيح في بعض الاوجه الا انه مغالي في التبسيط . وقد اظهرت تجارب اكثر دقة

لاستطارة الالكترونات من قبل هافستادتر وجماعته Hofstadter et al. 1953 أنّ كثافة المادة النووية لا تظهر انقطاعاً حاداً عند نصف القطر ولكن يمكن تمثيله بصورة تقريبية كما في الشكل 1 ـ 1



ومع هذا فان مفهوم نصف القطر يعتبر مفيداً في اغلب الاحيان . ان تطبيق المعادلة (5 ـ 1) على نواة اليورانيوم U^{238} يُنتج $R = 9$ F والتي يمكن مقارنتها بقيمة D من المعادلة (4 ـ 1)

2C ـ 1 الزخم الزاوي الذاتي للنواة

Intrinsic angular momentum of the nucleus

ان الزخم الزاوي النووي يعتبر من الكميات المهمة فهو كما سنرى يلعب دوراً مهماً في تركيب النوى المعقدة ويؤثر على جميع الخواص النووية الحركية dynamic properties وسنناقش في هذه المرحلة الزخم الزاوي لمجموعة متعددة الاجسام بشيء قليل من التفصيل .

لقد وجد تجريبيا ـ ومن ثم وضعت القوانين الكمية لها ـ ان البروتونات والنيوترونات تمتلك زخماً زاوياً ذاتياً مقداره $\frac{1}{2}\hbar$ كما هي الحال بالنسبة للالكترونات (إن $\hbar$ هو ثابت بلانك h مقسوماً على 2π) وبما ان الزخم الزاوي هو مقدار اتجاهي لذلك فان الزخم الزاوي الكلي للنواة هو عبارة عن المجموع الاتجاهي للزخوم الزاوية لمكوناتها وقد وجد تجريبياً ان النوى المعقدة يكون لها زخوم زاوية تساوي $I\hbar$ حيث ان I هو عدد صحيح يشمل الصفر للنوى التي فيها (A زوجية)

وامثلة على ذلك فان نواة الديتريوم H^2 يكون فيها $I = 1$ والنواة Li^7 تكون فيها $I = \frac{3}{2}$

ان قوانين ميكانيك الكم تنص على ان الزخم الزاوي الكلي لمجموعة متعددة الاجسام مكونة من P من الجسيمات حول مركز الكتلة يساوي عدد صحيح $\times \hbar$ اذا كان P عدداً زوجياً (وعدد صحيح + نصف) $\times \hbar$ اذا كان P عدداً فردياً ان هذه القاعدة تنطبق على الالكترونات الذرية كما انها تنطبق على المكونات النووية لذلك فان نواة H^2 لو كانت مكونة من بروتونين والكترون (لكي تصبح $Z = 1$) فان من المتوقع ان يكون فيها $I = \frac{3}{2}$ او $I = \frac{1}{2}$ ولكن اذا كانت هذه النواة مكونة من بروتون ونيوترون فان 1 او $I = 0$ وهذا الاخير هو ما اثبتته التجربة ويمكن بهذا الاسلوب ان نثبت ان النوى لا يمكن ان تكون مبنية من البروتونات والالكترونات ولكنها يجب ان تتكون من البروتونات والنيوترونات .

ومع اننا لم نتطرق الى كيفية ايجاد I إلا انه يمكن القول أنَّ الاطياف الذرية والجزئية تتأثر بالمؤثرات المغناطيسية الناتجة عن الزخم الزاوي النووي ومنها يمكن استخلاص قيمة I . كما ان التحولات النووية تتأثر ايضاً بشكل قوي بالزخوم الزاوية للحالات الابتدائية والنهائية وذلك لان هذه التحولات يجب ان تحقق قانون حفظ الزخم الزاوي وهذا يساعد على تحديد قيمة I في بعض الحالات المعينة

2 d ـ 1 الخواص الحركية للنوى Dynamic properties of nuclii

ان النوى شأنها في ذلك شأن الذرات يمكن تهيجها الى حالات محددة من الطاقة كما ان الانتقال بين حالات الطاقة هذه يتم عن طريق انبعاث الاشعة الكهرومغناطيسية (اشعة كاما) كما هي الحال في عملية انبعاث الضوء من الذرات . ان الاختلاف الرئيس بين الحالتين هو ان المسافات التي تفصل بين الحالات الذرية هي بحدود الالكترون فولت بينما تكون المسافات بين الحالات النووية في حدود 10^4 الى 10^6 الكترون فولت .

ان دراسة حالات الطاقة هذه في الذرات قد ساعدت على تحديد المستويات الذرية للطاقة والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج الذرية . كذلك فان دراسة طيف اشعة كاما في النواة قد ادى الى تحديد مستويات الطاقة النووية والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج النووية .

ان النوى يمكنها ان تتحول من نوع الى اخر . ان بعض هذه التحولات تحدث تلقائياً بينما يتم احداث التحولات الاخرى عن طريق القصف النووي

nuclear bombardment وفي جميع هذه الحالات يبقى العدد الكلي للنيوكليونات ثابتاً وبالاضافة الى ذلك فان قوانين حفظ الطاقة والكتلة وقوانين حفظ الزخم الخطي والزاوي يجب ان تتحقق ايضاً ولم يعثر على حالات شذوذ عن هذه القوانين . ان هذه القوانين تلعب دوراً مهماً في معظم مظاهر الفيزياء النووية .

2e ـ 1 مصطلحات

توجد في الفيزياء النووية وكما هي الحال في فروع التخصصات الاخرى مجموعة من المصطلحات ظهرت نظراً لسهولة التعبير اوكتقلبد علمي ونورد فيما يلي بعض المصطلحات المهمة .

العناصر النووية *Nuclide* نوع نووي معين يحتوي على Z من البروتونات و N من النيوترونات

النظائر *Isotopes* عناصر نووية متساوية في العدد الذري وتختلف في العدد N

الايزوتونات *Isotones* عناصر نووية متساوية في العدد N وتختلف في العدد Z

الايزو باراب *Isobars* عناصر نووية متساوية في العدد الكتلي $A\ (A = Z + N)$

الايزومير *Isomer* عناصر نووية في حالة متهيجة وذات نصف عمر طويل نسبياً

النيوكليون *Nucleon* البروتون او النيوترون

الميزونات *Mesons* جسيمات ذوات كتلة تقع بين كتلة الالكترون (m_0) وكتلة البروتون (M_H) ومن انواع الميزونات المعروفة بشكل جيد هي ميزونات π $(\approx 270 m_0)$ التي تلعب دوراً مهماً في القوى النووية وكذلك ميزونات μ $(207 m_0)$ هي احدى مكونات الاشعة الكونية

البوزترون *Positron* وهو الكترون ذو شحنة موجبة وكتلته m_0

الفوتون *Photon* وهو وحدة الكم في الاشعاع الكهرومغناطيسي ويظهر على شكل ضوء او اشعة سينية او اشعة كاما

يمكننا ان نرمز لعنصر نووي معين برمز مثل Li^7 او $_3Li^7$ او $_3Li^7_4$ والرمز A يمثل العدد الكتلي ويكتب في اعلى اليمين وكذلك العدد الذري Z ويكتب في الاسفل الى اليسار بينما يكتب عدد النيوترونات N في الاسفل الى اليمين واستناداً الى المصطلح الحديث فان العدد الكتلي A يكتب في اعلى اليسار وبذلك تصبح الرموز ^7Li او ^7_3Li او $^7_3Li_4$ وفي هذا الكتاب سنرمز للنواة المتهيجة بنجمة باتجاه اليمين الى الاعلى مثل Li^{7*}

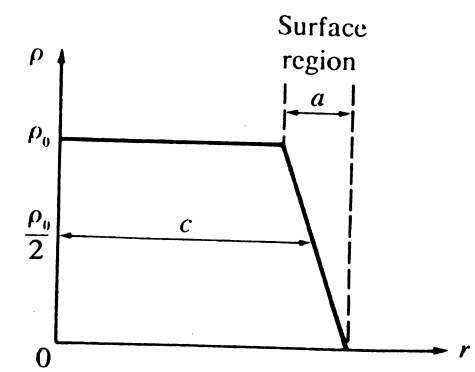
أسئلة

1 ـ 1 (أ) جسيم الفا يمتلك طاقة حركية مقدارها T_α اصطدم رأسياً بنواة عددها الذري Z وعددها الكتلي A . احسب اقصر مسافة يقتربها جسيم الفا من النواة اخذاً بنظر الاعتبار ارتداد النواة (ب) بروتون ذو طاقة حركية مقدارها 0.2-Mev اصطدم رأسياً بجسيم الفا كان ساكناً ما هي اقصر مسافة يقترب بها البروتون من جسيم الفا مقدرة بالفرمي F (جـ) اذا اصطدم جسيم الفا رأسياً ببروتون في حالة سكون فما هي طاقة جسيم الفا اللازمة لكي تصبح اقصر مسافة بينها مساوية للمسافة في الفرع (ب)

2 ـ 1 (أ) نواة عددها الكتلي هو A انتقلت من الحالة المتهيجة الى الحالة الارضية باطلاق اشعة كاما فما هو الفرق بين طاقة التهيج E وطاقة كاما E_γ والناتج عن ارتداد النواة ؟ (زخم الفوتون $p_\gamma = E_\gamma/c$ راجع المعادلتين (1 ـ 2) و (3 ـ 2) (ب) اذا تم امتصاص أشعة كاما المذكورة اعلاه من قبل نواة ثانية عددها الكتلي A احسب طاقة التهج للنواة الثانية والناتجة عن امتصاص هذه الاشعة (جـ) طبق نتائجك في حالة النواة Fe^{57} التي تبعث اشعة كاما طاقتها 14-kev

3 ـ 1 احسب الكثافة النووية بوحدات (أ) غم / سم^3 (ب) نيوكليون / F^3 استعمل المعادلة (5 ـ 1) والكمية $R_0 = 1.2$ F لحساب نصف قطر النواة

4 ـ 1 افترض ان كثافة النيوكليونات ρ في النواة تتغير بتغير البعد عن المركز النواة r كما هو موضح في الشكل ادناه . ما هو الجزء من النيوكليونات الذي يقع في المنطقة السطحية للنوى Al^{27} و Te^{125} و Po^{216} اذا كانت $\rho_0 = 0.17\ F^{-3}$ $c = 1.1\ A^{1/3}$ F و $a = 3.0$ F (ان هذه المسألة يمكن حلها بدون اللجوء الى اجراء تكاملات معقدة .



5 ـ 1 عند دراسة بعض الخواص النووية فانه يكون من المناسب ان نعرف جذر معدل مربع نصف القطر

$$R_{rms} = \left(\int_0^\infty \rho r^4\, dr \Big/ \int_0^\infty \rho r^2\, dr\right)^{\frac{1}{2}}$$

(أ) احسب نصف القطر هذا عندما تكون الكثافة ثابتة وكذلك لنواة تتغير كثافتها كما هو مبين في المسألة 4 ـ 1 (ب) طبق نتائجك على النواة Te^{125}

6 ـ 1 في الملحق A-1 نلاحظ أن كثافة النيوكليونات في نواة الديتريوم تتغير مع بعدها عن المركز بالعلاقة التقريبية التالية $\rho = \rho_0 r^{-2} e^{-2\kappa r}$
حيث $\kappa^{-1} = 4.3$ F احسب R_{rms} من المعادلة في المسألة 5 ـ 1
(ب)احسب ρ_0

الفصل الثاني

التركيب النووي

NUCLEAR STRUCTURE

١٧١٨٨٥

1 ـ 2 مقدمة

قبل ان نبدا دراسة تركيب النواة فإننا سنقوم بابراز بعض اوجه التشابه بين هذا التركيب وبين التركيب الالكتروني للذرة . إن الالكترونات الذرية موزعة على المدارات orbits او بمعنى ادق تسمى مستويات الطاقة وتتبع في حركتها قوانين ميكانيك الكم . إن الالكترونات في كل ذرة موزعة على مستويات عديدة للطاقة وذلك ناتج عما يسمى قاعدة الانفراد لپاولي *Pauli exclusion principle.* . إن الالكترونات الذرية يمكن تهيجها الى مدارات غير مشغولة كما يمكن ايضاً فصلها بصورة كاملة عن الذرة إن جميع النقاط اعلاه هي التي تمكننا من استنتاج التركيب الالكتروني للذرة

إن النواة تشتمل على مجموعتين من الجسيمات المتشابهة : البروتونات والنيوترونات وسيتم تقديم ادلة تبين أن كل واحدة من هاتين المجموعتين موزعة بصورة منفصلة عن الاخرى على مستويات الطاقة المحددة بقيود قاعدة الانفراد لپاولي . وفي النواة توجد حالات تهيج كما يمكن فصل النيوكليونات او اضافتها الى النواة ويمكن الحصول على معلومات كثيرة حول التركيب النووي من خلال دراسة النقاط التي ورد ذكرها .

إن لكل من الالكترونات والنيوكليونات زخماً زاوياً ذاتياً يسمى البرم الذاتي *intrinsic spins* . إن الزخم الزاوي الكلي لمجموعة من الجسيمات المتفاعلة مع بعضها يعكس تفاصيل طبيعة القوى العاملة بين هذه الجسيمات فمثلاً إننا من خلال المتجهات او ما يسمى إزدواج الزخم الزاوي للإلكترونات في الذرة يمكن أن نتعرف على وجود قوة تربط بين البرم والزخم الزاوي المداري للإلكترون في حالة وجوده في المجال الكهربائي للنواة (ازدواج البرم والمدار (*spin-orbit coupling*)) وتوجد في النواة ايضاً علاقة بين الحركة المدارية لكل نيوكليون وبين برمه الذاتي ولكن هذه العلاقة هي غير العلاقة الموجودة في الالكترونات الذرية . اضافة الى ذلك فإن القوة النووية بين نيوكليونين تعتمد بشدة على الاتجاهات النسبية لبرميها .

إن تركيب النواة يعتبر اكثر تعقيداً من تركيب الذرة . إن النواة في الذرة تمثل مركزاً مشتركاً لجذب الالكترونات في حين تلعب القوى الموجودة ما بين الالكترونات نفسها دوراً ثانوياً واضافة الى ذلك فإن القوة المسيطرة على حركة الالكترونات الذرية هي قوة كولوم وهي قوة مفهومة جيدا بينما لا يوجد في النواة مركز مشترك للجذب حيث أن النيوكليونات مرتبطة مع بعضها بواسطة التجاذب المتبادل والذي يظهر انه معقد جداً في تفاصيله ولكن على الرغم من ذلك وكما سنرى لاحقاً فإن قصر مدى القوى النووية وقاعدة الانفراد لپاولي يتعاونان لتوفير مركز مؤثر للقوة لكل نيوكليون . إن الالكترونات الذرية تمثل مجموعة واحدة من الجسيمات المتشابهة في حين تشتمل النواة على مجموعتين من الجسيمات المتشابهة وهذا يؤدي الى السماح بوجود تغييرات كثيرة في التركيب ففي حين أن هناك ما يقارب 100 نوع من الذرات فإنه يوجد وحتى الآن اكثر من 1000 نواة مختلفة .

2 ـ 2 عناصر ميكانيك الكم ELEMENTS OF QUANTUM MECHANICS

إن من غير الممكن أن نفهم كلاً من التركيب الذري او النووي بدون اللجوء الى مبادىء ميكانيك الكم . ولذلك فإن استمرارية العرض سوف تقطع هنا وذلك لاجل توضيح بعض نتائج معادلة شريدنكر والتي تحل محل المعادلة الكلاسيكية للحركة . إن حل هذه المعادلة لحالتين مبسطتين سوف يوضح الاسس الفيزياوية لكثير من النواحي المتعلقة بالتركيب النووي

نظراً لان الفكرة الاساسية لميكانيك الكم قد تم اظهارها بواسطة موجات ديبروي فإن مراجعة مختصرة لهذا المبدأ سيتم عرضها اولاً

2 ـ 2 a موجات دي بروجلي de Broglie waves

لقد تم خلال السنوات 1900 الى 1930 اجراء عدد من التجارب العملية المهمة والتي اظهرت ان الميكانيك الكلاسيكي المبني على اساس قانون نيوتن في الحركة والنظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية المبنية على اساس معادلات ماكسويل قد فشلت في شرح تصرف الجسيمات الذرية . ان التجارب التي اجريت على انبعاث وامتصاص الاشعاع الكهرومغناطيسي مثلاً قد ظهرت ان طاقة الاشعاع يمكن ان تنبعث (بلانك 1901) او ان تمتص (اينشتاين 1905) على شكل دفعات من الطاقة تسمى الكمات بدلاً من الصورة المستمرة التي تتضمنها معادلات ماكسويل للمجال الكهرومغناطيسي . ان كل كمة تحمل مقداراً من الطاقة قيمته .

$$E_r = h\nu \qquad (2-1)$$

$(h = 6.62 \times 10^{-27}$ erg-sec)

حيث h = ثابت بلانك

ν = تردد الاشعاع الكهرومغناطيسي

وللسهولة فانه يمكن ربط طاقة كل كمة بطول موجة الاشعاع الكهرومغناطيسي λ بالعلاقة

$$E_r \text{ (in Mev)} = \frac{1{,}240}{\lambda \text{ (in F)}} \qquad (2-2)$$

ان استطارة اشعة X بواسطة الالكترونات الذرية (كومبتون Compton 1923) قد اظهرت دليلاً على ان الزخم الخطي p_r لكل كمة اشعاع كهرومغناطيسي هو :

$$p_r = \frac{h}{\lambda} \qquad (2\text{-}3)$$

ولهذا فانه من المناسب التفكير بأن الاشعاع الكهرومغناطيسي يتكون من فوتونات photons ذات خواص ميكانيكية تشبة خواص الجسيمات .

ان ديبروي 1924 افترض أن الجسيمات يجب ان يكون لها خواص تشبه الخواص الموجية . ولو افترضنا ان موجة ديبروي هذه هي موجة جيبية فان ترددها وطول موجتها يجب ان يكون محدداً بعلاقات معكوسة للمعادلات (1 ـ 2) و (3 ـ 2)

$$\nu_d = \frac{W}{h} \qquad (2\text{-}4)$$

$$\lambda_d = \frac{h}{p} \qquad (2\text{-}5)$$

حيث تمثل W الطاقة الكلية للجسيم والمحسوبة حسب الميكانيك النسبي

$$W = mc^2 \qquad (2\text{-}6)$$

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad (2\text{-}7)$$

وتمثل : p الزخم الخطي للجسيم

$$p = mv \qquad (2\text{-}8)$$

وفي المعادلات اعلاه فان : ـ

m = الكتلة الكلية للجسيم

m_0 = كتلة السكون للجسيم

v = سرعة الجسيم

c = سرعة الضوء

ولاجل مناقشة لاحقة فاننا نلاحظ أن : ـ

$$W = m_0c^2 + T \qquad (2\text{-}9)$$

وتمثل T الطاقة الحركة للجسيم وعندما تكون $v \ll c$, فان $T \approx \frac{1}{2}m_0v^2 = \frac{1}{2}p^2/m_0$. ويمكننا ان نثبت ايضاً وباستخدام المعادلات من (2 ـ 6) الى (2 ـ 8) ان .

$$W^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \qquad (2\text{-}10)$$

وعند التعويض عن $m_0 = 0$, فان هذه المعادلة تعطينا العلاقة بين E_r و p_r والتي يمكن ان نحصل عليها ايضاً من المعادلات (2 ـ 1) و (2 ـ 3) .

ان طول موجة ديبرولي للنيوترونات والبروتونات في الحالة $v \ll c$ يرتبط مع الطاقة الحركة لهذه الجسيمات بالعلاقة .

$$\lambda_d \text{ (in F)} = \frac{28.6}{[T \text{ (in Mev)}]^{\frac{1}{2}}} \qquad (2\text{-}11)$$

ان تجارب استطارة الالكترونات على بلورات النيكل (دافسون وجيرمر 1927 Davisson and Germer) قد اعطت ادلة قاطعة على ان لفرضية ديبروري (2 ـ 5) اساساً واقعياً بكل تأكيد ولكن شريدنجر قبل ذلك عام 1927 كان قد اقترح معادلته التفاضلية والتي هي حالة عامة لموجات ديبروري والتي ليس من الضروري ان تكون موجات جيبية .

وباستخدام فرضية بلانك (1 ـ 2) وبالاستعانة بفرضية « عفوية » انَّ الزخم الزاوي المداري L للالكترون هو مقدار كمي .

$$L = \text{integer} \times \hbar \qquad (2\text{-}12)$$

قام بور 1913 Bohr بوضع نموذج لذرة الهيدروجين يفسر انبعاث الطيف الضوئي من ذرة الهيدروجين . ان معادلة شريدنجر تسمح باعادة تفسير نموذج بور وتوفر في نفس الوقت اساساً مقنعاً للعلاقة (12 ـ 2)

b 2 ـ 2 معادلة شريدنجر Schrödinger equation

يمكن اعتبار موجة ديبروي عبارة عن موجة تقود حركة الجسم (بورن Born 1926) . ان سعة هذه الموجة Ψ هي دالة لكل من المكان والزمن ومع انه من غير الممكن اشتقاق المعادلة التي تحدد الموجة الا انه يمكن استخدام عدد من الحجج تربط هذه المعادلة بالمبادئ المعروفة لحفظ الطاقة . ويمكننا ان نتذكر في هذا المجال ان قوانين نيوتن في الميكانيك الكلاسيكي لايمكن اشتقاقها هي الاخرى ولكنها تمثل وصفاً للحقائق العلمية

ان الصيغة الرياضية لمعادلة شريدنجر هي : ـ

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \qquad (2\text{ ـ }14)$$

وباستخدام الاحداثيات الكارتيزية فإن : ـ

دالة الموجة للجسيم

$$\nabla^2\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} \qquad (2\text{-}15)$$

الطاقة الكامنة للجسم $V = V(x,y,z,t) = \text{potential energy of particle}^1$

$i = \sqrt{-1}$

واذا كانت V لا تعتمد على الزمن فإننا يمكن ان نفصل متغيرات الفراغ والزمن وذلك بالتعويض

$$\Psi = \psi(x,y,z)\tau(t) \qquad (2\text{-}16)$$

وبالتعويض في المعادلة (14 ـ 2) وبعد القسمة $\psi\tau$ نحصل على

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{\nabla^2\psi}{\psi} + V = \frac{i\hbar}{\tau}\frac{d\tau}{dt} \qquad (2\text{-}17)$$

$$\psi(\text{incident beam}) = ae^{ikx} \qquad (5-47)$$

واهم خاصية تحملها هذه الموجة هي عددها الموجي k او طول موجة دي بروي المختزل $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/(2\pi) = 1/k$ والذي يمكن حساب قيمته من المعادلة (11 ـ 2) بالنسبة للبروتونات او النيوترونات .

$$\lambda\!\!\!^{-}\,(\text{in F}) = \frac{4.55}{[T\,(\text{in Mev})]^{\frac{1}{2}}} \qquad (5-48)$$

ان الجدول 2 ـ 5 يبين هذه القيمة محسوبة لبعض القيم الاعتيادية للطاقة

الجدول 2 ـ 5 يبين قيمة طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترونات

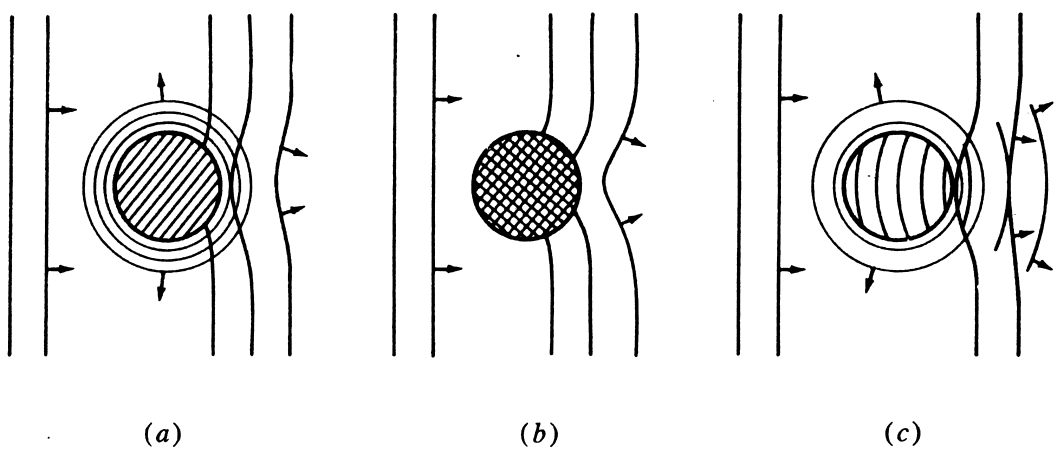
T	$\lambda\!\!\!^{-}$(F)
1 ev	4550
100 ev	455
10 kev	45.5
1 Mev	4.55
100 Mev	0.443†

† Relativistic value.

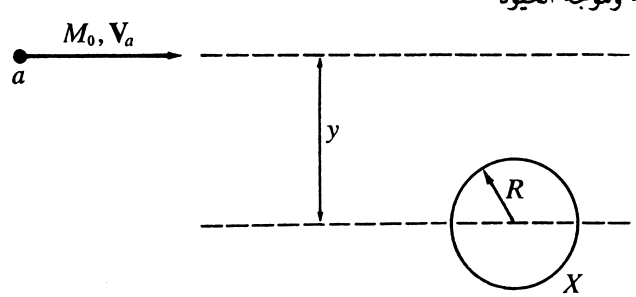
ان انصاف الاقطار النووية (المعادلة (5 ـ 1)) للنوى المتوسطة الكتلة تتراوح ما بين 5 الى 8 F ولهذا فان $\lambda\!\!\!^{-}$ تكون اكبر من R عندما تكون طاقة النيوترون اقل من 1 Mev ولهذا فاننا نتوقع ان تكون الخواص الجسيمية للنيوترونات قليلة الاهمية للطاقات التي تقل عن 1 Mev حيث ان الخواص الموجية هي التي ستكون الاكثر تأثيراً ولهذا فان التفاعل المباشر بين النيوترون الساقط وأحد النيوكليونات النووية يكون مهماً فقط عند طاقات النيوترونات التي تزيد عن 1 Mev بمقدار كافٍ .

والان لو حاولنا دراسة الاوضاع النموذجية التي يتعرض لها النيوترون عند اصطدامه على اعتبار ان النيوترون يتصادم مع نواة عاكسة مثالية فاننا نتوقع للتصادم المرن فقط ان يحدث ولهذا فان موجة النيوترون سوف تنعكس وتبعد بتأثير تعرضها للنواة كما هو مبين بصورة تخطيطية في الشكل 15 ـ 5 a ان الموجة الساقطة وموجة الحيود سوف تتداخلان مع بعضهما وقد وجد ان مساحة مقطع التصادم المرن للنيوترونات عند طاقات واطئة $(\lambda\!\!\!^{-} \gg R)$ تصبح مساوية لـ $4\pi R^2$.

واذا كانت النواة تعتبر جسيماً ذا قابلية امتصاص مثالية للموجة فانه سوف لا تكون في هذه الحالة موجة منعكسة وانما يكون فقط حيود للموجة الساقطة (الشكل 15 ـ 5 b) وتكون مساحة المقطع عند الطاقة العالية للنيوترونات مساوية تقريباً للمقدار πR^2 وتكون مساحة المقطع الكلية مساوية تقريباً للمقدار $2\pi R^2$. اما اذا كانت النواة ذات نفوذية جزئية بالنسبة للنيوترونات الساقطة فان الموجة الخارجة تتداخل مع موجة الانعكاس الموجة المعدة (الشكل 15 ـ 5 c) وبهذا فانه ـ عند طاقات نيوترونية معينة او بعبارة اخرى عند اطوال موجات معينة ـ سيكون المتوقع حدوث تداخلات بنائية وعند قيم اخرى تحدث تداخلات هدمية ولهذا فان قمم الرنين التي تظهر في قيم مساحة المقطع تكون ناتجة عن هذه التداخلات. ومساحة المقطع عند هذه القمم هو $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ تقريباً وليس $4\pi R^2$ حيث يمثل الاخير المناطق المحصورة بين القمم الرنينية ولهذا فان مساحة مقطع النيوترونات البطيئة يمكن ان تكون اكبر بكثير من مساحة المقطع الهندسي للنواة .



الشكل 15 ـ 5 تأثير النواة على موجة النيوترون (تخطيطياً) a لنواة عاكسة مثالية حيث يحدث فيها انعكاس وحيود b نواة ممتصة مثالية حيث يحدث حيود فقط c نواة ممتصة جزئياً حيث يمكن فيها للموجة النافذة ان تتداخل مع الموجة المنعكسة وموجة الحيود



الشكل 16 ـ 5 التوضيح الكلاسيكي للزخم الزاوي في التفاعلات النووية حيث M_0 هي الكتلة المنزلة $M_aM_X/(M_a + M_X)$.

ومن المفيد لاجل دراسة بعض التفاصيل التي لها علاقة بمساحة المقطع دراسة الزخم الزاوي المداري للمجموعة (الجسم القاصف + النواة الهدف) الذي ينتج عن عملية التفاعل حيث انه وكلاسيكياً اذا كان معامل التصادم هو y للنواة (الشكل 16 ـ 5) فان الزخم الزاوي المداري في احداثيات مركز الثقل سوف يساوي M_0V_ay (راجع المعادلة (3a ـ 5)) حيث V_a هي السرعة النسبية بين الجسيمين عندما يكونان بعيدين عن بعضهما وفي الحقيقة فان الزخم الزاوي هو من المقادير الكمية حيث يجب ان يساوي $l_{a.x}\hbar$ (وسوف يختصر رمزه من الان فصاعداً الى $l_a\hbar$) ولهذا فيمكن ان نكتب .

$$l_a\hbar \approx M_0V_ay \qquad (5-49)$$

$$l_a \approx \frac{yM_0V_a}{\hbar}$$

$$\approx \frac{y}{\lambda\!\!\!^{-}} \qquad (5-50)$$

حيث ان $\lambda\!\!\!^{-}$ هي طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترون مقاسة في احداثيات مركز الثقل وفي حالة $y > R$ (الشكل 16 ـ 5) فان الجسيم القاصف سوف لا يكون له تأثير يذكر على النواة الهدف حيث سيكون خارج مجال تأثير القوة النووية ولهذا فاننا نتوقع حدوث اغلب التفاعلات النووية عندما يكون الزخم الزاوي المداري لها اقل من القيمة القصوى او مساوياً لها : ـ

$$l_a(\max) \approx \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}} \qquad 5-51$$

وبالرجوع الى الجدول 2 ـ 5 نجد التفاعلات التي تتم بطاقات قذف اقل من 0.1 Mev تكون غالباً من نوع موجة s اي ان $l_a = 0$ (وبالنسبة لهدف مكون من نواة الهيدروجين فان هذا يحدث ايضاً حتى عند طاقات قذف تصل الى 10 Mev مقاسة في مركز الثقل) ونتيجة لذلك فان مساحة المقطع التفاضلية تكون غير معتمدة على مقدار زاوية مركز الثقل عند هذه الطاقات والطاقات الاوطأ من ذلك وهذا يتفق تماماً مع ما هو ملاحظ عملياً .

ان عملية تحليل الموجة الساقطة الى موجات جزئية ـ تكون كل منها ناتجة عن زخم زاوي مداري معين ـ تسمى التحليل الموجي الجزئي wave analysis partial وهو مشروح باختصار في الملحق 2 ـ A . وللحصول على تفاصيل اكثر فانه يمكن مراجعة مصادر اخرى .

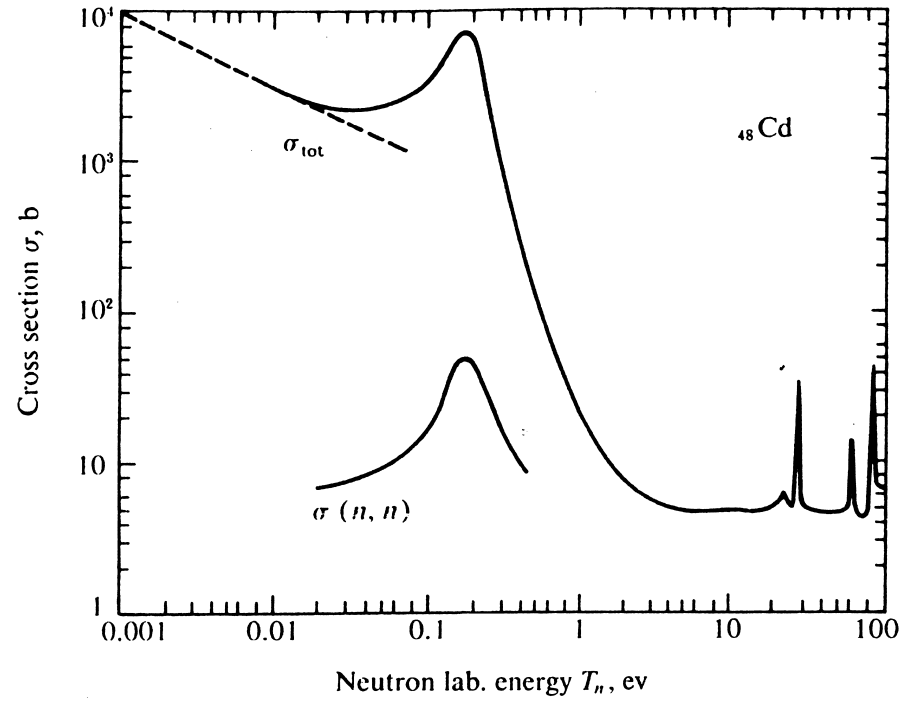
5 ـ 5 تفاعلات النواة المركبة COMPOUND-NUCLEUS REACTIONS

عندما تكون طاقة القذف اقل من 0.1 Mev والى Mev فان التفاعل يكون عادة عن طريق تكوين النواة المركبة (الشكل 1 ـ 5) . ان السبب في هذا يعود الى انه عندما يجد الجسيم الساقط نفسه داخل النواة فان معامل الانعكاس عند حافة بئر الجهد (الشكل 2 ـ 5) يكون مقارباً للواحد وعند دخول جسيم طاقته To بئر جهد عمقه V_0 فان معامل الانعكاس المبين في المعادلة (162 ـ 2) يصبح تقريباً مساويا الى : ـ

$$1 - 4(T_0/V_0)^{\frac{1}{2}} \quad \text{if} \quad T_0 \ll V_0 \qquad (5-52)$$

واذا كانت $V_0 \sim 40$ Mev وهذه هي قيمة اعتيادية في النوى فان معامل الانعكاس عندما تكون $T_0 = 0.1$Mev هو 0.8 تقريباً ولهذا تكون الظروف مناسبة لبدء سلسلة العمليات المبينة في الشكل 1 ـ 5 والتي تؤدي الى مرحلة تكوين النواة المركبة .

ان احدى الخواص المهمة التي تظهر في مساحات المقطع عند هذه الطاقات ظهور عدد كبير من القمم الرنينية (الاشكال 17 ـ 5 و 18 ـ 5) وكما ذكرنا سابقاً في البند 1 ـ 5 فان الطبيعة التفصيلية لهذه القمم لا يمكن فهمها بسهولة باستخدام نموذج القشرة بل هي ناتجة عن تهيجات معقدة لعدد كبير من النيوكليونات داخل النواة ولكن ـ بناء على اعتبارات الطبيعة الموجية فان هذه القمم ـ تنتج عن تداخلات بين الموجة الخارجة من النواة وبين موجات الحيود وموجات الانعكاس عن النواة للجسم القاصف (الشكل 15c . ـ 5) .



الشكل 17 ـ 5 مساحة المقطع الكلية والمرنة لتصادم نيوترون بنواة الكادميوم (ان قمة الرنين عند 0.18 ev ناتجة عن Cd^{113} والذي يوجد بنسبة % 12) والخط المتقطع عند الطاقات الواطئة يمثل اعتماد مساحة القطع على المقدار $1/v$

ان الفرضية الاساسية في نموذج النواة المركبة هي انها تتكون بطريقة معقدة بحيث انها « تنسى » الطريقة التي تكونت بها . ومساحة مقطع التفاعل من النوع $X(a,b)Y$ في هذه الحالة يمكن ان تقسم الى قسمين : ـ

الاول : مساحة مقطع تكوين النواة المركبة formation cross section والذي يمثل العملية .

$$a + X \rightarrow C^* \qquad (5 - 53)$$

والثاني : يمثل احتمال تحلل النواة C^* الى الجسيمات $b + Y$ وبهذا فان مساحة المقطع الكلية ستكون

$$\sigma(a,b) = \sigma_{a,C}(T_0)P_b(E) \qquad (5 - 54)$$

حيث تمثل T_0 طاقة القذف في مركز الثقل وتمثل E طاقة تهيج النواة المركبة . ان هاتين الطاقتين متعلقتان ببعضهما بالطريقة المبينة في الشكل 19 ـ 5

5a ـ 5 تكوين النواة المركبة Formation of the compound nucleus

لو تصورنا ان الجسيم a ليس له برم ذاتي ولا يحمل شحنة كهربائية بحيث يصبح من الممكن اهمال تأثير كولوم وتأثير البرم واذا اعتبرنا ان طاقة القذف T_0 وطاقة تهيج النواة المركبة هي E^* فان هذه الحالة ستكون حالة خيالية غير مستقرة وذلك لانها سوف تنحل بحيث تعود الى تكوين $a + X$ ولهذا فان لها سمكاً معيناً مقداره Γ (المعادلة (32 ـ 4)) وذلك لان لهذه الحالة عمراً معيناً . ان مساحة مقطع عملية تكوين النواة المركبة سوف يتناسب مع احتمال وجود النواة في الحالة التي تكون طاقتها E المبينة في المعادلة (41 ـ 4) . ان الحسابات التفصيلية التي تعتمد ميكانيك الكم اثبتت ان : ـ

$$\sigma_{a,C} = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5 - 55)$$

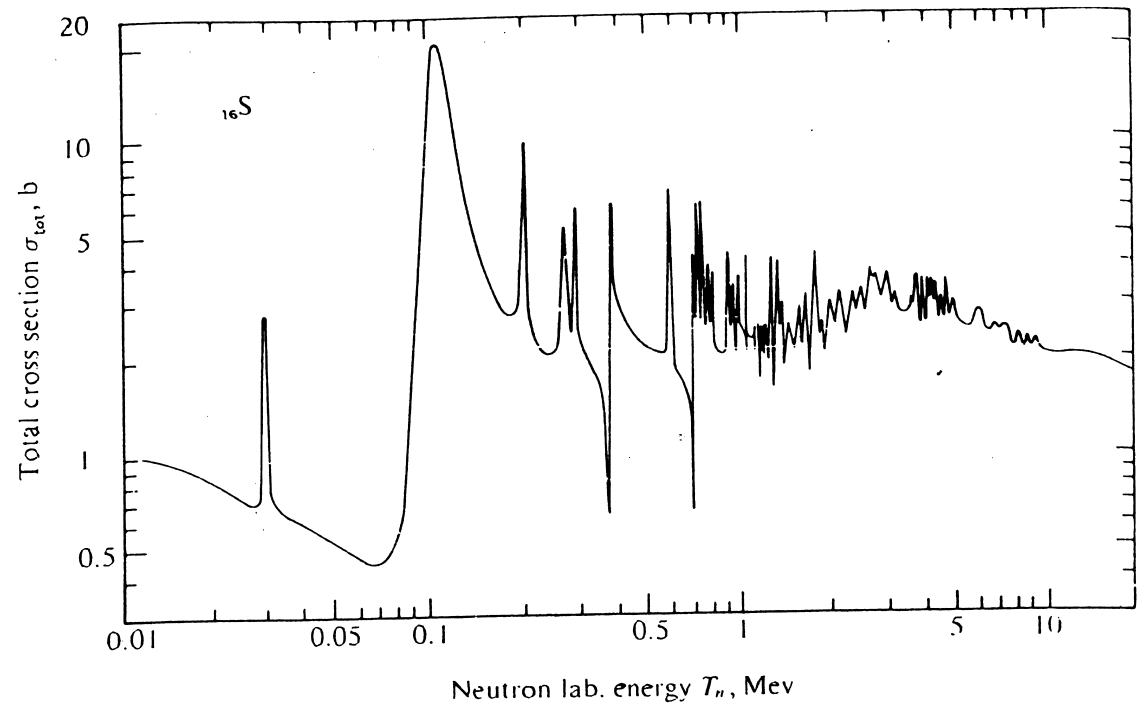
حيث ان $\Gamma_a/\hbar$ يمثل ثابت انحلال النواة المركبة في اتجاه القناة $a + X$ وتسمى Γ السمك الكلي للحالة في حين تمثل Γ_a السمك الجزئي للانحلال الى $a + X$ وبصورة عامة فان : ـ

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \cdots \qquad (5 - 56)$$

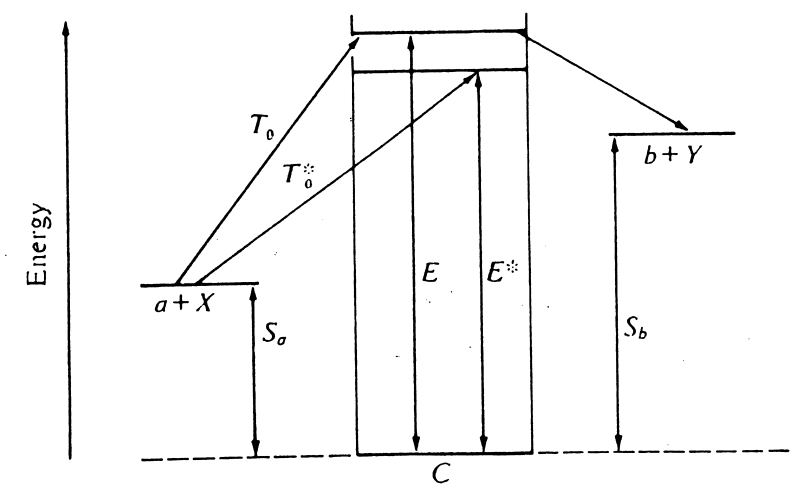
حيث تمثل Γ_b السمك الجزئي لأي من قنوات الانحلال الاخرى والتي تسمح الطاقة المتوفرة بحدوثها . ان هذه المعادلة يمكن ان تعطينا العلاقة بين ثابت الانحلال الكلي وثوابت الانحلال الجزئية بصورة مباشرة (قارن مع المعادلة (12 ـ 4)) .

ان طول الموجة λ في المعادلة (55 ـ 5) هو طول موجة دي بروي المختزل للجسيم a في احداثيات مركز الثقل وبالنسبة للبروتونات والنيوترونات فان : ـ

$$\pi\lambda^2 \text{ (in barns)} = \frac{0.65}{T_0 \text{ (in Mev)}} \qquad (5 - 57)$$



الشكل 18 ـ 5 مساحة المقطع الكلية لتفاعل نيوترون مع نواة الكبريت ($95\%\ S^{32}$)



الشكل 19 ـ 5 التفاعل $X(a,b)Y$ يسير بطريقة النواة المركبة وتجب مقارنة هذا الشكل مع الشكل 6 ـ 5 . ان S_a و S_b هي طاقتا فصل الجسيمين a و b على التوالي عن النواة C. بينما تمثل T_0 طاقة الجسيم a في مركز الثقل. $[T_0 = T_a M_X/(M_a + M_X)]$

ومن المناسب ان تكون طاقة الرنين E^*، محسوبة بدلالة طاقة القذف في مركز الثقل T_0^* (لاحظ الشكل 19 ـ 5) وبهذا تصبح المعادلة (55 ـ 5) : ـ

$$\sigma_{a,C} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5 - 58)$$

وهناك جداول تستعمل بكثرة تعطى فيها الطاقات مقاسة في احداثيات المختبر وما يقابلها من طاقات احداثيات مركز الثقل T_0 و T_0^* واستخدام طاقات مقاسة في احداثيات المختبر في المعادلة (58 ـ 5) يتوجب ان يصاحبه استخدام قيم محولة للسمك Γ الى احداثيات المختبر ايضاً وذلك باستخدام علاقة مشابهة للعلاقة (16 ـ 5) وهذه العلاقة هي . ـ

$$\Gamma_i(\text{lab.}) = \Gamma_i(\text{c.m.})(M_a + M_X)/M_X \qquad (5 - 59)$$

ان اخذ البرم بنظر الاعتبار يوجب ضرب الطرف الايمن من المعادلة (58 ـ 5) بالمعامل : ـ

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)} \qquad (5 - 60)$$

حيث تمثل J الزخم الزاوي الكلي للحالة المركبة في حين تم تعريف كل من $\mathbf{I}_a$ و $\mathbf{I}_X$ سابقاً (المعادلة (22 ـ 5)) . واي حالة مركبة يمكن ان تتكون فقط بحيث تكون قيمة الزخم الزاوي l_a محققة للمعادلة .

$$\mathbf{I}_a + \mathbf{I}_X + \mathbf{l}_a = \mathbf{J} \qquad (5 - 61)$$

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a} = \pi_J \qquad (5 - 62)$$

وتمثل π_J تناظر الحالة المركبة . اضافة الى الشرطين ماري الذكر الشروط (22 ـ 5) و (23 ـ 5) يجب ان تتوفر ايضاً .

5 ـ 5 b انحلال النواة المركبة Decay of the compound nucleus.

من خلال التعريف (56 ـ 5) نلاحظ ان احتمال انحلال الحالة المركبة P_b (في المعادلة 54 ـ 5) الى القناة $b + Y$ هو : ـ

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

حيث Γ_b هو السمك الجزئي المناسب وبدمج هذه المعادلة بالمعادلات (58 ـ 5) و (60 ـ 5) ينتج :

$$\sigma(a,b) = g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5 - 64)$$

وهذه المعادلة تسمى قانون برايت ـ ڤكنر *Breit-Wigner formula.* ان المعادلة (64 ـ 5) يمكن ان تطبق على جميع **قنوات** التفاعل عدا قناة الاستطارة المرنة والتي يجب فيها اخذ تأثيرات التداخل والحيود والانعكاس بنظر الاعتبار وبالنسبة للنيوترونات فانه وجد بأن : ـ

(5 ـ 65)

$$\sigma(n,n) = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2}\left[g_J \left| \frac{\Gamma_n}{2(T_0 - T_0^*) + i\Gamma} + e^{i\phi_{l_n}} \sin \phi_{l_n} \right|^2 + (1 - g_J) \sin^2 \phi_{l_n} \right]$$

ان ϕ_{l_n} كمية تعتمد على الطاقة وتسمى تغير الطور للكرة الصلدة وفي حالة 0 = l_n فان $\phi = R/\lambda\!\!\!^{-}$.

وسوف نلاحظ (من المعادلة (69 ـ 5)) عندما تكون كل من $T_0 \to 0,\ \Gamma_n \to 0$ وبما انه وتحت هذه الظروف تكون $\sin \phi \to R/\lambda\!\!\!^{-},$ ان مساحة مقطع التصادم المرن تقترب من المقدار $4\pi R^2$ عند طاقات القصف الواطئة . ومن السائد في دراسة فيزياء النيوترونات عند الطاقات الواطئة ان تعطى مساحة مقطع الاستطارة بدلالة ما يسمى طول الاستطارة *scattering length*[1] كما يلي :

$$\sigma(n,n)_{T_0 \to 0} = 4\pi a^2 \qquad (5 - 66)$$

وفي الحالة البسيطة اعلاه فان $|a| = R;$ ولكن هذا لا يتحقق دائماً وذلك اما لان $l_n \neq 0$ او بسبب ان تأثير الرنين ليس صغيراً الى الحد الذي يمكن معه ان يهمل .

ومن المفيد ـ قبل مناقشة بعض التطبيقات الخاصة بقانون برايت ڤكنر ـ ان نحاول اعطاء بعض الملاحظات عن السمك الجزئي . ان اي سمك جزئي Γ_b هو

عبارة عن طريقة اخرى لتمثيل ثابت الانحلال λ_b للعملية

$$C^* \to b + Y \qquad (5 - 67)$$

وهذه مشابهة تماماً لعمليات الانحلال الاشعاعي (الفا او كاما) ولهذا من الممكن تطبيق المبادىء التي تحتويها المعادلات (69 ـ 4) و (95 ـ 4) و (123 ـ 4) في هذا المجال نلاحظ ـ من المعادلة الاخيرة ـ ان السمك يجب ان يتناسب مع كثافة الحالات النهائية (129 ـ 4) والذي يكون في حالة الجسيمات متناسباً مع : ـ

$$p^2 \frac{dp}{dE} = pM_{0b} \sim v_b \qquad (5 - 68)$$

التي تمثل السرعة النسبية للجسيمات في القناة $b + Y$ في حين تمثل M_{0b} الكتلة المختزلة في القناة $b + Y$ ومن المعادلة (95 ـ 4) نلاحظ ايضاً ان السمك في حالة الجسيمات المشحونة يتناسب مع معامل اختراق كولوم ولكن حتى في حالة عدم وجود حاجز كولوم فان حاجز الطرد اللامركزي وحده يمكن ان يؤدي الى تقليل السمك ولاجل اخذ هذين العاملين بنظر الاعتبار فقد جرت العادة على كتابة : ـ

$$\Gamma_b = 2k_b R P(b, Y) \gamma_b^2 \qquad (5 - 69)$$

حيث يظهر المعامل 2 في المعادلة لتسهيل الحسابات الاخرى في حين يمثل
k_b = العدد الموجي في مركز ثقل القناة $b + Y$ وهو = $M_{0b} v_b / \hbar$
R = نصف قطر النواة $\approx R_0(A_b^{1/3} + A_Y^{1/3})$ حيث A هو العدد الكتلي
$P(b, Y)$ = معامل الاختراق والذي يساوي واحداً في حالة النيوترونات في حالة s-wave
γ_b^2 = ثابتاً يتم ايجاده عملياً ويسمى السمك المختزل .

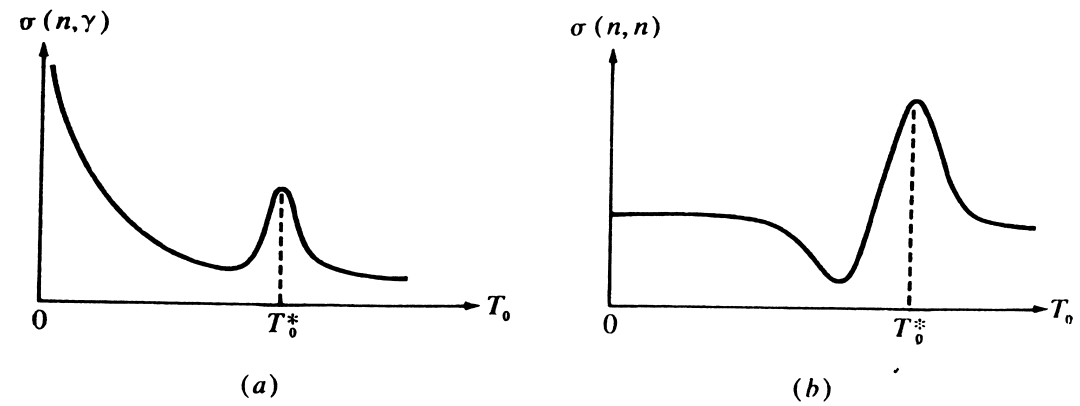
ان اقصى قيمة لسمك حالة جسيم يمكن ان تؤدي الى انحلال لأية قناة هو

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar}{t} \qquad (5 - 70)$$

وتمثل t الزمن اللازم للجسيم b ليعبر النواة وبهذا فان $t \approx \frac{R}{v_b}$

ولهذا فان : ـ

$$\Gamma_b(\max) \approx \frac{\hbar v_b}{R} \approx k_b R \left(\frac{\hbar^2}{M_{0b} R^2} \right)$$



الشكل 20 ـ 5 يمثل بعض الحالات الاعتيادية لشكل برايت ـ ڤكنر a مساحة مقطع التفاعل (b) التصادم المرن لنيوترونات موجة S

وقد تمت كتابة السمك بدلالة الكميات الموجودة في المعادلة (69 ـ 5) كما ان الكمية المحصورة داخل الاقواس تسمى سمك الجسيم الواحد *single particle width* [راجع المعادلة (125 ـ 2)] وتجري في كثير من الاحيان عمليات مقارنة للنتائج العملية للسمك المختزل مع هذه الكمية . واذا كانت $\gamma_b^2 \approx \hbar^2/(M_{0b}R^2)$ فان الحالة المركبة يمكن ان تعتبر متكونة في الجسيم b وهو يتحرك داخل بئر الجهد الذي تولده النواة γ . ان بعض القيم الشائعة عملياً تصل الى حدود قيمة 10^{-6} من سمك الجسيم الواحد وهذا يدل على الطبيعة المعقدة للنواة المركبة .

ان سمك اشعاعات كاما يمكن الحصول عليه من المعادلة (69 ـ 4) مباشرة . ان السمك للحالات الجسيمية (69 ـ 5) يزيد عادة على سمك حالات كاما اذا كانت الطاقة الحركية للجسيم في قناة معينة تزيد على 1 kev ولذلك فان انحلال كاما للنواة المركبة يكون نادراً عادة الا اذا كانت مستويات الطاقة تقع على بعد بضعة kev من أوطأ طاقة فصل للجسيمات او لوجود ظروف خاصة تمنع الانحلال الجسيمي

5c ـ 5 حالات خاصة Special cases

1 . مساحة مقاطع تفاعلات النيوترونات ذات الطاقات الواطئة

1 Low-energy neutron reaction cross sections

ان تفاعلات النيوترونات ممكنة بقدر تعلق الامر بالطاقة حتى عندما تكون طاقة النيوترون مساوية للصفر . (الاقتناص او التفاعلات الاكسوارجية) ولما كانت

مساحة مقطع تتناسب مع $1/v$ عند الطاقات الواطئة وعند عدم وجود حالات رنين قريبة من طاقة فصل النيوترون عن النواة المركبة (اي قرب طاقات النيوترون الحركية المقاربة للصفر) فان T_0 يمكن ان تهمل بالمقارنة مع T_0^* في المعادلة (64 ـ 5) . اي ان : ـ

$$\sigma(n,b) \approx g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{T_0^{*2} + \Gamma^2/4} \qquad (5-73)$$

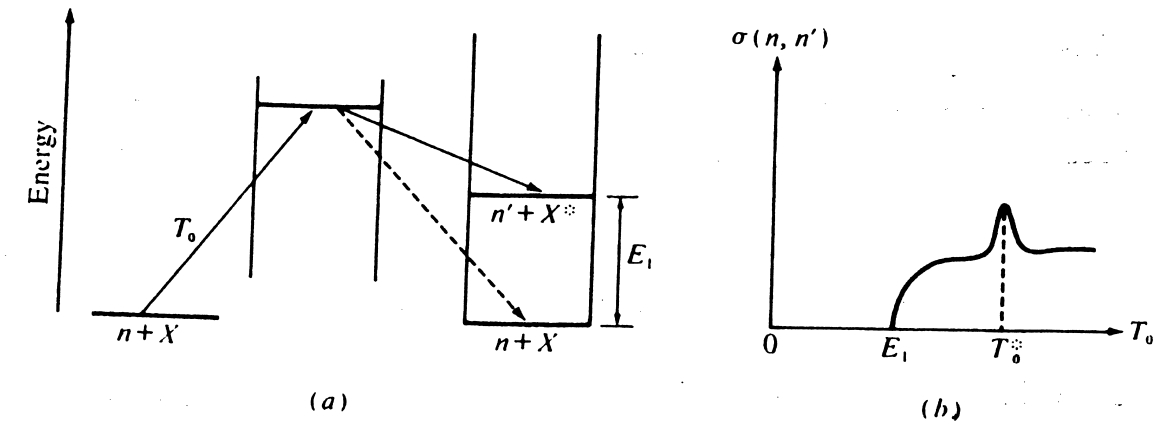
وفي حالة كون $\Gamma \ll T^*$ او عندما لا تكون Γ حساسة تجاه تغير الطاقة وبما ان $\lambda\!\!\!^{-} \sim 1/v_n$ المعادلة (48 ـ 5) ولان $\Gamma_n \sim v_n$ المعادلة (69 ـ 5) فان : ـ

$$\sigma(n,b) \sim \frac{1}{v_n} \qquad (5-74)$$

وهذا النوع من التصرف عند الطاقات الواطئة يمكن ملاحظته في الشكل 17 ـ 5 . ان الجزء الاكبر من منحني مساحة مقطع الكادميوم عند الطاقات الواطئة ناتج عن التفاعل $Cd^{113}(n,\gamma)$ ولهذا فان المعادلة (64 ـ 5) يمكن ان تطبق على الرنين الرئيس . ان التطبيق التفصيلي لهذه المعادلة على تفاعل (n,n) و (n,γ) عند الطاقات التي تقل عن 2 ev قد اعطى المقادير التالية لثوابت الرنين : ـ

$T_0^* = 0.18$ ev (على اعتبار $J = 1$)
$\Gamma_n = 0.65 \times 10^{-3}$ ev (على اعتبار $J = 1$)
$\Gamma_\gamma = 0.11$ ev

ان مقارنة قيمة Γ_n مع المعادلة (69 ـ 5) يعطينا $\gamma_n^2 = 0.15$ ev للسمك المختزل والذي يمكن مقارنته مع سمك الجسيم الواحد (المعادلة (72 ـ 5)) التي هي Mev تقريباً وهذا يدل على أن هذه الحالة للنواة المركبة Cd^{114} يكون لها تركيب معقد جداً . لقد وجد عملياً ان 0.1 بالمئة من اشعة كاما تؤدي الى الحالة المستقرة لنواة Cd^{114} ولهذا فأن سمك هذا الانتقال وحده هو $\Gamma_\gamma \approx 10^{-4}$ ev وتقدير الجسيم الواحد للسمك حسب نظرية وايسكويف (المعادلة (69 ـ 4)) للانتقال من نوع $M1$ لطاقة 9 Mev الذي يقابل الانتقال $1^+ \to 0^+$ يؤدي الى الحالة الارضية هو $\Gamma_\gamma \approx 15$ ev وهذا يدل ايضاً على أن الحالة المركبة لا تشابه حالة الجسيم الواحد مطلقاً .



الشكل 21 ـ 5 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات (a) حسابات الطاقة (b) مساحة مقطع نموذجية . ان T_0^* تمثل حالة رنين في النواة المركبة .

2 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات *Inelastic neutron scattering*

ان المعادلة (64 ـ 5) لهذا النوع من التفاعلات تعطي

$$\sigma(n,n') = g_J \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (5-75)$$

وعند عتبة التفاعل والذي يمكن ان يمثل بالطاقة E_1 التي تقابل حالة التهيج الاولى للنواة الهدف (الشكل 21 ـ 5 a) فان اعتماد المعادلة (75 ـ 5) على الطاقة تحدده بالدرجة الرئيسية $\Gamma_{n'}$. واذا اعتبرنا أن النيوترونات الناتجة هي في حالة s وبهذا يكون معامل الاختراق في المعادلة 69 ـ 5 هو واحد فان

$$\Gamma_{n'} \sim v_{n'} \sim (T_0 - E_1)^{\frac{1}{2}} \qquad (5-76)$$

ان هذا الاعتماد على الطاقة (والمبين تخطيطياً في الشكل 21b ـ 5) سوف يختفي داخل تركيب الرنين كما يلاحظ في الشكل (22 b ـ 5)

3 انبعاث جسيمات المشحونة *Emission of charged particles*

واذا تم انبعاث جسيمات مشحونة في تفاعل اكسوارجي فان الجزء الخاص

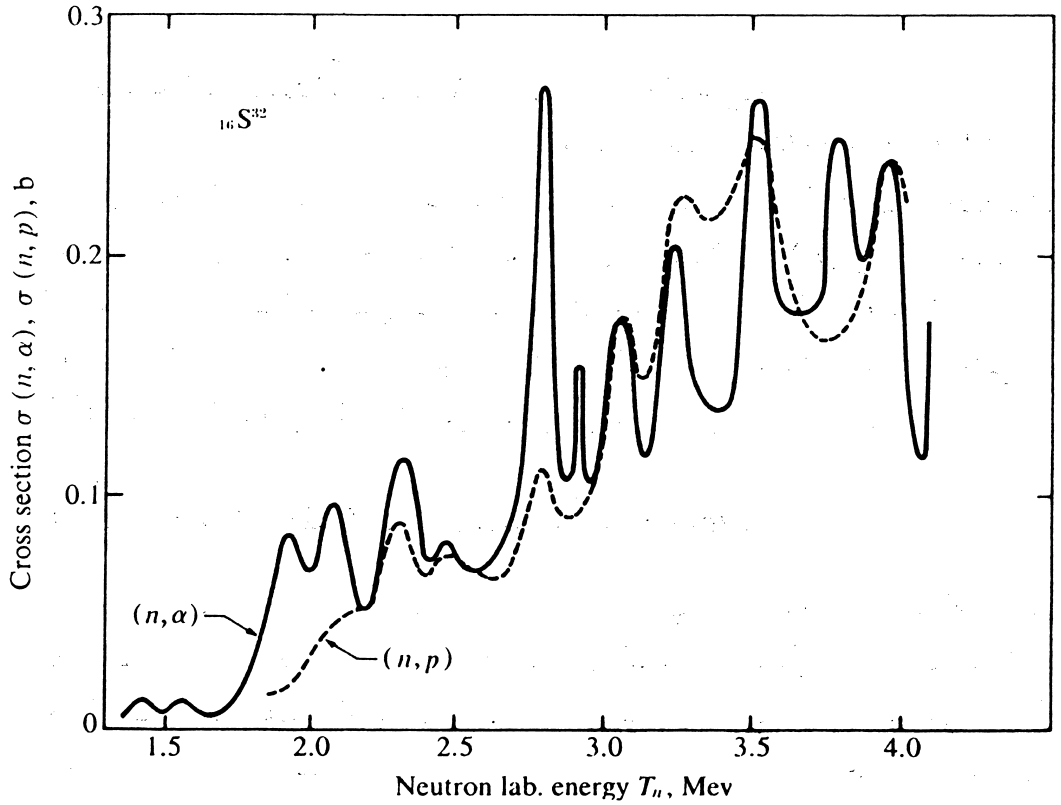
بالطاقات الواطئة من منحني مساحة المقطع سوف يعتمد بصورة رئيسة على $1/v_n$ اما في التفاعلات الاكسوارجية فان الاعتماد على الطاقة قرب العتبة يعتمد على معامل اختراق كولوم (86 ـ 4) في المعادلة (69 ـ 5) .

$$\Gamma_b \sim e^{-\gamma} \qquad (5-77)$$

وحسب المعادلة (94 ـ 4) فان : ـ

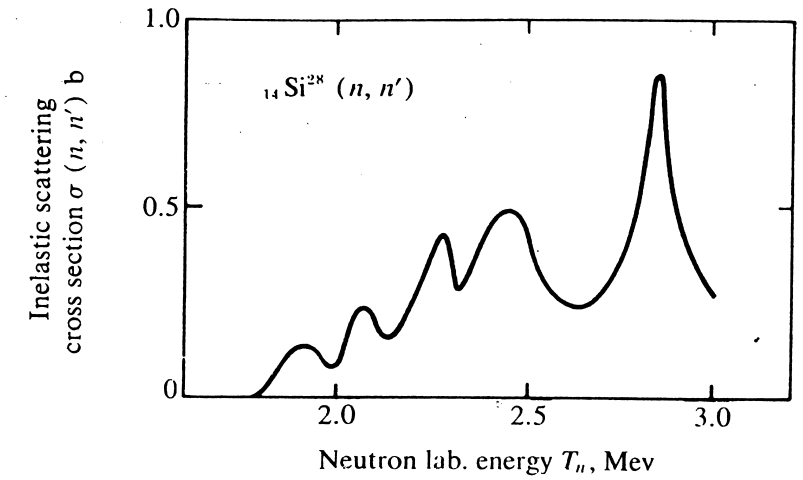
$$\gamma \sim \frac{1}{v_b} \qquad (5-78)$$

ان مساحة المقطع في هذه الحالة سوف تزداد ببطء بعد العتبة كما هو مبين تخطيطيا في الشكل 10d. ـ 5 كما ان مساحة المقطع العملية مبنية في الشكل 22 ـ 5



(a)

الشكل 22 ـ 5



(b)

الشكل 22 ـ 5 (a) مساحة مقطع تفاعل النيوترونات مع $_{16}S^{32}$ مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة للنيوترونات مع $_{14}Si^{28}$

4 التفاعلات المحتثة بواسطة الجسيمات المشحونة

Charged-particle induced reactions.

ان التفاعلات الاكسوارجية من هذا النوع يغلب عليها عند الطاقات الواطئة تأثير معامل اختراق كولوم للجسيم القاصف. ان التفاعلات الاندوارجية للجسيمات المشحونة يكون اعتمادها على الطاقة قرب العتبة مشابهاً لما في المعادلة (76 ـ 5) او المعادلة (77 ـ 5) لانبعاث النيوترونات او الجسيمات المشحونة على التوالي ان الشكل 23 ـ 5 يعطي مثالاً لتفاعل اندوارجي تنبعث فيه النيوترونات .

6 ـ 5 التفاعلات المباشرة DIRECT REACTIONS

المناقشة العامة في البند 1 ـ 5 والبند 5 ـ 5 تظهر ان ـ مع زيادة طاقة الجسيم القاصف فان ـ المرحلة الاولى لعملية التفاعل المبينة في الشكل 1 ـ 5 تصبح اكثر اهمية بينما تقل اهمية العمليات اللاحقة . ان هناك ادلة لا بأس بها على ان هذا صحيح بصورة عامة على الرغم من وجود امثلة لتفاعلات تتم من خلال تكوين نواة مركبة عالية التهيج .

6 a ـ 5 النموذج الضوئي Optical model.

ان النظريات التي تؤكد على المرحلة الاولى للتفاعلات النووية (الشكل 1 ـ 5) تقول بان التفاعل بين الجسيم الساقط والنواة يمكن تمثيله بواسطة جهد معين. واذا كان الامتصاص في النواة المركبة هو تأثير ثانوي فان من الممكن اخذه بنظر الاعتبار بطريقة فينومينولوجية (شبه تجريبية) باضافة حد خيالي الى الجهد المؤثر .

$$V_{eff} = V + iU \qquad (5-79)$$

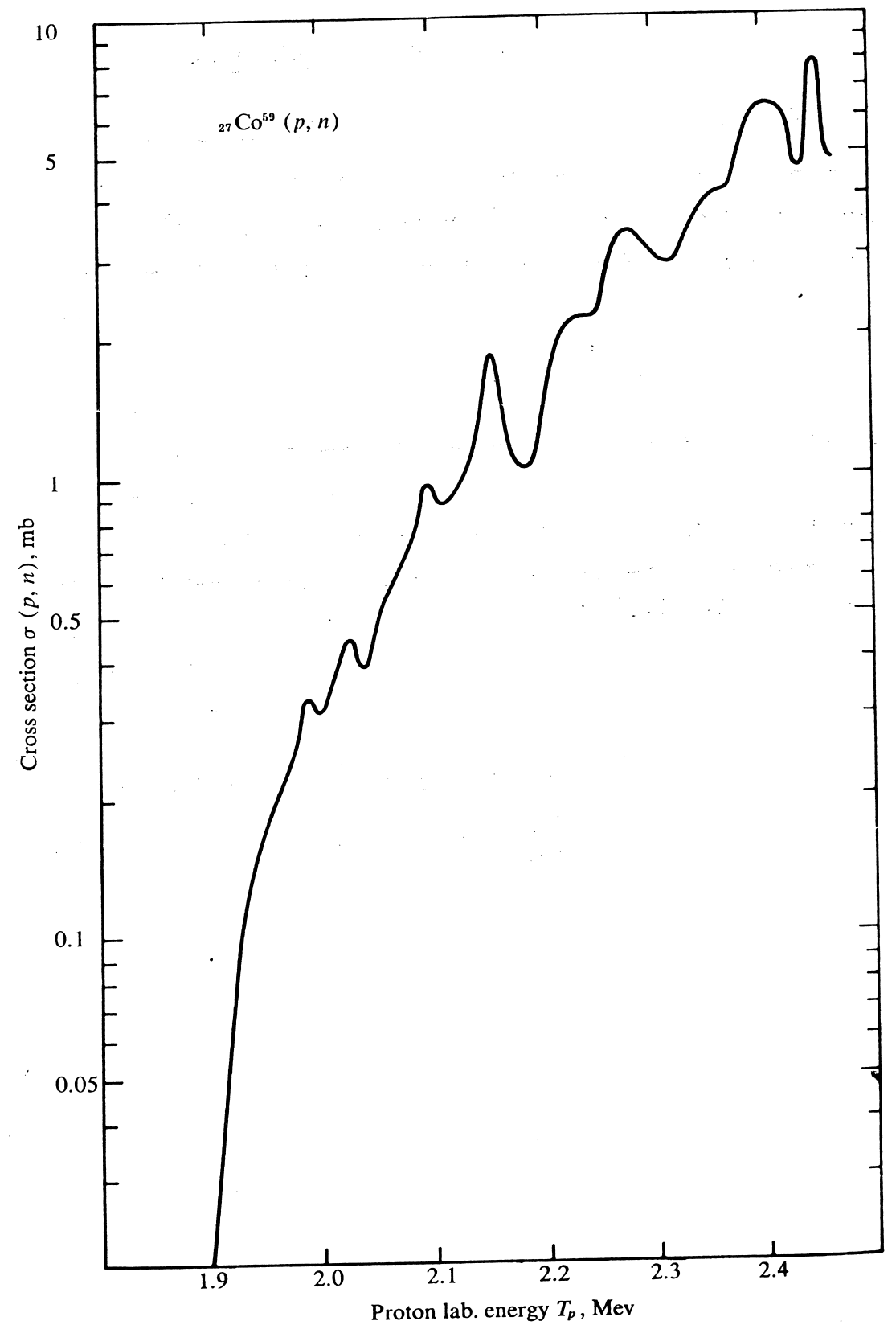
ان حسابات بسيطة ببعد واحد تدل على ان جهداً من هذا النوع يؤدي الى ظهور امتصاص لدالة الموجه .

فلو اعتبرنا ان حزمة من الجسيمات التي كتلة كل منها M_0 يعترضها حاجز على شكل مرتفع جهد كما هو مبين في الشكل 2 a ـ 5 فان الموجه الداخلة خارج الجهد هي ae^{ikx} (راجع المعادلة (47 ـ 5)) كما ان دالة الموجة داخل الجهد سيكون لها الشكل : ـ

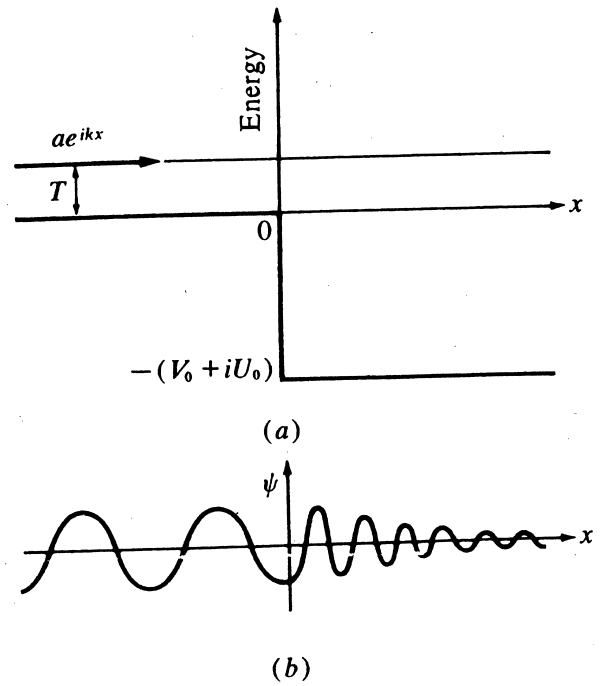
$$a'e^{ik'x} \qquad (5-80)$$

حيث ان k' مبينة بالمعادلة (راجع الشكل 24 a ـ 5)

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2M_0} = T + V_0 + iU_0 \qquad (5-81)$$



الشكل 23 ـ 5 مساحة مقطع تفاعل (p,n) النواة Co^{59}



الشكل 24 ـ 5 تأثير جهد معقد على دالة الموجة (a) رسم الطاقات الكامنة (b) رسم تخطيطي لدالة الموجة (ان دالة الموجة معقدة)

ان الطاقة الحركية للجسيم الساقط ممثلة بالمقدار $T = \frac{1}{2}\hbar^2k^2/M_0$

ان تحقيق المعادلة (81 ـ 5) يتطلب طبعاً ان تكون قيمة المقدار k' معقدة وبتعريف اجزائها الحقيقية والخيالية كما يلي : ـ

$$k' = K + \frac{i}{L} \qquad (5 - 82)$$

وبالتعويض في المعادلة (80 ـ 5) فان دالة الموجة داخل منطقة الجهد تكون .

$$a'e^{-x/L}e^{iKx} \qquad (5 - 83)$$

او بعبارة اخرى فان الموجة سوف تمتص خلال اختراقها لدرجة الجهد وبالتعويض في المعادلة (82 ـ 5) في المعادلة (81 ـ 5) نحصل على :

$$L = \frac{\hbar^2 K}{U_0 M_0} \qquad (5 - 84)$$

$$K \approx \left[\frac{2M_0(T + V_0)}{\hbar^2}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (5 - 85)$$

في حالة كون $1/L \ll K.$

ان هذا النموذج قد نجح في تفسير نتائج مساحات المقاطع الكلية والمرنة عند

الطاقات العالية ونتيجة لتطبيقات تفصيلية على مساحات المقاطع العملية فقد تم الحصول على قيم V_0 و U_0 المبينة في الجدول 3 ـ 5 كما ان قيم K و L المحسوبة من المعادلات (84 ـ 5) (85 ـ 5) مبينة في هذا الجدول ايضاً . ان زيادة طاقة الجسيم الساقط تؤدي الى زيادة امتصاصية النوى (تقل قيمة L)

الجدول 3 ـ 5 الثوابت التقريبية للنموذج الضوئي للبروتونات والنيوترونات

protons and neutrons†

T, Mev	V_0, Mev	U_0, Mev	K, F^{-1}	L, F
0 – 4	50	3	1.6	22
10	50	7	1.7	10
17	50	8.5	1.8	9
40	35	15	1.9	5

† From H. Feshbach, The Complex Potential Model, in F. Ajzenberg-Selove (ed.), "Nuclear Spectroscopy," Academic Press Inc., New York, 1960, part B, Chap. 6.D, by permission.

ان هذا النموذج يتوقع وجود قيم رنين عريضة في منحنيات مساحة المقطع بدلالة الطاقة . ان احدى هذه القيم يمكن ملاحظتها في الشكل 18 ـ 5 قرب طاقة ان وجود قيم الرنين المركبة قد تم حذفه طبعاً في جهد التفاعل (7a ـ 5) ومع ذلك فالنموذج يتوقع ان بعض الظواهر المتعلقة بالمرحلة الاولى من عملية التفاعل ستبقى ظاهرة حتى عند مرحلة النواة المركبة . فمثلاً عندما يكون الجسيم القاصف في حالة خيالية غير مستقرة في منخفض الجهد فان بعض الخواص لمساحة مقطع النواة المركبة يمكن توقعها وان الحالة الخيالية تتطلب ان يكون الجسيم الساقط موجة مستقرة تقريباً في بئر الجهد (راجع المعادلة (143 ـ 2)) وبذلك فان : ـ

$$n \cdot \tfrac{1}{2}\lambda_{\text{inside}} \approx R \qquad (5-86)$$

حيث n = عدد صحيح

$\lambda_{\text{inside}} \approx 2\pi/K$ وهو الطول الموجي داخل البئر

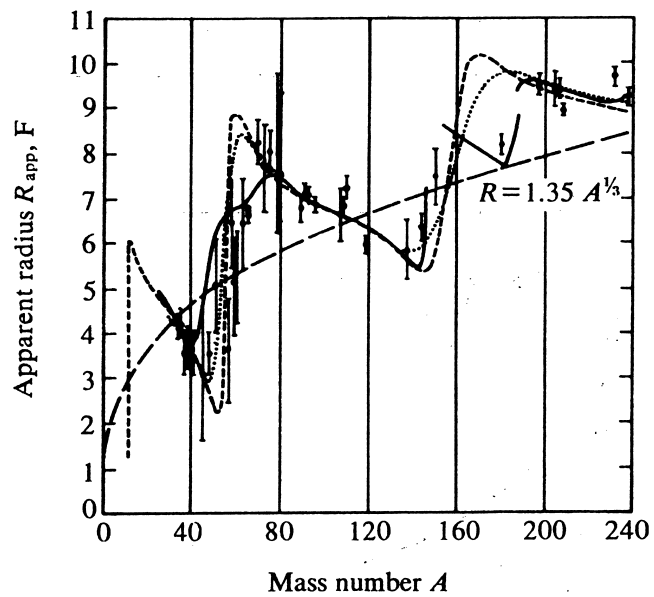
R = نصف قطر النواة

ان التعويض بقيم K عند الطاقات الواطئة من الجدول 3 ـ 5 يؤدي الى ان نتوقع حدوث زيادات في مساحة المقطع في النوى التي لها اعداد كتلية

$$A \approx 2n^3$$
$$\approx 2, 16, 54, 128, 250 \qquad (5-87)$$

ان تأثيرات كهذه قد لوحظت فعلاً ـ وفي مساحة مقطع الاستطارة المرنة للنيوترونات عند الطاقات الواطئة وبدلاً من ان تكون مساحة المقطع مقاربة للقيمة $4\pi R^2$ المتوقعة من المعادلة (65 ـ 5) فانه سيكون لها قمم عند قيم A في المعادلة (87 ـ 5) . ان هذا التأثير موضح في الشكل (25 ـ 5) . كما ان السمك المختزل γ_n^2 يتأثر بالطريقة نفسها ايضاً .

ان النموذج الضوئي قد نجح ايضاً في تفسير القمم الموجودة في الاتجاه الامامي في مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عند الطاقة العالية حيث يعطي الشكل 26 ـ 5 مثالاً نموذجياً لذلك . ان القمم الامامية ناتجة عن تأثيرات التداخل التي سبقت مناقشتها من خلال الشكل 15 c ـ 5 .



الشكل 25 ـ 5 نصف القطر الظاهري للنواة R_{app}، محسوباً بطريقة مساحة مقطع استطارة النيوترونات ذات الطاقة الواطئة $\sigma(n,n) = 4\pi(R_{app})^2$، بدلالة العدد الكتلي A ان النقاط المرسومة تمثل النتائج العملية في حين يمثل الخط المتقطع العلاقة $R_{app} = 1.35A^{\frac{1}{3}}$ اما المنحنيات الاخرى فهي توقعات مختلف النماذج الضوئية .

6b ـ 5 نموذج التفاعل السطحي .Surface interaction model

من خلال ملاحظة الجدول 3 ـ 5 نجد انه عندما تكون طاقة الجسيم الساقط عالية فان معدل طول المسار الحر $\frac{1}{2}L$ يصبح قليلاً بالمقارنة مع نصف قطر النواة واذا حاولنا دفع هذا المنطق الى حد التطرف فاننا يمكن ان نتصور انه عند هذه

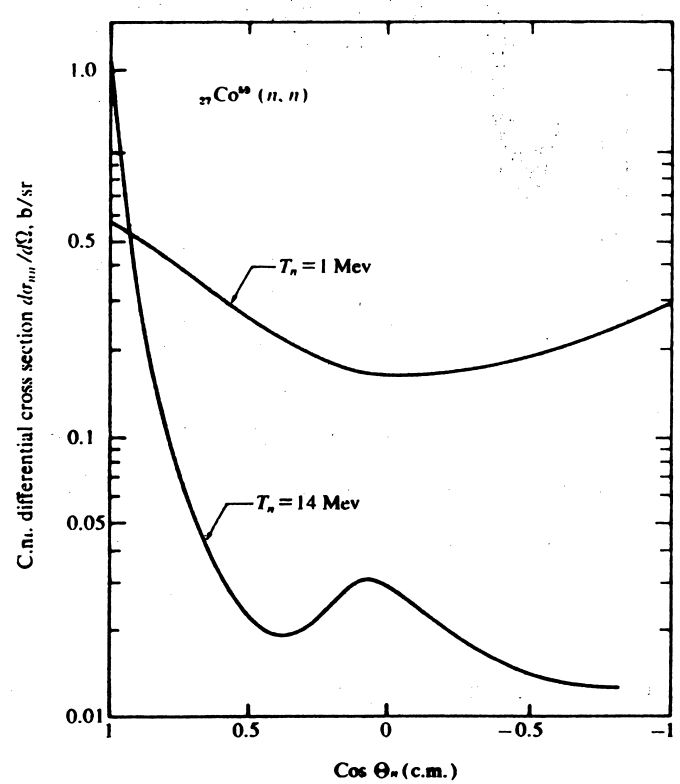
الطاقات ستحدث جميع التفاعلات النووية عند السطح فقط . ان نموذجاً كهذا يكون مناسباً وبخاصة في حالة الجسيمات القاصفة المعقدة التي يكون معدل طول مسارها الحر اقل من ذلك الذي للبروتونات والنيوترونات

ويمكن اثبات ان نموذجاً كهذا سوف يعطي اهداب الحيود التي هي من خصائص الاستطارة المرنة . ان صورة مبسطة لعملية التفاعل السطحي مبينة في الشكل (27 ـ 5) . فلو اعتبرنا النقطتين A و B على سطح النواة p هما النقطتان الوحيدتان اللتان تقومان باعادة استطارة الموجة الساقطة فان التداخل البناء في احداثيات مركز الثقل عند زاوية H يتطلب ان تكون : ـ

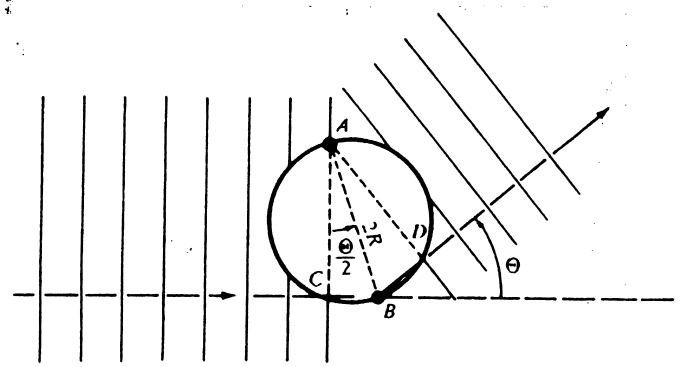
$$CB + BD = n\lambda \qquad (5-88)$$

حيث n عدد صحيح و λ طول موجة الاشعاع الساقط وبهذا فان القمم في مساحة مقطع الاستطارة المرنة يجب ان تحدث عندما تكون : ـ

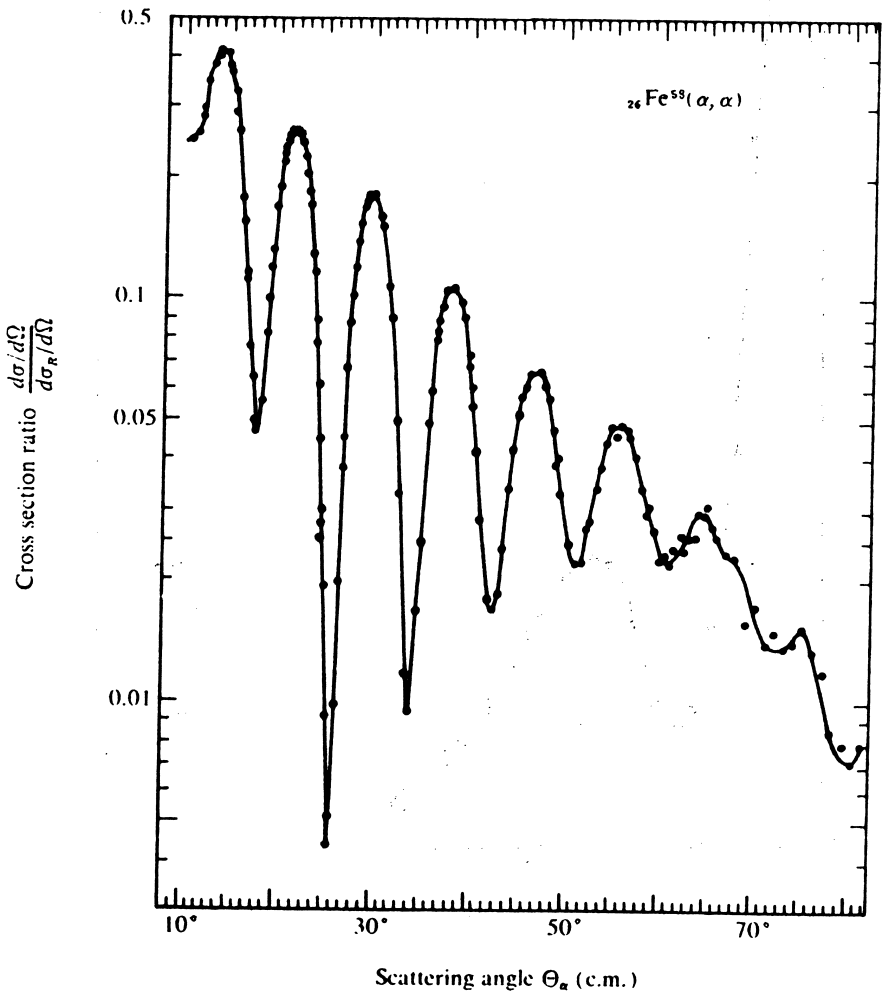
$$2 \cdot 2R \sin \tfrac{1}{2}\Theta = n\lambda \qquad (5-89)$$



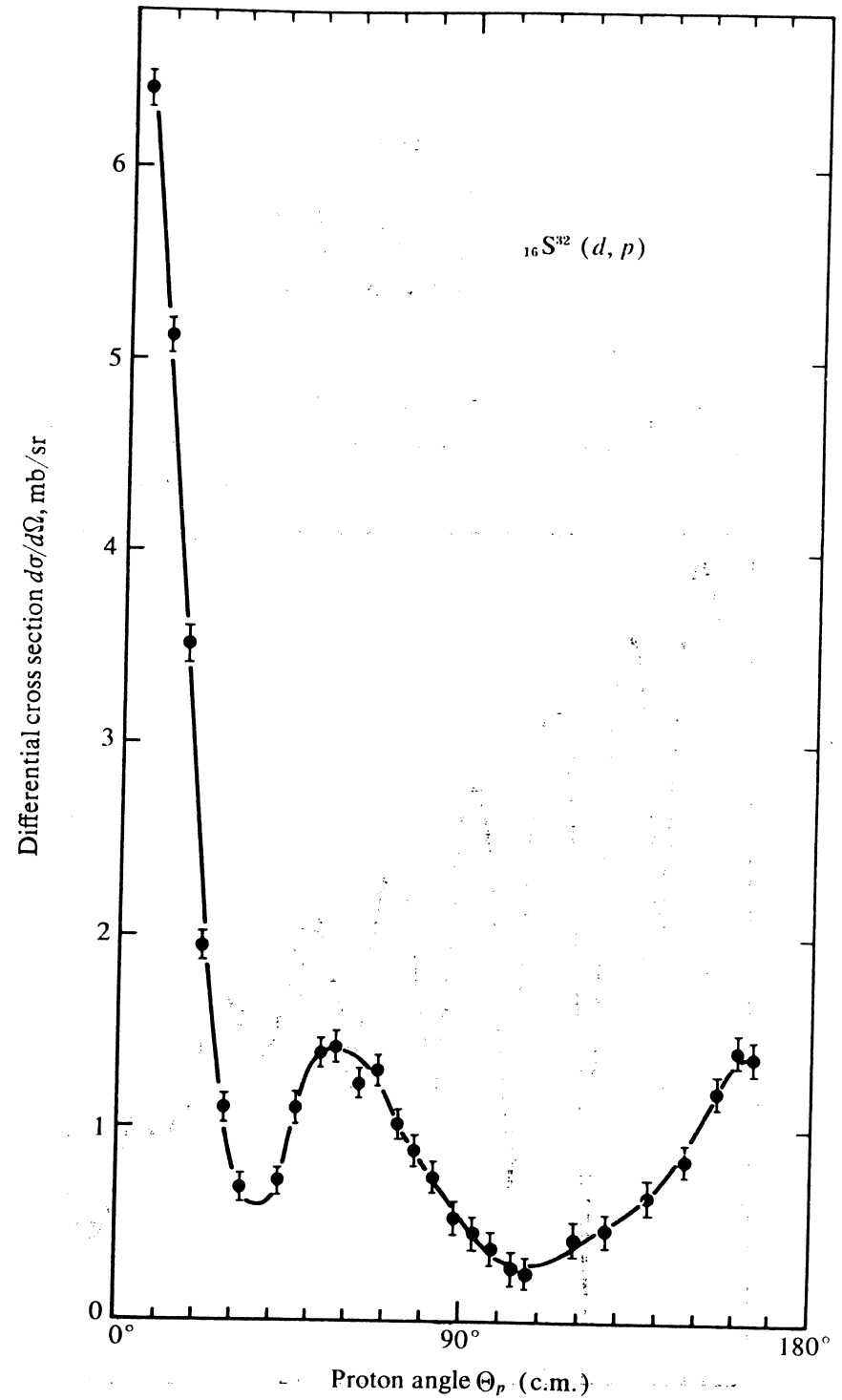
الشكل 26 ـ 5 مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عن نواة Co^{59} لطاقة النيوترونات في احداثيات المختبر 14 Mev بدلالة جيب تمام زاوية الاستطارة في مركز الثقل



الشكل 27 ـ 5 صورة مبسطة لنموذج التفاعل السطحي وقد تم تصور النقطتين A و B على انها النقطتان السطحيتان اللتان تستطار عنها الموجة الساقطة خلال زاوية مقدارها Θ وعلى اعتبار أن جميع الجسيمات الاخرى يتم امتصاصها كلياً .



الشكل 28 ـ 5 مساحة مقطع الاستطارة المرنة لجسيمات الفا عن نواة Fe^{58}, مقسومة على مساحة مقطع استطارة رذرفورد بدلالة زاوية الاستطارة في مركز الثقل . طاقة السقوط هي 64 Mev.



الشكل 29 ـ 5 مساحة المقطع التفاضلية للتفاعل $_{16}S^{32}(d,p)_{16}S^{33*}$. ان طاقة الديوترونات الساقطة هي 4.0 Mev. ان البروتونات التي تم الكشف عنها هي تلك التي تترك نواة S^{33} في حالة التهيج الاولى فقط اي بطاقة 0.84 Mev.

ان الشكلين 14 ـ 5 و 28 ـ 5 يبينان مساحة القطع التفاضلية للاستطارة المرنة للبروتونات وجسيمات الفا التي تتبع فيها قمم الحيود العلاقة (89 ـ 5) تقريباً ويمكننا ان نلاحظ ان هذا يعطينا طريقة لايجاد انصاف الاقطار النووية وبالتأكيد فان العلاقة (5 ـ 1) قد تم ايجادها عملياً نتيجة لتجارب كهذه .

6c ـ 5 تفاعلات الانسلاخ Stripping reactions

اذا صادف تصادم جسيم قاصفٍ معقد مع نواة معينة فمن الممكن ان يتحطم هذا الجسيم عند التصادم بحيث ان احد اجزائه فقط هو الذي يتفاعل مع النواة بقوة بينما يترك الجزء الآخر النواة بدون ان يتفاعل معها بصورة عملية ان الادلة على هذا النوع من التفاعلات تم الكشف عنها وبخاصة في حالة سقوط الديوترونات على النوى وكذلك التراكيب الاخرى الضعيفة الارتباط ومن الخواص المميزة لهذا النوع من التفاعلات ان الجزء غير المتفاعل من الجسيم الساقط سوف يتحرك في الاتجاه الامامي بالدرجة الرئيسة اي باتجاه الحزمة الساقطة . ان الشكل 29 ـ 5 يبين مثالاً نموذجياً لذلك : ـ

7 ـ 5 الانشطار FISSION

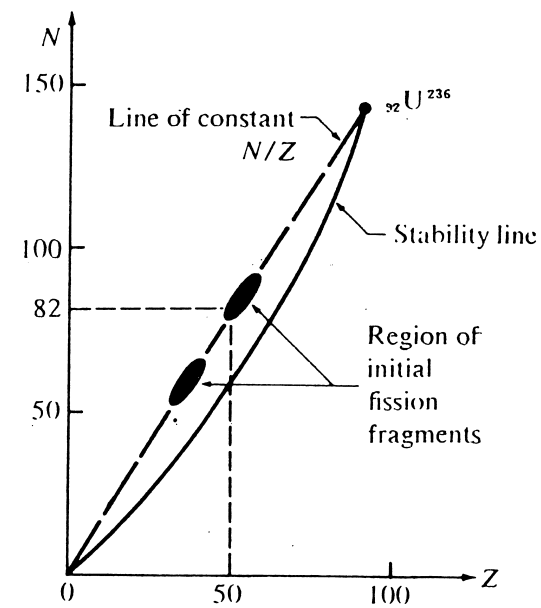
ان التفاعل $X(a,b)Y$ يسمى الانشطار اذا كانت كتلتا b و Y متقاربتين ان بعض النوى تنشطر آنياً . والانشطار يحدث عادة اذا تم اعطاء طاقة كافية للنواة بواسطة اقتناص نيوترون بطيء او بواسطة القصف بجسيمات n و p و d او باشعة كاما وبقدر ما هو متوفر من معلومات فان عملية الانشطار تتم دائماً بواسطة تكون النواة المركبة . ان النواة المركبة سوف تتحطم الى جزئين مع انبعاث عدد من النيوترونات وسنوضح سبب ذلك فيما يلي : ـ

تم اكتشاف عملية الانشطار من قبل هان وستراسمان (1939) Strassmann Hahn and باستخدام طرق الكيمياء الاشعاعية وقد اثبتا ان قصف اليورانيوم بالنيوترونات يؤدي الى انتاج عناصر تقع وسط الجدول الدوري وليس الى عناصر انتقالية عن اليورانيوم كما كان يعتقد سابقاً .

ان الجزئين النوويين الرئيسيين والذين يسميان بشظايا الانشطار *fragments fission* سوف لا يكون لهما كتل متساوية وذلك بسبب حسابات الطاقة . ان توزيع الكتل يحتمل ان يتأثر بتأثيرات القشرة . ان الشكل 30 ـ 5 يبين ان

النواتج الرئيسة لشظايا الانشطار ليست مستقرة وذلك لان عملية الانشطار تحافظ على نسبة النيوترونات الى البروتونات في الشظايا كتلك التي في النواة المركبة الاصلية التي تقع قرب خط الاستقرار . ان الشظايا في هذه الحالة ستكون غنية بالنيوترونات ولذلك فان هناك افضلية لعملية انبعاث النيوترونات . ان انحلالات بيتا وكاما تؤدي في النهاية الى تقريب الشظايا من خط الاستقرار وفي بعض الاحيان فان الحالات المتهيجة التي تكون اعلى من طاقة فصل النيوترون لنواة معينة تكون مشبعة بانحلالات بيتا ولذلك فقد يحدث انبعاثات نيوترونية متأخرة .

ان دراسة الخط الذي يمثل قيمة ثابتة للنسبة N/Z لنواة منشطرة نموذجية كنواة $_{92}U^{236}$ على رسم N-Z في الشكل 10 ـ 2 تؤدي بنا الى ملاحظة ان هذا الخط يمر بالقرب من النواة المزدوجة السحرية doubly magic $N = 82$ و $Z = 50$ ولذلك يمكننا ان نتوقع ان تكون $A = 132$ سائدة على منحني كتل نواتج الانشطار . ان هذا يتطابق بصورة جيدة مع النتائج العملية (الشكل 31 ـ 5) ولكنه من المحتمل ان لا يؤدي الى التفسير الكامل لشكل منحني كتل نواتج الانشطار .



الشكل 30 ـ 5 موقع شظايا الانشطار بالنسبة لخط الاستقرار ان المثال هو لانشطار نواة $_{92}U^{236}$ المركبة .

7a ـ 5 الطاقة المتحررة في الانشطار Energy release in fission.

ان الطاقات الحركية لشظايا الانشطار الركنية prompt fission fragments يمكن حسابها بواسطة المعادلة شبه العملية للكتلة . فلو اخذنا عملية الانشطار

$$U^{235} + \text{thermal } n \rightarrow Y_1 + Y_2 \qquad (5-90)$$

مثلاً حيث Y_1 و Y_2 لها نفس نسبة N/Z التي لنواة U^{236} فان

$$\begin{aligned} Q(\text{prompt}) &= T_{Y_1} + T_{Y_2} \\ &= [M(U^{235}) + M_n - (M_{Y_1} + M_{Y_2})]c^2 \\ &= B_{tot}(Y_1) + B_{tot}(Y_2) - B_{tot}(U^{235}) \end{aligned} \qquad (5-91)$$

ان طاقات الارتباط الكلية يمكن حسابها من المعادلة (127 ـ 2) لتعطي النتيجة : ـ

$$Q(\text{prompt}) \approx 170 \text{ Mev}$$

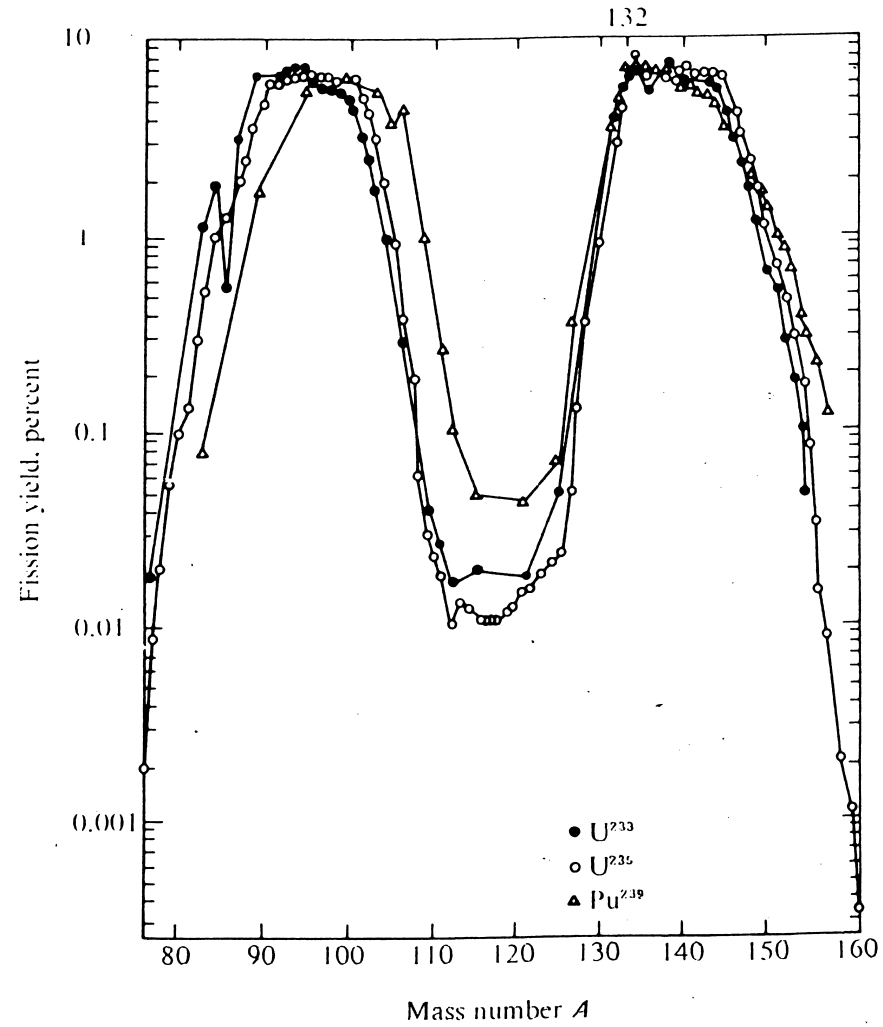
ان الطاقة الكلية المتحررة للنواتج النهائية لعملية الانشطار تشمل الطاقات المتحررة عن اشعة بيتا وكاما والانتي نيوترنيو اضافة الى الطاقة التي تأخذها النيوترونات ولذلك فان قيمة Q هي : ـ

$$Q(\text{overall}) = B_{tot}(Y_1') + B_{tot}(Y_2') - B_{tot}(U^{235}) \qquad (5-92)$$

حيث ان : Y_1' و Y_2' هي النواتج النهائية للانشطار الواقعة قرب خط الاستقرار واذا كانت الاعداد الكتلية لهذه النواتج هي 100 و 132 على التوالي على اعتبار تحرر اربعة نيوترونات فان الشكل 8 ـ 2 يعطي التقدير التقريبي .

$$\begin{aligned} Q(\text{overall}) &\approx 132 \times 8.3 + 100 \times 8.5 - 235 \times 7.5 \text{ Mev} \\ &\approx 210 \text{ Mev} \end{aligned}$$

ان الحسابات الاكثر دقة باستخدام الكتل الحقيقية تعطي القيم في الجدول 4 ـ 5 وبملاحظة ان جسيمات الانتي نيوترنيو لا تنتج طاقة مفيدة فاننا نجد ان 3.2×10^{10} انشطار لكل ثانية تولد 1 واط من القدرة .



الشكل 31 ـ 5 منحنيات كتل نواتج انشطار نوى U^{233}, و U^{235}, و Pu^{239} بواسطة النيوترونات البطيئة .

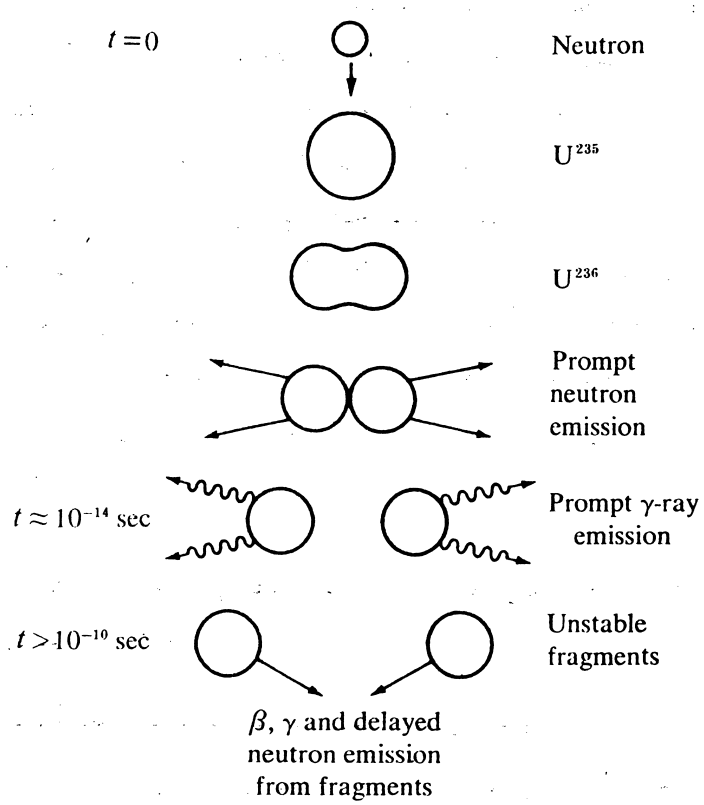
الجدول 4 ـ 5 معدل الطاقات المتحررة في انشطار نواة U^{235}†

Kinetic energy of fission fragments ($A \approx 95$ and 140)	165 ± 5 Mev
Kinetic energy of prompt and delayed neutrons (2-3 neutrons)	5
Prompt gamma rays (≈ 5 gamma rays)	6 ± 1
Beta rays (≈ 7 beta rays)	8 ± 1.5
Antineutrinos	12 ± 2.5
Radioactive gamma rays	6 ± 1
Total energy release Q(overall)	204 ± 7 Mev

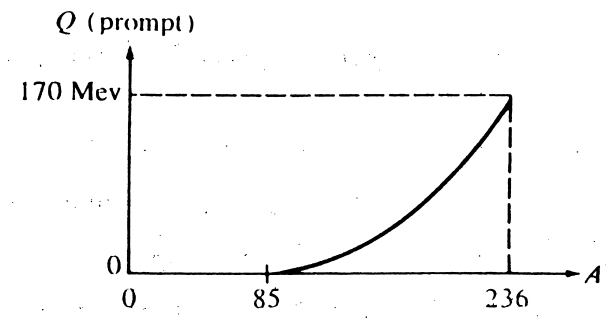
† By permission from Segrè, 1964, chap. 11, sec. 11.

7b ـ 5 تفاصيل عملية الانشطار Details of the fission process

ان تطوير النظرية الاصلية للانشطار قد قام به كل من بوهر وويلر (1939) Bohr and Wheeler على اساس نموذج قطرة السائل . ان العملية تعتبر الان بانها تتم بالطريقة المبينة في الشكل 32 ـ 5 . ان ارتباط النيوترون المقتنص يؤدي بالنواة الى اهتزازات شديدة تؤدي الى تحطيمها . وهذا يؤدي الى تحرير النيوترونات الركنية كما تتكون بعض شظايا الانشطار وهي في حالات متهيجة والتي تنحل بانبعاث اشعة كاما ذات اعمار نموذجية تتراوح ما بين 10^{-15} و 10^{-13} ثانية وبعد ذلك فان اكثر شظايا الانشطار تمر بانحلال بيتا السالب لتصل بالقرب من خط الاستقرار .



الشكل 32 ـ 5 التطور التخطيطي لعملية الانشطار . ان الفترات الزمنية المبينة تبين المراتب التقريبية فقط .



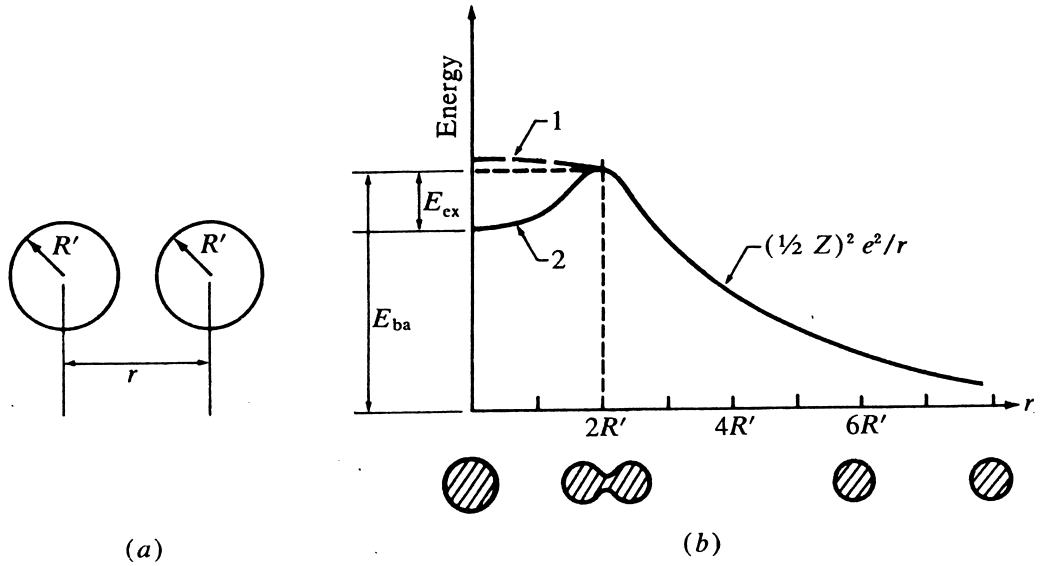
الشكل 33 ـ 5 حساب الطاقة الركنية المتحررة في الانشطار المتناظر

واذا قمنا بحساب الطاقة المتحررة (91 ـ 5) عندما تتحول النواة (A,Z) الى نواتين كل منهما $(\frac{1}{2}A,\frac{1}{2}Z)$ وهذا ما يسمى الانشطار المتناظر ونجد من المعادلة شبه العملية للكتلة ان $Q(\text{prompt})$ ستكون موجبة للنوى التي تكون فيها $A > 85$ (الشكل 33 ـ 5) ولكن مع ذلك فالنوى الخفيفة كهذه لا تنشطر آنياً ولذلك فاننا يجب ان نستنتج ان هناك حاجزاً للانشطار *fission barrier* واحسن طريقة لتوضيح ذلك هي بواسطة عكس عملية الانشطار فلو فرضنا ان نواتين كرويتين كل منهما $(\frac{1}{2}A,\frac{1}{2}Z)$ قد تم تقريبهما الواحدة نحو الاخرى كما في الشكل 34 *a* ـ 5 فان الطاقة الكامنة بينهما تساوي $(\frac{1}{2}Z)^2e^2/r$, حيث r هي المسافة بين مركزيهما وعندما تتلامس الكرتان فان القوى النووية تبداء بالتأثير وبذلك تتلاحم الكرتان وينتج عن هذه الحالة وضعان وهما : ـ

1 ـ الطاقة الكامنة سوف لا تقل مطلقاً عندما تبدأ المجموعة باخذ الشكل الذي يمثل اقل تشويه اي الشكل الكروي .

2 ـ الطاقة الكامنة تقل عندما تأخذ المجموعة الشكل الكروي

و بالعكس فاذا بدأنا بنواة كروية فان الحالة 1 تؤدي الى الانشطار الاني في حين تعطي الحالة 2 انشطاراً في حالة تجهيز مقدار معين من طاقة التهيج والتي يرمز لها بالرمز E_{ex} في الشكل 34*b* ـ 5 . ان الطاقة المتحررة $Q(\text{prompt})$ تساوي تقريباً ارتفاع الحاجز E_{ba} تقريباً . وشكل النواة المنشطرة حسب نظرية بوهر دويلر يكون اول الامر بيضوياً . وهذا يقودنا الى امكانية حساب شكل منحني الجهد في الشكل 34*b* ـ 5 قرب $r = 0$ وهذا يدل على ان الحالة 1 يمكن



الشكل 34 ـ 5 حاجز الانشطار (*a*) شظايا الانشطار المتناظر (*b*) رسم الطاقة الكامنة . ان الشكل التقريبي للمجموعة مبين تحت الرسم وفي الحالة 1 تنحل النواة بواسطة الانشطار الآني اما في الحالة 2 فهنالك حاجة الى كمية من الطاقة E_{ex} لتحفيز الانشطار

الحصول عليها فقط عندما تكون $Z > 115$. ان النوى المعروفة اذن لا يمكن لها ان تنشطر آنياً .

ان طاقة التهيج في نواة كنواة U^{235} هي في حدود E_{ex} (5-6 Mev) وهذه يمكن تجهيزها بواسطة طاقة ارتباط النيوترون المقتنص ($\approx$7 Mev) والانشطار في هذه الحالة يحدث بواسطة النيوترونات البطيئة . اما في حالة U^{238} فان الطاقة المكتسبة من النيوترون البطىء هي في حدود 5 Mev وهذا المقدار اقل من E_{ex} ولهذا فان هذه النواة يمكن ان تنشطر اذا قذفت بنوترونات سريعة فقط . ان الفرق في طاقات ارتباط النيوترونات ناتج عن تأثير حد الازدواج δ في المعادلة (127 ـ 2) ولهذا فان اكثر النوى القابلة للانشطار والتي تكون زوجية ـ زوجية يكون لها عتبة انشطار اما اكثر النوى التي فيها A فردية فان الانشطار يمكن ان يتم بواسطة النيوترونات الحرارية .

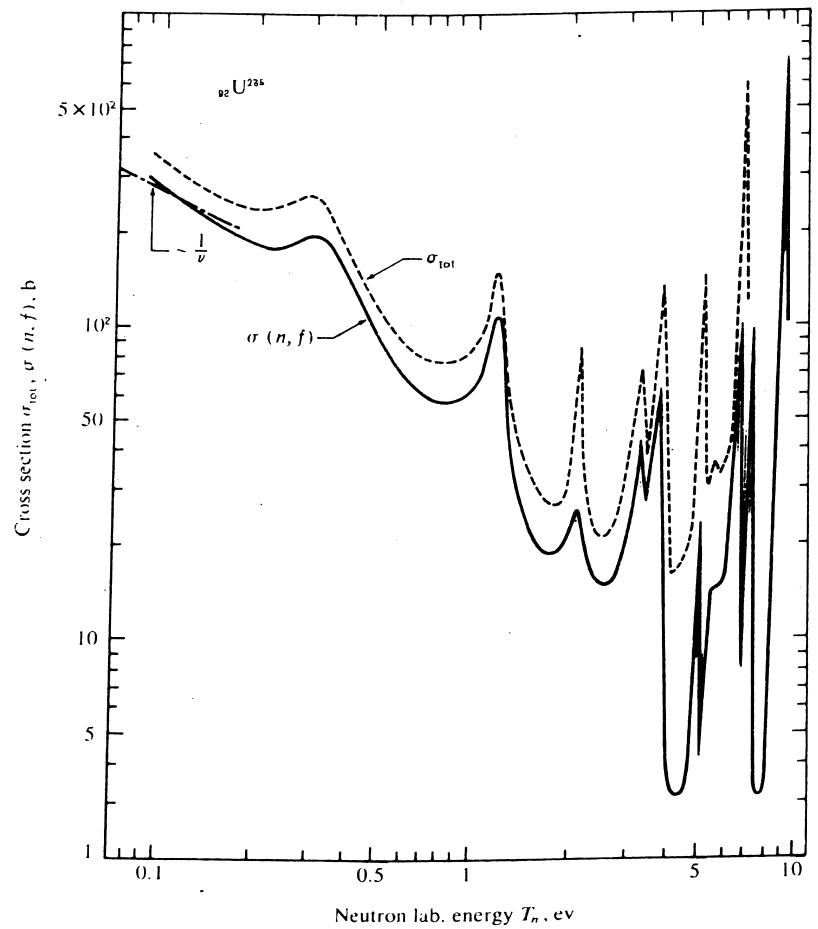
7c ـ 5 مساحة مقطع الانشطار Fission Cross section

نظراً لان عملية الانشطار تتم من خلال تكوين النواة المركبة فان مساحة مقطع الانشطار ينتظر ان يتبع العلاقة (64 ـ 5) وعلى اعتبار ان $\Gamma_a = \Gamma_n$ و

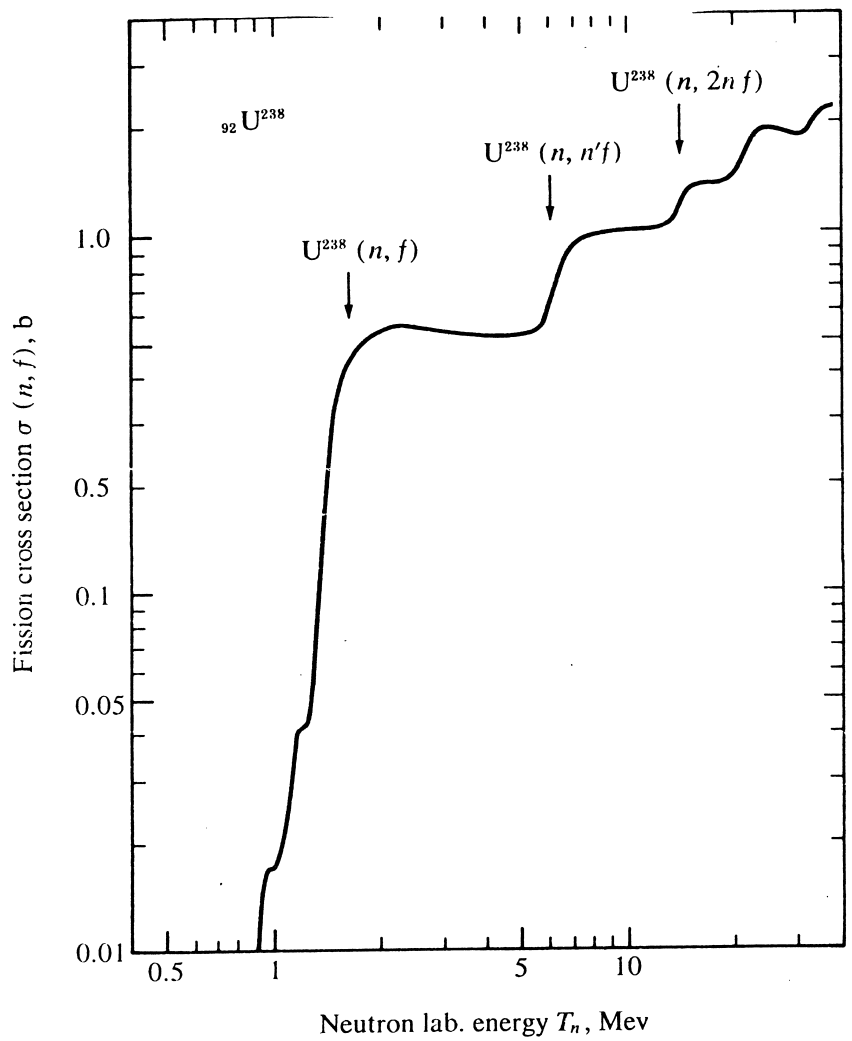
$\Gamma_b = \Gamma_f$ حيث تسمى Γ_f بسمك الانشطار . ان هذه الكمية تتناسب مع احتمال انحلال مستوٍ معين في النواة المركبة بطريقة الانشطار .

ان مساحة مقطع الانشطار لنواة U^{235} مبينة في الشكل 35 ـ 5 . ان الجزء الخاص بالنيوترونات الحرارية في هذا الرسم يتبع العلاقة $1/v$ (المعادلة (74 ـ 5) اما عند الطاقة الاعلى فان حالات الرنين في النواة المركبة تبدأ بالحدوث . ان مساحة المقطع الرئيسة الاخرى التي تشترك في مساحة المقطع الكلية لنواة U^{235} هي تلك الناتجة عن التفاعل الاقتناصي $[U^{235}(n,\gamma)U^{236}]$ ان مساحة مقطع الاستطارة المرنة عند طاقات في حدود ev هي تقريباً 10 b والذي هو قريب جداً من القيمة $4\pi R^2$ المتوقعة في المعادلة (65 ـ 5) . ان الثوابت التجريبية لاوطأ حالات الرنين المبينة في الشكل (65 ـ 5) هي : ـ

$$T_0^* = 0.29 \text{ ev} \qquad \Gamma_\gamma = 0.035 \text{ ev}$$
$$J = 3^- \text{ or } 4^- \qquad \Gamma_n \approx 3 \times 10^{-6} \text{ ev}$$
$$\Gamma_f = 0.10 \text{ ev}$$



الشكل 35 ـ 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات البطيئة $\sigma(n,f)$ لنواة U^{235} وللمقارنة فقد تم رسم مساحة المقطع الكلية σ_{tot} لنواة U^{235} والفرق بين الاثنين يعود بالدرجة الرئيسة الى $\sigma(n,\gamma)$.



الشكل 36 ـ 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات السريعة لنواة U^{238} . ان طاقات العتبة للعمليات المختلفة مبينة ايضاً .

ان تصرف طاقات العتبة في عملية انشطار U^{238} (الشكل 36 ـ 5) يحدد بالدرجة الرئيسة بمعامل الاختراق الذي يكون مشابهاً جداً للمعادلتين (86 ـ 4) و (94 ـ 4) . ان التدرجات الظاهرة عند الطاقات العالية ناتجة عن العمليات الثانوية ولكن اوطأ طاقة عتبة ناتجة طبعاً عن التفاعل : ـ

$$U^{238} + n \rightarrow U^{239*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5 - 93)$$

اما العملية الثانية التي تحدث عندما يصبح للنيوترونات طاقة عالية كافية لتجهيز طاقة الانشطار لنواة U^{238} بواسطة الاستطارة غير المرنة فهي :

$$U^{238}(n,n')U^{238*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5-94)$$

ان عملية اخرى يمكن ان تبدأ عندما يتم توليد نواة U^{238} ذات طاقة تهيج كافية للانشطار وهي : ـ

$$U^{238}(n,2n)U^{237*} \rightarrow \text{fission} \qquad (5-95)$$

وهكذا :

ان الدراسات التفصيلية لاوطأ تفاعل قد اظهرت تدرجات دقيقة في مساحة مقطع انشطار U^{238} (اثنان منها مبينتان في الشكل 36 ـ 5) . وهذه التدرجات قد ادت الى وصف كامل اكثر لعملية الانشطار من الذي مر ذكره .

اسئلة

5 ـ 1 باستخدام الرموز المستعملة في البند 2 ـ 5 اثبت انه اذا كانت Θ هي زاوية انبعاث الجسيم b, في مركز الثقل و θ هي زاوية الانبعاث في المختبر فان 1 ـ 5 اثبت أن : ـ

$$\cot\theta = \frac{(v_0/V_b) + \cos\Theta}{\sin\Theta}$$

$$\sin(\Theta - \theta) = \frac{v_0}{V_b}\sin\theta$$

5 ـ 2 اثبت ان المعادلتين (14 ـ 5) و (15 ـ 5) متكافئتان .

5 ـ 3 اثبت ان طاقة الجسيم b في مركز الثقل في التفاعل $X(a,b)Y$ تساوي

$$(M_Y/M)[Q + (1 - M_a/M)T_a]$$

حيث $M = M_b + M_Y \approx M_a + M_X$

T_a = طاقة الجسيم a الحركية في المختبر

Q = قيمة Q للتفاعل .

5 ـ 4 (أ) احسب طاقة العتبة للتفاعل $C^{12} + \gamma \rightarrow 3\,He^4$ باستخدام الملحق

(ب) في هذا التفاعل اذا كان اثنان من جسيمات الفا يخرجان في الاتجاه نفسه وبنفس الطاقات الحركية ما هي نسبة الطاقة الحركية التي يأخذها الجسيم الثالث .

5 ـ 5 (أ) احسب قيمة Q للتفاعلات $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$ $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$

(ب) افترض ان هناك معجل كهروستاتيكي يقوم بتعجيل اي جسيم ذي شحنة e الى طاقة 4 Mev ما هي اقصى طاقة للنيوترونات يمكن انتاجها بواسطة هذا المفاعل باستخدام اي من التفاعلين السابقين (ان كتلة H^3 هي 3.016050 u وللكتل الباقية فبامكانك استخدام الملحق C) ؟

5 ـ 6 (أ) من المطلوب الحصول على نيوترونات ذات طاقة 2 Mev وذلك بواسطة قصف التريتيوم بالبروتونات فما هي طاقة البروتونات اللازمة لذلك (ان طاقة العتبة للتفاعل $H^3(p,n)He^3$ هي 1.019 Mev) (ب) تحت الشروط في الفرع (أ) ما هي اوطأ طاقة للنيوترونات المنبعثة (c) في اي الاتجاهات سوف تنبعث النيوترونات في الفرع (أ) و (ب) (جاوب على هذا الفرع لنفسك قبل البدء بحل (أ) و (ب))

5 ـ 7 ان طاقة العتبة للتفاعل هي $H^3(p,n)He^3$ 1.019 Mev (أ) اذا قصف H^3 ببروتونات ذات طاقة 1.100 Mev فما هي طاقة النيوترونات المنبعثة في الاتجاه 0° (الاتجاه الامامي) ؟ (b) اذا تم قصف H^3 ببروتونات ذات طاقة 1.019 Mev فما هي طاقة واتجاه النيوترونات الناتجة ؟

5 ـ 8 إن التفاعل $Li^7(p,n)Be^7$ يستخدم بكثرة لانتاج النيوترونات احادية الطاقة فاذا كانت $Q = -1.64$ Mev) (أ) ما هي اقصى طاقة للنيوترونات التي يمكن انتاجها باستخدام معجل للبروتونات ذات طاقة 3 Mev ؟ (b) اذا استخدمت بروتونات ذات طاقة 3 Mev فما هي الزاوية بالنسبة لاتجاه حزمة البروتونات التي تنبعث عندها نيوترونات ذات طاقة Mev.

5 ـ 9 ان التفاعل في السؤال 8 ـ 5 له مساحة مقطع تفاصيله تساوي 50 mb/sr عند 0° ولطاقة قصف مقدارها 3 Mev . فاذا كان السمك المؤثر لهدف الليثويوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو 50 kev فما هو عدد النيوترونات لكل ثانية لكل وحدة زاوية صلبة المنبعثة في اتجاه الحزمة المكونة من 1 مايكروامبير . ان فقدان الطاقة من الليثيوم للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو 100 kev-cm²/mg ؟

5 ـ 10 خلية معدنية على شكل متوازي المستطيلات ذات ابعاد $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$ cm × 1 cm لها نافذة رقيقة على احدى الجهات المربعة $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$-cm وتحتوي الخلية على غاز التريتيوم النقي تحت الظروف القياسية . فاذا تم دخول حزمة مقدارها 1 مايكرامبير من البروتونات ذات طاقة 3 Mev خلال النافذة احسب عدد النيوترونات الناتجة في الثانية الواحدة مع العلم ان مساحة مقطع التريتيوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هي 0.50 barn (اهمل اي تأثير لفقدان طاقة البروتونات خلال النافذة والغاز واعتبر التريتيوم هو غاز

5 ـ 11 ان لنواة N^{14} حالات تهيج عند 2.31 و 3.95 Mev فاذا تم قصف N^{14} الغاز بنيوترونات ذات طاقة 5 Mev فما هي طاقة النيوترونات الناتجة عند زاوية مقدارها 90° بالنسبة لاتجاه الحزمة الساقطة ؟

5 ـ 12 ان للتفاعل $S^{32}(n,\alpha)Si^{29}$ حالة رنين عند طاقة نيوترونات تبلغ 2.8 في المختبر (راجع الشكل 22 a ـ 5) (أ) هل تمثل هذه الحالة حالة خيالية غير مستقرة في النواة الهدف ام في النواة المركبة (ب) ما هي طاقة هذه الحالة بالنسبة الى الحالة الارضية (استخدم الملحق C) .

5 ـ 13 (أ) احسب اقرب مسافة كلاسيكية في التصادم المباشر لعملية الاستطارة في الشكل 28 ـ 5 (ب) هل هذه المسافة اكبر ام اقل من نصف قطر نواة Fe^{58} ؟ (جـ) احسب مساحة مقطع استطارة رذرفورد عند زوايا مركز الثقل 10° و 70°

5 ـ 14 ان التفاعل $C^{13}(d,p)C^{14}$ $Q = 16.16$ Mev له رنين عند طاقة ديوترونات في المختبر هي 2.45 Mev هل يمكنك ان تتوقع فيما اذا كان للتفاعل $B^{11}(\alpha,n)N^{14}$ $Q = 10.99$ Mev رنين ايضاً ام لا وعند اي طاقة بجسيمات الفا في المختبر يكون هذا ؟

5 ـ 15 (أ) ان تأثير تفاعل (d,p) هو اضافة نيوترون واحد الى النواة الهدف اثبت ان طاقة ارتباط النيوترون الاخير في النواة الناتجة يساوي مجموع قيمة Q لتفاعل (d,p) مع طاقة ارتباط الديوترون (ب) ان قيم Q لتفاعلات $Pb^{207}(d,p)Pb^{208}$ و $Pb^{208}(d,p)Pb^{209}$ هي 5.14 و 1.64 Mev على التوالي ما هي طاقات الارتباط للنيوترون الاخير في كل من Pb^{208} و Pb^{209} ؟ (جـ) هل يمكنك تفسير الفرق في طاقات الارتباط على اساس احد النماذج النووية ؟

5 ـ 16 ان احدى حالات C^{12} ذات طاقة تهيج 17.2 Mev يمكنها ان تنحل بانبعاث بروتون او جسيم الفا . السمك الكلي لهذه الحالة هو 1.16 Mev فاذا كان للتفاعل $B^{11}(p,\alpha)Be^8$ مساحة مقطع عظمى مقدارها 0.16 عند طاقة مختبر للبروتون مقدارها 1.4 Mev والتي تقابل طاقة التهيج 17.2 لحالة C^{12} وباهمال تأثيرات البرم هل يمكنك ان تعطي فكرة عن السمك الجزئي . Γ_α و Γ_p باستخدام هذه المعلومات ؟

5 ـ 17 ان للتفاعل $U^{235}(n,\gamma)U^{236}$ رنيناً عند طاقة $T_0^* = 0.29$ ev (راجع الشكل 35 ـ 5 كما ان المعلومات التي تحتاجها موجودة في البند 7 c ـ 5 (أ) احسب نسبة $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma)$ عند الرنين (ب) احسب مقدار $\sigma(n,\gamma)$ عند الرنين (جـ) احسب السمك المختزل للنيوترون عند الرنين (د) احسب عمر هذا المستوي .

5 ـ 18 اثبت ان شكل منحني مساحة مقطع تفاعل $Co^{59}(p,n)$ قرب العتبة يتبع المعادلة (76 ـ 5) . ان مساحة المقطع مبينة في الشكل 23 ـ 5 مع العلم ان طاقة العتبة للتفاعل هي 1.89 Mev .

5 ـ 19 (أ) احسب المقدار $\int_0^\infty \sigma(a,b)\, dT_0$ للمعادلة (64 ـ 5) على اعتبار ان كل قيم السمك ثابتة ان هذا يعرف بانه تكامل الرنين وله تطبيقات في نظرية التفاعلات النووية (ب) احسب تكامل الرنين في حالة رنين (n,γ) لنواة U^{235} المذكور في البند 7 c ـ 5 ولاجل السهولة اعتبر قيمة السمك ثابتة على الرغم من ان هذه الفرضية ليست جيدة هنا .

5 ـ 20 حلل الشكل 28 ـ 5 على اساس المعادلة (89 ـ 5) (أ) هل تتحقق العلاقة بين Θ و n (ب) ما هي قيمة λ التي تحصل عليها وهل تبدو معقولة (ان عليك ان لا تتوقع اكثر من اتفاق كمي وذلك لان المعادلة (89 ـ 5) مبسطة جداً) .

5 ـ 21 ان شظتي انشطار $(U^{235} + n)$ لها الاعداد الكتلية والطاقات الحركية الكلية المبينة في الجدول 4 ـ 5 ما هي الطاقة الحركية لكل منهما ؟ هل هذا الجواب هو دقيق وان لم يكن كذلك فلماذا ؟

5 ـ 22 احسب قيمة A التي تكون فيها $Q(\text{prompt})$ مساوية للصفر في حالة الانشطار المتناظر (المعادلة (91 ـ 5)) وذلك باستخدام المعادلة شبه العملية للكتلة (راجع الشكل 33 ـ 5)

5 ـ 23 افترض ان الاعداد الكتلية لشظايا انشطار U^{235} هي $A = 91$ و $A = 139$ مع عدد من النيوترونات (أ) ما هي الطاقة الكامنة بين الشظيتين عند نقطة انفصالهما (ب) واذا كانت هذه الشظايا تنحل بطريقة بيتا وكاما فقط فماذا تتوقع ان تكون النواتج المستقرة في نهاية سلسلة الانشطار ؟

5 ـ 24 حزمة من النيوترونات ذات طاقة 0.1 ev تقصف مكعباً طول ضلعه 1-cm من معدن اليورانيوم الطبيعي فاذا كانت شدة الحزمة هي 10^{12} neutrons/sec/cm², فما هو معدل توليد الطاقة الحرارية في المكعب نتيجة انشطار نوى U^{235} بواسطة النيوترونات البطيئة (ان التواجد الطبيعي لنوى Use هو 0.72 بالمئة) استخدم المعلومات في الشكل 35 ـ 5 والجدول 4 ـ 5 كما ان معاملات التحويل مبينة في الملحق D .

الفصل السادس

القوة النووية

NUCLEAR FORCE

1 ـ 6 مقدمة

لقد بينا في بداية هذا الكتاب ان المسألتين الاساسيتين في الفيزياء النووية هما : أولاً محاولة فهم طبيعة القوة التي تؤثر في نيوكليونين وثانياً فهم وتوضيح خواص النوى المعقدة (المكونة من عدد كبير من النيوكليونات) بدلالة القوة النووية . وعلى الرغم من ترابط هاتين المسألتين ببعضهما الا انهما مختلفتان كلياً لانه حتى اذا تمت معرفة القوة النووية بصورة كاملة فان مسألة دراسة مجموعات مكونة من عدة جسيمات تبقى معلقة في الوقت الحاضر حتى بالنسبة للفيزياء الكلاسيكية .

لقد بينا في الفصلين الثاني والخامس كيفية امكان فهم خواص النواة المعقدة بالاستعانة ببعض النماذج النووية . ان هذه النماذج تتطلب توفر الشروط التالية في القوة النووية كحد ادنى وذلك عند تطبيقها على النواة .

1 ـ ان يكون هناك جزء من القوة النووية او بالاحرى الجزء الاكبر منها ذا مدى قصير جداً وذا اتجاه مركزي يؤدي الى تكوين الجهد الكلي لنموذج القشرة .

2 ـ ان يكون هناك جزء آخر من القوة ذا مدى اقل بكثير من نصف قطر النواة يحاول جعل النواة تتخذ شكلاً كروياً ويؤدي في الوقت نفسه الى ازدواج النيوكليونات .

3 ـ جزء آخر متقارب في المدى لنصف القطر النووي يحاول تشويه شكل النواة .

4 ـ القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين البرم وبين الزخم الزاوي المداري والذي يسمى بتفاعل البرم والمدار spin-orbit interaction لكل نيوكليون .

5 ـ القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين برم النيوكليونات المختلفة والذي يسمى spin-spin interaction.

6 ـ ان تكون القوة النووية غير معتمدة على الشحنة .

7 ـ ان تتشبع هذه القوة .

ان من الممكن الحصول عن معلومات اكثر عن القوة بين نيوكليونين من خلال دراسه أبسط مجموعة مكونة من نيوكليونين وهي تركيب الديوترون والمكون من بروتون ونيوترون وكذلك من خلال دراسة التصادمات بين بروتون وبروتون وبين نيوترون وبروتون على انه ومن ناحية اخرى فان من غير الممكن دراسة التصادمات بين نيوترون ونيوترون بواسطة سيول النيوترونات المتوفرة حالياً . ان تفسير بعض النتائج العملية كتلك التي توجد في الملحق A, من هذا الكتاب يؤكد الخاصية (1) للقوة النووية حول كونها ذات مدى قصير جداً . وهذا المدى هو في حدود 2 F وتؤدي هذه القوة الى توليد جهد جذب مقداره حوالي 30 Mev ولو تم تمثيل هذه القوة بالجهد الناتج عنها فان الخواص 4 و 5 و 6 تتأكد ايضاً ولكن يظهر ان عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة هو ليس كاملاً .

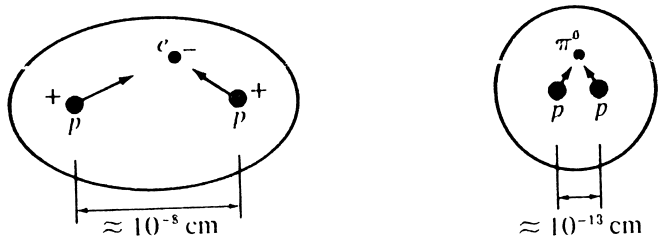
وهنالك خاصيتان آخريتان تساعدان على فهم تشبع القوة النووية (الخاصية 7 راجع البند 3b ـ 2) ويمكن ملاحظتهما من نتائج تصادم نيوكليونين . ان القوة بين نيوكليونين تصبح تنافرية جداً عند مسافة تبلغ حوالي $\frac{1}{2}$ F ولهذا فمن الممكن ان نتصور ان للنيوكليونات جزءاً مركزياً صلباً . كما ان هناك قوة تؤثر في اتجاه تحويل النيوترون الى بروتون وبالعكس اثناء عملية التصادم وتسمى هذه القوة قوة التبادل (*exchange force*) والتي سنأتي على شرحها بعد قليل . ان هذه القوة اكبر بكثير من القوى التي تعمل اثناء انحلال بيتا والذي هو ايضاً عبارة عن تحويل نيوترون الى بروتون وبالعكس ولهذا فان القوة الاولى تختلف اختلافاً اساسياً عن الاخيرة .

2 ـ 6 نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية

MESON THEORY OF NUCLEAR FORCES

ان النظريات الحديثة في الفيزياء تعتبر اية قوة للتجاذب بين جسيمين على

انها ناتجة عن تبادل خاصية تجاذبية ولتوضيح ذلك ولو قمنا باخذ بروتونين تفصلهما عن بعضهما مسافة تبلغ في حدود 10^{-8} cm فانهما سوف يتنافران مع بعضهما بتأثير الشحنات التي يحملانها والآن لو افترضنا وجود الكترون بالقرب منها فان كلاً من البروتونين سوف يتجاذب مع الالكترون (كما في الشكل 1a ـ 6) . ومحصلة قوى التجاذب الناتجة ستكون اكبر من قوة التنافر بين البروتونين وهذا يؤدي الى تكوين جزيئة $(H_2)^+$ المستقرة . أن الخاصية التجاذبية التي تحدثنا عنها فيما سبق هي في هذه الحالة عبارة عن الالكترون نفسه .



(a) (b)

الشكل 1 ـ 6 ايضاح قوة التبادل بين بروتونين (a) في حالة جزيئة $(H_2)^+$ في النواة (b)

والان لو قمنا بوضع بروتون ثالث بالقرب من جزيئة $(H_2)^+$ فان المجموعة الناتجة سوف لن تكون مستقرة وهذا ناتج عن قاعدة الانفراد لپاولي حيث انه وفي اوطأ مستوي للطاقة ـ والذي هو في هذه الحالة مستوي ـ 1s ـ فان برم البروتونين الاصليين يجب ان يكون متعاكساً ولهذا فانه لا يمكن وضع بروتون اخر في المستوي نفسه حسب قاعدة پاولي . واذا تم وضع البروتون الثالث في مستو اعلى للطاقة فان المسافة بين البروتونات ستكون اكبر (قارن مع الشكل 24 ـ 2) وبهذا تصبح القوة الناتجة عن التبادل اقل بكثير مما كانت عليه ولهذا فمن الممكن القول ان قوة التبادل قد وصلت الى حد الاشباع ان تفسير تشبع القوة النووية بدلالة قوة التبادل قد وضع من قبل هايزنبرك (1932) الا ان فكرة وجود القلب المركزي الصلب لا زالت معمولاً بها على اساس انها سبب مهم لتشبع القوة النووية ..

لقد كان العالم يوكاوا (1935) Yukawa اول من اقترح وجود جسيم ذي كتلة عالية نسبياً سمي بعد ذلك بميزون باي π meson ويسمى احياناً بالپايون *pion* يتم تبادله بين النيوكليونات داخل النواة (الشكل 1b ـ 6) وذلك لاجل

تفسير التجاذب ذي المدى القصير جداً . وعلى الرغم من ان يوكاوا افترض اول الامر وجود ميزونات مشحونة فقط هي التي يتم تبادلها الا انه تم بعد ذلك اضافة ميزونات متعادلة الى هذه النظرية ولقد اثبت التجارب العملية وجود جسيمات π^+, و π^0, و π^- في الطبيعة بكل تأكيد .

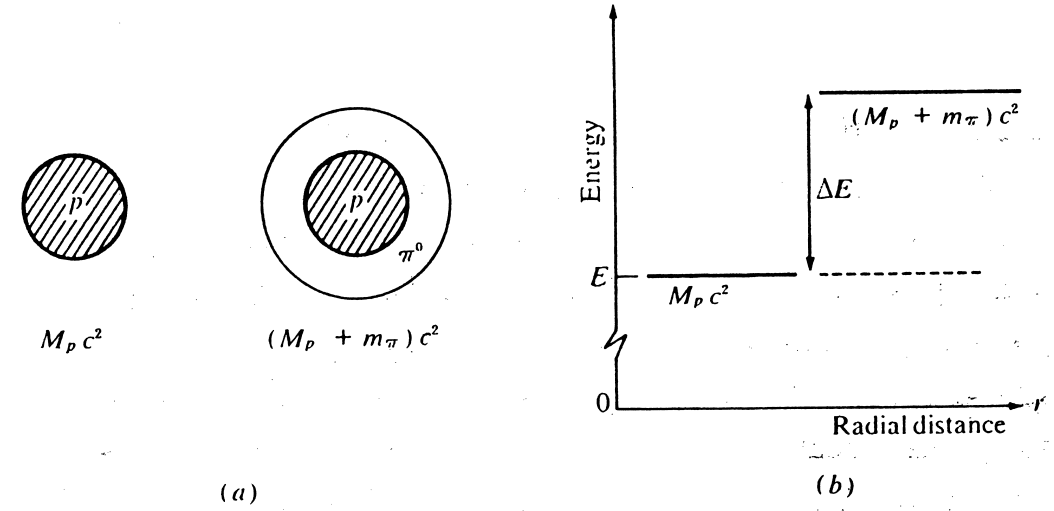
ان اثبات وجود علاقة مباشرة بين مدى القوة وبين كتلة الجسيم المتبادل يتم عن طريق افتراض الصورة التالية لعملية التبادل بين بروتونين في الشكل (6 ـ 1b) فلو تصورنا ان جسيم π^0 يتواجد حول البروتونات في حالة خيالية ولو فرضنا ان كتلة البروتون هي M_p وانه بين فترة واخرى ينفصل هذا الميزون عن البروتون ليكون جسيماً حقيقياً فان الكتلة الكلية ستكون $M_p + m_\pi$ على اعتبار ان m_π هي كتلة الميزون π^0 (الشكل 6 ـ 2a) وبتطبيق قاعدة اللا تعين (4 ـ 32) فان هذا التحلل الوقتي يمكن ان يحدث على شرط ان لا يستمر لفترة زمنية تزيد عن t بحيث ان : ـ

$$t \approx \Delta E/\hbar \qquad (6\text{-}1)$$

ومن الشكل 6 ـ 2 b نحصل على

$$\Delta E = (M_p + m_\pi)c^2 - M_p c^2 \qquad (6\text{-}2)$$

$$= m_\pi c^2$$



الشكل 6 ـ 2 تحلل البروتون الى بروتون وجسيم π^0 a شكل توضيحي b رسم الطاقة

ان هذا يعطينا تقريراً لمدى القوة الناتجة عن تبادل البايون ويمكن استخلاص النتيجة نفسها باعتبار ان دالة موجة π^0 في المنطقة البعيدة عن البروتون يمكن الحصول عليها من معادلة شريدنكز (2 ـ 47) باعتبار ان $l = 0$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\pi}\frac{d^2u}{dr^2} = (E - V)u$$

$$= -\Delta E u \qquad (6 - 5)$$

والتي حلها هو : ـ

$$u \to ae^{\kappa r} + be^{-\kappa r} \qquad (6\text{-}6)$$

حيث

$$\kappa = \frac{(2m_\pi \Delta E)^{\frac{1}{2}}}{\hbar} \qquad (6\text{-}7)$$

وبالتشابه الكامل مع المعادلة في الاتجاه الواحد (2 ـ 99) و (2 ـ 100) وبما ان الحالة هي حالة ارتباط فان $u(r \to \infty) = 0$ اي ان $a = 0$ (راجع المعادلة (2 ـ 42)) ولهذا ـ وعلى مسافة كبيرة بعيداً عن البروتون ـ فان دالة موجة π^0 (المعادلة (2 ـ 48) هي : ـ

$$\psi \approx \frac{b}{r} e^{-\kappa r} \qquad (6 - 8)$$

حيث

$$\kappa = \frac{m_\pi c}{\hbar} \qquad (6 - 9)$$

وقد تم حذف معامل مقداره 2 من المعادلة (6 ـ 9) لكي تكون النتيجة مطابقة للنتائج المستخلصة باستخدام معادلة شريدنجر التي تاخذ بنظر الاعتبار التأثيرات الناتجة عن النظرية النسبية بدلاً من المعادلة (6 ـ 5) ولهذا فانه يمكن القول انه لو وضع بروتون اخر بالقرب من البروتون الاصلي فان هذا البروتون سوف يتأثر بالسحاب الميزوني π^0-meson "cloud" (6 ـ 8) وباستخدام فرضيات مناسبة فان قوة التفاعل بين البروتونين سوف تتناسب مع العلاقة (6 ـ 8) . وهذا يسمى بجهد يوكاوا *Yukawa potential* . ان مدى هذا التأثر هو $1/\kappa$ والذي هو مطابق للمعادلة (6 ـ 4) . وبالتعويض عن كتلة جسيم π $(\approx 270m_e)$ فاننا نجد ان : ـ

$$\frac{1}{\kappa} \approx 1.4 \text{ F} \qquad (6 - 10)$$

ان هذه النتيجة مقاربة للنتائج العملية لقياس مدى القوة النووية .

ان الدراسات والتحليلات لتجارب تصادم نيوكليونين عند طاقات عالية .

قد اثبتت انه وعند مسافات كبيرة $(r > 2\,F)$ فان اعتماد مقدار التأثر على المسافة يمكن تفسيره بصورة كافية بالمعادلة (8 ـ 6) كما انه من الممكن في الوقت نفسه تفسير ظاهرة عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة باعتبار ان جسيمات π^+، و π^0 و π^- يمكن تبادلها بين النيوكليونات اي انه وضمن كل نيوكليون فان من الممكن حدوث التحللات التالية بين فترة واخرى (قارن مع الشكل 2a ـ 6) .

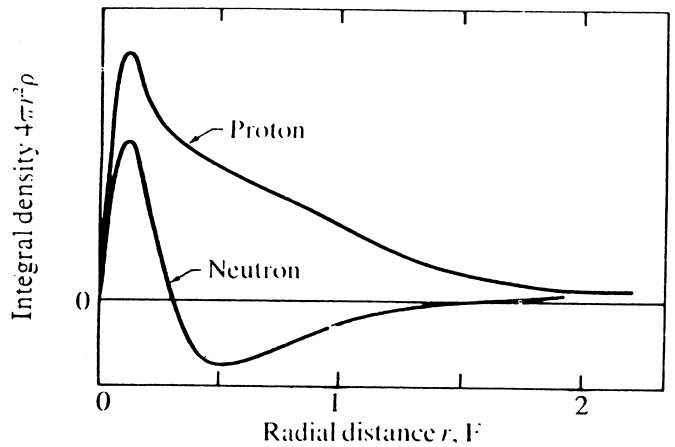
$$p \rightarrow p + \pi^0 \qquad p \rightarrow n + \pi^+$$
$$n \rightarrow n + \pi^0 \qquad n \rightarrow p + \pi^- \qquad (6 - 11)$$

وهذا النوع من التحللات يفسر ايضاً عملية تبادل الشحنات في التصادمات النووية عند الطاقات العالية بين بروتون ونيوترون حيث يتم انتقال جسيم π مشحوناً من احدهما الى الاخر .

لقد اصبح الان من الممكن دراسة السحابة المشحونة حول النواة بواسطة تصادم الكترونات ذات طاقة عالية معها كما اظهرت نتائج كل من هوفرستادتر وليتير واخرين (Hofstadter et al., 1960; Littauer et al., 1961)

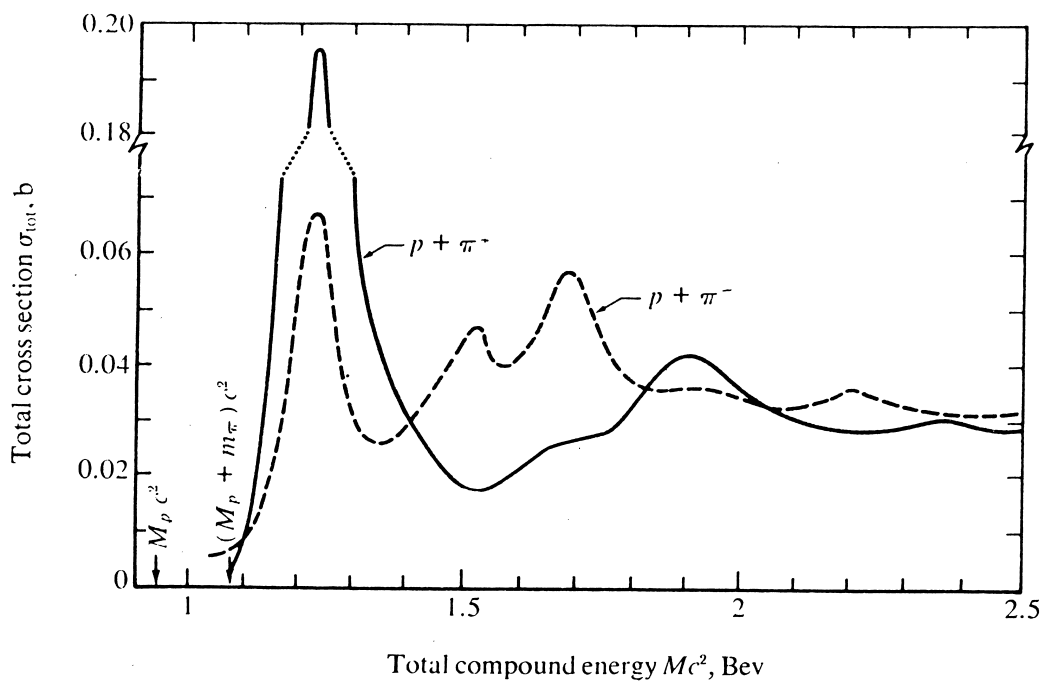
ان الصورة التي تتضمنها المعادلات (11 ـ 6) تبدو الآن صحيحة حيث ان الشحنة الخارجية للبروتون هي موجبة وللنيوترون سالبة بالدرجة الرئيسة (الشكل 3 ـ 6)

ولاسباب يأخذنا شرحها بعيداً عن هذا المجال فان التأثير المتبادل بين البرم والزخم الزاوي لا يمكن ان يكون سببه العمليات (11 ـ 6) . كذلك فان المدى القصير جداً للقوة النووية $(r > 2\,F)$ يجب ان يتأثر بتبادل ميزونات اخرى او بتعدد الميزونات التي يتم تبادلها ويمكن القول اعتماداً على الاسباب نفسها التي أدت الى المعادلة (4 ـ 6) ان تبادل n من البايونات سوف يؤدي الى تقليل مدى القوة النووية بنسبة $1/n$ تقريباً وقد اظهرت التجارب العملية ان التحلل الى ميزونين او اكثر هو ممكن وقد تبين كذلك ان هذا النوع من التحلل قد يكون ذا دور مهم في تحديد القوة النووية عند مسافات تقل عن 2 F.

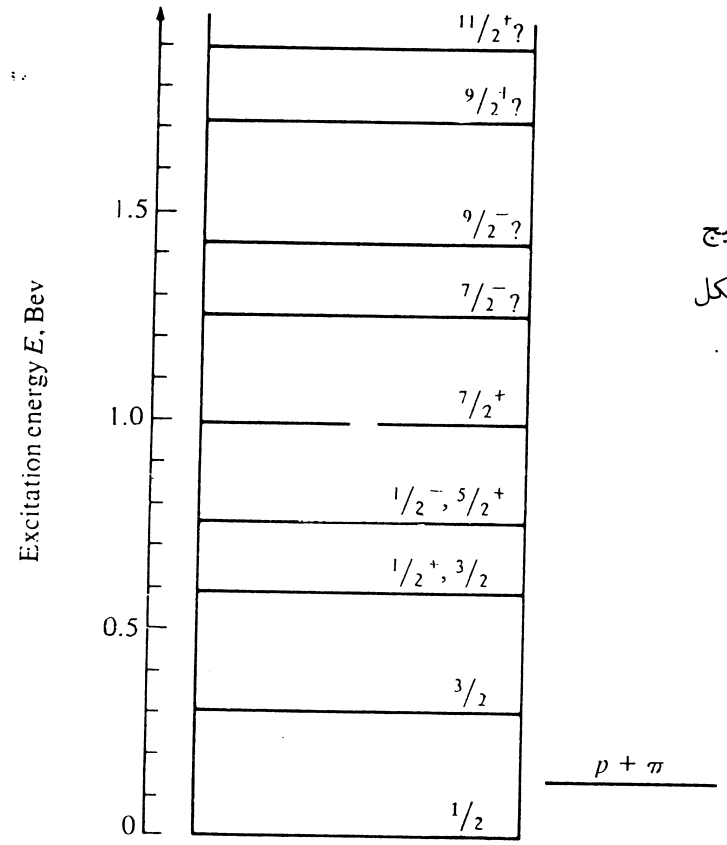


الشكل 3 ـ 6 التوزيع المركزي للشحنة من البروتون والنيوترون مرسوماً بدلالة المسافة مقاسة من المركز . ان ρ تمثل كثافة الشحنة وتمثل $4\pi r^2\rho$ الشحنة الكلية بين $r + dr$

ان العمليات (11 ـ 6) تدل على ان بالامكان ان يكون لكل من البروتون والنيوترون تركيب معقد ولهذا فان من المتوقع وجود حالات تهيج للمجموعات المكونة من نيوكليون وميزون . ان الشكل 4 ـ 6 يظهر ان مساحة مقطع تفاعل ميزون مع بروتون يحتوي على قمم تمثل حالات رنين . ان مراجعة للفصل الخامس توضح لنا بان هذه القم تعكس وجود حالات تهيج للمجموعة المركبة ولهذا فان من الممكن القول بان للنيوكليون حالات متهيجة بكل تاكيد . ان الشكل 5 ـ 6 يوضح التوزيع التقريبي للبرم والتناظر لتلك الحالات .



الشكل 4 ـ 6 مساحة المقطع الكلية للبروتون ـ بايون بدلالة الطاقة الكلية للمجموعة المركبة



الشكل 5 ـ 6 حالات تهيج النيوكليون مأخوذة عن الشكل 4 ـ 6 وعن تجارب اخرى .

ان التوسع في هذا الموضوع هو خارج نطاق هذا الكتاب ولكنه يدعونا الى التفكير فيما اذا كانت كل المجموعات الفيزياوية هي معقدة . ومع مرور الزمن ومع تقدم طرق البحث التجريبية وصقلها فان البحث عن مجموعات اساسية قد يؤدي بنا الى اكتشاف مجموعات اكثر تعقيداً . لقد بدأ الانسان بمواجهة تعقيدات المجموعة الشمسية والتي تم تحديد نظامها بتصنيف حركة الكواكب السيارة ثم جاء الجدول الدوري لمندليف ليضع نظاماً للتعقيدات الكيمياوية والتي تم توضيحها بدرجة اكبر باكتشاف التركيب الالكتروني للذرة . ان تركيب البروتون ـ نيوترون على مستوى الذرة يعطينا مجالاً آخر للتعقيد والآن فقد عرفنا ان النيوكليونات نفسها معقدة ايضاً ان هناك في الوقت الحاضر اكثر من 100 جسيم غير مستقر اخر معروف مما يحدو بنا الى ان نتسأل فيما اذا كان هذا التعقيد سوف يستمر اما اننا في النهاية سوف نصل الى جسيمات يخلق بعضها بعضاً بواسطة التفاعل المتبادل وتكون المادة الاساسية التي تبنى منها جميع الجسيمات الاخرى .

اسئلة

ان حل هذه الاسئلة يتطلب دراسة الملحق A

6 ـ 1 على افتراض ان تفاعل بروتون - بايون يمكن تمثيله بمنخفض الجهد الذي عرضه 1 F احسب عمق هذا البئر (راجع الشكل 2 ـ 6) .

6 ـ 2 احسب القيمة الدقيقة لجذر معدل مربع نصف قطر الديوترون (المعادلة (13 ـ A)) وذلك باستخدام دالات الموجات الخارجية والداخلية الصحيحة .

6 ـ 3 تصادمت نيوترونات ذات طاقة 10 ـ Mev مع نواة الهليوم He^4 ما هي اعلى موجة جزئية partial wave وما هو اعلى زخم زاوي يتوقع ان يتأثر بالتفاعل النووي بين النيوترون ونواة الهليوم ؟

6 ـ 4 برهن المعادلة (30 ـ A)

6 ـ 5 (a) برهن انه بالنسبة لبئر جهد مربع عمقه V_0 ومداه r_0، بان طول التصادم لنيوترون عديم البرم يمكن ان يعطى بالعلاقة .

$$K_0 \cot K_0 r_0 = \frac{1}{r_0 - a} \qquad \text{where } K_0 = (2M_0V_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$$

(ب) احسب قيمة a عندما تكون $V_0 = 36$ Mev, $r_0 = 2.0$ F, في حالة تصادم n-p

6 ـ 6 برهن المعادلة (57 ـ A) .

A الملحق

دراسة القوة النووية بواسطة مجموعة النيوكليونين

NUCLEAR FORCE INFORMATION FROM THE TWO-NUCLEON SYSTEM

ان طرق استخلاص المعلومات عن القوة النووية عن طريق دراسة خواص المجموعة المكونة من نيوكليونين هي طرق معقدة بعض الشيء . ولكن على الرغم من ذلك فان هذه الطرق يمكن ان تدرس الى الحد الذي يتطلب معرفة تفصيلات في ميكانيك الكم تتوافق مع ما جاء في هذا الكتاب .

ان دراسة مجموعة النيوكليونين تمكننا من تطبيق الافكار التي جاءت في الفصل الثاني والفصل الخامس على ابسط نواة معقدة وهي نواة H^2 ومن الممكن دراسة تركيب H^2 من جهة ومن جهة اخرى يمكن دراسة التفاعل النووي الذي يتضمن هذه المجموعة المركبة نفسها (استطارة النيوترون ـ بروتون) ومن الممكن في هذه الحالة اجراء حسابات على درجة من التفصيل وذلك لانه في حالة وجود نيوكليونين متفاعلين فقط فان الجهد العامل بين النيوكليونين والذي يؤدي الى تركيب المستويات هو الذي يحدد التفاعل النووي بطريقة بسيطة ايضاً (فكنر 1933 Wigner) . ان مقارنة مجموعة *n-p* مع مجموعة *p-p* ومجموعة *n-n* (والممكنة بصورة غير مباشرة فقط) تؤدي الى امكانية الحصول على معلومات عن عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة (البند 7 ـ 2) .

A ـ 1 تركيب الديوترون STRUCTURE OF THE DEUTERON

ان طاقة ارتباط الديوترون هي 2.23 Mev وقد تم ايجادها بقياس طاقة اشعة كاما المنبعثة عن تفاعل اقتناص النيوترونات الحرارية بواسطة البروتونات .

$$n + H^1 = H^2 + \gamma$$

ان هذا التفاعل قد استعمل بصورة عكسية ايضاً وذلك باستخدام الكترونات ذات طاقة معلومة وتعريضها لتعجيل تباطيء لاجل الحصول على تحلل ضوئي للديوترون ان اية حالات متهيجة للديوترون لم تلاحظ مطلقاً . ان العديد من تفاعلات استطارة *n-p* قد ادت الى اكتشاف حالة خيالية (راجع الشكل a 2 ـ 2) عند طاقة حوالي 70 kev فوق طاقة عتبة تحطم *n-p* اي عند طاقة تهيج مقدارها 2.3 Mev اعلى من الحالة الارضية ولتوضيح كيفية امكانية استخلاص المعلومات من القوة النووية من خلال دراسة تركيب مستويات الديوترون فان من الضروري فرض ابسط الفرضيات الممكنة عن القوة . وهذه الفرضيات تفترض ان هذه القوة مركزية وناتجة عن جهد من النوع : ـ

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{for} \quad r < r_0 \\ 0 & \text{for} \quad r > r_0 \end{cases} \qquad (A - 1)$$

حيث r هي المسافة الفاصلة بين النيوكليونات . ان هذا يسمى بجهد البئر المربع *square well potential* وله قيمة ثابتة داخل حجم كروي نصف قطره r_0 ومع ان هذا الشكل للجهد هو مبسط جداً بالمقارنة مع طبيعة الجهد الحقيقي للقوة النووية (البند 2 ـ 6) فمن الممكن حساب تركيب المستويات للمجموعة المتأثرة بهذا الجهد . ان معادلة شريدنكر تستخدم في هذه الحالة مع تعويض

$$m_0 = \tfrac{1}{2}M \qquad (A - 2)$$

بالنسبة للكتلة المختزلة وهذا يتفق مع التقريبات التي سنقوم باجرائها حيث ان كتلة البروتون قد اعتبرت مساوية لكتلة النيوترون وكل منهما تساوي M .

وهناك ادلة جيدة على ان الحالة الارضية للديوترون هي حالة $1s$ اي ان $l = 0$. ان اولى هذه الادلة هو انه عملياً تكون اوطأ حالات الطاقة لاي جهد هي حالة S (راجع الشكل 23 ـ 2 او 25 ـ 2 وتذكر ايضاً الحالة الارضية لذرة الهيدروجين) وثانياً فان العزم المغناطيسي للديوترون هو مساوٍ تقريباً للمجموع الجبري للعزوم المغناطيسية للبروتون والنيوترون مما يدل على ان البرم الذاتي لكل منهما هو في اتجاه الاخر وانه ليس هناك حركة مدارية للبروتون بالنسبة للنيوترون . ان هذا يتفق مع قيمة الزخم الزاوي الكلي للديوترون $I = 1$ في الحالة الارضية ان معادلة شريدنجر للحالة s اي $l = 0$ (المعادلة (53 ـ 2)) يمكن ان تستخدم لايجاد دالة الموجة نصف القطرية $R(r) = u(r)/r$ وبالتعويض من المعادلة (A ـ 2) نحصل على :

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = Eu \qquad (A-3)$$

وكما بينا في البند d 2 ـ 2 فان هذه المعادلة مكافئة رياضياً للمعادلة في اتجاه واحد (22 ـ 2) على فيما يتعلق بالشرط الاضافي $u(0) = 0$ (المعادلة (54 ـ 2)) ولو قسمنا الفضاء نصف القطري الى المناطق $r \le r_0$ حيث $r \le r_0$ و V و V_0 حيث $V = 0$ فاننا يمكن ان نضع بالنسبة للحالة الارضية للديوترون $-B$, $E =$ حيث B هي طاقة ارتباط الديوترون ونجد انه عندما تكون $r > r_0$ فان

$$u = ae^{iKr} + be^{-iKr} \qquad \text{حيث} \qquad K = [M(V_0 - B)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (A-4)$$

وعندما $r > r_0$ فان

$$u = a'e^{\kappa r} + b'e^{-\kappa r} \qquad \text{حيث} \qquad \kappa = (MB)^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (A-5)$$

ان الرجوع الى البند 2 g ـ 2 يبين صحة هذه الحلول العامة رياضياً . ولاجل الالتزام بالشروط الفيزياوية فان الشروط الحدودية التالية يجب ان تتحقق

(1) $u(0) = 0$ وذلك لتكون $R(0)$ محدودة

(2) $u(r \to \infty) = 0$ وذلك لاننا نتعامل مع حالة مرتبطة المعادلة (42 ـ 2)

(3) عندما تكون $r = r_0$ فان تفاضلات الدالتين (4 ـ A) و (5 ـ A) يجب ان تلتقيا بصورة مستمرة .

ان الشرط 1 يعطي $a = -b$ وبهذا وبالنسبة الى $r \le r_0$ فان

$$u = c \sin Kr \qquad (A-6)$$

حيث c هو ثابت جديد . ان الشرط 2 يعطي $a' = 0$ وبهذا عندما $r > r_0$ فان

$$u = b'e^{-\kappa r} \qquad (A-7)$$

ان الشرط 3 بعد التخلص من c و b' يعطينا : $K \cot Kr_0 = -\kappa$ ـ او بالاستعانة بالمعادلات (4 ـ A) و (5 ـ A) فاننا نحصل على

$$\tan Kr_0 = -\frac{K}{\kappa} = -\left(\frac{V_0 - B}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (A-9)$$

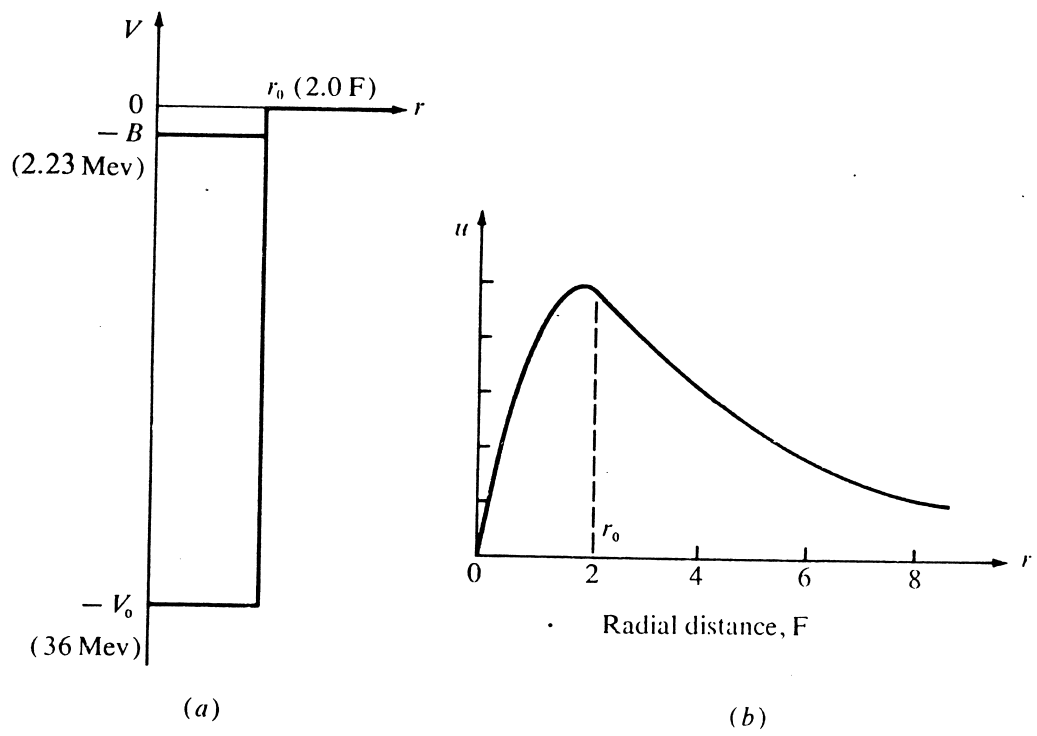
وسوف نجد لاحقا ان $V_0 \approx 36$ Mev وبهذا وعندما $B = 2.23$ Mev فان

$$Kr_0 \approx \tfrac{1}{2}\pi \qquad (A-10)$$

وباستخدام المعادلة (4 ـ A) مرة اخرى فاننا نحصل على

$$V_0 r_0^2 \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \qquad (A-11)$$

او بعبارة اخرى (ومن طاقة ارتباط الديوترون فقط) فانه لا يمكننا ايجاد كل من r_0 و V_0 بل نستطيع فقط الحصول على العلاقة مارة الذكر . ان دراسة استطارة n-p ومساحة المقطع فيها (البند 3 ـ A) تعطينا $r_0 \approx 2$F وهذا يعطي $V_0 \approx$ 36 Mev من المعادلة (9 ـ A) .



الشكل 1 ـ A بئر الجهد المربع للحالة المرتبطة للديوترون دالة الموجة القابلة

ان دالة الموجة $u(r)$ مبينة في الشكل 1 ـ A حيث ان دالة الموجة داخل الجهد النووي تمثل تقريباً بربع موجة جيبية وبما انها يجب ان تتلاحم مع الدالة الاسية عند $r > r_0$, فان Kr_0 يجب ان يكون اكبر قليلاً من $90°$. ان الهبوط البطئ نسبياً لدالة الموجة من خصائص هبوط من نوع $1/e$ مع المسافة (المعادلة (7 ـ

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{(MB)^{\frac{1}{2}}} = 4.3\ \mathrm{F}$$

(A) وهذا يعني ان النيوكليونين يقضيان جزءاً كبيراً من الوقت على بعد $r > r_0$ من بعضهما . وان هذه منطقة غير مسموح بها كلاسيكياً وذات « طاقة حركية سالبة » وقد تعرضنا لها في البند 2g ـ 2 . ولو عرفنا مربع معدل نصف قطر نواة الديوترون بالعلاقة

$$R^2_{\mathrm{rms}} = \frac{\int_0^\infty r^2 R^2(r) r^2\, dr}{\int_0^\infty R^2(r) r^2\, dr} \qquad (\ \mathrm{A} - 13\ )$$

وبالتعويض من المعادلة (A ـ 7) لكامل المنطقة فان ذلك يعطينا تقديراً عالياً وهو

$$R_{\mathrm{rms}} = \frac{\hbar}{(2MB)^{\frac{1}{2}}} = 3.0\ \mathrm{F} \qquad (\ \mathrm{A} - 14\ )$$

وهذا يمكن مقارنته مع القيمة $2.0F$ المستحصلة بواسطة استطارة الالكترونات (البند 2b ـ 1)

ان الزخم الزاوي الكلي للحالة الخيالية في الديوترون هو صفر ويمكننا العودة الى استطارة n-p لمعرفة المزيد عن هذه الحالة وبما ان الحالة الخيالية تقع نسبياً على بعد قريب من الحالة الارضية فاننا نتوقع ايضاً ان دالة الموجة داخل الجهد النووي ستكون عبارة عن ربع موجة جيبية تقريباً وسنترك السؤال مفتوحاً في الوقت الحاضر حول ما اذا كانت قوة او مدى الجهد اللازم لوصف الحالة الخيالية او كليهما يختلفان عن جهد الحالة الارضية .

2 ـ A نظرية الاستطارة SCATTERING THEORY

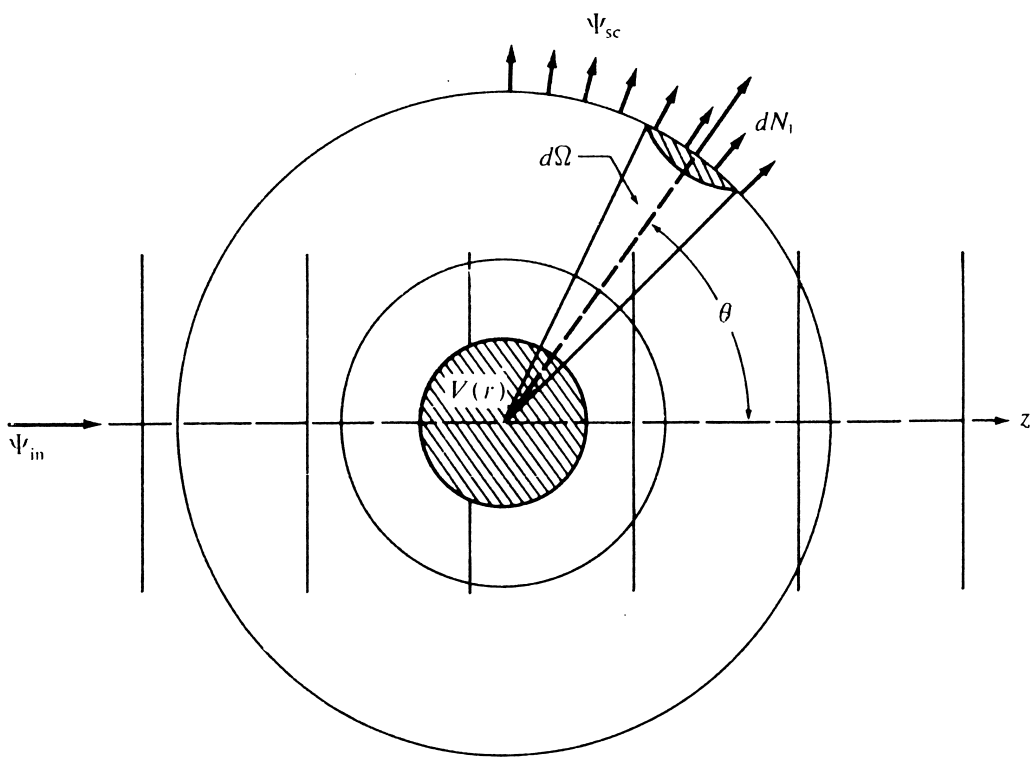
سعة الاستطارة Scattering amplitude

لغرض معرفة كيفية تأثر استطارة n-p بالجهد فاننا سوف نحتاج الى بعض تفصيلات نظرية الاستطارة في ميكانيك الكم . اننا في الحقيقة نتعامل مع عملية في الفضاء . ولكنها تشابه الوضع في اتجاه واحد من البند 2g ـ 2 حيث تعرضنا

لعملية الانعكاس (اي الاستطارة) وعملية اختراق حزمة من الجسيمات لحاجز الجهد .

والان لو اعتبرنا نواة واحدة ممثلة في الشكل 2 ـ A بالجهد V وللسهولة فاننا سنتصور ان تناظر V هو كروي وبهذا فانه يعتمد على المسافة نصف القطرية r فقط للجسيم من مركز النواة . فان هدفنا هو محاولة حساب مساحة المقطع التفاضلية $d\sigma/d\Omega$ باستخدام المعادلة (35 ـ 5) . ولهذا الغرض فاننا يجب ان نجد عدد الجسيمات المستطارة dN_1 في وحدة الزمن بواسطة نواة هدف واحدة داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ (الشكل 9 ـ 5) ويجب ايضاً ان نحسب السيل الساقط من الجسيمات F_{in} (المعادلة (26 ـ 5)) وبعد ذلك فان : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_1/d\Omega}{F_{\mathrm{in}}} \qquad (\ \mathrm{A} - 15\ )$$



الشكل 2 ـ A مسألة الاستطارة في ميكانيك الكم . ان دالة الموجة الكلية بعيداً عن مركز جهد الاستطارة $V(r)$ تتكون من الموجة المستوية الساقطة Ψ_{sc} والموجة المستطارة Ψ_{in} ان عدد الجسيمات خلال زاوية صلدة صغيرة لكل وحدة زمن عند زاوية استطارة θ هو dN_1.

ان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة تتكون من الجزء الساقط Ψ_{in}, والذي يمثل حزمة الجسيمات الساقطة والموجة المستطارة Ψ_{sc} والذي يمثل الجسيمات المستطارة . وكما في المعادلات (32 ـ 2) او (96 ـ 2) فان : ـ

$$\Psi_{in} = ae^{i(kz-\omega t)} \qquad (A - 16)$$

حيث $k = (2m_0T_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$ العدد الموجي للجسيمات الساقطة في اتجاه z

m_0 = الكتلة المختزلة للجسيمات الساقطة

T_0 = الطاقة الحركية للجسيمات في مركز الثقل

ان السرعة الزاوية ω مبينة في المعادلة (29 ـ 2) ولكنها سوف لاتستخدم هنا وذلك لاننا سندرس عملية الاستطارة في الحالة المتوازنة . وسوف نتصور ان مصدراً مستمراً من الجسيمات (او بالاحرى الموجات) الساقطة وهذه الجسيمات تستطير بصورة مستمرة عن مركز الاستطارة . ان الجسيمات التي لا تتأثر بالمستطير سوف تذهب الى ما لانهاية في اتجاه الحزمة . ان سيل الجسيمات القادمة وحسب المعادلة (26 ـ 5) هو : ـ

$$F_{in} = \Psi^*_{in}\Psi_{in}v = |a|^2 v \qquad (A\text{-}17)$$

حيث v هي سرعة الجسيمات بالنسبة لمركز الاستطارة

ان الجسيمات المستطارة بعيداً عن مركز الاستطارة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري وبهذا فانها تمثل بموجات نصف قطرية متحركة $e^{i(kr-\omega t)}$ ولكن (كما نعلم) فان المجموع الكلي للجسيمات التي تخرج عن اي سطح كروي يحيط بمركز الاستطارة يجب ان لا يعتمد على r ولذلك فان : ـ

$$\Psi_{sc} = af(\theta)\frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \qquad (A - 18)$$

حيث تم وضع الثابت a للسهولة والمقدار $f(\theta)$ هو معامل السعة ولا يعتمد على r بل يجب حسابه من معادلة شريدنجر الكاملة . ان السعة $f(\theta)$ تسمى سعة الاستطارة *scattering amplitude* . ان عدد الجسيمات dN_1 المستطارة لكل وحدة زمن خلال زاوية مقدارها $d\Omega$ (راجع الشكل 2 ـ A) تساوي شدة سيل الجسيمات المستطارة $\Psi^*_{sc}\Psi_{sc}v$ مضروباً بالمساحة $r^2 d\Omega$ التي تقطعها الزاوية

$d\Omega$ على السطح الكروي

$$dN_1 = \Psi^*_{sc}\Psi_{sc}\, vr^2\, d\Omega = |a|^2\,|f(\theta)|^2\, v\, d\Omega \qquad (A\text{-}19)$$

وتجب ملاحظة انه عند كتابتنا للدالة Ψ_{sc} بالشكل (18 ـ A) فان dN_1 سوف لا تعتمد على r . ان عدد الجسيمات المتحركة بالاتجاه نصف القطري خلال المخروط المحدد بالزاوية $d\Omega$ يجب الا يعتمد على

ان التعويض من المعادلات (17 ـ A) و (19 ـ A) في المعادلة (15 ـ A) يعطينا مساحة المقطع التفاضلية

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad (A - 20)$$

ومساحة المقطع الكلية الكاملة (المعادلة (36 ـ 5))

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2\, d\Omega \qquad (A - 21)$$

ان المسألة قد تم تبسيطها بحيث انه وبعيداً عن مركز الاستطارة فاننا يمكن ان نجد حلا لمعادلة شريدنكر (الغير معتمدة على الزمن) (19 ـ 2)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad (A - 22)$$

يمكن وضعه بالشكل

$$\psi = a[e^{ikz} + f(\theta)\, r^{-1}\, e^{ikr}] \qquad (A - 23)$$

حيث ان $f(\theta)$ يمكن معرفته مباشرة على انه سعة الاستطارة ويمكن استخدامه لحساب مساحة القطع التفاضلية (المعادلة (20 ـ A))

تحليل الموجات الجزئية Partial wave analysis.

ان مهمتنا يمكن ان تصبح سهلة اكثر اذا تمكنا من كتابة حل المعادلة (23 ـ A) بصورة كاملة في الاحداثيات الكروية التي ذكرناها في البند 2d ـ 2 (ان الاعتماد على φ لا يكون موجوداً في حالة الجهد ذي التناظر الكروي) ولهذا الغرض فاننا سنحلل كلاً من الحدين داخل القوس الا يمن في المعادلة (23 ـ A) الى موجات جزئية *partial waves* كل منها يمثل حالة للزخم الزاوي المداري l (بوحدات $\hbar$)

من وجهة النظر شبه الكلاسيكية فاننا نعرف الجسيمات في الحزمة الساقطة من خلال معامل تصادمها y المبين في الشكل 21 ـ 5 والذي يتخذ القيم المحصورة بين صفر وما لا نهاية . ان كل معامل تصادم y يرتبط مع l بالعلاقة (50 ـ 5)

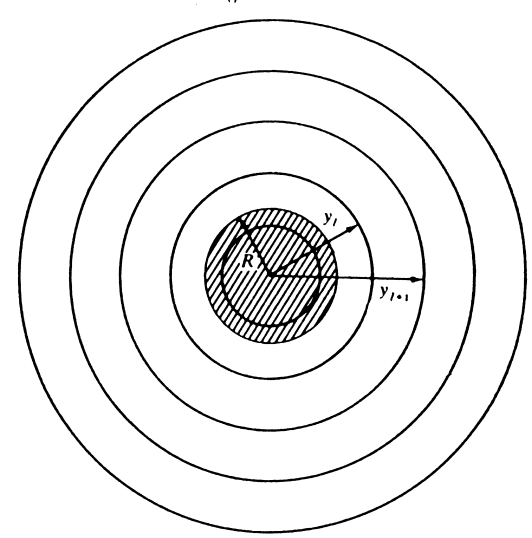
$$y \approx l\lambda\!\!\!^{-} \qquad (A - 24)$$

حيث $\lambda\!\!\!^{-} = 1/k$. عبارة عن الطول المختزل لموجة دي بروي للجسيمات الساقطة وكلاسيكياً فان y يمكن ان تتخذ قيماً مستمرة ولكن في الحقيقة فان l مكممة بقيم صحيحة ولذلك فان الحزمة الساقطة يجب ان تحلل الى مناطق كتلك المبينة في الشكل 3 ـ A . وكل منطقة تمثل قيمة للمقدار l ان من الواجب ان نلاحظ ان هذه الصورة يمكن ان تستخدم في نظرية التفاعلات النووية لحساب مساحة المقطع الكلية اي مساحة القطع الناتجة عن جميع العمليات عدا الاستطارة المرنة . ان مساحة كل من هذه المناطق في الشكل 3 ـ A هي تقريباً

$$\pi(y_{l+1}^2 - y_l^2) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}[(l+1)^2 - l^2)] = (2l+1)\pi\lambda\!\!\!^{-2} \qquad (A\text{-}25)$$

واذا كانت جميع الجسيمات الى حد l_{max} تتفاعل مع النواة الهدف بينما لا تتفاعل جميع الجسيمات الباقية فان

$$\sigma_{reaet} \approx \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{0}^{l_{max}} (2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}[(l_{max}+1)^2] \qquad (A - 26)$$



الشكل 3 ـ النظرة شبه الكلاسيكية لتحليل الموجات الجزئية . ان الموجة الساقطة المبينة في الشكل تتكون من جسيمات ذات معاملات تصادم متغيرة y_l . وترتبط بالزخم الزاوي المداري l بالعلاقة (A ـ 24) . ان التفاعل النووي الذي يمتد تأثيره الى R يؤثر على الجسيمات التي يقع معامل تصادمها ضمن R فقط تقريباً . ان هذا الشكل يجب مقارنته مع الشكل 21 ـ 5 والذي بين منظراً جانبياً لحركة جسيم في الحزمة .

ولما كانت l_{max} معطاة بالعلاقة (51 ـ 5) فان

$$\sigma_{react} \approx \pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2 \qquad (A - 27)$$

وهذا يمكن ان يستعمل كتقدير تقريبي جداً لاعتماد مساحة المقطع على الطاقة لقد ذكرنا عند مناقشتنا للحل المنفصل (43 ـ 2) لمعادلة شريدنجر في الاحداثيات الكروية ان هذا الحل يكون له الشكل : ـ

$$R(r)\, P_l^{(m)}(\cos\theta)\, e^{im\varphi} \qquad (A - 28)$$

حيث l هي الزخم الزاوي المداري للموجة ولهذا فانه يبدو من المعقول انه لو كان لدينا حل عام لمعادلة شريدنجر $F(r, \theta)$ (والذي لا يحتوي على الزاوية φ) وحاولنا استخدام المتوالية من النوع : ـ

$$F(r,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(r) P_l(\cos\theta) \qquad (A - 29)$$

فان كلاً من المعاملات $F_l(r)$ يتبع قيمة معينة للزخم الزاوي المداري l ان من الممكن اثبات انه لموجة قادمة $e^{ikz}(= e^{ikr\cos\theta})$, وعندما تكون بعيدة عن نقطة الاصل فان

$$F_l(r) = i^l(2l+1)\frac{\sin(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} \qquad (A - 30)$$

ولمركبة موجة فان : ـ

$$F_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} \qquad (A - 31)$$

ولو عرفنا سعة الاستطارة الثابتة f_l بدلالة سعة الاستطارة $f(\theta)$, فان هذا التعريف يتخذ الشكل : ـ

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l P_l(\cos\theta) \qquad (A - 32)$$

ان التسهيل الذي تحتاجه لحد الان هو التالي : لو فرضنا اننا قمنا بحل معادلة شريدنكر (22 ـ A) لقيمة معينة للمقدار l وكان لدينا حل من النوع (28 ـ A) (عندما $m = 0$ للتخلص من الزاوية φ) وبما اننا ندرس الجهود ذات التناظر الكروي فقط) فان هذا الحل هو : ـ

$$R(r)P_l(\cos\theta)$$

بعيداً عن مركز الاستطارة . وهذه العلاقة يمكن الآن مقارنتها مع المركبة " في العلاقة (A – 23)[1] ولو حددنا اهتمامنا بالموجة s فاننا – وبمساعدة العلاقات (A – 31) و (A – 32) – نجد ان : –

$$u(r) \sim (1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr} \qquad (A - 33)$$

وهنا فاننا نركز اهتمامنا على الاعتماد النصف قطري لدالة الموجة . ان كتابة دالة الموجة بهذا الشكل يمكننا من تمييز سعة الاستطارة f_0 ومن المعادلة (20 – A) فان بامكاننا كتابة مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة s بالشكل : –

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 \qquad (A - 34)$$

والذي لا يعتمد على الزاوية θ كذلك في المعادلة (A – 21) فاننا نحصل على

$$\sigma = 4\pi|f_0|^2 \qquad (A - 35)$$

وسوف نثبت ادناه انه بعيداً عن مركز الاستطارة دالة موجة S يمكن ان تكتب دائماً بالشكل (A – 33)

تغير الطور لموجة s- wave phase shift

لقد ذكرنا في البند 4 d – 5 ان الجسيمات القاصفة ذات قيمة معينة للمقدار l (ونقول الان الموجة الجزيئية ذات قيمة معينة للمقدار l) التي يجب ان تتأثر بالتفاعل النووي يجب ان تكون لها $l \leq R/\lambda\!\!\!^{-}$. ان R في حالة استطارة n-p يجب ان يكون في حدود r_0 $(\approx 2\ F)$ للتفاعل بدلاً من نصف قطر الديوترون ان النظر الى الجدول 2 – 5 يدلنا على انه عند طاقة مركز ثقل تقل عن 5 Mev (اي طاقة مختبر تقل عن 10 Mev) فان التفاعل يحدث في طاقة $l = 0$ فقط ولهذا فان مناقشتنا سوف تنحصر بالموجة s .

والمعادلة التي يجب ان تحل في هذه الحالة هي معادلة شريدنكر (A – 3) مرة اخرى . ولكن في حالة الاستطارة فان الطاقة E موجبة وتساوي الطاقة الحركية في مركز الثقل T_0 للجسيم الساقط . وكما بينا في البند السابق فاننا يجب علينا ايجاد الحل في الحالة البعيدة عن مركز الاستطارة ونكتبه بالشكل (A – 33) لاجل حساب $d\sigma/d\Omega$. ان عبارة « بعيداً عن مركز الاستطارة » تعني ان

$V(r)$ تساوي صفراً هناك والتي بالنسبة للبئر المربع (A – 1) تعني $r > r_0$ ولهذا فان علينا حل المعادلة : –

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{d^2u}{dr^2} = T_0 u \qquad (A - 36)$$

ان الحل العام لهذه المعادلة هو

$$u = A \sin(kr + \delta_0) \qquad (A - 37)$$

حيث $k = (MT_0)^{\frac{1}{2}}/\hbar$, و A و δ_0 هي ثوابت يجب تحديدها من خلال حل المعادلة (A – 3) في المنطقة التي تكون فيها $V(r)$ محدودة ان الكمية δ_0 تسمى بتغير طور موجة S *s-wave phase shift*. وتستخدم في كثير من الاحيان بدل f_0 لمقارنة نتائج مساحة المقطع التفاضلية (A – 34) . والان لو حاولنا كتابة المعادلة (A – 37) بالشكل (A – 33) فاننا نحصل على

$$u = \frac{Ae^{-i\delta_0}}{2i}(e^{2i\delta_0}e^{ikr} - e^{-ikr}) \qquad (A - 38)$$

ونلاحظ اولاً ان هذا ممكن وثانياً فاننا نجد ان : –

$$1 + 2ikf_0 = e^{2i\delta_0}$$

$$f_0 = \frac{e^{2i\delta_0} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} \qquad (A - 39)$$

وبهذا تكون

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2\delta_0}{k^2} = \lambda\!\!\!^{-2}\sin^2\delta_0 \qquad (A - 40)$$

$$\sigma = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\sin^2\delta_0 \qquad (A - 41)$$

ان اهمية تغير الطور يمكن تقديرها من خلال ما يلي لو فرضنا انه ليس هناك جهد على الاطلاق فان المعادلة (A – 36) ستكون معادلة شريدنجر الصحيحة في جميع المناطق حتى عندما تكون $r = 0$; وتكون المعادلة (A – 37) هي الحل الصحيح ولكن بما ان $u(0) = 0$ (راجع المعادلة (2 – 54)) فاننا يجب ان نعوض $\delta_0 = 0$ في هذه الحالة وبهذا تكون : –

$$u = A \sin kr \qquad (A\text{-}42)$$

هي الحل الحقيقي وكذلك تكون $\sigma = 0$, وهذا واضح لانه بدون وجود مركز استطارة لا تكون هناك استطارة ولهذا فان التغير في الطور δ_0 هو تغير

الطور لدالة الموجة عندما يكون الجهد قد بدأ بالتأثير ويمكننا اثبات انه اذا كان تغير بداية تأثير الجهد بطيئاً فان δ_0 تكون دائماً سالبة في البداية كما هو مبين في الشكل A ـ 4

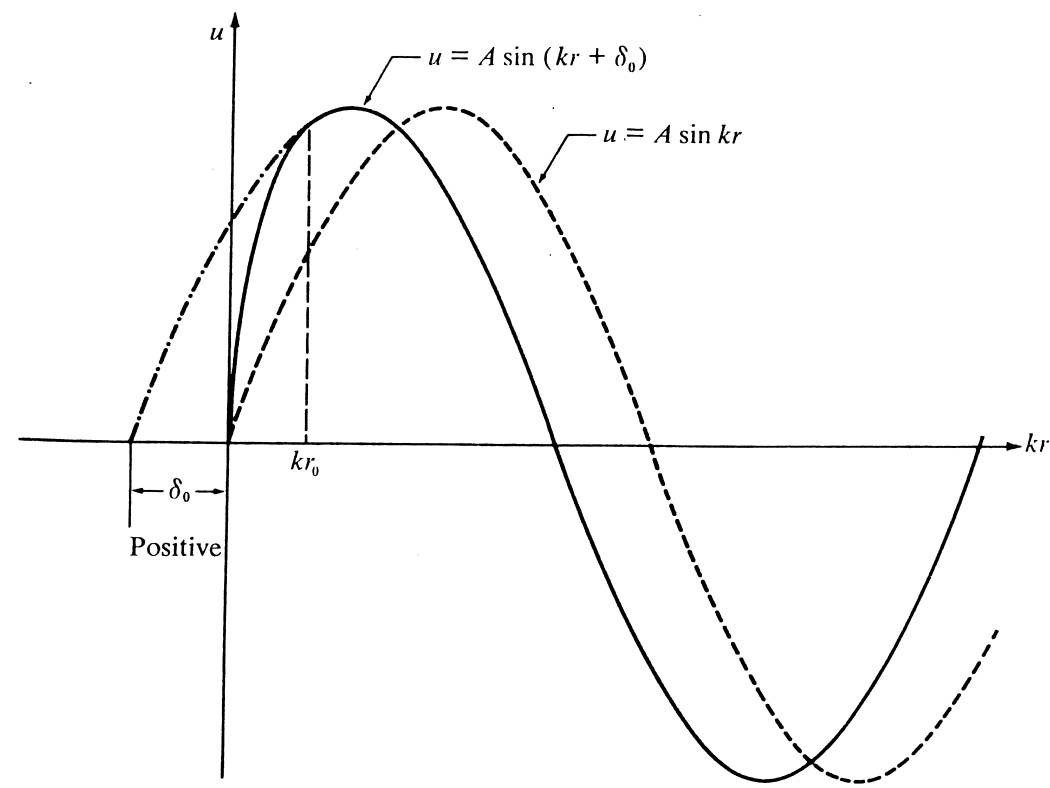
طول الاستطارة Scattering length

ان احدى الكميات المفيدة جداً خصوصاً في تفاعلات النيوترونات البطيئة جداً تسمى طول الاستطارة وهذه تعرف بانها مساوية لقيمة f_0 ولكن باشارة سالبة (المعادلة (A ـ 39) عندما تقترب طاقة الجسيم الساقط من الصفر .

$$a = \lim_{k\to 0} -f_0 \qquad (A - 43)$$

وبما ان f_0 لا يمكن ان تصبح لا نهائياً عندما $k \to 0$ (وبعكسه فان σ ستصبح لا نهائية) فان المعادلة (A ـ 39) تظهر ان δ_0 يجب ان تقترب من الصفر ايضاً وكذلك فان

$$a = \lim_{k\to 0} -\frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} = -\frac{\delta_0}{k} \qquad (A - 44)$$



الشكل A ـ 4 تعريف تغير الطور ان دالة الموجة بدون وجود مركز الاستطارة سيكون لها الشكل $u = A \sin kr$. ان وجود الجهد $V(r)$ يغير دالة الموجة الى $A \sin(kr + \delta_0)$ بعيداً عن مركز الاستطارة حيث $V(r) = 0$ وبجهد تجاذبي فان دالة الموجة تسحب الى الداخل وتكون δ_0

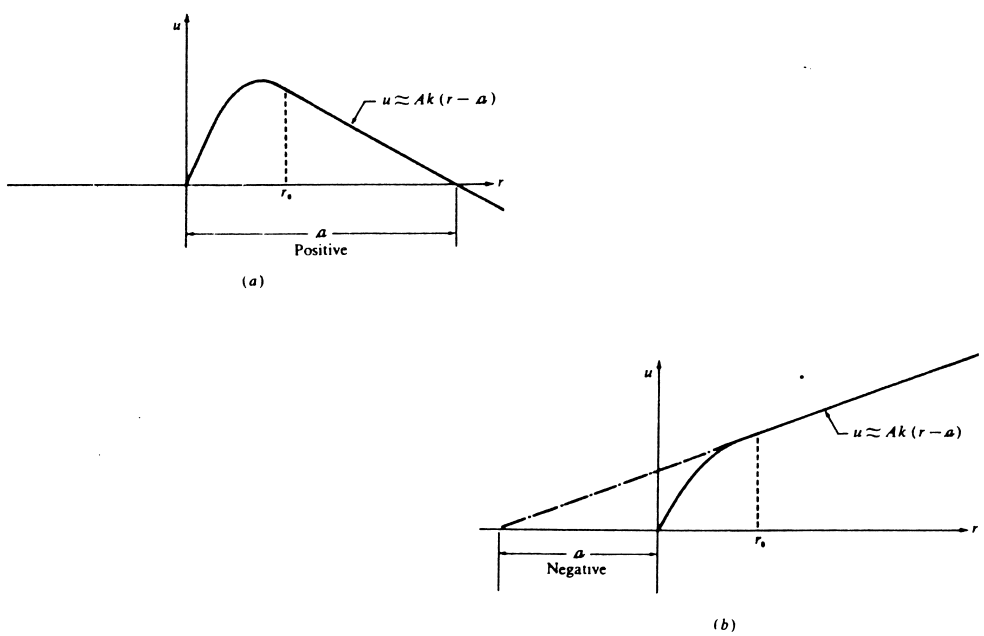
وبذلك يمكن كتابة مساحة المقطع

$$\sigma(k \to 0) = 4\pi a^2 \qquad (A - 45)$$

ان المعنى الفيزياوي للمقدار a يتأتى من امكانية كتابة دالة الموجة عند الطاقات القليلة وبعيداً عن تأثير الجهد بالشكل .

$$u = A \sin k(r - a)$$
$$\approx Ak(r - a) \qquad (A - 46)$$

ولهذا يكون طول الاستطارة هو امتداد التقاطع لدالة الموجة مع محور r كما هو مبين في الشكل A ـ 5 ويمكننا ان نلاحظ ايضاً ان دالة الموجة الداخلية لها انحدار سالب عندما $r = r_0$، و a موجبة وبما ان الانحدار السالب يعني احتمال وجود حالة مرتبطة (راجع الشكل A ـ 1) فان الاستطارة عن جهد يعطي حالة مرتبطة يولد a موجبة وكذلك فان الجهد الذي يعطي حالة خيالية فقط يكون فيه انحدار دالة الموجة الداخلية عند $r = r_0$ موجباً و a سالباً . ان هذه الحالات مبينة في الشكلين A-5a و b على التوالي :



الشكل A ـ 5 تعريف طول الاستطارة ـ وعند طاقات واطئة جداً ـ فان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة يمكن ان تكتب بالشكل $u \approx AK(r - a)$ واذا كان الجهد يعطي حالة مرتبطة فان a موجب كما في الجزء (a) من الشكل واذا كان الجهد يعطي حالة غير مرتبطة (خيالية) فان a سالب كما في الجزء (b) من الشكل

3 ـ A استطارة النيوترون ـ بروتون

NEUTRON-PROTON SCATTERING

ان تعريف مساحة مقطع استطارة s بدلالة سعة الاستطارة f_0 او تغير الطور δ_0 (او بواسطة طول الاستطارة a) هي ان يكون اي منها اكثر مناسبة لحالة معينة ولكن علينا حل المسألة بدلالة التفاعل النووي الحقيقي وهذه المهمة تكون اسهل باستعمال هذه التعريفات .

في حالة استطارة n-p فاننا نستعمل الفرضية البسيطة للمنخفض المربع مرة اخرى (المعادلة (A ـ 1) للجهد النووي ونحل المعادلة (A ـ 3) في المنطقة $r < r_0$ ان الحل سيكون له الشكل الرياضي (A ـ 6) .

$$u = C \sin K'r \quad \text{where} \quad K' = [M(V_0 + T_0)]^{\frac{1}{2}}/\hbar \qquad (\text{A} - 47)$$

ونتذكر ان T_0 هي الطاقة الحركية للجسيم الساقط في مركز الثقل . ان قيم التفاضلات للدالة (A ـ 47) يجب ان تلتقي عند $r = r_0$ مع دالة الموجة الخارجية (A ـ 37) والتخلص من الثوابت A و C يعطي : ـ

$$K' \cot K'r_0 = k \cot (kr_0 + \delta_0) \qquad (\text{A} - 48)$$

ولحل هذه المعادلة بسرعة للحصول على δ_0 فاننا سنقوم باجراء التبسيطات التقريبية التالية مؤقتاً .

1 ـ نفترض ان طول الاستطارة a (راجع المعادلة (A ـ 44)) هو اكبر بكثير من المدى r_0 للجهد ولهذا ـ وعلى الاقل ـ عند تكون طاقات النيوترونات واطئة جداً فان kr_0 يمكن ان يهمل بالمقارنة مع δ_0

2 ـ عند الطاقات القليلة $(T_0 \ll V_0)$ فاننا نفترض ان

$$K' \approx K \qquad (\text{A} - 49)$$

حيث K معطاة بالمعادلة (A ـ 4) وهذا يعني عملياً ان شكل دالة الموجة لا يعتمد على الطاقة E في المعادلة (A ـ 3) ما دامت $|E| \ll V_0$

وبمقارنة المعادلة (A ـ 48) مع المعادلة (A ـ 8) نجد ان

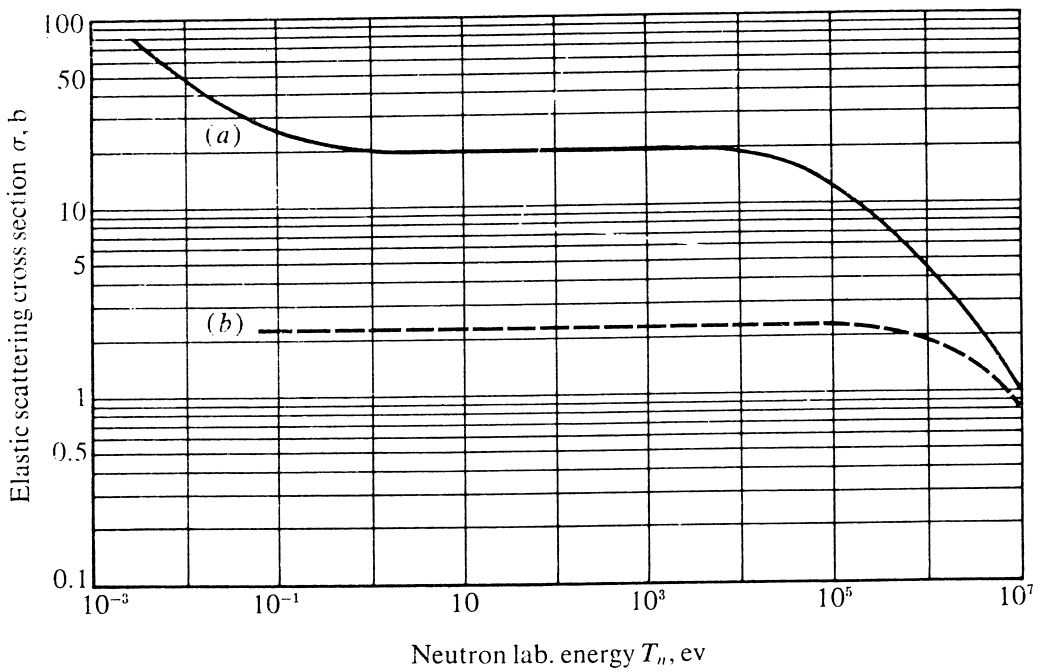
$$k \cot \delta_0 \approx -\kappa \qquad (\text{A} - 50)$$

حيث κ معطاة بالمعادلة (A ـ 5) وبالتعويض في المعادلة (A ـ 40) وملاحظة ان $\sin^2 \alpha = 1/(1 + \cot^2 \alpha)$, فاننا نحصل اخيراً على : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{k^2 + \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} \qquad (\text{A-51})$$

$$\sigma \approx \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} = \frac{5.2}{(T_0 + B) \text{ in Mev}} \text{ barn} \qquad (\text{A-52})$$

حيث وعندما يكون $T_0 \ll B\,(= 2.23 \text{ Mev})$ فان هذا يعطي $\sigma \approx 2.3$ b in ويتناقض هذا بشدة مع القيمة العملية 20.4 المبينة فى الشكل A ـ 6 (لاحظ أن الطاقة الحركية في المختبر $T_n = 2T_0$ تمثل المحور السيني في الشكل) وعند الطاقات الاعلى فأن القيمة A ـ 52 تقترب من القيم العملية .



الشكل A ـ 6 مساحة المقطع الكلية لاستطارة النيوترون ـ بروتون لكل بروتون في غاز الهيدروجين (a) المنحني العملي وعند الطاقات الواطئة تظهر زيادة في مساحة المقطع ناتج عن الارتباط الجزيئي والحركة الحرارية (b) مساحة المقطع محسوبة من المعادلة (A ـ 51) ان مساحة المقطع المحسوبة من المعادلة A ـ 55 قريبة من قيم المنحني العملي .

وقد اقترح فكنز طريقة للتغلب على هذا التناقض وقد لاحظ انه في حالة استطارة n-p فأن الجسيمات يمكن أن تتصادم في حالة كون البرم الكلي هو 1 (وتسمى بالحالة الثلاثية triplet state) او في حالة كون البرم الكلي صفراً (وتسمى الحالة الاحادية singlet state) واذا كانت قوة او مدى التفاعل النووي (كلتاهما) مختلفتين فأنه يجب تحوير المعادلة (A ـ 52).

ان احتمال التصادم في الحالة الثلاثية اكبر بثلاث مرات من احتماله في الحالة الاحادية وذلك لان البرم الكلي الاتجاهي S يمكن أن يأخذ $2S+1$ من القيم تمثل ميلانه في الفراغ وكل من هذه الميلانات يمثل بواسطة العدد الكمي للبرم المغناطيسي m_S (وهو مشابه للمقدار m في المعادلة (44 ـ 2)) والذي يتراوح ما بين S و S بخطوات صحيحة فاذا كانت $S=0$, فان $m_S=0$ فقط اما اذا كانت $S=1$ فان $+1$ و 0, -1 $m_S=$ تكون قيماً ممكنة ولهذا فان : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{3}{4}\frac{\sin^2\delta_{0t}}{k^2}+\frac{1}{4}\frac{\sin^2\delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(A-53)}$$

حيث أن الرموز s و t تعطي المساهمات الاحادية والثلاثية على التوالي اننا نعلم من خلال المناقشة في البند 1ـ A ان تفاعل الحالة الثلاثية يعطي الحالة المستقرة للديوترون عند طاقة $E=-B$. واذا كانت الحالة الاحادية تعطي حالة عند طاقة $E=E^*$ (حيث أن E^* يمكن أن يكون موجباً أو سالباً) فأننا نجد أن مساحة المقطع الكاملة هي :

$$\sigma\approx\frac{\pi\hbar^2}{M}\left(\frac{3}{T_0+B}+\frac{1}{T_0+|E^*|}\right) \qquad (A-55)$$

ان المقارنة مع قيمة العملية لمساحة المقطع تعطي قيمة $|E^*|\approx 70$ kev والنتائج متفقة بصورة جيدة مع جميع قيم مساحات المقطع (الشكل 6 ـ A

وبما أن الطاقة E^* قليلة بالمقارنة مع V_0 فان دالة موجة الحالة الاحادية داخل الجهد النووي هي تقريباً ربع موجة جيبية كما هو الامر في الحالة الثلاثية (الشكل 1 ـ A) ولهذا فانه لا يمكننا الحصول على معلومات اكثر عن قوة الجهد V_{0s} او مداه r_{0s} للحالة الاحادية اكثر مما تعطيه لنا المعادلة (11 ـ A) للحالة الثلاثية بعبارة اخرى وحتى هذه النقطة فاننا نعلم أن : ـ

$$V_{0t}r_{0t}^2\approx V_{0s}r_{0s}^2\approx 1.0 \text{ Mev-barn} \qquad (A-56)$$

ان التقريب الذي اجريناه وهو $kr_0 \ll \delta_0$ (في المعادلة 50 ـ A) يخفي جميع المعلومات المتعلقة بالمدى للتفاعل النووي ولكننا لو لم نجر التبسيطات التي سبقت المعادلة (50 ـ A) لكنا توصلنا الى العلاقات نفسها لمساحة المقطع (51 ـ A) و (52 ـ A) ولكنها مضروبة بالمعامل : ـ

$$(1+\kappa r_0+\text{higher-order terms in powers of } \kappa r_0)$$

ويجب تصحيح مساحة مقطع الحالة الاحادية ايضاً . باستخدام المعلومات المتوفرة عن استطارة النيوترونات عن الباراهايدرجين التي سنذكرها في البند 4 A ومن خلال استطارة البروتون ـ بروتون يمكننا استخلاص المعلومات عن قيمتي المدى والقوة والتي هي ملخصة في البند 5 ـ A وهذه تؤكد بصورة واضحة أن القوى النووية تعتمد على البرم وأن التفاعل يكون مختلفاً بين الحالات الاحادية والثلاثية ومع أننا قمنا بدراسة حالة جهد البئر المربع فان هناك طريقة عامة موجودة لاستخلاص قيم المدى والقوة من النتائج العملية النووية والتي يمكن تطبيقها على جهود نصف قطرية اختيارية وتسمى هذه الطريقة بقريب المدى المؤثر · *effective range approximation.*[1]

4 ـ A الحالة الخيالية للديوترون . استطارة النيوترونات عن الباراهيدرجين
VIRTUAL STATE OF THE DEUTERON. NEUTRON SCATTERING BY PARAHYDROGEN

اقترح شونجر وتيلر (1937) Schwinger and Teller طريقة مباشرة لاثبات أن تفاعل n-p يعتمد على البرم بالتأكيد . ان هذا الاقتراح قد مكنهما من معرفة اشارة طاقة التهيج E^* في المعادلة (55 ـ A)

ان ابعاد الجزيئات الاعتيادية هي في حدود 10^{-8} cm $= 10^5$ F واذا تمت استطارة النيوترونات عن الجزيئات فان الاستطارة ستتم بصورة مستقلة عن كل من النوى الموجودة في الجزيئة مادام طوال موجة دي بروجلي (المختزل) اقل بكثير من المسافة بين النوى وهذا يمثل طاقة نيوترونات تزيد عن 1 ev (راجع الجدول 2 ـ 5) ولكن عند طاقات نيوترونات اقل من 10^{-3} ev تقريباً فان استطارة النيوترونات تتم عن الجزيئة ككل . ان الاستطارة في هذه الحالة عن النوى (يقال عنها بأنها متشاكهة *coherent*) .

ومن وجهة نظر نظرية الاستطارة فان جهد الجزيئة V في المعادلة (A ـ 22) يكون مكوناً من الجهود الاحادية للاستطارة $V_1 + V_2 + \cdots$ للنوى . وما دام طول موجة النيوترون اكبر بكثير من المسافات النووية فان الموجة المستطارة بعيداً عن الجزيئة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري بالنسبة لمركز الجزيئة . ان الوضع الدقيق للنوى لا يلعب اي دور في هذا التقريب . ان دالة الموجة الكلية في مسالة الاستطارة في هذه الحالة هي :

$$\psi = a\{e^{ikz} + [f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots]r^{-1}\, e^{ikr}\} \qquad \text{(A-58)}$$

حيث أن كلاً من سعات الاستطارة يمثل نواة معينة ومن الاشتقاق الذي سبق المعادلة (A ـ 20) فاننا نحصل على : ـ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_2(\theta) + \cdots|^2 \qquad (\text{A} - 59)$$

وفي حالة استطارة s فان تكامل مساحة المقطع لكل نيوكليون (A ـ 35) يصبح وبرموز واضحة : ـ

$$\sigma = 4\pi\, |f_{01} + f_{02} + \cdots|^2 \qquad \text{(A-60)}$$

الذي هو في حالة الطاقات الواطئة التي تضمنتها اشتقاقاتنا ويمكن كتابته بدلالة اطوال الاستطارة المنفصلة على الوجه التالي : ـ

$$\sigma = 4\pi(a_1 + a_2 + \cdots)^2 \qquad (\text{A} - 61)$$

ولو طبقنا هذه النتيجة على استطارة النيوترونات عن جزيئات الهيدروجين فان برم البروتونين في جزيئة الهيدرجين يمكن أن يكون في اتجاه واحد (اورثوهايدروجين (orthohydrogen) او في اتجاه متعاكس (باراهيدروجين (parahydrogen) .. ان هناك خليط احصائي من هاتين الحالتين (بنسبة 1 : 3) عند درجة حرارة الغرفة اما في درجات الحرارة الواطئة جداً ($90°K$ >) فان غاز الهيدروجين يتكون فقط من الباراهايدروجين وذلك لان طاقاتها الجزيئية الداخلية تكون اقل من الاورثوهيدروجين .

ان النيوترونات المستطارة عن الباراهيدروجين سوف تجد نفسها في الحالة الثلاثية بالنسبة الى احد البروتونات وفي الحالة الاحادية بالنسبة للبروتون الثاني . وسوف تحدث في مساحة المقطع (A ـ 61) اطوال الاستطارة بالنسبة للحالات الثلاثية

والاحادية بنسبة 1 : 3 وعند أخذ تأثيرات البرم الاخرى بنظر الاعتبار فان شوينجر وتيلر (1937) اثبتا أن : ـ

$$\sigma_{\text{para}} = 6.69\,(3a_t + a_s)^2$$

وقد وجد عملياً أن $\sigma_{\text{para}} \approx 5\ \text{b},$ وهذا يؤدي الى : ـ

$$|3a_t + a_s| \approx 8.7\ \text{F} \qquad (\text{A} - 62)$$

وبكتابة مساحة المقطع عند الطاقات الواطئة لتفاعل $(T_n > 1\ \text{ev})$ عند درجة حرارة الغرفة بدلالة اطوال الاستطارة فاننا ـ من المعادلات (A ـ 53) و (A ـ 44) ـ نحصل على

$$\sigma = \pi(3a_t^2 + a_s^2) \qquad \text{(A-63)}$$

وبالمقارنة مع (A ـ 51) او (A ـ 55) نحصل على : ـ

$$a_t \approx \kappa^{-1} = 4.3\ \text{F} \qquad \text{(A-64)}$$

وبذلك ومن القيمة $\sigma = 20.4b$ في الشكل (A ـ 6) نحصل على : ـ

$$a_s \approx \pm 24\ \text{F} \qquad \text{(A-65)}$$

ولاجل تحقيق المعادلة (A ـ 62) علينا استخدام الاشارة السالبة في a_s ومن خلال مناقشتنا في نهاية البند A ـ 2 ومن خلال الشكل A ـ 5 نجد أن تفاعل الحالة الاحادية يجب أن يعطي الحالة الخيالية .

وبتطبيق المعادلة (A ـ 48) عند الطاقات الواطئة جداً فانه يمكننا الحصول على المعادلات المتعلقة بثوابت البدء $(r_0 V_0)$ بدلالة اطوال الاستطارة للحالات الثلاثية والاحادية وهذا يمكننا من استخلاص الثوابت المنفصلة كل على حدة .

5 ـ A ثوابت القوة بين نيوكليونين

PARAMETERS OF THE TWO-NUCLEON FORCE

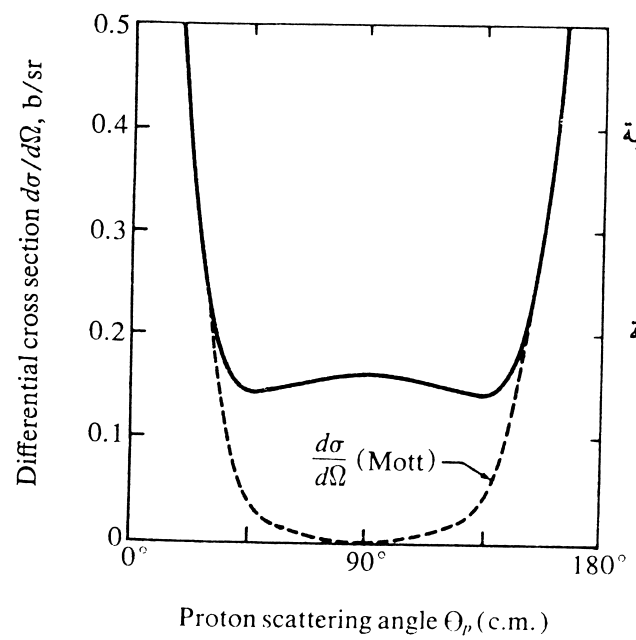
ان دراسة استطارة بروتون بروتون تعتبر مفيدة جداً ايضاً وذلك لان استطارة p-p يمكن ان تحدث في الحالة الاحادية فقط حيث أن الحالة الثلاثية للبروتونين سوف تتناقض مع قاعدة الانفراد لپاولي وطبعاً فان استطارة كولوم يجب أن تؤخذ بنظر الاعتبار في هذه الحالة ولكن بطريقة محورة عن المعادلة (45 ـ 5) وذلك بسبب عدم امكانية التمييز بين الجسيمين (حيث لا يمكن التمييز بعد

الاستطارة بين الجسيم الهدف والجسيم القاصف) لقد قام موط (1930) Mott بحساب هذا التأثير باستخدام ميكانيك الكم . ان استطارة كولوم والاستطارة النووية تتداخلان تشاكهياً ويتم استخدام علاقة مشابهة للعلاقة (A – 59) بالنسبة لحالة المقطع . والعلاقة الناتجة تكون بالشكل التالي : –

$$\frac{d\sigma(p,p)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} + A(\theta, \delta_{0s}) + \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \qquad \text{(A-66)}$$

حيث يمثل الحد $A(\theta, \delta_{0s})$ التداخل . ان مساحة مقطع نموذجية هي قمة في الشكل A – 7 ومن تحليل النتائج العملية فقد تم الحصول على طول استطارة كولوم المصحة في الحالة الاحادية وهذه القيمة هي 17 F – ويكون مقدار ثابت المدى للحالة الاحادية r_{0s} 2.7 F .

ان الجدول A – 1 يلخص النتائج العملية المتوفرة التي ذكرناها . ان الفرق بين التفاعل الاحادي والتفاعل الثلاثي واضح جداً ويؤكد اعتماد القوة النووية على البرم في النوى المعقدة ان الفرق الرئيس بين طول استطارة الحالة الاحادية والحالة الثلاثية في استطارات *p-p* و *n-p* يمكن اعزاءه الى الفرق في العزوم المغناطيسية للنيوترون والبروتون . ان بقية الفرق الصغير قد ادى الى الشك بان القوة النووية قد لا تكون غير معتمدة على الشحنة بصورة تامة . ان تفاعل *n-n* (والممكن في الحالة فقط عند الطاقات الواطئة) يمكن الحصول عليه بصورة غير مباشرة من تفاعلات مثل $H^2 + \pi^- \rightarrow 2n + \gamma H^2 + n \rightarrow 2n + p$. وقد وجدت القيمة F 17 – متفقة مع النتائج وتدل على عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة .



الشكل A – 7 مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة بروتون – بروتون المرنة لطاقات بروتون Mev 2.4 . ان الاستطارة عند زاوية 90° تقريباً تكون ناتجة بالدرجة الرئيسة عن التفاعل النووي اما عند الزوايا الامامية والخلفية فان استطارة كولوم تكون هي السائدة

الجدول 1 – ثوابت جهد البئر المربع في تفاعل نيوكليونين

Interaction	*Scattering length* a, F	*Range* r_0, F	*Strength* V_0, Mev
Triplet	5.4	2.0	36
Singlet	−23.7‡, −17§	≈2.5	18

† From M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Reading, 1962, by permission.
‡ For (*n-p*) interaction.
§ For (*p-p*) interaction.

B الملحق

الخواص الفيزياوية للعناصر

PHYSICAL PROPERTIES OF THE ELEMENTS†

Atomic number Z	Element	Atomic or molecular weight $\mathscr{A}$	Density g/cm^3 ρ	Nuclei/cm^3 ($\times 10^{22}$) n
1	H_2	2.016	8.99×10^{-5}	**
2	He	4.003	17.85×10^{-5}	*
3	Li	6.940	0.534	4.64
4	Be	9.013	1.85	12.37
5	B	10.82	2.34[a]	13.03
6	C	12.01	2.25[b]	11.29
7	N_2	28.02	1.25×10^{-3}	**
8	O_2	32.000	1.43×10^{-3}	**
9	F_2	38.00	1.69×10^{-3}	**
10	Ne	20.18	9.00×10^{-4}	*
11	Na	22.99	0.97	2.54
12	Mg	24.32	1.74	4.31
13	Al	26.98	2.702	6.03
14	Si	28.09	2.329	5.00
15	P	30.98	1.82[c]	3.54

[a]Amorphous [b]Graphite [c]Yellow phosphorus, P_4; mol. wt. = 123.92 [d]Rhombic, S_8; mol. wt. = 256.53 [e]Solid, 29.6°C.; melting point = 29.8°C. [f]Black crystal, As_4; mol. wt. = 299.64 [g]Amorphous, Se_8; mol. wt. = 631.68 [h]Hexagonal [i]At 22.5°C [j]Tetragonal (ordinary; β) [k]Metallic tantalum *Monoatomic gas; 2.69×10^{19} nuclei/cm^3 at NTP **Diatomic gas; 5.38×10^{19} nuclei/cm^3 at NTP

† From J. B. Marion, 1960 Nuclear Data Tables, Part III, Nuclear Data Project, *Natl. Acad. Sci.—Natl. Res. Council, Nucl. Sci. Ser.*, Washington, 1960. Available from U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

Atomic number Z	Element	Atomic or molecular weight $\mathscr{A}$	Density, g/cm^3 ρ	Nuclei/cm^3 ($\times 10^{22}$) n
16	S	32.066	2.07[d]	3.89
17	Cl_2	70.91	3.214×10^{-3}	**
18	A	39.944	1.784×10^{-3}	*
19	K	39.10	0.86	1.33
20	Ca	40.08	1.55	2.33
21	Sc	44.96	2.5	3.35
22	Ti	47.90	4.5	5.66
23	V	50.95	5.96	7.05
24	Cr	52.01	7.20	8.34
25	Mn	54.94	7.20	7.90
26	Fe	55.85	7.86	8.48
27	Co	58.94	8.9	9.10
28	Ni	58.71	8.90	9.13
29	Cu	63.54	8.92	8.46
30	Zn	65.38	7.14	6.58
31	Ga	69.72	5.904[e]	5.10
32	Ge	72.60	5.35	4.44
33	As	74.91	5.727[f]	4.61
34	Se	78.96	4.82[g]	3.68
35	Br_2	159.83	2.928	2.07
36	Kr	83.80	3.71×10^{-3}	*
37	Rb	85.48	1.532	1.08
38	Sr	87.63	2.6	1.79
39	Y	88.92	5.51	3.73
40	Zr	91.22	6.4	4.23
41	Nb	92.91	8.55	5.54
42	Mo	95.95	10.2	6.40
43	Tc	98	—	—
44	Ru	101.1	12.06[h]	7.19
45	Rh	102.91	12.4	7.26
46	Pd	106.70	11.40[i]	6.44
47	Ag	107.88	10.5	5.86
48	Cd	112.41	8.642	4.63
49	In	114.82	7.30	3.83
50	Sn	118.70	7.28[j]	3.70
51	Sb	121.76	6.684	3.07
52	Te_2	255.22	6.25	2.95
53	I_2	253.81	4.93	2.34
54	Xe	131.3	5.85×10^{-3}	*
55	Cs	132.91	1.873	0.85
56	Ba	137.36	3.5	1.54
57	La	138.92	6.15	2.67

Atomic number Z	*Element*	*Atomic or molecular weight* $\mathscr{A}$	*Density,* g/cm^3 ρ	*Nuclei/cm*^{3} ($\times 10^{22}$) n
58	Ce	140.13	6.7[h]	2.88
59	Pr	140.92	6.5	2.78
60	Nd	144.27	6.9	2.88
61	Pm	145	—	—
62	Sm	150.35	7.7	3.09
63	Eu	152.00	5.22	2.07
64	Gd	157.26	7.95	3.05
65	Td	158.93	8.33	3.16
66	Dy	162.51	8.56	3.17
67	Ho	164.94	8.76	3.20
68	Er	167.20	9.16	3.30
69	Tm	168.94	9.35	3.33
70	Yb	173.04	7.01	2.44
71	Lu	174.99	9.74	3.35
72	Hf	178.60	13.3	4.49
73	Ta	180.95	16.6[k]	5.53
74	W	183.86	19.3	6.32
75	Re	186.22	20.53	6.64
76	Os	190.20	22.48	7.12
77	Ir	192.2	22.42	7.03
78	Pt	195.09	21.45	6.62
79	Au	197.0	19.3	5.90
80	Hg	200.61	13.55	4.07
81	Tl	204.39	11.85	3.49
82	Pb	207.21	11.34	3.30
83	Bi	209.00	9.80	2.83
84	Po	210	9.24	2.65
85	At	211	—	—
86	Rn	222.00	9.73×10^{-3}	*
87	Fr	223	—	—
88	Ra	226.05	5	1.3
89	Ac	227	—	—
90	Th	232.05	11.2	2.94
91	Pa	231	15.4	4.02
92	U	238.07	18.7	4.73
93	Np	237	—	—
94	Pu	239	19.74	4.98

C الملحق

خواص النوى المستقرة

PROPERTIES OF STABLE NUCLIDES†

(1) Atomic number; (2) Chemical symbol; (3) Name; (4) Mass number; (5) Neutron number; (6) Mass excess in milli-mass-units based on $C^{12} = 12.000\ldots$ u; (7) Ground-state spin; (8) Ground-state parity: (9) Relative abundance of isotope in element, in percent; (10) Notes. Uncertainties in the last one or two significant figures are given in parentheses.

Z (1)	S (2)	*Name* (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	*Relative abundance* (9)	*Notes* (10)
0	*n*	Neutron	1*	1	8.66544(43)	$\frac{1}{2}$	+	.....	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 12.8$ min.
1	H	Hydrogen	1	0	7.82522(8)	$\frac{1}{2}$	+	99.985	
			2	1	14.10219(11)	1	+	0.015	
2	He	Helium	3	1	16.02994(23)	$\frac{1}{2}$	(+)	$\approx 10^{-4}$	
			4	2	2.60361(37)	0	+	≈ 100	
3	Li	Lithium	6	3	15.1263(10)	1	+	7.35	
			7	4	16.0053(11)	$\frac{3}{2}$	(−)	92.65	
4	Be	Beryllium	9	5	12.1858(9)	$\frac{3}{2}$	−	100	
5	B	Boron	10	5	12.9389(7)	3	+	19.20	
			11	6	9.30509(43)	$\frac{3}{2}$	(−)	80.80	
6	C	Carbon	12	6	0.0000(21)	0	(+)	98.893(5)	
			13	7	3.3543(7)	$\frac{1}{2}$	−	1.107(5)	
7	N	Nitrogen	14	7	3.07438(17)	1	+	99.273(2)	
			15	8	0.1081(9)	$\frac{1}{2}$	−	0.727(2)	
8	O	Oxygen	16	8	−5.08506(28)	0	+	99.5186(7)	
			17	9	−0.8666(9)	$\frac{5}{2}$	+	0.0745(5)	
			18	10	−0.84017(34)	0	+	0.4068(5)	
9	F	Fluorine	19	10	−1.5954(7)	$\frac{1}{2}$	+	100	
10	Ne	Neon	20	10	−7.5596(5)	(0)	(+)	90.920(36)	
			21	11	−6.1508(17)	$\frac{3}{2}$	+	0.258(1)	
			22	12	−8.6155(6)	(0)	(+)	8.822(18)	
11	Na	Sodium	23	12	−10.2274(16)	$\frac{3}{2}$	+	100	
12	Mg	Magnesium	24	12	−14.9554(19)	(0)	(+)	78.6(2)	
			25	13	−14.1603(20)	$\frac{5}{2}$	(+)	10.12(2)	
			26	14	−17.4091(24)	(0)	(+)	11.20(4)	
13	Al	Aluminum	27	14	−18.4651(21)	$\frac{5}{2}$	(+)	100	
14	Si	Silicon	28	14	−23.0729(31)	(0)	(+)	92.17(1)	
			29	15	−23.5092(36)	$\frac{1}{2}$	(+)	4.71(2)	
			30	16	−26.2393(43)	(0)	(+)	3.12(2)	

* Denotes radioactive nucleus. The table includes the neutron and some radioactive nuclei of geological significance.

† From G. L. Trigg, Systematics of Stable Nuclei, in D. W. Gray (ed.), "American Institute of Physics Handbook," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1963, by permission.

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
15	P	Phosphorus	31	16	−26.2366(15)	½	(+)	100	
16	S	Sulfur	32	16	−27.9262(11)	0	+	95.02(30)	
			33	17	−28.5395(30)	⅜	+	0.750(15)	
			34	18	−32.1355(31)	0	+	4.215(84)	
			36	20	−32.9095(35)	(0)	(+)	0.017(2)	
17	Cl	Chlorine	35	18	−31.1455(28)	⅜	+	75.529(24)	
			37	20	−34.1041(22)	⅜	+	24.471(24)	
18	Ar (A)	Argon	36	18	−32.4519(34)	(0)	(+)	0.337(1)	
			38	20	−37.2755(24)	(0)	(+)	0.063(1)	
			40	22	−37.6162(8)	(0)	(+)	99.600(1)	
19	K	Potassium	39	20	−36.2860(30)	⅜	(+)	93.126(5)	
			40*	21	−35.9921(36)	4	(−)	0.0112(5)	EC(12.4%), β^-(87.6%); $t_{\frac{1}{2}} = 1.28 \times 10^9$ years.
			41	22	−38.1649(46)	⅜	+	6.862(5)	
20	Ca	Calcium	40	20	−37.4108(37)	(0)	(+)	96.92(3)	
			42	22	−41.3723(44)	(0)	(+)	0.64(1)	
			43	23	−41.2200(48)	⅞	(−)	0.132(4)	
			44	24	−44.5103(48)	(0)	(+)	2.13(4)	
			46	26	−46.3112(41)	(0)	(+)	0.0032	
			48	28	−47.481(15)	(0)	(+)	0.0179(7)	
21	Sc	Scandium	45	24	−44.0811(42)	⅞	(−)	100	
22	Ti	Titanium	46	24	−47.3666(37)	(0)	(+)	7.99(2)	
			47	25	−48.242(8)	⅝	(−)	7.32(2)	
			48	26	−52.0522(36)	(0)	(+)	73.99(7)	
			49	27	−52.1334(35)	⅞	(−)	5.46(2)	
			50	28	−55.2109(48)	(0)	(+)	5.25(5)	
23	V	Vanadium	50*	27	−52.8354(40)	6	(+)	0.24(1)	EC; $t_{\frac{1}{2}} = 4 \times 10^{14}$ years.
			51	28	−56.0221(42)	⅞	(−)	99.76(1)	
24	Cr	Chromium	50	26	−53.9493(45)	(0)	(+)	4.31(4)	
			52	28	−59.4863(36)	(0)	(+)	83.76(14)	
			53	29	−59.3489(37)	⅜	(−)	9.55(9)	
			54	30	−61.1206(48)	(0)	(+)	2.38(2)	
25	Mn	Manganese	55	30	−61.9464(41)	⅝	(−)	100	
26	Fe	Iron	54	28	−60.379(6)	(0)	(+)	5.81(1)	
			56	30	−65.068(6)	(0)	(+)	91.64(2)	
			57	31	−64.606(6)	½	(−)	2.21(1)	
			58	32	−66.728(7)	(0)	(+)	0.34(1)	
27	Co	Cobalt	59	32	−66.8109(46)	⅞	(−)	100	
28	Ni	Nickel	58	30	−64.658(6)	(0)	(+)	67.76(22)	
			60	32	−69.217(6)	(0)	(+)	26.16(66)	
			61	33	−68.951(9)	(⅜)	(−)	1.25(3)	
			62	34	−71.655(7)	(0)	(+)	3.66(1)	
			64	36	−72.041(6)	(0)	(+)	1.16(20)	
29	Cu	Copper	63	34	−70.406(6)	⅜	—	69.12(5)	
			65	36	−72.214(6)	⅜	—	30.88(5)	
30	Zn	Zinc	64	34	−70.855(5)	(0)	(+)	48.89	
			66	36	−73.952(10)	(0)	(+)	27.81	
			67	37	−72.851(11)	⅝	—	4.11	
			68	38	−75.135(9)	(0)	(+)	18.56	
			70	40	−74.652(16)	(0)	(+)	0.62	
31	Ga	Gallium	69	38	−74.318(28)	⅜	—	60.22(16)	
			71	40	−75.16(5)	⅜	—	39.78(16)	
32	Ge	Germanium	70	38	−75.723(20)	(0)	(+)	20.52(17)	
			72	40	−78.26(5)	(0)	(+)	27.43(21)	
			73	41	−76.64(7)	ⅨⅨ	+	7.76(8)	
			74	42	−78.85(6)	(0)	(+)	36.54(23)	
			76	44	−78.64(9)	(0)	(+)	7.76(8)	
33	As	Arsenic	75	42	−78.42(5)	⅜	—	100	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
34	Se	Selenium	74	40	−77.55(6)	0	(+)	0.87(1)	
			76	42	−80.771(48)	(0)	(+)	9.02(7)	
			77	43	−80.066(48)	½	—	7.58(7)	
			78	44	−82.652(48)	0	(+)	23.52(2)	
			80	46	−83.488(17)	0	(+)	49.82(20)	
			82	48	−83.34(7)	(0)	(+)	9.19(20)	
35	Br	Bromine	79	44	−81.652(19)	⅜	—	50.537(10)	
			81	46	−83.656(37)	⅜	—	49.463(10)	
36	Kr	Krypton	78	42	−79.632(5)	(0)	(+)	0.354(2)	
			80	44	−83.612(13)	(0)	(+)	2.27(1)	
			82	46	−86.517(8)	(0)	(+)	11.56(2)	
			83	47	−85.869(8)	ⅨⅨ	+	11.55(2)	
			84	48	−88.496(5)	(0)	(+)	56.90(12)	
			86	50	−89.383(8)	(0)	(+)	17.37(3)	
37	Rb	Rubidium	85	48	−88.29(6)	⅝	—	72.15(5)	
			87*	50	−90.82(8)	⅜	—	27.85(5)	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 5.0 \times 10^{10}$ years.
38	Sr	Strontium	84	46	−86.624(11)	(0)	(+)	0.55(1)	
			86	48	−90.74(8)	(0)	(+)	9.75(4)	
			87	49	−91.11(8)	ⅨⅨ	+	6.96(1)	
			88	50	−94.39(9)	(0)	(+)	82.74(6)	
39	Y	Yttrium	89	50	−94.57(9)	½	—	100	
40	Zr	Zirconium	90	50	−95.68(9)	(0)	(+)	51.46	
			91	51	−94.75(10)	⅝	+	11.23	
			92	52	−95.41(11)	(0)	(+)	17.11	
			94	54	−93.86(36)	(0)	(+)	17.40	
			96	56	−91.8(8)	(0)	(+)	2.80	
41	Nb	Niobium	93	52	−93.98(11)	ⅨⅨ	+	100	Formerly known as columbium, chemical symbol Cb.
42	Mo	Molybdenum	92	50	−93.71(13)	(0)	(+)	15.86(16)	
			94	52	−95.26(13)	(0)	(+)	9.12(9)	
			95	53	−94.28(36)	⅝	. . .	15.70(16)	
			96	54	−95.45(36)	(0)	(+)	16.50(17)	
			97	55	−94.25(40)	⅝	. . .	9.45(10)	
			98	56	−94.49(41)	(0)	(+)	23.75(8)	
			100	58	−92.43(49)	(0)	(+)	9.62(10)	
44	Ru	Ruthenium	96	52	−92.4(7)	(0)	(+)	5.57(8)	
			98	54	−94.5(8)	(0)	(+)	1.86(4)	
			99	55	−93.92(49)	⅝	(+)	12.7(1)	
			100	56	−95.782(5)	(0)	(+)	12.6(1)	‡
			101	57	−94.423(3)	⅝	(+)	17.1(1)	‡
			102	58	−96.28(20)	(0)	(+)	31.6(2)	‡
			104	60	−94.47(40)	(0)	(+)	18.5(1)	
45	Rh	Rhodium	103	58	−95.20(20)	½	—	100	
46	Pd	Palladium	102	56	−95.06(19)	(0)	(+)	0.80(1)	
			104	58	−96.44(20)	(0)	(+)	9.3(1)	
			105	59	−95.36(27)	⅝	+	22.6(2)	
			106	60	−96.80(12)	(0)	(+)	27.2(3)	
			108	62	−96.08(12)	(0)	(+)	26.8(3)	
			110	64	−95.50(32)	(0)	(+)	13.5(1)	
47	Ag	Silver	107	60	−95.03(11)	½	—	51.35(7)	
			109	62	−95.30(11)	½	—	48.65(7)	

‡ From J. H. E. Mattauch, W. Thiele, and A. H. Wapstra, 1964, Atomic Mass Table, *Nuclear Phys.* **67**:1 (1965).

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
48	Cd	Cadmium	106	58	−94.05(37)	(0)	(+)	1.215	
			108	60	−96.00(12)	(0)	(+)	0.875	
			110	62	−97.03(11)	(0)	(+)	12.39	
			111	63	−95.85(19)	$\frac{1}{2}$	+	12.75	
			112	64	−97.16(11)	(0)	(+)	24.07	
			113	65	−95.39(10)	$\frac{1}{2}$	+	12.26	
			114	66	−96.43(10)	(0)	(+)	28.86	
			116	68	−94.99(32)	(0)	(+)	7.58	
49	In	Indium	113	64	−95.72(10)	$\frac{9}{2}$	+	4.26(5)	Stability against EC not certain; $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{14}$ years.
			115*	66	−95.93(10)	$\frac{9}{2}$	+	95.74(5)	β^-; $t_{\frac{1}{2}} = 6 \times 10^{14}$ years.
50	Sn	Tin	112	62	−95.06(11)	(0)	(+)	0.90(1)	
			114	64	−97.04(10)	(0)	(+)	0.61(1)	
			115	65	−96.47(11)	$\frac{1}{2}$	+	0.35(1)	
			116	66	−97.89(19)	(0)	(+)	14.07(8)	
			117	67	−96.94(19)	$\frac{1}{2}$	+	7.54(3)	
			118	68	−98.21(19)	(0)	(+)	23.98(3)	
			119	69	−96.61(20)	$\frac{1}{2}$	+	8.62(1)	
			120	70	−97.87(14)	(0)	(+)	33.03(12)	
			122	72	−96.59(14)	(0)	(+)	4.78(1)	
			124	74	−94.76(13)	(0)	(+)	6.11(1)	
51	Sb	Antimony	121	70	−96.25(14)	$\frac{5}{2}$	+	57.25(3)	
			123	72	−95.85(14)	$\frac{7}{2}$	+	42.75(3)	
52	Te	Tellurium	120	68	−95.49(40)	(0)	(+)	0.091(1)	
			122	70	−97.00(13)	(0)	(+)	2.49(2)	
			123	71	−95.82(13)	$\frac{1}{2}$	+	0.89(2)	EC indicated by mass, but uncertain; $t_{\frac{1}{2}} \geq 10^{12}$ years.
			124	72	−97.24(13)	(0)	(+)	4.63(5)	
			125	73	−95.58(13)	$\frac{1}{2}$	+	7.01(1)	
			126	74	−96.758(37)	(0)	(+)	18.72(4)	
			128	76	−95.29(14)	(0)	(+)	31.72(1)	
			130	78	−93.30(14)	(0)	(+)	34.46(9)	
53	I	Iodine	127	74	−95.648(23)	$\frac{5}{2}$	+	100	
54	Xe	Xenon	124	70	−93.88(16)	(0)	(+)	0.09614(36)	
			126	72	−95.831(32)	(0)	(+)	0.08956(36)	
			128	74	−96.462(10)	(0)	(+)	1.919(4)	
			129	75	−95.216(10)	$\frac{1}{2}$	+	26.44(7)	
			130	76	−96.490(9)	(0)	(+)	4.074(10)	
			131	77	−94.913(7)	$\frac{3}{2}$	+	21.18(5)	
			132	78	−95.838(8)	(0)	(+)	26.89(6)	
			134	80	−94.602(8)	(0)	(+)	10.44(2)	
			136	82	−92.779(10)	(0)	(+)	8.869(9)	
55	Cs	Cesium	133	78	−94.91(15)	$\frac{7}{2}$	+	100	
56	Ba	Barium	130	74	−93.753(24)	(0)	(+)	0.13(2)	
			132	76	−94.88(32)	(0)	(+)	0.19(2)	
			134	78	−95.69(15)	(0)	(+)	2.66(5)	
			135	79	−94.43(26)	$\frac{3}{2}$	(+)	6.73(12)	
			136	80	−95.64(14)	(0)	(+)	8.07(10)	
			137	81	−94.44(13)	$\frac{3}{2}$	+	11.87(25)	
			138	82	−94.99(8)	(0)	(+)	70.41(35)	
57	La	Lanthanum	138*	81	−93.19(8)	5	−	0.089(1.5)	EC 70%, β^- 30%; $t_{\frac{1}{2}} = 1.0 \times 10^{11}$ years.
			139	82	−93.94(8)	$\frac{7}{2}$	(+)	99.911(1.5)	
58	Ce	Cerium	136	78	−92.9(5)	(0)	(+)	0.193(5)	
			138	80	−94.28(8)	(0)	(+)	0.250(5)	
			140	82	−94.72(5)	(0)	(+)	88.48(10)	
			142	84	−90.96(8)	(0)	(+)	11.07(10)	
59	Pr	Praseodymium	141	82	−92.610(46)	$\frac{5}{2}$	+	100	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
60	Nd	Neodymium	142	82	−92.522(47)	(0)	(+)	27.09(3)	
			143	83	−90.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	12.14(2)	
			144*	84	−90.10(5)	(0)	(+)	23.83(3)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5 \times 10^{15}$ years.
			145	85	−87.84(15)	$\frac{7}{2}$	(−)	8.29(1)	
			146	86	−87.31(15)	(0)	(+)	17.26(2)	
			148	88	−83.52(16)	(0)	(+)	5.74(2)	
			150	90	−79.29(15)	(0)	(+)	5.63(2)	
62	Sm	Samarium	144	82	−88.35(24)	(0)	(+)	3.02(2)	
			147*	85	−85.38(5)	$\frac{7}{2}$	(−)	14.87(4)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.3 \times 10^{11}$ years.
			148	86	−85.44(13)	(0)	(+)	11.22(3)	
			149	87	−83.07(13)	$\frac{7}{2}$	(−)	13.82(4)	
			150	88	−82.99(13)	(0)	(+)	7.40(2)	
			152	90	−80.65(33)	(0)	(+)	26.80(5)	
			154	92	−78.33(30)	(0)	(+)	22.88(6)	
63	Eu	Europium	151	88	−80.37(18)	$\frac{5}{2}$	(+)	47.86(8)	
			153	90	−79.28(35)	$\frac{5}{2}$	+	52.14(8)	
64	Gd	Gadolinium	152	88	−80.60(33)	(0)	(+)	0.205(1)	
			154	90	−79.77(28)	(0)	(+)	2.23(3)	
			155	91	−77.99(26)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.1(1.5)	
			156	92	−77.76(26)	(0)	(+)	20.6(2)	
			157	93	−75.96(27)	$\frac{3}{2}$	(−)	15.7(1.6)	
			158	94	−75.81(27)	(0)	(+)	24.5(2.5)	
			160	96	−72.7(5)	(0)	(+)	21.6(2)	
65	Tb	Terbium	159	94	−75.7(11)	$\frac{3}{2}$	(+)	100	
66	Dy	Dysprosium	156	90	−76.07(18)	(0)	(+)	0.0524(5)	‡
			158	92	−75.55(3)	(0)	(+)	0.0902(9)	‡
			160	94	−76.0(10)	(0)	(+)	2.294(11)	
			161	95	−74.2(10)	$\frac{5}{2}$	(+)	18.88(9)	
			162	96	−74.3(10)	(0)	(+)	25.53(13)	
			163	97	−72.4(10)	$\frac{5}{2}$	(−)	24.97(12)	
			164	98	−71.9(10)	(0)	(+)	28.18(12)	
67	Ho	Holmium	165	98	−70.4(7)	$\frac{7}{2}$	(−)	100	
68	Er	Erbium	162	94	−71.26(9)	(0)	(+)	0.136(3)	‡
			164	96	−71.4(7)	(0)	(+)	1.56(3)	
			166	98	−68.6(6)	(0)	(+)	33.41(3)	
			167	99	−67.9(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	22.94(2)	
			168	100	−68.6(6)	(0)	(+)	27.07(3)	
			170	102	−64.9(21)	(0)	(+)	14.88(2)	
69	Tm	Thulium	169	100	−65.755(34)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	‡
70	Yb	Ytterbium	168	98	−65.84(16)	(0)	(+)	0.135(2)	‡
			170	100	−64.98(6)	(0)	(+)	3.14(4)	‡
			171	101	−63.57(7)	$\frac{1}{2}$	(−)	14.4(1.5)	‡
			172	102	−63.64(7)	(0)	(+)	21.9(2.5)	‡
			173	103	−61.94(7)	$\frac{5}{2}$	(−)	16.2(2)	‡
			174	104	−61.26(6)	(0)	(+)	31.6(4)	‡
			176	106	−57.32(7)	(0)	(+)	12.6(1.5)	‡
71	Lu	Lutecium	175	104	−59.36(6)	$\frac{7}{2}$	(+)	97.412(13)	‡
			176*	105	−58.56(46)	...	...	2.588(13)	β^-; EC questionable. $t_{\frac{1}{2}} = 2.4 \times 10^{10}$ years.
72	Hf	Hafnium	174	102	−59.64(7)	(0)	(+)	0.163(2)	‡
			176	104	−59.66(46)	(0)	(+)	5.21(2)	
			177	105	−58.08(46)	$\frac{7}{2}$	(−)	18.56(6)	
			178	106	−57.51(44)	(0)	(+)	27.10(10)	
			179	107	−55.58(44)	$\frac{9}{2}$	(+)	13.75(5)	
			180	108	−54.88(43)	(0)	(+)	35.22(10)	
73	Ta	Tantalum	180	107	−54.28(38)	...	...	0.0123(3)	Mode of decay not established; $t_{\frac{1}{2}} \geq 1.7(3) \times 10^{13}$ years.
			181	108	−53.82(38)	$\frac{7}{2}$	+	99.9877(3)	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
74	W	Tungsten	180	106	−55.03(38)	(0)	(+)	0.126(6)	The name "wolfram" is gradually becoming common.
			182	108	−53.53(38)	(0)	(+)	26.31(3)	
			183	109	−51.51(38)	½	(−)	14.28(1)	
			184	110	−50.85(39)	(0)	(+)	30.64(3)	
			186	112	−48.6(16)	(0)	(+)	28.64(1)	
75	Re	Rhenium	185	110	−49.9(16)	⅝	+	37.07(6)	
			187*	112	−45.02(34)	⅝	+	62.93(6)	$t_{\frac{1}{2}}$ variously reported as $\leq 10^{11}$ and $> 10^{16}$ years.
76	Os	Osmium	184	108	−47.25(7)	(0)	(+)	0.018(2)	‡
			186	110	−47.06(35)	(0)	(+)	1.59(5)	
			187	111	−45.03(34)	½	(−)	1.64(5)	
			188	112	−45.02(30)	(0)	(+)	13.3(2)	
			189	113	−42.78(33)	⅜	(−)	16.1(2)	
			190	114	−42.58(36)	(0)	(+)	26.4(3)	
			192	116	−39.49(34)	(0)	(+)	41.0(2)	
77	Ir	Iridium	191	114	−40.10(29)	⅜	+	38.5	
			193	116	−37.66(29)	⅜	+	61.5	
78	Pt	Platinum	190*	112	−40.83(41)	(0)	(+)	0.0127(5)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 5.9 \times 10^{11}$ years.
			192*	114	−39.53(29)	(0)	(+)	0.78(1)	α; $t_{\frac{1}{2}} \approx 10^{15}$ years.
			194	116	−37.57(24)	(0)	(+)	32.9(1)	
			195	117	−35.54(24)	½	−	33.8(1)	
			196	118	−35.38(24)	(0)	(+)	25.2(1)	
			198	120	−32.47(31)	(0)	(+)	7.19(4)	
79	Au	Gold	197	118	−33.448(16)	⅜	+	100	
80	Hg	Mercury	196	116	−34.181(18)	0	(+)	0.146(5)	
			198	118	−33.231(15)	(0)	(+)	10.02(1)	
			199	119	−31.744(20)	½	−	16.84(4)	
			200	120	−31.656(14)	(0)	(+)	23.13(8)	
			201	121	−29.685(18)	⅜	(−)	13.22(5)	
			202	122	−29.370(23)	(0)	(+)	29.80(3)	
			204	124	−26.518(19)	(0)	(+)	6.85(1)	
81	Tl	Thallium	203	122	−27.669(40)	½	+	29.50	
			205	124	−25.538(27)	½	(+)	70.50	
82	Pb	Lead	204	122	−26.931(24)	(0)	(+)	1.4	
			206	124	−25.541(12)	(0)	(+)	25	
			207	125	−24.102(12)	½	−	22	
			208	126	−23.356(12)	(0)	(+)	52	
83	Bi	Bismuth	209*	126	−19.583(27)	⅝	(−)	100	Activity disputed: α; $t_{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{17}$ years.
90	Th	Thorium	232*	142	38.211(42)	(0)	(+)	100	α; $t_{\frac{1}{2}} = 1.39 \times 10^{10}$ years.
92	U	Uranium	234*	142	40.90(6)	(0)	(+)	0.0057(2)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 2.48 \times 10^{5}$ years.
			235*	143	43.933(43)	⅞	(−)	0.7204(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 7.1 \times 10^{8}$ years.
			238*	146	50.76(8)	(0)	(+)	99.2739(7)	α; $t_{\frac{1}{2}} = 4.51 \times 10^{9}$ years.

D الملحق

قيم الثوابت الفيزياوية ومعاملات التحويل

VALUES OF PHYSICAL CONSTANTS AND CONVERSION FACTORS†

General physical constants. Least-squares adjusted output values of 1963. The digits in parentheses following each quoted value represent the standard deviation error in the final digits of the quoted value as computed on the criterion of internal consistency. The unified scale of atomic weights is used throughout ($^{12}C = 12$). C = coulomb; J = joule; N = newton; u = mass unit.

Constant	Value	Unit: mks	Unit: cgs
Speed of light in vacuum c	2.997925(1)	$\times 10^8$ m s^{-1}	$\times 10^{10}$ cm s^{-1}
Elementary charge e	1.60210(2)	10^{-19} C	10^{-20} emu
	4.80298(7)		10^{-10} esu
Avogadro's number $\mathcal{N}$	6.02252(9)	10^{26} kmole^{-1}	10^{23} mole^{-1}
Mass unit	1.66043(2)	10^{-27} kg	10^{-24} g
Electron rest mass m_0	9.10908(13)	10^{-31} kg	10^{-28} g
	5.48597(3)	10^{-4} u	10^{-4} u
Proton rest mass M_p	1.67252(3)	10^{-27} kg	10^{-24} g
	1.00727663(8)	u	u
Neutron rest mass M_n	1.67482(3)	10^{-27} kg	10^{-24} g
	1.0086654(4)	u	u
Faraday constant $\mathcal{F}/e$	9.64870(5)	10^4 C mole^{-1}	10^3 emu
	2.89261(2)		10^{14} esu
Planck constant h	6.62559(16)	10^{-34} J s	10^{-27} erg s
$\hbar = h/2\pi$	1.054494(25)	10^{-34} J s	10^{-27} erg s
Charge-to-mass ratio for electron e/m_0	1.758796(6)	10^{11} C kg^{-1}	10^7 emu
	5.27274(2)		10^{17} esu
Rydberg constant $2\pi^2 m_0 e^4/h^3 c$	1.0973731(1)	10^7 m^{-1}	10^5 cm^{-1}
Bohr radius $\hbar^2/m_0 e^2$	5.29167(2)	10^{-11} m	10^{-9} cm
Compton wavelength of electron $h/m_0 c$	2.42621(2)	10^{-12} m	10^{-10} cm
$\hbar/m_0 c$	3.86144(3)	10^{-13} m	10^{-11} cm
Compton wavelength of proton $h/M_p c$	1.321398(13)	10^{-15} m	10^{-13} cm
$\hbar/M_p c$	2.10307(2)	10^{-16} m	10^{-14} cm

†From E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, *Rev. Mod. Phys.*, **37**: 537 (1965), by permission.

Conversion factor	*Value*
1 electron volt	$1.60210(2) \times 10^{-19}$ J $1.60210(2) \times 10^{-12}$ erg 8065.73(8) cm^{-1} $2.41804(2) \times 10^{14}$ s^{-1}
$E_r\lambda_r$	$12398.10(13) \times 10^{-8}$ ev cm
1 u	931.478(5) Mev
Proton mass M_pc^2	938.256(5) Mev
Neutron mass M_nc^2	939.550(5) Mev
Electron mass m_0c^2	511006(2) ev
Rydberg $2\pi^2m_0e^4/h^2$	$2.17971(5) \times 10^{-11}$ erg 13.60535(13) ev
Gas constant	8.31434×10^7 erg $mole^{-1}$ deg^{-1} 0.082053 liter atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 82.055 cm^3 atm $mole^{-1}$ deg^{-1} 1.9872 cal_{th} $mole^{-1}$ deg^{-1}
Standard volume of ideal gas at NTP	22413.6 cm^3 $mole^{-1}$
Mass on physical scale ($O^{16} = 16$) / Mass on unified scale ($C^{12} = 12$)	1.000317917(17)
Mass on chemical scale ($O = 16$) / Mass on unified scale ($C^{12} = 12$)	1.000043(5)

المصادر

BIBLIOGRAPHY

Each reference gives at least the original paper and mentions in brackets the section in this book where it is quoted. Sometimes the reader is also referred to review articles. More references and reading selections suitable for our level of presentation can be found in J. G. Cunninghame, "Introduction to the Atomic Nucleus," Elsevier Publishing Company, New York, 1964.

Alvarez, L.: *Phys. Rev.*, **52**:134 (1937). [Sec. 4-6f]

Anderson, C. D.: *Science*, **76**:238 (1932); *Phys. Rev.*, **43**:491 (1933). [Sec. 3-4d]

——— and S. H. Neddermeyer: *Phys. Rev.*, **50**:263 (1936); S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **51**:884 (1937). [Sec. 1-1]

Aston, F. W.: *Phil. Mag.*, **38**:709 (1919); "Mass Spectra and Isotopes," Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1933. [Sec. 1-2a]

Barkla, C. G.: *Phil. Mag.*, **21**:648 (1911). [Sec. 1-2a]

Bartlett, J. H.: *Nature*, **130**:165 (1932). [Sec. 2-5]

Bequerel, H.: *Compt. Rend.*, **122**:420, 501 (1896). [Secs. 1-1, 4-5]

Bethe, H. A.: *Phys. Rev.*, **57**:1125 (1940). [Sec. 5-1]

——— and R. F. Bacher: *Rev. Mod. Phys.*, **8**:117 (1937). [Sec. A-3]

Blackett, P. M. S., and D. S. Lees: *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136**:325 (1932). [Sec. 5-2a]

Blatt, J. B., and V. F. Weisskopf: "Theoretical Nuclear Physics," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952. [Secs. 2-3b, 2-6, 4-4d, 5-5, 5-5a, A-4]

Bloch, F.: *Ann. Physik*, **16**:285 (1933); *Z. Physik*, **81**:363 (1933). [Sec. 3-2]

Bohr, N.: *Phil. Mag.*, **26**:1, 476, 857 (1913). [Secs. 1-1, 2-2a]

———: *Z. Physik*, **13**:117 (1923). [Sec. 2-2f]

———: *Nature*, **137**:344 (1936). [Sec. 5-1]

——— and J. A. Wheeler: *Phys. Rev.*, **56**:426 (1939). [Sec. 5-7b]

Born, M.: "Problems of Atomic Dynamics," M.I.T., Cambridge, Mass. 1936; *Z. Physik*, **37**:863 (1926); **38**:803 (1926); **40**:167 (1927). [Secs. 2-2b, 2-2c]

Brink, D. M.: "Nuclear Forces," Pergamon Press, London, 1965. [Secs. 6-2, A-2]

Brueckner, K. A., A. M. Lockett, and M. Rotenberg: *Phys. Rev.*, **121**:255 (1961). [Sec. 2-4]

Burcham, W. E.: "Nuclear Physics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2c, 2-6, 3-1, 3-2, 3-3b, 3-4a, 3-4b, 3-6, 4-6d, 4-6h, 5-4d, 5-5a]

Chadwick, J.: *Verhandl. Deut. Physik. Ges.*, **16**:383 (1914). [Sec. 4-6]

———: *Nature*, **129**:312 (1932); *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A136**:692 (1932). [Secs. 1-1, 1-2a]

Compton, A. H.: *Phys. Rev.*, **21**:483, 715 (1923); **22**:409 (1923). [Sec. 2-2a]

Cooper, J. A., J. M. Hollander, and J. O. Rasmussen: *Phys. Rev. Letters*, **15**:680 (1965). [Sec. 4-2a]

Curie, I., and F. Joliot: *Compt. Rend.*, **198**:254,559 (1934). [Sec. 4-6]

Curie, P. and M.: *Compt. Rend.*, **127**:175,1215 (1898). [Sec. 1-1]

Davis, R.: *Phys. Rev.*, **97**:766 (1955). [Sec. 4-6g]

Davisson, C., and L. H. Germer: *Phys. Rev.*, **30**:705 (1927); *Proc. Natl. Acad. Sci. US*, **14**:317, 619 (1928). [Sec. 2-2]

Dearnaley, G., and D. C. Northrup: "Semiconductor Counters for Nuclear Radiations," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963. [Sec. 3-6]

DeBenedetti, S.: "Nuclear Interactions," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964. [Sec. 4-4d]

de Broglie, L.: *Phil. Mag.*, **47**:446 (1924); *Ann. Phys.* (*Paris*), **10**:3, 22 (1925). [Sec. 2-2a]

Deutsch, M.: *Phys. Rev.*, **82**:455 (1951); see also M. Deutsch and S. Berko: Positron Annihilation and Positronium, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and

Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 26, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-5]

Dirac, P. A. M.: *Proc. Roy. Soc.* (*London*), **A117**:610 (1928); **A118**:351 (1928). [Sec. 2-2a]

Einstein, A.: *Ann. Physik*, **17**:132 (1905). [Sec. 2-2a]

Elsasser, W. M.: *J. Phys. Radium*, **4**:549 1(933); **5**:389, 635 (1934). [Sec. 2-5]

Evans, R. D.: "The Atomic Nucleus," McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2g, 2-3a, 3-1, 3-2, 3-4a, 3-4d, 3-6, 4-2a, 4-2d, 4-5b, 4-5c, 5-2a, 5-7b, A-3]

Fermi, E.: *Z. Physik*, **88**:161 (1934). [Sec., 4-6c]

Fernbach, S., R. Serber, and T. B. Taylor: *Phys. Rev.*, **75**:1352 (1949). [Sec. 5-1]

Feshbach, H.: *Ann. Phys.* (*NY*), **5**:357 (1958); **19**:287 (1960). [Sec. 5-1]

———, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **96**:448 (1954). [Sec. 5-1]

Foldy, L.: *Phys. Today*, **18**:26 (1965). [Sec. 6-2]

Franklin, P.: "A Treatise on Advanced Calculus," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1940. [Sec. 4-3]

Gamow, G.: *Z. Physik*, **51**:204 (1928). [Secs. 1-1, 4-5b]

Geiger, H., and E. Marsden: *Proc. Roy. Soc.* (*London*) **A82**:495 (1909). [Secs. 1-1, 1-2b]

——— and J. M. Nuttall: *Phil. Mag.*, **22**:613 (1911); **23**:439 (1912). [Sec. 4-5b]

Goldhaber, M., L. Grodzins, and A. W. Sunyar: *Phys. Rev.*, **109**:1015 (1958); see also Helicity of the Neutrino, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. E, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Gomez, L. C., J. D. Walecka, and V. F. Weisskopf: *Ann. Phys.* (*NY*), **3**:241 (1958). [Sec. 2-3b]

Groshev, L. V., V. N. Lutsenko, A. M. Demidov, and V. I. Pelekov: "Atlas of Gamma-Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons," Pergamon Press, New York, 1959. [Sec. 5-5c]

Guggenheimer, K.: *J. Phys. Radium*, **5**:253, 475 (1935). [Sec. 2-5]

Gurney, R. W., and E. U. Condon: *Nature*, **122**:439 (1928); *Phys. Rev.*, **33**:127 (1929). [Sec. 4-5b]

Hahn, O., and F. Stassmann: *Naturwiss.*, **27**:11, 89 (1939). [Secs. 5-1, 5-7]

Haxel, O., J. H. D. Jensen, and H. E. Suess: *Phys. Rev.*, **75**:1766 (1949); *Z. Physik*, **128**:295 (1950). [Sec. 2-5c]

Heisenberg, W.: *Z. Physik*, **43**:172 (1927). [Sec. 2-2f]

———: *Z. Physik*, **77**:1 (1932); **78**:156 (1933). [Secs. 1-1, 1-2a, 6-2]

Heitler, W.: "The Quantum Theory of Radiation," 3d ed., Clarendon Press, Oxford, 1954. [Sec. 3-4a]

Hofstadter, R.: *Phys. Rev.*, **75**:796 (1949); see also J. H. Neiler and R. E. Bell:

The Scintillation Method, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 5, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

——— (ed.): "Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2b, 6-2]

———, F. Bumiller, and M. Croissiaux: *Phys. Rev. Letters*, **5**:236 (1960). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 6-2]

———, H. R. Fechter, and J. A. McIntyre: *Phys. Rev.*, **92**:978 (1953). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 1-1]

Kaplan, I.: "Nuclear Physics," 2d ed., Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1962. [Sec. 3-3]

Kittel, C., W. D. Knight, and M. A. Ruderman: "Mechanics-Berkeley Physics Course," vol. 1, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965. [Sec. 2-2a]

Lee, T. D., and C. N. Yang: *Phys. Rev.*, **104**:254 (1956); **105**:167 (1957). [Secs. 1-1, 4-6h]

Littauer, R. M., H. F. Schopper, and R. R. Wilson: *Phys. Rev. Letters*, **7**:144 (1961). [Sec. 6-2]

Marion, J. B., and L. L. Fowler (eds.): "Fast Neutron Physics," Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7c]

Mayer, M. G.: *Phys. Rev.*, **75**:1969 (1949). [Sec. 2-5c]

Meitner, L., and O. R. Frisch: *Nature*, **143**:239 (1939). [Sec. 5-1]

Mott, N. F.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A126**:259 (1930). [Sec. A-5]

Pauli, W.: "Rapports du 7^e Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933," Gauthier-Villars, Paris, 1934. [Sec 4-6a]

Planck, M.: *Ann. Physik*, **4**:553 (1901). [Sec. 2-2a]

Powell, C. F. (1946): see C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell: *Nature*, **159**:694 (1947). [Sec. 1-1]

———, P. H. Fowler, and D. H. Perkins: "The Study of Elementary Particles by the Photographic Method," Pergamon Press, London, 1959. [Sec. 3-2]

Reines, F., and C. L. Cowan, Jr.: *Phys. Rev.*, **92**:830 (1953); *Nature*, **178**:446 (1956); *Phys. Rev.*, **113**:273 (1959); see also F. Reines, Inverse Beta Decay, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. H, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Robinson, B. L., and R. W. Fink: *Rev. Mod. Phys.*, **32**:117 (1960). [Sec. 4-6f]

Rutherford, E.: *Phil. Mag.*, **21**:669 (1911). [Sec. 1-1]

———: *Phil. Mag.*, **37**:581 (1919). [Secs. 1-1, 5-1]

———, J. Chadwick, and C. D. Ellis: "Radiations from Radioactive Substances," Cambridge University Press, London, 1930. [Sec. 4-1]

——— and F. Soddy: *Phil. Mag.*, **4**:370, 569 (1902); **5**:576 (1903). [Secs. 1-1, 4-5, 4-6]

Schiff, L. I.: "Quantum Mechanics," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2c, 2-2g, 2-2h, 2-5b, 4-4c, 4-6c, A-2]

Schrödinger, E.: *Ann. Physik*, **79**:361, 489, 734 (1926); **80**:437 (1926); **81**:109 (1926). [Sec. 2-2a]

Schwinger, J., and E. Teller: *Phys. Rev.*, **52**:286 (1937). [Sec. A-4]

Segrè, E.: "Nuclei and Particles," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964. [Secs. 3-3, 3-3a, 3-3b, 3-5b, 4-6c]

Siegbahn, K. (ed.): "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]

Smith, C. M. H.: "A Textbook of Nuclear Physics," The Macmillan Company, New York, 1965. [Sec. 2-3d]

Sternheimer, R. M., in L. Marton (ed.): "Methods of Experimental Physics," vol. 5, part A, Academic Press Inc., New York, 1961. [Sec. 3-2]

Thomson, J. J.: "The Corpuscular Theory of Matter," Constable and Company, Ltd., London, 1907. [Secs. 1-1, 1-2b]

———: *Phil. Mag.*, **24**:209 (1912); *Proc. Roy. Soc.* (London), **A89**:1 (1913). [Sec. 1-2a]

Weisskopf, V. F.: *Science*, **113**:101 (1951). [Sec. 2-5]

———: *Rev. Mod. Phys.*, **29**:174 (1957). [Sec. 5-1]

von Weizsäcker, C. F.: *Z. Physik*, **96**:431 (1935). [Sec. 2-4]

Wheeler, J. A.: Channel Analysis of Fission, in J. B. Marion and J. L. Fowler (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 2, p. 2051, Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7e]

Wigner, E.: *Phys. Rev.*, **43**:252 (1933); *Z. Physik*, **83**:253 (1933). [App. A]

Yukawa, H.: *Proc. Phys. -Mat. Soc. Japan*, **17**:48 (1935); *Rev. Mod. Phys.*, **21**:474 (1949). [Secs. 1-1, 6-2]

شـــــــكر

اتقدم بالشكر الجزيل الى المنشأة العامة لكبريت المشراق وعمادة كلية العلوم في جامعة الموصل ورئاسة جامعة الموصل على التشجيع الذي لقيته اثناء ترجمة هذا الكتاب كما اخص بالشكر مديرية دار الكتب للطباعة والنشر لقيامها بطبع هذا الكتاب واخراجه بهذا الاسلوب .

ان امتناني لعظيم الى الدكتور منعم مشكور الذي قام بمراجعة الكتاب والذي كان لملاحظاته ونقده الاثر الكبير في تحقيق الدقة العلمية في هذه الترجمة وكذلك فاني اشكر السيد محمد محمود يونس لمراجعته للكتاب من الناحية اللغوية والله الموفق

المحتـــويات

الفصل الاول

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية 3
1 ـ 1 مقدمة 3
2 ـ 1 الخواص النووية الاساسية 5

الفصل الثاني

التركيب النووي 15
1 ـ 2 مقدمة 15
2 ـ 2 عناصر ميكانيك الكم 16
3 ـ 2 طاقة الارتباط النووية 39
4 ـ 2 نموذج قطرة السائل ـ النموذج شبه التجريبي للكتلة 48
5 ـ 2 نموذج القشرة 56
6 ـ 2 مستويات الطاقة النووية 73
7 ـ 2 تناظر الشحنة وعدم اعتماد القوة النووية على الشحنة 78

الفصل الثالث

تعامل الاشعاعات مع المادة 89
1 ـ 3 مقدمة 89
2 ـ 3 تعامل الجسيمات المشحونة مع المادة 90
3 ـ 3 تقاعل النيوترونات مع المادة 102
4 ـ 3 تعامل اشعة كاما مع المادة 109
5 ـ 3 تفاعل البوزترونات مع المادة 123
6 ـ 3 الكشف عن الاشعاعات النووية 124

الفصل الرابع

الانحلال الاشعاعي 135
1 ـ 4 مقدمة 135
2 ـ 4 النشاط الاشعاعي 135
3 ـ 4 سمك الحالات المنحلة 143
4 ـ 4 انحلال كاما 145
5 ـ 4 انحلال الفا 160
6 ـ 4 انحلال كاما 173

الفصل الخامس

التفاعلات النووية 203
1 ـ 5 مقدمة 203
2 ـ 5 تطبيق قوانين حفظ الزخم 206
3 ـ 5 انواع التفاعلات النووية 214
4 ـ مساحة القطع 216
5 ـ 5 تفاعلات النواة المركبة 231
7 ـ 5 الانشطار 242

الفصل السادس

القوة النووية 265
1 ـ 6 مقدمة 265
2 ـ 6 نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية 266

الملحق A 274
1 ـ A تركيب الديوترون 274
2 ـ A نظرية الاستطارة 278

الملحق B .....
الخواص الفيزياوية للعناصر 296

الملحق C
خواص النوى المستقرة 299

الملحق D
قيم الثوابت الفيزياوية ومعاملات التحويل 305

المصادر 307