

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه فردوسی مشهد

انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد ، شماره ۹۸

مسابی

فیزیک هسته‌ای

والتر می یونیف

استاد فیزیک دانشگاه استنفورد

چاپ پنجم

ترجمه

دکتر محمد فرهاد حسینی

دانشیار فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

Meyerhof, Walter Ernest

مایر هوف، والتر ارنست، ۱۹۲۲

مبانی فیزیک هسته‌ای / والتر می برهوف؛ ترجمه محمد فرهاد رحیمی . - مشهد : دانشگاه فردوسی مشهد. مؤسسه چاپ و انتشارات، ۱۳۷۹.

۳۹۲ ص. : مضمون، جدول، نمودار. - (انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد؛ ۹۸)

۶۳۰۰ ریال

فهرست نویسی بر اساس اطلاعات فیبا.

Elements of nuclear physics.

عنوان اصلی :

واژه‌نامه .

کتابنامه : ص. [۳۵۹] - ۳۶۳ .

چاپ پنجم : ۱۳۸۰.

۱۸۰۰۰ ریال

ISBN: 964-5782-07-4

، مترجم. ب. دانشگاه فردوسی،

۱. فیزیک هسته‌ای. الف. رحیمی، محمد فرهاد، ۱۳۲۴ -

مؤسسه چاپ و انتشارات. ج. عنوان. د. عنوان: فیزیک هسته‌ای.

۵۳۹/۷

QC ۷۶۶ / م ۲ م ۲

۱۳۷۴

م ۷۷-۵۳۴۵

کتابخانه ملی ایران



کتابخانه ملی ایران

والتر می برهوف

مبانی فیزیک هسته‌ای

ترجمه

دکتر محمد فرهاد رحیمی

وزیری، ۴۰۰ صفحه، ۱۵۰۰ نسخه، چاپ پنجم، زمستان ۱۳۸۰

امور فنی و چاپ : مؤسسه چاپ و انتشارات دانشگاه فردوسی

بها : ۱۸۰۰۰ ریال

ISBN: 964-5782-07-4

شابک ۹۶۴-۵۷۸۲-۰۷-۴

فهرست مطالب

۱۵	۱ - مفاهیم اساسی هسته‌ای
۱۵	۱-۱) مقدمه
۱۷	۲-۱) خواص اساسی هسته
۱۸	الف) جرم و بار هسته
۱۹	ب) اندازه هسته
۲۱	ج) تکانه زاویه‌ای ذاتی هسته
۲۲	د) خواص دینامیکی هسته‌ها
۲۳	ه) نامگذاری
۲۴	مسائل
۲۷	۲ - ساختار هسته
۲۷	۱-۲) مقدمه
۲۸	۲-۲) مبانی مکانیک کوانتومی
۲۸	الف) امواج دوبروی
۳۱	ب) معادله شرودینگر
۳۵	ج) تعبیر . شرایط مرزی
۳۸	د) معادله شرودینگر در مختصات کروی
۴۱	ه) معادله موج برای دو ذره تحت نیروهای متقابل
۴۴	و) ذره در داخل یک جعبه مکعبی بسته
۴۹	ز) نفوذ ذره از سد پتانسیل
۵۴	ح) پاریتته

- ۵۵ (۲-۳) انرژی بستگی هسته‌ای
- ۵۶ الف) تعاریف
- ۵۷ ب) انرژی بستگی متوسط برنوکلهئون
اشباع، کوتاهی برد نیروهای هسته‌ای
- ۶۱ ج) روند منظم انرژی جدایی
- ۶۲ د) روند منظم فراوانی ویژه هسته‌های پایدار
- ۶۵ (۲-۴) مدل قطره‌ای، فرمول نیمه تجربی جرم
- ۶۷ الف) انرژی کولنی یک هسته؛ کروی
- ۶۹ ب) انرژی ناتقارن
- ۷۰ ج) سهمی‌های جرم، خط پایداری
- ۷۳ د) خلاصه، اثرات لایه‌ای
- ۷۴ (۲-۵) مدل لایه‌ای
- ۷۷ الف) اساس تجربی مدل لایه‌ای
- ۸۱ ب) مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای
- ۸۶ ج) مدل جفت‌شدگی اسپین - مدار
- ۸۸ د) مدل‌های هسته‌ای دیگر
- ۹۳ (۲-۶) ترازهای انرژی هسته‌ها
- ۹۸ (۲-۷) تقارن و استقلال از بار نیروهای هسته‌ای
- ۱۰۳ مسائل
- ۱۰۹ ۳- اندرکنشهای تابشهای هسته‌ای با ماده
- ۱۰۹ (۳-۱) مقدمه
- ۱۱۰ (۲-۲) برهم‌کنش ذرات باردار با ماده
- ۱۲۶ (۳-۳) برهم‌کنش نوترون با ماده
- ۱۲۶ الف) اتلاف انرژی نوترونها
- ۱۲۸ ب) توزیع انرژی نوترونها بعد از برخورد
- ۱۳۲ (۳-۴) برهم‌کنش تابش گاما با ماده
- ۱۳۲ الف) تضعیف پرتوهای گاما
- ۱۳۷ ب) اثر کامپتون
- ۱۴۲ ج) اثر فوتوالکتریک

۱۴۴	د (تولید زوج
۱۴۸	۳-۵) برهم کنش پوزیترون با ماده
۱۴۸	۳-۶) آشکارسازی تابشهای هسته‌ای
۱۵۳	مسائل
۱۵۹	۴- واپاشی پرتوزا
۱۵۹	۴-۱) مقدمه
۱۶۰	۴-۲) پرتوزایی
۱۶۰	الف) واپاشی یک رادیو ایزوتوپ منفرد
۱۶۴	ب) تولید رادیو ایزوتوپ توسط بمباران هسته‌ای
۱۶۵	ج) تولید رادیو ایزوتوپ توسط یک هستهٔ مادر واپاشنده
۱۶۷	د) موارد خاص
۱۶۸	۴-۳) پهنای حالت‌های واپاشنده
۱۷۱	۴-۴) واپاشی گامایی
۱۷۱	الف) سینماتیک واپاشی گامایی
۱۷۳	ب) ثابت واپاشی در واپاشی گامایی
۱۷۵	ج) اثرات مکانیک کوانتومی
۱۷۷	د) طبقه‌بندی واپاشیهای گامایی
۱۸۳	ه) تبدیل داخلی
۱۸۷	و) اطلاعاتی در مورد ساختار هسته‌ای از واپاشی گامایی
۱۸۸	۴-۵) واپاشی آلفایی
۱۹۲	الف) سینماتیک واپاشی آلفایی
۱۹۲	ب) ثابت واپاشی در واپاشی آلفایی
۱۹۹	ج) عامل‌های ممانعت
۲۰۱	د) طیفهای ذره آلفا
۲۰۳	۴-۱) واپاشی بتایی
۲۰۳	الف) فرضیه نوترینو
۲۰۶	ب) سینماتیک واپاشی بتایی
۲۰۷	ج) ثابت واپاشی در واپاشی بتایی
۲۱۳	د) شکل طیف بتا

۲۱۶	هـ (طول عمر و طبقه‌بندی واپاشیهای بتایی
۲۲۱	و (واپاشی گیراندازه الکترون
۲۲۴	ز (واپاشی معکوس بتایی
۲۲۵	ج (ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی
۲۲۷	ط (اطلاعاتی در مورد ساختار هسته از روی واپاشی بتایی
۲۲۸	مسائل
۲۳۳	۵- واکنشهای هسته‌ای
۲۳۳	۱-۵ (مقدمه
۲۳۶	۲-۵ (کاربرد قوانین پایستگی
۲۳۷	الف (سینماتیک . پایستگی تکانه خطی
۲۴۳	ب (سایر قوانین پایستگی
۲۴۴	۳-۵ (انواع واکنشهای هسته‌ای
۲۴۶	۴-۵ (سطح مقطعها
۲۴۶	الف (تعریف سطح مقطع
۲۵۱	ب (وابستگی سطح مقطعهای تجربی به انرژی و زاویه
۲۵۴	ج (سطح مقطع کولنی
۲۵۹	د (بحث کیفی سطح مقطعهای نوترون
۲۶۲	۵-۵ (واکنشهای هسته - مرکب
۲۶۳	الف (شکلبندی هسته مرکب
۲۶۷	ب (واپاشی هسته مرکب
۲۷۰	ج (موارد خاص
۲۷۴	۶-۵ (واکنشهای مستقیم
۲۷۴	الف (مدل ایتیکی
۲۷۹	ب (مدل برهم‌کنش سطحی
۲۸۳	ج (واکنشهای کندنی
۲۸۳	۷-۵ (شکافت
۲۸۴	الف (انرژی حاصل از شکافت
۲۸۶	ب (جزئیات فرایند شکافت
۲۸۹	ج (سطح مقطع شکافت

۲۹۳	مسائل
۲۹۷	۶ - نیروی هسته‌ای
۲۹۷	۱-۶ (مقدمه
۲۹۸	۲-۶ (نظریهٔ مزونی نیروهای هسته‌ای
۳۰۵	مسائل
۳۰۷	الف (اطلاعاتی از نیروی هسته‌ای با استفاده از سیستم دونوکلئونی
۳۱۲	الف - ۱) ساختار دوترون
۳۱۲	الف - ۲) نظریهٔ پراکندگی
۳۱۵	- تحلیل پاره‌موجی
۳۱۹	- انتقال فاز موج
۳۲۱	- طول پراکندگی
۳۲۲	الف - ۳) پراکندگی نوترون - پروتون
۳۲۷	الف - ۴) حالت مجازی دوترون. پراکندگی نوترون توسط پاراهیدرژن
۳۲۹	الف - ۵) پارامترهای نیروی دونوکلئونی
۳۳۳	ب) خواص فیزیکی عناصر
۳۳۷	ج) خواص ویژه هسته‌های پایدار
۳۴۳	د) مقادیر ثابتهای فیزیکی و عاملهای تبدیل
۳۴۵	جواب مسائل فیزیک هسته‌ای
۳۶۹	واژه‌یاب

ای نام تو دیباچه دیوان بقاء

مقدمه مترجم بر چاپ پنجم

علی رغم اینکه کتابی با این قدمت هنوز یک سال از چاپ چهارم آن نگذشته است، نایاب شده و به چاپ پنجم رسیده است. آن است که مولف کتاب از نبوغ ویژه ای در انتخاب مطالب درسی برخوردار بوده که تا به امروز کتابش در دوره کارشناسی قابل تدریس میباشد و دانشجویان کارشناسی ارشد نیز از آن استفاده میکنند. در دانشگاه مشهد به ندرت کتابی به چاپ پنجم آنهم با تیراژ ۳۰۰۰ نسخه رسیده است. در این مقدمه قصد دارم به معرفی کتابهای دیگری که در این رشته مفیدند و من در مقدمه های قبلی به تعدادی از آنها اشاره کرده ام بپردازم.

البته من در حدی نیستم که مجموعه تاریخی دقیقی از مراجع بدیع در مورد فیزیک هسته ای ارائه دهم و نقش یک متخصص تاریخ علم فیزیک هسته ای را بازی کنم، و از طرفی گنجاندن مراجع در متن درسی نیز باعث شلوغی مبحث میشوند. من معتقدم که تاریخ فیزیک هسته ای ارتباط تنگاتنگی با انقلابهای نظریه کوانتومی و نسبیت در فیزیک قرن بیستم داشته است و در حد خود بسیار مجذوب کننده است و دانشجویان علاقمند را به بررسی آن تشویق میکنم. بسیاری از مراجع مربوط به فیزیک هسته ای اولیه را میتوان در کتاب زیر یافت:

- R.T. Beyer, Foundations of Nuclear Physics, New York, Dover, 1949

که متضمن کتاب شناسی رده بندی شده ای از تمام کارهای فیزیک هسته ای منتشر شده تا سال ۱۹۴۷ است.
کتاب ایوانس (Ivans):

- R.D. Ivans, The Atomic Nucleus, Mc Graw- Hill, Book Company, New York, 1955

کتاب جامعی است و حتی ضمیمه آخر آن به کاربرد علم آمار و احتمالات در فیزیک هسته ای اختصاص دارد.
کتاب راجات، کا. بهادری (Bhaduri):

- Rajat, K. Bhaduri, Structure of the nucleus, Addison- Wesley, Reading Ma., 1975

این کتاب در سطح پیشرفته ایست. کتاب بوهر و ماتلسون نیز کتاب جالبی است که بیشتر ریاضیات مورد استفاده در فیزیک هسته ای را مطرح کرده است.

- Bohr & B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol.I,II, W.A.Benjamin, Reading Ma., 1969, 1972

کتاب جامع دیگر، کتاب دو-شلیت و فشباخ است که بیشتر در سطح کارشناسی ارشد بوده و بعنوان مرجع از آن استفاده میشود و در سطح کارشناسی نیز مفید است، ولی حجیم میباشد:

- de Shalit and H. Feshbach, Theoretical nuclear physics, Vol.I, Nuclear Structure, 1974

جلد دوم آن را هنوز ندیده ام که منتشر شود.

کتاب مقدمه ای بر فیزیک هسته ای تالیف اس. ام. ونگ (Wong) کتاب مناسبی برای تدریس در دوره کارشناسی و حتی کارشناسی ارشد میباشد و چند فصل آنرا ترجمه کرده ام (حدود ۴۸۰ صفحه است) و سعی خواهم کرد که ترجمه آنرا تمام کنم.

- Samuel S.M. Wong (University of Toronto), Introductory Nuclear Physics, Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey 07632, 1990

کتاب ام. کی. پال (Pal) هم کتاب مفیدی است:

- M.K. Pal, Theory of Nuclear Structure, Van Nostrand and Reinhold, New York, 1983

یا کتاب زیمنس (Siemens):

- P.J. Siemens & A.S. Jensen, Elements of Nuclei, Addison- Wesley, Reading MA., 1987

کتاب شارپ کوک گر چه در مقطع جیبی است و بسیار قدیمی میباشد، ولی برای مبتدیان بسیار مفید است و در کتابخانه دانشکده علوم مشهد نیز موجود میباشد:

- C. Sharp Cook, Structure of Atomic Nuclei, D. Van Nostrand Company, Inc., California, 1964
- کتاب آیزنبرگ و گرینر (Eisenber & Greiner) در سه جلد و هم ردیف با کتاب گرینر و ماروهن (Greiner & Maruhn) میباشد که در مقدمه چاپ چهارم به آن اشاره کرده ام:

- J.M. Eisenberg & W. Greiner, Nuclear Theory, 3 Volumes, Third Edition, North Holland, Amsterdam, 1973-1987

کتاب رینگ و شوک (Ring & Schuck) بیشتر بر جنبه های چند جسمی تکیه کرده است:

- P. Ring and P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer- Verlag, New York, 1980
- کتابهای متعددی در مورد جنبه های مختلف ساختار هسته منتشر شده اند؛ از آن جمله:
- J.H. Hamilton, E.H. Spejeweski, C.R. Bingham and E.F.Zganjan eds., "Future Directions in Studies of Nuclei far from stability", Eds., North- Holland, New York, 1980
 - Wong, S.S.M., Nuclear Statistical Spectroscopy, Oxford University Press, New York, 1986
 - Tobocman W., Theory of Direct Nuclear Reaction, Oxford University press, Oxford, 1983

کتاب:

- S.Shlomo, R.P.Schmitt, J.B.Natowitz, "Hot Nuclei", World Scientific, Teaneck, New York, 1988

کتاب نظریه برخورد اتمی برانندسون (Brandsen). مباحث پراکندگی و برخورد بین اتمها را مورد بحث قرار میدهد. این کتاب را در دوره دکتری تدریس کرده ام:

- B.H. Brandsen, "Atomic Collision Theory", Benjamin- Cummings Publishing Company, 1983

در سالهای اخیر، با ساختن شتابدهنده های یونهای سنگین با انرژی بالا و برخورد آنها به یکدیگر، تحقیقات زیادی صورت گرفته است و نظریه های قدیمی در مورد مدل های هسته ای با مقزی تغییر شکل یافته غیر کروی و حرکات نوسانی و ارتعاشی این هسته ها و تشدیدهای غول آسا مجدداً مطرح شده اند. تنها کتاب فارسی در مورد فیزیک هسته ای که به آن اشاره کرده است، در چاپ دوم (۱۹۹۱) کتاب فیزیک زیر اتمی تالیف فرانقلدر و هنلی و کتاب آشنایی با فیزیک هسته ای کنت کرین در جلد دوم آن است. مطالب جمع آوری شده از کنفرانسهای بین المللی عبارتند از:

- Nuclear Structure and Heavy Ion Dynamics, Int. School E. Fermi, 1982, Varenna, L. Moretto and R.A.Ricci eds., North- Holland, New York, 1983
- Heavy Ion Collisions, Cargese, 1984, P. Bonche et al. eds., Plenum Press, Elmsford, NY, 1984

و بالاخره کتابی در مورد پدیده های یون ملکولی از Cindro تحت عنوان:

- Heavy Ion Collisions, Nuclear Molecular Phenomena, N. Cindro, eds., North-Holland, New-York, 1978

جوش هسته ها یا فیوژن در زیر سد کولونی در مجلات:

- S.G. Steadman and M.J. Rhoudes- Brown, Ann. Rev. Nucl. Part. Sei., 36,649,1986; P. Frobrich, Phys. Rep., 116,338,1984; M. Beckerman, Rep. Prog. Phys., 51, 1047, 1988

از طرفی واکنشهای یون سنگین در انرژی بالاتر توسط محققین زیر مرور شده است:

- S. Nagamiya, J. Randrup, T.J.M. Symons, Ann. Rev. Nucl. Part. Sei., 34, 155, 1984

تراکم ضربه ای یا Shock Compression توسط:

□ K.H. Kampart, J. Phys, G 15, 691, 1989

و بالاخره مکانیزم واکنشهای یون سنگین در

□ Heavy Ion Reaction Mechanisms, M. Martinet, C. Ngo and F. Le page, eds., nucl. Phys., 428 A, 1984

مرور شده است.

از طرف دیگر تشکیل پلاسمای کوارک-گلوئون در فیزیک هسته ای انرژی بالا در مقاله های زیر و کتاب بهادری (که در مقدمه چاپ دوم آمده است) مورد بحث قرار گرفته اند که شامل برخورد دهنده یون سنگینی نسبیتی (RHIC) یا Relativistic Heavy Ion Collider میباشد. از جمله:

□ G. Baym, Phys. Today, 38,40, March 1985

مرور فنی تر به مساله توسط:

□ H. Satz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 245, 1985

□ K. Kajantie and L. McLerran, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 37, 293, 1987

انجام شده اند.

فیزیک برخورد های یونهای سنگینی نسبیتی بطور مفصل توسط یک سری از مولفین مرور شده است؛ از جمله در:

□ M. Jacob and J. Tran Thanh Van, Phys. Rep. 88, 321, 1982

همچنین در:

□ Proceeding of Quark matter, 1987, Z. Phys., C38, 1988

□ Proc. Int. Conf. Phys. And Astrophys. Of Quark Gluon Plasma, Bombay, India, World Scientific, 1988

یک مرور جدید بر آنچه تحت عناوین گسترشهای صحیح و ناصحیح در فیزیک هسته ای توصیف شده اند در کتابهای زیر آمده است:

□ P.E. Hodgson, Growth in Nuclear Physics, Pergamon, Elmsford, NY, Vols. 1 and 2, 1980, Vol. 3, 1981

یک بحث روز از ساختار هسته را میتوان در کتاب Broglia یافت:

□ Nuclear Structure, P. Broglia, G. Hangemann, B. Herskind eds., North- Holland, New York, 1985

منبع دیگر:

□ The Elementary Structure of Matter, J.M. Richard, E. Aslanides, N. Boccara eds., Springer Proceedings in Physics, 26, Springer, New- York, 1988

و بالاخره معادله حالت در مجله زیر درج شده اند:

□ S.H. Kahana, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 39, 231, 1989

مقدمه ساده ای بر مدل لایه ای، ویژه از جنبه تجربی آن توسط کاشفین این مدل خانم مایر و آقای جنسن آمده است:

□ M. Goepfert Mayer and J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley, New York, 1955

کتاب کوهن که به فارسی نیز ترجمه شده است، بطور کاملاً متفاوتی مدلها را مورد بحث قرار داده است. این کتاب به عنوان مرجع در دوره کارشناسی و کارشناسی ارشد مورد استفاده است (انتشارات مرکز نشر دانشگاهی):

□ B.L. Cohen, Concepts of Nuclear Physics, Mc Graw-Hill, New York, 1971

کتاب دو- شلیت و تلمی بیشتر جنبه های ریاضی را که در مدل لایه ای ظاهر میشوند، مفصلاً مورد بحث قرار داده است:

□ de Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New York, 1963

توضیحاتی بر مدل لایه ای هسته ای را میتوان در کتاب جونز (Jones):

□ G.A. Jones, The Properties of Nuclei, 2nd Ed., Clarendon Press, Oxford, 1987

و بطور مفصلتر در لاسون (Lawson):

- R.D. Lawson, Theory of the Nuclear Shell Model, Clarendon Pres, Oxford, 1980

پیدا کرد. مروری بر مدلها را میتوان در این مراجع پیدا کرد:

- Ragarsson, S.G. Nilsson, R.K. Sheline. Phys. Rep., 45, 1, 1978
- C.Mahaux et al., Phys. Rep., 120, 1, 1985
- R. Broglia, G. Hagemann, B. Herskind eds., Nuclear Structure, 1985, North- Holland, New York, 1985
- Shell Model and Nuclear Structure; Where do we stand?, A. Covello ed., World Scientific, Teaneck, NY, 1989

مبحث مربوط به ایزواسپین و تشدیدهای هسته ای به صورت مروری در کتاب زیر آمده است:

- D.H. Wilkinson, Isospin in Nuclear Physics, North- Holland, Amsterdam, 1969

بررسی نظری مدلهای هسته ای بستگی به دسترس پذیر بودن اطلاعات کامل و انعطاف پذیر روی طیف نگاری هسته ای، گشتاورهای هسته ای و احتمالات انتقال دارد. در مورد مدلهای جمعی غیر از منابع ذکر شده در قبل (مثل دو- شلیت و فشباخ) میتوان از کتاب بورچام نام برد:

- W.E.Burcham, Elements of Nuclear Physics, Longman, New York, 1979

یا کتابهای **Eisenberg** و **Greiner** (جلد اول در مورد مدلهای هسته ای) چاپ سوم یا مکانیزم برانگیختگی در جلد دوم و چاپ سوم (۱۹۸۷) نام برد. همچنین کتاب **Casten**:

- R.F. Casten et al, Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics, World Scientific, Teaneck, New York, 1988

توصیف پدیده شناسی مدل جمعی هسته ای بیشتر توسط بوهر و مولتسون در کتابشان تحت عنوان ساختار هسته آمده است (۱۹۷۵) که قبلاً به آن اشاره کرده ام. همچنین کتاب دیویدسون (Davidson, 1968) جزئیات مفصل مدل جمعی را آورده است.

مدل جمعی، تشدیدها و حالتها با اسپین بالا در کتاب

- T. Engeland, J.E. Rekstad, and J.S. Vaagen, Collective Phenomena in Atomic Nuclei, World Scientific, Teaneck, New York, 1984

همچنین کتاب ساختار هسته از **R. Broglia** و غیره نیز آنرا به خوبی توضیح داده اند. مبحث نیروی سه جسمی در سیستم سه نوکلئونی در کتاب برمن (**Berman**) آمده است:

- B.L. Berman and B.F. Gibson, Three-Body Force in the Three Nucleon System, Springer Lecture Notes in Physics, 260, Springer, New York, 1986, North-Holland, New-York, 1985
- Nuclear Structure at High Spin, Excitation and Momentum transfer, H. Nann ed AIP Proceedings, 142, Amer. Inst. Phys., New York, 1986

مقایسه های مفصل بین پیش بینی های نظری و داده های تجربی در کتاب بوهر و ماتلسون و ماتلسون و نیلسون (**Nilsson**) آمده است. همچنین در:

- M.E. Bunker and C.W.Reich, Rev. Mod. Phys., 43, 348 (1971)
- W. Ogle, S. Wahlborn, R. Piepenbring, S. Frederickson, Rev. Mod. Phys., 43, 424, 1971

نظریه میکروسکوپی مدلهای هسته ای (شبه ذرات، مدل یگانه کننده، هارتری فوک) در کتابهای زیر مورد بحث قرار گرفته است. غیر از **Nuclear Physics** تالیف **Wong** کتاب دیگری از همین مولف وجود دارد:

- S.S.M. Wong, Nuclear Statistical Spectroscopy, Oxford University Pres, new York, 1986

همچنین کتابهای **Rowe**, **Belyaev**, **Brown**, **Siegbahn**, **Lane**, **Baranger**:

- M. Baranger, Theory of Finite Nuclei, Cargese Lectures in Theoretical Physics, M. Levy ed. Benjamin Reading, Mass, 1963
- A.M.Lane, Nuclear Theory, Benjamin, Reading, Mass., 1964

- Siegbahn, Vol. I (D. Nathan, and S.E. Nilsson, Collective Nuclear Motion and the Unified Model, North- Holland. Amsterdam, 1965
- G.E. Brown, Unified Theory of Nuclear Models and Forces, 3rd ed. North- Holland, Amsterdam, 1971
- S.T. Belyaev, Collective Excitations in Nuclei, Gordon and Breach, New York, 1968
- D.J. Rowe, Nuclear Collective Motion, Methuen, London, 1970

گرینر و آیزنبرگ (Greiner و Eisenberg) در کتاب Nuclear Theory جلد سوم در مورد نظریه میکروسکوپی هسته بحث کرده اند. بحث تشدیدهای غول آسا یا Giant Resonances در مجله Physics Today شماره ۳۹ و ۴۴ در اوت ۱۹۸۶ توسط G.F. Bertsch مطرح شده است. همچنین کتاب وارنر (Warner):

- G.J. Warner, Giant Multipole Resonances, F.E. Bertrand, Harwood Academic, New York, 1980

تشدیدهای هسته ای در:

- L.W. Fagg, Rev. Mod. Phys. 47, 683, 1975
- Arima et al. adv. Nucl. Phys., J.W. Negele and E. Vogt eds., 18, 1, 1987
- E.Lipparini and S. Stringari, Phys. Rep. 175, 104, 1989

مدل IBM یا بوزون بر هم کنش کننده (The Interacting Boson Model) در کنفرانسها و مقالات مختلف بررسی شده اند. برخی از آنها عبارتند از:

- A.Arima and F. Iachello., Ann. Rev., Nucl. Part. Sci., 31,75,1981
- F. Iachello and I.Talmi, Rev. Mod. Phys., 59,339, 1987
- R.F. Cuscuta and D.Warner, Rev. Mod. Phys., 60, 389,1988

همچنین دو کتاب از ایاشلو و باناتوز (Iachello & Banatos) در این باره منتشر شده اند:

- F. Iachello and A. Arima, The Interacting Boson Model, Cambridge University Press, New York, 1987
- D. Banatos, Interacting Boson Models of Nuclear Structure, Oxford University Press, New York, 1988

نظریه میکروسکوپی هسته ها در مجلات و مقالات زیر مورد بحث قرار گرفته است:

- Phys. Rep. 6, 214, 1973
- S.O. Backman, G.E. Brown, J.A. Niskanen, Phys. Rep. 124,1, 1985
- M.W. Guidry et al., Microscopic Models in Nuclear Structure Physics, World Scientific, Teaneck, New York, 1989

مورد پیونها در هسته ها بطور مفصل در کتاب اریکسون (Ericson) آمده است:

- T. Ericson and W. Weise, Pions and Nuclei, Oxford University Press, New York, 1989

یک بحث کامل از مدل‌های هسته ای شامل ماده هسته ایست. یک مقدمه قابل خواندن عبارت است از:

- L. Gomes, J.D. Walecka and V.F. Weisskopf, Ann. Phys., New York, 3,241, 1958

که در Nuclear Structure مندرج در:

- American Institute of Physics, New York, 1965

میباشد. مروری قابل درک در مقالات زیر آمده اند:

- H.A. Bethe, Ann. Rev. Nucl. Sci., 21,93,1971
- A.D. Jackson, Ann. Rev. Nucl. Sci., 33,105,1983

در مورد اختر فیزیک هسته ای نیز کتابها و مقالات متعددی در مورد اشعه کیهانی، نجوم اشعه X، نجوم اشعه گاما، نجوم نوترینوئی و نوترینوها خورشیدی، ابر نو اخترها، ستاره های نوترونی، سنتز نوکلئونی و نظریه های پیدایش جهان وجود دارند. در مورد آستروفیزیک هسته ای کتابهای فولر، هارویت و شاپیرو:

- W.A. Fowler, Nuclear Astrophysics, Amer. Phill. Soc., Philadelphia, 1967
- M. Harwit, Astrophysical Concepts, 2nd. Ed., Springer, New York, 1988

- C.A. Barnes et al. eds., *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, New York, 1982
- S.L. Shapiro and S.A. Teukolsky eds., *Highlights of Modern Astrophysics*, Wiley, New York, 1986

در مورد اشعه کیهانی کتابهای شوکولسکی و فردلاندر:

- E.N. Parker, *Sci. Amer.*, 249, 44, Aug. 1983
- B. Margon, *Sci. Amer.*, 248, 1004, 1983
- P.K. Maekown, *Sci. Amer.*, 252, 60, Nov. 1985
- P. Skokolsky, *Introduction to Ultra High Energy Cosmi Rays*, Addison Wesley, Reading, Mass, 1989
- M.W. Friedlander, *Cosmic Rays*, Harvard University Press, Cambridge, Mass, 1989

در مورد نجوم اشعه X:

- R. Giacconi and G. Setti, *X-Ray Astronomy*, Reidel, Boston, 1980
- R. Giacconi, *X-Ray Astronomy with the Eistein Satellite*, Reidel, Boston, 1981
- C.L. Sarazin, *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, New York, 1988

در مورد نجوم اشعه گاما:

- J.I. Trombka and C.E. Richtel, *Phys. Rep.*, 97, 173, 1983

در مورد نجوم نوترینوی و نوترینوهای خورشیدی:

- M.L. Cherry, K. Land, W. Fowler, *Solar Neutrinos and Neutrinos Astrophysics*, Amer. Inst. Phys. Conf. Proc., No. 126, AIP, New York, 1985
- D. Cline, *Observational Neutrino Astronomy*, World Scientific, Teancek. New York, 1988
- A.M. Mathai, and H.J. Haubuld, *Modern Problems in Nuclear and Neutrino Astrophysics*, Akademic Verlag, Berlin, 1988
- J. Schneps, *Neutrino 88*, World Scientific, Teancek, New York, 1989
- J.N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, New York, 1989
- R. Davis, Jr.A.K. Mann, L. Wolfenstein, *Solar Neutrinos*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 39, 467, 1989

در مورد ابر نو اخترها یا Supernovae:

- S.A. Bludman et al., *Astrophys. J.*, 261, 661, 1982
- H.A. Bethe et al., *Scie, Amer.*, 252, 60, May 1985 and *Nucl. Phys.* 429, 527, 1984 and *Astrophys. J.*, 195, 14, 1985
- J.R. Wilson, *Numerical Astrophysics*, J. Centrella ed., Jones and Bartlett, Boston, 1985
- J.A. Wheeler and R.F. Harkness, *Sci. Amer.*, 257, 50, Nov. 1987
- R.W. Mayle et al., *Astrophys. J.*, 318, 288, 1987
- G.E. Brown, *Phys. Rep.*, 163, 1, 1988
- W. Woosley and T. Weaver, *Sci. Amer.*, 261, 32, Aug. 1989
- J. Tran Than Van, *The Standard Model and Supernova*, 1987 a, Edition Frontiers, Gif- Sure- Yvett, France, 1987
- W. Kumdt, *Supernova Shells and Their Birth Events*, Springer Lecture Notes in Physics, 316, Springer, New York, 1988
- L.A. Marschall, *The Spernova Story* Plenum, New York, 1988
- M. Kafatos et al., *Supernova 1987 a*, In the Large Magellanic Cloud, Cambridge University Press, New York, 1988
- M. F. Brode and A. Evans, *Classical Novae*, Wiley, New York, 1989
- Petschek, *Supernova*, Springer, Berlin, 1990

در مورد ستاره های نوترونی:

- J.M. Irvine, *Neutron Stars*, Oxford University Press, Oxford, UK, 1978
- J.P. Hartle, *Phys. Rep.*, 46, 203, 1978
- S. Tsuruta, *Phys. Rep.*, 56, 237, 1979
- S.L. Shapiro et al., *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, Wiley, New York, 1983

- S. Hayakawa, Phys. Rep. 121, 318, 1985
- D.J. Helfand et al., Reidel, Dordrecht, Holland, 1987

در مورد سنتز نوکلئونی:

- D.E. Sargood, Phys. Rep., 93, 61, 1982
- J.H. Applegate et al., Astrophys. J., 329, 572, 1988

در مورد ماده تاریک:

- M.M. Waldrop, Science 234, 152, 1987
- J. Bahcall, T. Piran, S. Weinberg, World Scientific, Teaneck, New York, 1988
- R.I. Epstein et al., Phys. Rev. Lett., 61, 2038, 1988
- The Fifth Essence: The Search for Dark Matter, Basic Books, New York, 1989

در مورد جهان اولیه (The Early Universe):

- S. Weinberg, The First Three Minutes, Basic Books, New York, 1977
- J. Silk, The Big Bang and Element Creation, D. Lynden-Bell, Royal Society, London, 1982
- J. Silk, The Big Bang, W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1980
- J.S. Trefil, J.D. Barrow, J. Silk, The Left Hand of Creation, Basic Books, New York, 1983
- J.S. Trefil, The Moment of Creation, Ch. Scribner & Sons, New York, 1983
- H.R. Pagels, Perfect Symmetry, The Search for the Beginning of Time, Simon and Schuster, New York, 1985
- L.M. Lederman and D.N. Schramm, From Quarks to the Cosmos, Sci. Am. Lib., New York, 1989
- F. Wilczek, Sci. Amer., 243, 60, Dec. 1980
- D.N. Schramm, Phys. Today, 36, 27, Apr. 1983
- M.B. Green, Sci. Amer., 255, 48, Sept. 1986
- J.A. Burns, Sci. Amer., 255, 38, July 1989
- K.F. Abbott and S.Y. Pi, Reprints on Inflationary Cosmology, World Scientific, Singapore, 1986
- E.W. Kolb and M.S. Turner, The Early Universe and The Early Universe, Reprints, Addison-Wesley, Redwood City, Ca., 1988
- W.G. Unruh and G.W. Semenoff, The Early Universe, Reidel, Dordrecht, Holland, 1988
- M. Caffo et al., Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics, Kluiver, Dordrecht, 1989
- A.D. Linde, Particle Physics and Inflationary Cosmology, Harwood Academic, New York, 1989, Direction of Time, Springer-verlag
- Direction of Time ???!

در مورد شکافت هسته:

- H.G. Graetzer and D.L. Anderson, The Discovery of Nuclear Fission, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971
- E.K. Hyde, Nuclear Properties of the Heavy Elements, III Fission Phenomena, Prentice-Hall, Eaglewood Cliffs, New York, 1964
- L. Willets, Theories of Nuclear Fission, Oxford University Press, Inc., Oxford, 1964
- R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York, 1973

در مورد رآکتورهای شکافت کتب معتبر بر روی فیزیک رآکتور که شامل زمینه لازم در فیزیک هسته ای باشد، عبارت است از:

- A.M. Weinberg and E.P. Wigner, The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, Chicago, 1958
- E.J. Henley and J. Lewins, Advances in Nuclear Science and Technology, Academic Press, New York, 1958
- G.I. Bell and S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold, New York, 1971

در مورد همجوشی هسته ای و فیزیک پلاسما:

- E.R. Hulme, Nuclear Fusion, Wykeham Publications, London, 1969

- L.A. Artsimovich, Controlled Thermonuclear Reactions, Van Nostrand, Reinhold, New York, 1960

در مورد عناصر مصنوعی:

- G.T. Seaborg, Man- Made Transuranium Elements, Prentice- Hall, Englewood Cliffs, New York, 1963

در مورد اثر موسباوئر:

- G.K. Wertheim, Mossbauer Effect, Principles and Applications, Academic Press, New York, 1964
- L. May, Ed., An Introduction to the Mossbauer Effect, Plenum, New York, 1971

و ... مقالات و کتابهای دیگر در سالهای بعد از آن!

در خاتمه امیدوارم ترجمه کتاب دیگری در مورد فیزیک هسته ای را تمام کنم که مناسب برای دوره کارشناسی فیزیک بوده و حجم مناسب برای تدریس فیزیک هسته ای ۱ و ۲ را در دو ترم داشته باشد. حل کامل مسائل فیزیک هسته ای می پرهوف را نیز قصد دارم منتشر کنم. مدل لایه ای هسته تالیف گرینر (Greiner) را نیز ترجمه کرده ایم. ترجمه کتاب Wong نیز در حال اتمام است. کتاب کوتینگهام (Cottingham) را نیز ترجمه کرده ام و به دنبال ناشر برای چاپ آن میباشم؛ تا چه پیش آید!

به قول عاشق اصفهانی:

دست و پایی می زنیم، آگه ز هجران نیستیم

همچو آن ماهی که در آبست دام او هنوز

مشهد

محمد فرهاد رحیمی

۱۳۸۰/۸/۳۰

مقدمه مترجم بر چاپ چهارم

نمی دانم آیا تاکنون کتابی در انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد به چاپ چهارم رسیده است یا نه؟ آن هم یک کتاب قدیمی (حدود ۱۳۴۶). این کتاب حتی توسط مک گرو هیل (Mc Graw-Hill) در ۱۹۸۹ مجدداً بدون هیچ تغییری دوباره چاپ شده است و در آمریکا نیز هنوز تدریس می شود. چاپ اول در ۱۳۴۶ بوده است و من آن را در ۱۳۵۱ ترجمه و در دانشگاه اهواز تدریس می کردم.

در مقدمه های چاپهای قبلی نگاشته ام که تدوین یک کتاب فیزیک هسته ای که هرروزه نتایج زیادی به جامعه علمی عرضه می کند، بسیار مشکل است. ولی مهارت پروفیسور می یوهوف در تألیف این کتاب به صورتی بروز کرده است که هنوز پس از گذشت سی سال مطالبش قابل تدریس در دوره های کارشناسی فیزیک و سایر رشته های وابسته به آن (مهندسی هسته ای، فیزیک پزشکی هسته ای و فیزیک رآکتور و غیره) می باشد.

امروزه کتابهای فیزیک هسته ای متعددی که بسیار جالب هم می باشند منتشر شده اند،

از جمله :

K. Langanke, J. A. Maruhn, S. E. Koonin

Computational Nuclear Physics

1) Nuclear Structure. ISBN: 3-540-53571-3

2) Nuclear Reactions. ISBN: 0-387-97954-9

Springer-Verlag-1991

K. L. G. Heyde

The Nuclear Shell Model (1994)-Including Ms-DOS Diskette

Springer-Verlage. ISBN: 3-540-580272

Greiner, Maruhn

Nuclear Models (1996): دیسکت همراه : کتاب است :

R. R. Roy, B. P. Nigam

Nuclear Physics, Theory and Experiment

J. Wiley (1967, 79, 83, 85), ISBN: 0852267886:

Igal, Talmi

Simple Models of Complex Nuclei (1993): The Shell Model and Interacting Boson Model.

ISBN: 3-7-186-0551-1

Hardwood Academic Publisher

J. P. Adison

Collective Models of the Nucleus (1968)

گرچه قدیمی است ، ولی برای درك مدل‌های تجمعی هسته بسیار خوب است .

A. G. Sitenko

1) Nuclear Structure. ISBN: 991-50-491-2

2) Theory of Nuclear Reactions. ISBN: 9971-50-482-0(Pbk)

از انتشارات World Scientific در سال ۱۹۹۰ ، که فیزیک هسته‌ای را در حالت غیرنسبیتی عرضه کرده است .

کتابهای جالب دیگری هم به بازار آمده‌اند که مشخصات کامل آنها فعلاً در دسترس نیستند .
در پایان امیدوارم همکاران عزیز از راهنماییها و اطلاعات ارزشمند خود در این موارد دریغ نورزند . گرچه تا حد امکان سعی شده است که اشتباهات کتاب تصحیح شود ، باز هم از مطالعه کنندگان کتاب تقاضا می‌کنم اگر به اشتباهی در کتاب برخورد کردند ، بر من منت گذاشته و اطلاع دهند تا در تجدید چاپهای احتمالی بعدی تصحیح شود .

محمد فرهاد رحیمی

مشهد - آذرماه ۱۳۷۹

به نام آنکه روی دشمن و دوست

به هر جانب که باشد جانب اوست

مقدمه‌ای بر چاپ سوم

علی‌رغم آنکه بیش از هجده سال از چاپ این کتاب فیزیک هسته‌ای به زبان پارسی و تدریس بیش از ۲۲ سال آن توسط مترجم می‌گذرد خوشبختانه مطالب آن طوری تنظیم شده‌اند که هنوز هم به عنوان کتاب مرجع در دانشگاه‌های ایران تدریس می‌شود. و اگر چه تاکنون چندین کتاب دیگر فیزیک هسته‌ای به زبان پارسی برگردانده و منتشر شده‌اند معذالک هیچکدام آنطور که باید نتوانسته‌اند جانشین آن شوند. امیدوارم دانشجویان عزیز و متخصصین گرام باز هم اگر به اشتباه یا نقصی در ترجمه، تایپ و یا مطالب آن پی‌برند از راهنمایی من در تصحیح آن دریغ نورزند.

امروزه تحقیقات در فیزیک هسته‌ای بیشتر در انرژی‌هایی متوسط بیش از 150 MeV و انرژی‌های بالا بیش از چند ده GeV ارائه میشوند. مطالب این کتاب خصوصیات فیزیک هسته‌ای در انرژی‌های پائین کمتر از 100 MeV را مورد بحث قرار داده‌است که تقریباً موارد بسیار کمی از آن هنوز مورد آزمایش قرار می‌گیرند.

در فیزیک هسته‌ای انرژی‌های بالا دیگر خواص هسته به طور کلی مورد بحث قرار نمی‌گیرد بلکه ساختار داخل هسته و حتی داخل نوکلئون مورد مطالعه قرار می‌گیرد. امروزه ثابت شده‌است که نوکلئونها از کوآرکها ساخته شده‌اند که بین آنها برهم کنش قوی هسته‌ای توسط گلوئونها برقرار است (کرومودینامیک کوانتومی یا QCD). می‌توان گفت هسته‌ای یک مورد خاص از سیستم هادرونیک است که نوکلئونهای آن می‌توانند پائین ترین حالت کوانتومی را اشغال کنند. در این محدوده بطور خلاصه سیستم هادرونی از سه جنبه مورد مطالعه قرار می‌گیرد: یکی مطالعه هسته‌ها به حالت‌های فرینة هسته‌های اگزوتیک، دیگری مطالعه هسته‌ها از جنبه ترمودینامیکی ماده هسته‌ای (که به صورت یک گاز تصور شوند)، و بالاخره مطالعه کوآرکهای متشکله هر نوکلئون هسته در سیستم هادرونیک یا بررسی پلاسمای کوآرک-گلوئونی و برخورد یونهای نسبیتی حاصل از شتابدهنده‌ها در انرژی‌های بالا. شتابدهنده‌های الکترونی و نوترینویی و شتابدهنده‌های یونهای سنگین در انرژی‌ها زیاد جهت کاوش درون نوکلئون و پی بردن به ساختار آن، در حال حاضر مشغول کار هستند، و به تدریج که انرژی ذرات یا یونهای شتابیافته، با تکامل شتابدهنده‌ها بیشتر می‌شوند، به اسرار جالبتری از ساختار نهائی ماده اولیه جهان هستی پی برده می‌شود و بالاخره روزی خواهد رسید که بشر بتواند به ذره بنیادی و انرژی یا نیروی اولیه تشکیل دهنده این جهان در لحظه آغازین و سپس سرد شدن و جدا شدن نیروهای مختلف هسته‌ای، الکترومغناطیس و گرانشی از آن نیروی واحد اولیه پی ببرد.

دکتر محمد فرهاد رحیمی

اسفند ماه ۱۳۷۴

به نام آنکه از انوار هستی
دو عالم را بلندی داد و پستی

مقدمه مترجم بر چاپ دوم

چاپ اول این کتاب، علی رغم تیراژ ۲۰۰۰ نسخه آن در سال ۱۳۶۷، چون تنها کتاب فیزیک هسته‌ای به زبان فارسی در ایران بود به زودی نایاب شد و بازار سیاه پیدا کرد. ناچار به چاپ مجدد آن اقدام کردیم. در چاپ دوم سعی شده است تا حد امکان اشتباهات ترجمه‌ای و تاپه‌ی کتاب تصحیح شود.

این تصحیحات به لطف همکارانم در بخش فیزیک و برخی دانشجویان علاقمند صورت گرفته است که به سهم خود از آنها صمیمانه متشکرم و امیدوارم اگر باز هم به اشتباهاتی برخورد کردند از راهنمایی دریغ نورزند.

گرچه این کتاب قدیمی است و امروزه فیزیک هسته‌ای از محدوده شیمی هسته‌ای و الکترونیک هسته‌ای بیرون آمده است و آزادانه در گستره فیزیک ذرات بنیادی و کیهان‌شناسی گردش می‌کند، معذالک هنوز این کتاب می‌تواند به عنوان یک کتاب درسی در دوره کارشناسی برای تدریس فیزیک هسته‌ای ۱ و ۲ مورد استفاده باشد و به خاطر حجم کم و اینکه اغلب مطالب مورد نیاز را در بر دارد در رشته‌های دیگری نظیر شیمی هسته‌ای، فیزیک راکتور، مهندسی هسته‌ای، پزشکی هسته‌ای و حتی فیزیک هسته‌ای دوره‌های کارشناسی ارشد نیز مفید باشد.

در سالهای اخیر کتابهای فیزیک هسته‌ای جالبی منتشر شده‌اند که برخی از آنها از جنبه ذرات بنیادی مطالب فیزیک هسته‌ای را مورد مطالعه قرار داده‌اند و گرچه برخی از آنها قطورند و تمام مطالب آن نمی‌تواند در یک ترم تدریس شود معذالک می‌توانند به عنوان مرجع و کمک درسی به خوبی مورد استفاده قرار گیرند. در زیر چند نمونه از این کتابها را نام می‌برم.

1)+ D.S. KRANE

" Introductory Nuclear Physics"

1987 - John - Wiley & Sons

که کتاب بسیار جالبی است و مطالب را با توضیح بیشتر و بهتر از می‌پرهوف بیان کرده است ، متأسفانه حجم آن زیاد و حدود ۸۳۵ صفحه است ولی می‌توان به‌عنوان کمک درسی از آن استفاده کرد .

2)+ D.G. TAYAL

" Nuclear Physics" 1982. 4th. edition

Hima. Laya Publishing House

کتاب بسیار خوبی است که گرچه غلط‌های چاپی کمی دارد (چاپ دهلی) ولی برای هر محبت مطالب را به‌طور کاملی گردآوری کرده است . در انتهای هر فصل مسائل نمونه‌ای حل کرده است که در فهم مطلب کمک می‌کند . متأسفانه این کتاب نیز حدود ۶۸۰ صفحه است . مطالعه این کتاب ، به‌ویژه در دوره کارشناسی ارشد توصیه می‌شود .

3)+ N.A. JELLEY

" Fundamentals of Nuclear Physics"

Cambridge University Press, 1990

کتاب نسبتاً جدیدی است که سطح آن کمی بالاتر از کتاب می‌پرهوف است و با ۲۷۷ صفحه برای تدریس در یک ترم مناسب می‌باشد . این کتاب برای دانشجویان کارشناسی ارشد مناسب‌تر است .

4)+ W.N. COTTINGHAM & D.A. GREENWOOD

" An Introduction to Nuclear Physics" - 1986

کتاب خوبی با ۲۱۰ صفحه است . از کتاب می‌پرهوف ساده‌تر است و مسائلی هم حل کرده است . ترجمه این کتاب را تقریباً تمام کرده‌ام و امیدوارم به‌زودی در دسترس علاقمندان قرار گیرد .

5)+ J.M. Pearson

" Nuclear Physics: Energy and Matter - 1986

کتابی مقدماتی است که با ۲۴۹ صفحه مطالبش در حد کتاب می‌پرهوف و شاید ساده‌تر از آنست .

6)+ W.R. Leo

" Techniques for Nuclear and particle
Physics Experiments - 1987

(۳۶۸ صفحه) .

کتابی است که خواندن آن قویاً به دانشجویان گرایش هسته‌ای توصیه می‌شود. این کتاب بیشتر به جنبه الکترونیک هسته‌ای پرداخته است و مطالبش بهتر ، کاملتر و در عین حال خلاصه‌تر از کتاب زیر است .

7)+ G.F. KNOLL (Radiation Detection

and Mesurement - 1989, John - wiley)

که حاوی ۷۵۲ صفحه می‌باشد . بیشتر مطالب کتاب Leo نیز توسط اینجانب ترجمه شده است کتاب KNOLL تا قبل از این کتاب به اصطلاح انجیل فیزیکدانان هسته‌ای تجربی بود .

8)+ A.P. ARYA

" Fundamentals of Nuclear Physics"
(1970 - 3th. edition)

کتاب بسیار خوبی است که علی‌رغم قدیمی بودن آن بیشتر مطالب را به وضوح توضیح داده است . مطالعه آن برای دانشجویان کارشناسی ارشد توصیه می‌شود .

9)+ R.J. BHADURI

" Models of the Nucleon"- 1988, Addison Wesley

کتابی است که بیشتر جنبه ذرات بنیادی بر فیزیک هسته‌ای آن مورد بحث قرار گرفته است و برای دوره کارشناسی ارشد مناسبتر است . جمعاً ۳۶۰ صفحه دارد و به عنوان درس فیزیک هسته‌ای ۳ کارشناسی ارشد می‌تواند تدریس شود .

10)+ R. Resnik, R. Eisberg
 " Quantum Physics"(1985) John - wiley

جلد اول این کتاب به فارسی ترجمه شده است (مرکز نشر دانشگاهی) ولی هنوز ترجمه جلد دوم آن منتشر نشده است. فصل فیزیک هسته‌ای آن بسیار ساده و در عین حال مفید بیان شده است و خواندن آنرا برای مبتدیان در فیزیک هسته‌ای توصیه می‌کنم.

11)+ HANS FRAUENFELDER, E.M. HENLEY
 " Subatomic Physics" (1991)
 Prentice - Hall(601 Pages)

کتابی است که بیشتر برای گرایش ذرات بنیادی مناسب است تا گرایش هسته‌ای ولی فصل مدلهای هسته‌ای آن جالب توضیح داده شده است. شاید کتابهای مفید دیگری از مؤلفینی مثل Burcham و Evans و غیره وجود دارند که به سهم خود بسیار خوب تهیه شده‌اند ولی نسبتاً قدیمی‌تر هستند و شاید هم کتابهای خوب دیگری تا کنون از چاپ خارج شده باشند که من فرصت مطالعه آنها را نداشته‌ام. به هر حال کتابهای فوق‌الذکر کتب نسبتاً خوبی در مقایسه با سایر کتابها می‌باشند. در خاتمه از زحمات کارکنان مؤسسه چاپ و انتشارات دانشگاه فردوسی که تاپ و چاپ این کتاب را عهده‌دار بوده‌اند صمیمانه متشکرم و امیدوارم صاحب‌نظران با امعان نظر از راهنمایی دریغ نوزند.

محمد فرهاد رحیمی

دانشیار فیزیک دانشگاه فردوسی (مشهد)

مشهد مهرماه ۱۳۷۱

به نام آنکه جان را فکرت آموخت
چراغ دل به نور جان برافروخت

پیشگفتار مترجم

این کتاب احتمالاً اولین کتابی است که در زمینه فیزیک هسته‌ای به زبان فارسی منتشر می‌شود و علت هم در واقع مشکل بودن نگارش آن جهت متخصصین فن است. زیرا این علم با وجود گذشت حدود نیم قرن از پیدایش آن دستخوش تغییر و تحولات زیادی شده و هنوز هم در حال تغییر است، به طوری که آنچه امروز به عنوان کلید حل مسائل تصور می‌شود ممکن است فردا مردود شناخته شده و نفی شود. همچنین ارائه نظریه‌های جدید در این علم با مشکلات بیشتری توأم بوده و مستلزم در نظر گرفتن اغلب نتایج تجربی به دست آمده تاکنون و قراردادهای اصلی پذیرفته شده در آن است. از اینرو، جای تعجب نیست که تا به حال مؤلفین کمی اقدام به این امر کرده باشند.

کتاب حاضر یکی از آثار ارزشمند پروفیسور "می‌یرهوف" استاد دانشگاه استنفورد، آمریکا است که آنرا به عنوان یک درس سه واحدی تدریس می‌کند. این کتاب به زبان فرانسه نیز ترجمه شده است (از انتشارات Dunod) و از زمره کتابهای مرجع C_3 در فیزیک هسته‌ای است. و اما آنچه مترجم را تشویق به برگردان این اثر نمود محتوای کتاب است که با وجود حجم کم حاوی اغلب نکات فیزیک هسته‌ای است و می‌تواند جوابگوی سواحد درس فیزیک هسته‌ای باشد، در حالی که دیگر کتابهای فیزیک هسته‌ای به قدری قطورند که فاقد این جنبه بسیار مهم در امر تدریس می‌باشند.

نکته قابل تذکر در نگارش کتاب آن است که مؤلف بیشتر مطالب آنرا از جنبه تجربی فیزیک هسته‌ای انتخاب کرده است. رعایت این جنبه کاملاً منطقی است زیرا بنیان فیزیک هسته‌ای از فیزیک تجربی سرچشمه گرفت و سرآغاز آن فقط یک آزمایش بود. ایده‌ها و مفاهیمی که بعدها ابراز شده‌اند صرفاً سعی در تفهیم و طبقه‌بندی رویدادها دارند. بایک نظر سطحی

به محتوای کتاب این وسواس مؤلف با ضمیمه قراردادن فصل مربوط به سیستمهای دونوکلئونی و انتخاب شکلها و منحنیهای تجربی متعددی جدولهای پیوست و طرح مسائل با کاربردهای عددی آن کاملاً محسوس است.

مسئله، نظیر هر کتابی که انتقادهای صاحب نظران را در پی دارد، باین کتاب نیز ایرادهایی وارد است، از جمله: بعضی استدلالها طولانی و برخی فوق العاده مختصر هستند. در قسمت مربوط به مبانی مکانیک کوانتومی از ثابت پلانک (h) به فرم تاریخی آن استفاده شده است ولی در بقیه کتاب از \hbar استفاده می شود. از طرفی چون معمولاً این کتاب درسی دارای پیش درس مکانیک کوانتومی یا حداقل فیزیک نوین است و دانشجویان با قسمت کوانتومی آن کم و بیش آشنائی دارند، بهتر بود این قسمت حذف یا به ضمیمه منتقل می شد و به جای آن مختصری در مورد شتاب دهنده های ذرات و ذرات بنیادی تشکیل دهنده هستهها جایگزین گردد، یا حداقل، ضمیمه الف کتاب، "سیستم دونوکلئونی"، به جای بخش کوانتومی آن می آمد. در بقیه موارد، کتاب بسیار خوب تهیه شده است و امیدوارم که کتاب کتابخانه همه فیزیکدانان هسته‌ای به ویژه آزمایشگران هسته‌ای باشد و دانشجویان عزیز نیز بتوانند در رفع سئوالها و مشکلات خود از آن استفاده کنند.

در خاتمه، بر خود لازم می دانم از زحمات زیادی که خانم شادمهری در تایپ و تنظیم کامل کتاب کشید مانده صمیمانه تشکر کنم. همچنین از آقای سالارپور مدیر داخلی و فنی مؤسسه که در زمینه امور فنی کتاب نهایت همکاری را داشته اند سپاسگزار می نمایم. بدیهی است تذکرات خوانندگان گرامی و علاقمند در مورد لغزشهای کتاب موجب امتنان خواهد بود، باشد که هیچ رنجی بی اجر و هیچ خدمتی بی سپاس نماند.

فرهاد رحیمی

استادیار فیزیک دانشگاه فردوسی

مشهد، مردادماه ۱۳۵۴

پیشگفتار مؤلف

این کتاب بعضی از اصول فیزیک هسته‌ای را در سطحی که برای دانشجویان دوره لیسانس فیزیک یا مهندسی هسته‌ای مناسب است، عرضه می‌کند. همچنین مطالب آن برای دانشجویان سایر رشته‌ها که می‌خواهند درک عمیقتری از فیزیک هسته‌ای داشته باشند مناسب است. کتاب بر اساس سیستم ثلثی (تقریباً "دوماه و نیم") در فیزیک هسته‌ای برای دانشجویانی تنظیم شده است که واحدهای فیزیک عمومی، ریاضیات عمومی، معادلات دیفرانسیل و مسائلی فیزیک اتمی را گذرانده باشند.

روش اساسی کتاب در عرضه، مقدار محدودی اطلاعات تحریبی است تا خواننده به کمک مفاهیم کوانتومی بتواند جنبه فیزیکی آنرا درک کند. همچنین نا حدی که جایز باشد یک بحث مقدماتی بر اساس نظریه‌های کلاسیک داده شده است.

چون اغلب دانشجویان مسندی در فیزیک هسته‌ای در اثر ریاضی و نوع مطالب تحریبی و نظری دچار سردرگمی و دل‌سردی می‌شوند، لذا سعی شده است تا حد امکان با شرح مفصل مفاهیم مهم و ارائه روشی یگانه بر اساس مدل لایه‌ای هسته، از اس‌گرایشها اجتناب شود. همچنین درحالی‌که مفید باشد مقایسه‌هایی بین پدیده‌های اتمی و هسته‌ای انجام ندهد. این کتاب با توضیح مختصری از مفاهیم هسته‌ای شروع می‌شود و سپس توصیف ساختار هسته، زیربنای اصلی را تشکیل می‌دهد. به دنبال آن اصولی از مکانیک کوانتومی که در فیزیک هسته‌ای مؤثرند آمده است. گرچه مباحث مربوط به واپاشی پرتوزا و واکنشهای هسته‌ای جنبه‌های نوینی را آشکار می‌سازند، معذالک این مطالب تا حد امکان طوری تنظیم شده‌اند تا به صورت گسترشی از مفاهیم ساختار هسته‌ای در نظر آیند، و یک پارچگی مطالب کتاب رعایت شود. مطالعه روشهای آشکار سازی تابشهای هسته‌ای، احتیاج به دانستن برهم‌کنشهای تابشهای

هسته‌ای با ماده دارد که به‌طور مختصر آورده شده‌اند .

مطالب این کتاب برای یک نیمسال تحصیلی مناسب است ولی می‌توان با حذف پیوست مربوط به سیستم دونوکلئونی و مقدمه مکانیک کوانتومی و یا برهم کنش تابش‌های هسته‌ای آنرا در یک دوره سه‌ماهه (ثلثی) تدریس کرد. زمینه‌ای که از مطالعه این کتاب عاید خواننده می‌شود، او را قادر می‌سازد تا مطالعه کاملتری را در مورد شناخت‌دهنده‌های هسته‌ای، کاربردهای شکافت، همجوشی و فیزیک ذرات بنیادی دنبال کند. در پایان هر فصل مسائلی در سطوح مختلف آورده شده‌اند تا مطالب متن درسی را روشنتر کند. همچنین کلیه اطلاعات جدول‌بندی شده یا نموداری مورد نیاز برای حل مسائل در کتاب داده شده‌اند.

در تنظیم این کتاب، از نظرات متخصصین مختلف، بخصوص پروفیسور نارچم و همچنین انتقادهای دانشجویان استفاده شده‌است. در اینجا لازم است از "ماریون میدلتون" که به‌طور بسیار دقیق و استادانه‌ای در تهیه و چاپ کتاب کمک کرده‌اند تشکر کنم. از همسر عزیزم نیز که صبورانه این فرصت را به من داد سپاسگزارم.

والتر می‌یرهوف

مفاهیم اساسی هسته‌ای

۱-۱ مقدمه:

مطالعات فیزیک هسته‌ای در اطراف دو مسئله اساسی دور می‌زند: نخست سعی می‌شود به خصوصیات نیرویی که اجزای یک هسته را متصل به هم نگه می‌دارد پی برده شود. سپس کوشش می‌شود رفتار سیستم‌های چند ذره‌ای، مانند چندین هسته، توجیه شوند. این دو مسئله به هم مربوطند، زیرا خواص سیستمی متشکل از بسیاری ذرات، تا حد زیادی توسط نیرویی که ذرات را به هم متصل می‌کند تعیین می‌شود. از طرفی چون ذرات بسیاری در برهم‌کنش هستند، به سادگی سایر جنبه‌های سیستمی از این نوع آشکار می‌شوند.

فیزیکدانها می‌توانند سیستم‌های چند ذره‌ای را فقط در محدودۀ رسته تقریب‌های معینی توضیح دهند که توسط واقعیت تجربی خاصی که آنها در پی توجیه آن هستند تعیین می‌شود. مثلاً، اغلب برای توضیح رفتار یک مقدار گاز کافی است از قوانین گازها (قانون بویل، چارلز ...) استفاده کرد، ولی این قوانین تفصیلات جنبش مولکولی را که برای توصیف رسانایی گرمایی گاز لازم است شامل نمی‌شود. در مورد هسته‌ها، این توصیف‌های تقریبی را "مدل" می‌نامیم. بیشتر بحث ما در این کتاب مبتنی بر چنین مدل‌هایی است، که هر کدام فقط برای گسترهٔ محدودی از شرایط تجربی مناسب است.

گرچه پیشرفت تاریخی فیزیک هسته‌ای را در اینجا مطرح نخواهیم کرد، معذالک بعضی از درخشانترین وقایع را در جدول ۱-۱ عرضه می‌کنیم.

عموماً کشف پرتوزایی را به بکرل^۱ (۱۸۹۶) نسبت می‌دهند. وی به‌طور اتفاقی به تیره شدن یک صفحهٔ حساس عکاسی در مجاورت نوعی سنگ معدن پی برد. پی‌روماری کوری

۱ - مراجع مربوط به مقالات اصلی را می‌توانید در کتابنامهٔ انتهای این کتاب بیابید.

جدول ۱-۱: برخی از وقایع درخشان در پیشرفت فیزیک هسته‌ای

۱۸۹۶	کشف پرتوزایی توسط بکرل
۱۹۱۱	مدل اتمی راترفورد
۱۹۱۲	کشف ایزوتوپها توسط تامسون
۱۹۱۹	تبدیلات هسته‌ای القائی (راترفورد) کاربرد مکایک کوانتومی در پرتوزایی:
۱۹۲۸	واپاشی آلفا (گاموف، گرنی و کندن)
۱۹۳۴	واپاشی بتا (فرمی)
۱۹۳۲	کشف نوترون توسط چادویک
۱۹۳۲	فرضه $n-p$ (هایزبرگ)
۱۹۳۲	کشف پوزیترون توسط آندرسن
۱۹۳۵	نقش مزونها در نیروهای هسته‌ای (بوکاو)
۱۹۳۶	کشف مزون π (آندرسن و نرمی بر)
۱۹۴۶	کشف مزون η (باول)
۱۹۵۶	ناپاستگی پاریته در واپاشی بتا (لی و باگ)

در سال ۱۸۹۸ موفق شدند ماده پرتورایی (رادسوم) را به‌طور شیمیایی از سنگ معدن آن جدا کنند. بزرگترین شاحت از پرتورایی توسط راترفورد و همکارانش به‌عمل آمد. آنها پیشنهاد کردند که پرتوزایی باید سبب تغییر در مواد شیمیایی شود (۱۹۰۳) و به تفصیل در طبیعت نایشها تحقیق کردند. در این بررسیها، به‌وجود سه‌نوع نایش بی بردند که آنها را آلفا، بتا و گاما نامیدند. وقتی معلوم شد که نایش آلفا از اتمهای یونیده، هلیوم تشکیل شده است، زمینه برای راترفورد آماده شد تا آزمایشهای مربوط به پراکندگی درات آلفا را که توسط گایگرومارسدن در (۱۹۰۹) انجام شده بود، تفسیر کند. راترفورد نشان داد (۱۹۱۱) که توجیه آزمایشهای پراکندگی فقط با این فرض میسر است که اتم دارای یک هسته و زین با بار مثبت و قطری (10^{-12} cm) خیلی کوچکتر از قطر اتم (10^{-8} cm) باشد، و الکترونها هسته اتم را احاطه کرده باشند میسر است. (در یک اتم خنثی تعداد الکترونها برابر تعداد بارهای مثبت هسته است). اولین مدل سازگار با حرکت الکترونها اتم توسط بوهر (۱۹۱۳) ابداع شد.

بعد از آنکه نوترون توسط چادویک (۱۹۳۲) کشف شد، جزئیات اجزاء تشکیل دهنده هسته روشنتر شد، و بالاخره منجر به فرض هایزنبرگ مبنی بر تشکیل هسته از نوترون و پروتون گردید (۱۹۳۲). در آن زمان، نیز، کوششهایی جهت درک نیروی هسته‌ای به عمل آمد. بطور تجربی معلوم شد که نیروی هسته‌ای حلی قویتر از هرنسروی شناخته شده‌ای در آن زمان، نظیر نیروی الکتریکی یا گرانشی، است و برد آن نیز بسیار کوتاهتر است. با در نظر گرفتن پیشنهاد هایزنبرگ مبنی بر اینکه نیروی هسته‌ای ناشی از تبادل ذراتی بین اجزاء هسته است، یوکاوا نشان داد (۱۹۳۵) که اگر ذرات تبدیلی به قدر کافی سنگین باشند، می‌توان ویژگیهای اصلی نیروی هسته‌ای را توضیح داد. این ذرات تبدیلی، که اکنون مزون نامیده می‌شوند، بعدها در تابشهای کیهانی^۲ کشف شدند.

در حال حاضر مسائل اساسی فیزیک هسته‌ای، که در آغاز این بخش بدانها اشاره کردیم، به‌طور اصولی، هرچند نه به‌طور مشروح و دقیق، حل شده‌اند. ما اکنون می‌دانیم که نیروی هسته‌ای دارای چه ویژگیهایی است. در یک کلام، این نیرو خیلی پیچیده است. همچنین ارتباط خصوصیات مدلهای هسته‌ای با نیروی هسته‌ای توضیح داده شده‌اند. معذالک مسائل نظری زیادی بدون جواب مانده است. از لحاظ تجربی، به تدریج که ابزار تحقیق دقیقتر می‌شوند، خصوصیات غیرمنتظره‌ای از هسته‌ها کشف می‌شود.

۱-۲ خواص اساسی هسته :

هسته‌ها دارای بعضی خواص مستقل از زمان مانند جرم، اندازه، بار، تکانه، زاویه‌ای ذاتی (که اغلب اسپین خوانده می‌شود)، و بعضی خواص وابسته به زمان مانند واپاشی پرتوزا و تبدیلات هسته‌ای مصنوعی (واکنشهای هسته‌ای) هستند. هسته‌ها همچنین دارای حالت‌های برانگیخته می‌باشند، که انرژی آنها معمولاً "جزء اولین رده از خواص بررسی می‌شود، اما واپاشی آنها یکی از انواع واپاشی پرتوزا است. برای داشتن یک دید کلی از این موارد، هر یک از خواص را به‌طور خلاصه ذکر می‌کنم و در فصلهای بعد توضیحات بیشتری ارائه خواهیم کرد.

۲ - تاریخچه مفصلتری در مورد گسترش فیزیک هسته‌ای را می‌توانید در کتاب Burcham

۱۹۶۳ قسمت ۱-۱ پیدا کنید.

۲-۱ الف) جرم و بار هسته:

روشهای شیمیایی اولیه در مورد مقایسهٔ جرمی، فرمول تقریبی زیر را به دست داده بود (پروت ۱۸۱۵)

$$M \approx M_{\text{H}} \times \text{عدد صحیح} \quad (1-1)$$

که در آن M = جرم یک اتم معین

$$M_{\text{H}} = \text{جرم یک اتم هیدروژن}$$

اکنون عدد صحیح را "عدد جرمی" می‌نامند و آنرا با حرف (A) نشان می‌دهند. با استفاده از پراگندگی پرتو α ، بارکلا (۱۹۱۱) نشان داد که تعداد (Z) الکترونها اتمی، و در نتیجه تعداد بارهای مثبت هسته، برابر عدد جرمی A نیست. این مطلب، اولین فرضیه در مورد ساختار هسته را، مبنی بر اینکه هسته‌ها از A پروتون و $(A-Z)$ الکترون مقید درست شده‌اند، معقول جلوه می‌داد. معذالک، همانطور که فوقاً اشاره شد، کشف نوترون (چادویک ۱۹۳۲) هایزنبرگ را بر آن داشت (۱۹۳۲) که پیشنهاد کند پروتون و نوترون، اجزاء متشکلهٔ اساسی تمام هسته‌ها می‌باشند. امروزه دیگر در صحت این مطلب شکی وجود ندارد ولی فقط می‌توان آنرا بر اساس مکانیک کوانتومی درک کرد. ذیلاً مثال بارزی در این مورد ذکر خواهد شد. طبق فرضیهٔ نوترون - پروتون انتظار می‌رود که جرم یک اتم برابر باشد با

$$M \approx ZM_{\text{H}} + NM_{\text{n}} \quad (2-1)$$

که در آن Z = تعداد پروتونها در هسته (عدد اتمی)

N = تعداد نوترونها در هسته (عدد نوترونی)

M_{n} = جرم نوترون

کشف اتمهای مختلف با خواص شیمیایی یکسان اما جرمهای مختلف (ایزوتوپها) توسط تامسون (۱۹۱۲) باعث شد که در تعیین دقیق جرم اتمها با هسته‌ها کوششهای بیشتری به عمل آید. این شاخهٔ تخصصی از فیزیک هسته‌ای، که آستون (۱۹۱۹) پیشگام آن بود به طیف سنجی جرمی معروف است. اهمیت آن در این واقعیت نهفته است که از اندازه‌گیریهای دقیق جرم می‌توان اطلاعات زیادی در بارهٔ نیروهای هسته‌ای و ساختار هسته به دست آورد. این مطلب را در فصل دوم مورد بحث قرار خواهیم داد. در آنجا ملاحظه خواهیم کرد که اختلافی بین طرف چپ و راست معادلهٔ ۲-۱ وجود دارد، که معرف

انرژی بستگی هسته‌ای است .

۱ - ۲ ب) اندازه هسته :

پس از اینکه تامسون الکترونهاى اتمى را کشف کرد ، بزودى اولین مدل مفصل اتمى را ، که از مدل مبتنى بر نظریه جنبشى (کره سخت بودن ذرات) فراتر مى رفت ، پیشنهاد نمود (۱۹۰۵) . در مدل تامسون فرض مى شد که الکترونها در میان بارهاى مثبت سنگینى با ابعاد اتمى حدود 10^{-8} cm شناورند . برطبق این مدل هر ذره با سرعت زیاد مى توانست فقط توسط پدیده پخش^۳ در ماده جامد نفوذ کند . ولى چندسال بعد آزمایشهای پراکندگی ذرات آلفا توسط برگهای طلا (گایگرومارسدن ۱۹۰۹) نشان داد که " پراکندگی به عقب " خیلی بیش از آنی است که فرایند پخش مجاز مى داشت . راترفورد متذکر شد که ایس امر ناشی از وجود یک هسته اتمى بسیار کوچک (خیلی کوچکتر از 10^{-8} cm) است ، که به سادگی یک نیروی الکتریکی (کولنی) بر ذره آلفا وارد مى کند ؛ وى سپس از روی آن قوانین پراکندگی^۳ را به دست آورد . اندازه گیریهای بعدی نشان داد که این قانون در موارد زیر صادق نیست

۱ - انرژی جنبشى ذره آلفا بسیار زیاد باشد .

۲ - عدد اتمى ماده پراکننده بسیار کم باشد .

از روی انرژیهای بحرانی T_{α} و عدد اتمى Z متناظر ، که در آن قانون پراکندگی اعتبار خود را از دست مى دهد ، مى توان شعاع هسته پراکننده را تخمین زد ، ناچاریم فرض کنیم که اگر فاصله جدایی بین ذره آلفا و مرکز پراکننده کمتر از این شعاع بشود ، نیروهای هسته‌ای که بسیار قویتر از نیروی کولنی هسته ، که برای به دست آوردن قانون پراکندگی به کار مى رود ، وارد عمل مى شوند .

هنگامی که یک ذره آلفا در فاصله بسیار دوری از یک هسته معین است ، فقط دارای انرژی جنبشى T_{α} است . نزدیکترین فاصله ذره آلفا با هسته هدف در یک برخورد شاخ به شاخ است . در این حال ، اگر از پسرنی هسته هدف صرف نظر کنیم ، ذره آلفا فقط دارای انرژی پتانسیل خواهد بود . بنابراین ، با استفاده از پایستگی انرژی خواهیم داشت

$$T_{\alpha} = \frac{2eZe}{D} \quad (\text{دریگاهای الکتروستاتیکی}) \quad (3-1)$$

که در آن $2e =$ بار ذره آلفا $(e = 4/80 \times 10^{-10} \text{ esu})$

۳ - مختصری از این قوانین در قسمت (۵ - ۴ - ج) آمده است .

۴ - برای مقادیر دقیق بعضی از ثابتهای فیزیکی پیوست "د" را ملاحظه کنید .

$Z e$ = بار هسته^۶ پراکننده

D = نزدیکترین فاصله

$$D = \frac{2Ze^2}{T_e} \quad (۴-۱)$$

مثلاً، ذرات آلفای با انرژی بیش از ۲۵ Mev ($۱/۶۰ \times 10^{-6}$ ergs = ۱ Mev) به هنگام پراکنده شدن از اورانیوم انحرافهایی را از پراکندگی خالص کولنی نشان می‌دهند. در آن مورد

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

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

آزمایشهای دقیقتر، با بهره‌گیری از پراکندگی ذرات هسته‌ای دیگر و الکترونها، نشان داده‌اند که شعاعی که در آن آثار هسته‌ای ظاهر می‌شود از رابطه^۶ تقریبی زیر به دست می‌آید

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (۵-۱)$$

که در آن R_0 موسوم به " ثابت شعاع " و دارای مقادیر زیر است

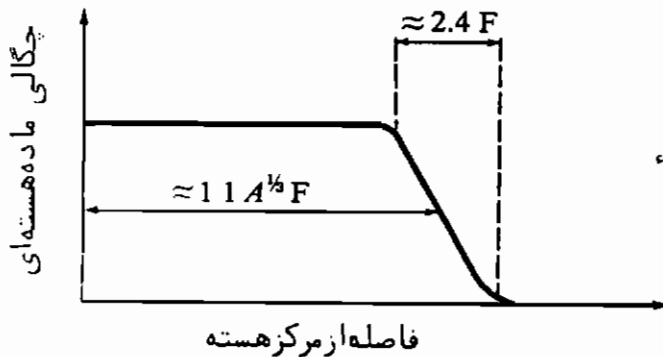
$$R_0 \approx \begin{cases} 1/4 \text{ F} & \text{برای پراکندگی ذرات هسته‌ای از هسته‌ها} \\ 1/2 \text{ F} & \text{برای پراکندگی الکترون از هسته‌ها} \end{cases}$$

علت اختلاف بین این دو مقدار چنین است: در پراکندگی الکترون، ما موضع بارهای مثبت (نقطه‌ای) مربوط به پروتونهای هسته را تعیین می‌کنیم، و حال آنکه در پراکندگی ذرات هسته‌ای اندازه^۷ مربوط به ناحیه^۸ ایجادکننده^۹ نیروی هسته‌ای را که بر ذره اثر می‌گذارد تعیین می‌کنیم. این مطلب می‌رساند که نیروی هسته‌ای از ناحیه‌ای که مربوط به بار (یا جرم) است فراتر می‌رود و هسته را بزرگتر از آنچه که هست جلوه می‌دهد. گسترش نیرو به‌ورای توده هسته‌ای حدود ۱ F است که به وسیله^۶ برد نیروی هسته‌ای تعیین می‌شود.

شکل ساده^۶ معادله^۶ (۵-۱) را می‌توان به فرض اینکه هسته^۶ مجموعی^۶ گروهی از A ذره سخت

۵ - مقادیر دقیق برخی ضرایب تبدیل در پیوست (د) درج شده‌اند.

حاصل باشد به دست آورد. در این مورد، حجم هسته متناسب با A و شعاع هسته متناسب با $A^{1/3}$ است. این مدل ساده، اگر چه از بعضی جهات صحیح است، معذالک بیش از حد تقریبی است. آزمایش‌های دقیق پراکندگی الکترون (هوفشتاتر ۱۹۵۳) نشان می‌دهند که توزیع چگالی هسته‌ای دارای یک لبه تیز در شعاع R نیست، بلکه تقریباً دارای شکل (۱-۱) است. با این همه، موضوع شعاع هسته‌ای غالباً مفید است. مثلاً، در مورد $U-238$ شعاعی که از فرمول (۱-۵) به دست می‌آید برابر $R = 9F$ است که به خوبی با مقداری که از عبارت (۱-۴) برای D پیش‌بینی می‌شود مطابقت می‌کند.



شکل ۱-۱ توزیع چگالی ماده هسته‌ای در یک هسته.

۱-۲-ج) تکانه زاویه‌ای ذاتی هسته:

تکانه زاویه‌ای هسته یک کمیت مهم است زیرا، همانطور که خواهیم دید، ساختار هسته‌های مرکب را محدود می‌کند و بر کلیه خواص دینامیکی هسته تأثیر می‌گذارد. در این بخش فقط جزئیات اندکی از تکانه زاویه‌ای یک سیستم ذرات را مورد بحث قرار خواهیم داد. به طریق تجربی و از روی قوانین مکانیک کوانتومی معلوم شده است که نوترون و پروتون مانند الکترون دارای تکانه زاویه‌ای ذاتی $\frac{1}{2}\hbar$ هستند (\hbar مساوی است با ثابت پلانک h تقسیم بر 2π). چون تکانه زاویه‌ای یک بردار است، تکانه زاویه‌ای کل یک هسته، برداری است برابر با حاصل جمع برداری تکانه‌های زاویه‌ای ذرات متشکله آن. به طریق تجربی معلوم می‌شود که هسته‌های مرکب دارای تکانه زاویه‌ای برابر با $I\hbar$ هستند، که در آن برای هسته‌های با A زوج: I یک عدد صحیح (از جمله صفر) است. برای هسته‌های با A فرد: I یک عدد صحیح (از جمله صفر) به علاوه $\frac{1}{2}$ است.

۶- تکانه زاویه‌ای در پانوش ۲ در انتهای بخش ۲-۲ تعریف شده است. تکانه زاویه‌ای هسته را اغلب "اسپین هسته‌ای" می‌نامند هرچند که شامل اسپین مداری و نیز اسپین ذاتی است.

مثلاً، هسته دوتریوم H^2 دارای $I=1$ و هسته Li^7 دارای $I=\frac{3}{2}$ است. برطبق قوانین مکانیک کوانتومی در مورد جمع کردن تکانه‌های زاویه‌ای، هر سیستم شامل p ذره، اگر p زوج باشد دارای یک تکانه زاویه‌ای (نسبت به مرکز جرمش) مساوی با یک عدد صحیح ضربدر \hbar خواهد بود. و اگر p فرد باشد تکانه زاویه‌ای آن برابر یک عدد صحیح به علاوه $\frac{1}{2}$ ضربدر \hbar خواهد بود. این مطلب، هم در مورد الکترونها اتمی صادق است و هم در مورد اجزاء متشکله هسته. بنابراین، اگر هسته H^2 از دو پروتون به علاوه یک الکترون ساخته شده بود (برای اینکه $Z=1$ باشد) انتظار می‌رفت که I برابر $\frac{1}{2}$ یا $\frac{3}{2}$ باشد. ولی اگر هسته H^2 از یک پروتون و یک نوترون تشکیل شده باشد انتظار داریم که I برابر صفر یا ۱ باشد؛ مقدار اخیر با تجربه سازگار است. استدلالی مشابه برای هسته‌های دیگر نشان می‌دهد که هسته‌ها نمی‌توانند متشکل از پروتون و الکترون باشند بلکه از پروتون و نوترون تشکیل شده‌اند.^۷

در اینجا طریق اندازه‌گیری I را نمی‌آوریم همین قدر متذکر می‌شویم که طیفهای مولکولی و اتمی، به میزان اندکی توسط آثار مغناطیسی ناشی از تکانه زاویه‌ای هسته‌ای تغییر می‌کنند، و مقدار I را اغلب می‌توان به این ترتیب به دست آورد^۸. تبدیلات هسته‌ای نیز قویاً تحت تأثیر تکانه‌های زاویه‌ای اولیه و نهایی سیستمها قرار می‌گیرند، زیرا این تبدیلات باید قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای را حفظ کنند. این امر، تعیین I را در بعضی موارد ممکن می‌سازد.

۱-۲-۱) خواص دینامیکی هسته‌ها:

هسته‌ها، مانند اتمها، می‌توانند در حالت‌های برانگیخته با انرژیهای معین باشند. گذارهای بین حالت‌های برانگیخته با گسیل تابش الکترومغناطیسی (پرتوهای گاما) صورت می‌گیرد که کاملاً مانسته گسیل نور از اتمهاست، اختلاف اصلی در این است که حالت‌های انرژی اتمی با انرژیهای حدود چند الکترون‌ولت از هم فاصله دارند، در صورتی که فاصله بین حالت‌های هسته‌ای حدود 10^4 تا 10^6 الکترون‌ولت است. همانطور که با مطالعه طیفهای اتمی می‌توان ترازهای انرژی اتمی را مشخص کرد و به مدل‌های اتمی رسید، مطالعه طیفهای پرتو گاما نیز منجر به مطالعه حالت‌های انرژی هسته‌ای و پیشنهاد مدل‌های هسته‌ای می‌شود.

۷- برای خلاصه‌ای از برهانهای دیگر در مورد فرضیه نوترون - پروتون، بخش ۹ - ۱ از Burcham، ۱۹۶۳ را ملاحظه کنید.

۸- Burcham، ۱۹۶۳، فصل ۴.

هسته‌ها همچنین می‌توانند به‌یکدیگر تبدیل شوند. بعضی از تبدیلهای خود به‌خود باگیسل‌الکترونها (پرتوهای بتا) یا باگیسل‌ذرات آلفا صورت می‌گیرد. تبدیلهای دیگر می‌توان توسط بمبارانهای هسته‌ای القاء کرد. در تمام موارد تعداد کل نوکلئونها پایسته است. به‌علاوه، پایستگی برروی هم جرم و انرژی، پایستگی تکانه خطی، و تکانه زاویه‌ای نیز برقرار است. تا به‌حال نقص هیچ یک از این قوانین پایستگی دیده نشده است. این قوانین نقش مهمی در اغلب جنبه‌های فیزیک هسته‌ای بازی می‌کنند.

۱ - ۲ ه) نامگذاری:

مانند هر رشته تخصصی دیگر، در این رشته نیز بعضی اسمها مصطلح است. در زیر مهمترین آنها را ذکر می‌کنیم:

ویژه هسته: یک هسته خاص، با اعداد پروتونی (Z) و نوترونی (N) معین.

ایزوتوپها: ویژه هسته‌های با Z برابر و N مختلف.

ایزوتونها: ویژه هسته‌های با N برابر و Z مختلف.

ایزوبارها: ویژه هسته‌های با عدد جرمی A برابر ($A = Z + N$)

ایزومر: ویژه هسته در حالت برانگیخته با نیمه عمر قابل اندازه‌گیری.

نوکلئون (هستک): نوترون یا پروتون.

مزونها: ذراتی با جرم بین جرم الکترون (m_e) و جرم پروتون (M_H). شناخته

شده‌ترین مزونها عبارتند از مزونها π ($\approx 270m_0$) که نقش مهمی را در نیروهای هسته‌ای

بازی می‌کنند، و مزونها μ ($207m_0$) که در پدیده‌های پرتو-کیهانی مهم هستند.

پوزیترون: الکترون با بار مثبت به جرم m_0 .

فوتون: کوانتوم تابش الکترومغناطیسی، که معمولاً به صورت نور، پرتو x ، یا پرتوگاما

ظاهر می‌شود.

یک ویژه هسته معین را با نمادی نظیر $Li^?$ ، $Li^?$ ، یا $Li^?_3$ مشخص می‌کنند،

حروف، معرف عنصر هستند. شاخص بالای سمت راست معرف عدد جرمی A ، شاخص پایین

سمت چپ معرف عدد اتمی Z و شاخص پایین سمت راست بیانگر عدد نوترونی N می‌باشند.

طبق قراردادهای جدید عدد جرمی اغلب به صورت شاخص پایین سمت چپ نوشته می‌شود،

و نماد به صورت $Li^?$ ، $Li^?_3$ یا $Li^?_4$ در می‌آید. در این کتاب، هسته برانگیخته را توسط

نماد آن و با ستاره‌ای در گوشه بالای سمت راست نشان می‌دهیم، مثل $Li^?*$.

مسائل

۱-۱ (الف) یک ذره⁺ آلفا با انرژی جنبشی T_2 با یک هسته به عدد اتمی Z و عدد جرمی A برخورد شاخ به شاخ انجام می‌دهد. با در نظر گرفتن پس زنی هسته، نزدیکترین فاصله مجاورت را محاسبه کنید.

(ب) یک پروتون 0.2 Mev با یک ذره⁺ آلفای در حال سکون برخورد شاخ به شاخ انجام می‌دهد. نزدیکترین فاصله آن با هسته⁺ آلفا چقدر است (بر حسب F)؟
(ج) هرگاه یک ذره⁺ آلفا با پروتون در حال سکونی برخورد شاخ به شاخ انجام دهد، انرژی جنبشی آن باید چقدر باشد تا نزدیکترین فاصله⁺ مجاورت با حالت (ب) یکسان شود.

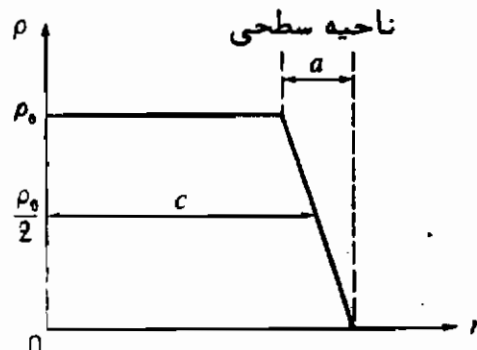
۲-۱ (الف) یک هسته به عدد جرمی A با گسیل یک پرتو گاما از یک حالت برانگیخته به حالت پایه می‌رود. اختلاف بین انرژی برانگیزش E و انرژی پرتو گاما E_γ ، که ناشی از این واقعیت است که هسته پس می‌زند، چقدر است؟ (تکانه⁺ فوتون یا $p_\gamma = E_\gamma/c$ داده می‌شود. معادلات (۱-۲) و (۲-۲) را ملاحظه کنید).
(ب) هرگاه پرتوگامای فوق بوسیله هسته دیگری به عدد جرمی A جذب شود، انرژی برانگیزش هسته⁺ دوم چقدر است؟

(ج) نتیجه⁺ حاصل را در مورد هسته⁺ Fe^{57} که یک پرتو گاما با انرژی 14 keV گسیل می‌کند به کار برید.

۳-۱ هرگاه شعاع یک هسته توسط رابطه⁺ (۵-۱) به از $R_0 = 1.2 F$ داده شود، چگالی

ماده⁺ هسته‌ای چقدر است؟ (الف) بر حسب g/cm^3 (ب) بر حسب نوکلئون بر F^3

۴-۱ فرض کنید چگالی نوکلئونها (ρ) در یک هسته با فاصله⁺ شعاعی (r) از مرکز هسته مطابق شکل زیر تغییر کنند. چه کسری از نوکلئونها در ناحیه⁺ سطحی هسته‌های Al^{27} و Te^{125} و Po^{216} قرار دارد در صورتی که $\rho_0 = 0.17 F^{-3}$ و $c = 1.1 A^{1/3} F$ باشد. (این مسئله را می‌توان بدون محاسبه⁺ انتگرال مشکل حل کرد).



۵-۱ برای بحث در مورد بعضی از خواص هسته‌ای، بهتر است از ریشه میانگین مربعی شعاع که به صورت زیر

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

تعریف می‌شود استفاده کرد. الف) این مقدار را برای هسته‌ای با چگالی یکنواخت و برای هسته‌ای که چگالی آن از شکل مسئله (۴-۱) به دست می‌آید محاسبه کنید. ب) نتیجه حاصل را برای هسته ^{125}Te به کار برید.

۶-۱ در پیوست (الف-۱) نشان داده شده است که چگالی نوکلئونها در هسته دوتریوم دارای یک وابستگی شعاعی به صورت $\rho = \rho_0 e^{-2\kappa r}$ است که در آن $\kappa^{-1} = 4.3 \text{ F}$ ؛ الف) ریشه میانگین مربعی شعاع دو ترون را با استفاده از تعریف داده شده در مساله (۵-۱) محاسبه کنید. ب) ρ_0 را محاسبه کنید.

ساختار هسته

۱-۲ مقدمه :

قبل از مطالعه ساختار هسته‌ها، به بعضی تشابهات و اختلافات آنها با ساختار الکترونی اتمها اشاره می‌کنیم. الکترونها اتمی در مدارها، یا به بیان صحیحتر، در حالت‌های انرژی، که تابع قوانین مکانیک کوانتومی هستند، آرایش می‌یابند. در هراتم الکترونها طبق اصل طرد پاولی^۱ بر روی چندین حالت توزیع می‌شوند. الکترونها اتمی را می‌توان به حالت‌هایی که در وضعیت عادی اشغال نشده‌اند برانگیخت، یا کاملاً از اتم خارج کرد. با استفاده از این پدیده‌ها می‌توانیم به ساختار الکترونی اتمها پی ببریم.

در هسته‌ها دو گروه ذرات شبیه به هم وجود دارند: پروتونها و نوترونها. شواهدی ارائه خواهیم کرد که نشان می‌دهد هر کدام از این گروه ذرات بر اثر محدودیت‌های ناشی از اصل طرد پاولی به‌طور جداگانه بر روی حالت‌های انرژی معینی توزیع می‌شوند. هسته‌ها دارای حالت‌های برانگیخته هستند، می‌توان نوکلئونها را از هسته‌ها جدا کرد و یا به آنها افزود. اطلاعات زیادی در باره ساختار هسته را می‌توان از مطالعه این پدیده‌ها به دست آورد.

الکترونها و نوکلئونها دارای تکانه‌های زاویه‌ای ذاتی هستند، که اسپین ذاتی خوانده می‌شوند. مطالعه تکانه زاویه‌ای کل یک سیستم ذرات برهم کنشی، جزئیات راجع به نیروهای بین این ذرات را منعکس می‌کند. مثلاً "از جمع (برداری)، یا جفت‌شدگی، تکانه‌های زاویه‌ای الکترون در اتمها، می‌توان پی به وجود نیرویی برد که حرکت مداری اسپینی یک الکترون را در میدان الکتریکی هسته (جفت‌شدگی اسپین - مدار) به هم مربوط می‌سازد. در هسته‌ها نیز یک همبستگی بین حرکت مداری هر نوکلئون و اسپین ذاتی آن وجود دارد، ولی منشأ آن یا منشأ

مورد الکترون اتمی متفاوت است. بعلاوه، نیروی هسته‌ای بین دونوکلئون قویاً بستگی به سمتگیری نسبی اسپین‌های آنها دارد.

ساختار هسته‌ها پیچیده‌تر از اتمهاست. در یک اتم، هسته مرکز جاذبه مشترکی برای الکترونهاست، درحالی‌که نیروهای بین الکترونی عموماً نقش ثانوی را بازی می‌کنند، به‌علاوه، نیروی غالب (کولنی) به‌خوبی شناخته شده است. در هسته‌ها، مرکز جاذبه وجود ندارد. نوکلئونها توسط برهم‌کنشهای دستجمعی، که جزئیات آن بسیار مفصل است، یکدیگر را نگه می‌دارند. پالین‌همه‌همان‌طور که خواهیم دید، برد کوتاه نیروهای هسته‌ای و اصل‌ظرد پاولی عواملی هستند که، روی هم رفته، یک مرکز نیروی مؤثر برای هر نوکلئون به‌وجود می‌آورند. همچنین، الکترونهای اتمی معرفی یک گروه از ذرات شبیه به هم هستند، در صورتی که در هسته‌ها دوگروه مختلف ذرات شبیه به هم وجود دارند. این مطلب ساختارهای خیلی متنوع‌تری را ممکن می‌سازد: تقریباً "۱۰۰ نوع مختلف اتم وجود دارد، ولی تاکنون خیلی بیش از ۱۰۰۰ نوع ویژه هسته مختلف پیدا شده‌اند.

۲-۲ مبانی مکانیک کوانتومی:

بدون مفاهیم مکانیک کوانتومی نمی‌توان ساختار اتمی را فهمید و نه ساختار هسته‌ای را. بنابراین، ادامه بحث فوق را موقتاً قطع می‌کنیم تا بعضی از پیامدهای معادله شرودینگر را که جایگزین معادله کلاسیک حرکت می‌شود، معرفی کنیم. جوابهای این معادله برای دو وضعیت ساده، مبنای فیزیکی در جوانب متعددی از ساختار هسته‌ای را روشن می‌سازد.

چون عقیده اصلی مکانیک کوانتومی بر پایه موج دوبروی استوار است ابتدا مرور مختصری در این زمینه خواهیم داشت.

۲ - الف) امواج دوبروی

بین سالهای ۱۹۰۰ تا ۱۹۳۰ چند آزمایش مهم انجام شد که نشان داد مکانیک کلاسیک مبتنی بر قوانین حرکت نیوتونی، و الکترومغناطیس کلاسیک، استوار بر معادلات ماکسول، از توجیه رفتار اتمی و زیر اتمی ذرات عاجزند. به‌عنوان مثال، آزمایشهایی در زمینه گسیل و جذب تابش الکترومغناطیسی نشان دادند که انرژی تابشی فقط می‌توانست به‌صورت بسته‌های

انرژی، بدام کوانتوم، گسیل (پلانگ ۱۹۰۱) یا جذب (اینشتین ۱۹۰۵) شود، نه به صورت پیوسته‌ای که معادلات ماکسول برای میدان الکترومغناطیسی پیش‌بینی می‌کرد. هر کوانتوم داری مقدار انرژی

$$E_r = h\nu \quad (۱-۲)$$

است که در آن $(h = 6.62 \times 10^{-27} \text{ erg-sec})$
 h = ثابت پلانگ.

ν = فرکانس تابش الکترومغناطیسی.

انرژی کوانتوم با رابطه ساده زیر به طول موج λ ی تابش الکترومغناطیسی مربوط است.

$$E_r (\text{به Mev}) = \frac{1/240}{\lambda (\text{به F})} \quad (۲-۲)$$

پراکندگی پرتوهای x توسط الکترونهاى اتمى (کامپتون ۱۹۲۳) — به‌صوح نشان داد که تکانه خطی p_r هر کوانتوم تابش الکترومغناطیسی توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$p_r = \frac{h}{\lambda} \quad (۳-۲)$$

از این رو می‌توان تابشهای الکترومغناطیسی را به صورت فوتونهایی در نظر گرفت که دارای خواص مکانیکی ذره گونه است. دوپروى (۱۹۲۴) عکس این مطلب را در نظر گرفت، و پیشنهاد کرد که ذرات نیز باید دارای خواص موج گونه باشند. به فرض آنکه این "موج دوپروى" سینوسی باشد، فرکانس و طول موج آن توسط روابط عکس روابط (۱-۲) و (۳-۲) به دست می‌آید.

$$\nu_d = \frac{W}{h} \quad (۴-۲)$$

$$\lambda_d = \frac{h}{p} \quad (۵-۲)$$

که در آن W انرژی کل^۳ نسبیتی ذره است.

$$W = mc^2 \quad (۶-۲)$$

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \quad (۷-۲)$$

و p تکانه^۴ خطی است.

$$p = mv \quad (۸-۲)$$

در این روابط

m = جرم کل ذره، m_0 جرم سکون ذره، v سرعت ذره^۴ و c = سرعت نور است. برای بحثهای بعدی متذکر می‌شویم که

$$W = m_0c^2 + T \quad (۹-۲)$$

که T انرژی جنبشی ذره است. برای $v \ll c$ داریم $\frac{1}{2}p^2/m_0 = \frac{1}{2}m_0v^2 \approx T$ از معادلات ۲-۶ و ۲-۸ دیده می‌شود که

$$W^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (۱۰-۲)$$

که، به‌ازای $m_0 = 0$ ، رابطه^۵ بین E_p و p_p حاصل از معادلات (۲-۱) و (۲-۳) نتیجه می‌شود برای پروتون یا نوترون، در حالت $v \ll c$ با استفاده از رابطه^۶ (۲-۵)، رابطه^۷ بین طول موج دوبروی و انرژی جنبشی T عبارت است از

۳- به‌منظور بررسی مقدماتی اثرات نسبیتی در مکانیک، کتاب Ruderman, Kittell, Knight

۱۹۶۵ جلد اول فصلهای (۱۰ تا ۱۲) را ملاحظه کنید. عبارت "انرژی کل" با دو معنی مختلف در این کتاب به‌کار می‌رود. انرژی کل نسبیتی، مجموع انرژی معادل جرم در حال سکون، انرژی جنبشی و انرژی پتانسیل (اگر وجود داشته باشد) است. انرژی کل غیرنسبیتی مجموع انرژیهای جنبشی و پتانسیل است.

۴- در این کتاب بین سرعت v (velocity)، که یک کمیت برداری است و تندی v (speed) که بزرگی سرعت است تمایز قائل خواهیم شد.

$$\lambda_g(\text{eV } F) = \frac{28/6}{[T(\text{eV } \text{Mev})]^{1/2}} \quad (11-2)$$

آزمایشهای پراکندگی الکترون از بلورهای نیکل (داویسون و ژرمر ۱۹۲۷) دلیل محکمی بر صحت فرضیهٔ دو بروی (۲-۵) بود، اما پیش از آن در ۱۹۲۶ شرودینگر یک معادلهٔ دیفرانسیل برای امواج کلی دو بروی، به جای اینکه فقط امواج سینوسی را در نظر بگیرد، پیشنهاد کرده بود.

با فرضیهٔ پلانک (۲-۱) و این فرض اساسی دیگر که تکانهٔ زاویه‌ای مداری L الکترونهای اتمی کوانتیده^۵ است، داریم

$$L = \text{عدد صحیح} \times \hbar \quad (12-2)$$

بوهر (۱۹۱۳) مدلی برای اتم هیدروژن پیشنهاد کرد که توسط آن طیف گسیل نور هیدروژن اتمی توجیه شد. معادلهٔ شرودینگر تفسیر مجددی از مدل بوهر را ممکن می‌سازد و مبنای رضایتبخشی به رابطهٔ (۲-۱۲) می‌دهد.

۲-۲-۲ (ب) معادلهٔ شرودینگر

موج دو بروی را می‌توان به عنوان یک موج ریاضی در نظر گرفت که حرکت ذره را هدایت می‌کند (بورن ۱۹۲۶). دامنهٔ ولای این موج تابعی از فضا و زمان است. اگرچه نمی‌توان معادلهٔ حاکم بر موج را پیدا کرد، معادلهٔ با دلایل قابل قبول می‌توان آنرا به مفاهیم آشنایی

۵- در مکانیک کلاسیک تکانهٔ زاویه‌ای مداری ذره‌ای به جرم m_0 که حول یک مبدا^۶ ثابت با فاصله شعاعی ثابت r و تند v حرکت می‌کند برابر است با $m_0 v r$. به بیان عمومی‌تر، تکانهٔ زاویه‌ای مداری برداری است که توسط رابطهٔ زیر برای هر بردار شعاعی r و سرعت v مشخص می‌شود...

$$L = r \times m v = r \times p \quad (13-2)$$

برای یک سیستم ذرات تکانه زاویه‌ای مداری کل عبارت از جمع برداری تک تک تکانه‌هاست. می‌توان نشان داد برای سیستمی که تحت تاثیر گشتاور نیروی خارجی نیست (در صورتی که $v \ll c$ باشد) تکانهٔ زاویه‌ای مداری کل، خواه حول یک مبدا ثابت، خواه حول مرکز جرم سیستم، یک بردار ثابت است (ثابت از لحاظ طول، امتداد و جهت)

نظیر پایستگی انرژی مربوط ساخت. در این رابطه، متذکر می‌شویم که در مکانیک کلاسیک، قوانین حرکت نیوتون را نیز نمی‌توان به‌طور نظری پیدا کرد، بلکه این معادلات توصیفی از حقایق تجربی هستند. معادله شرودینگر به‌صورت زیر است

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

که در احتمالات دکارتی

$$\Psi = \Psi(x, y, z, t) = \text{تابع موج ذره}$$

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

$$V = V(x, y, z, t) = \text{انرژی پتانسیل ذره}$$

$$i = \sqrt{-1} \quad \text{و}$$

اگر V مستقل از زمان باشد می‌توان متغیرهای فضا و زمان را با جایگذاری^۷

$$\Psi = \psi(x, y, z)\tau(t) \quad (2-16)$$

از هم جدا کرد. با قرار دادن در معادله (۲-۱۴) و تقسیم طرفین معادله بر $\psi\tau$ خواهیم داشت:

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

چون طرف چپ این معادله فقط به متغیرهای مکانی و طرف راست آن فقط به متغیرهای زمانی بستگی دارد، فقط وقتی معادله برای تمام نقاط فضا و در تمام زمانها برقرار است که طرفین آن برابر یک مقدار "ثابت" باشند. این ثابت را با حرف E نمایش می‌دهیم (در زیر خواهیم دید که

۶ - مطابق مکانیک کلاسیک، انرژی پتانسیل فقط در یک محدوده ثابت اختیاری تعریف می‌شود. در

این کتاب معمولاً V طوری تعریف می‌شود که مقدارش وقتی $x, y, z \rightarrow \infty$ برابر صفر باشد.

۷ - این یک روش عمومی برای حل بعضی از انواع معادلات دیفرانسیل با مشتقات جریبی است.

این ثابت همان انرژی کل غیر نسبیتی سیستم است). از طرف راست معادله^۴(۱۷-۲) نتیجه می شود که

$$\tau = Ce^{-i(E/\hbar)t} \quad (18-2)$$

برای سهولت مقدار ثابت اختیاری C را برابر واحد می گیریم. طرف چپ معادله^۴(۱۷-۲) را می توان به صورت زیر نوشت

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (19-2)$$

این معادله را معادله^۴ مستقل از زمان شرودینگر می نامند، این معادله ای است که اغلب با آن سروکار خواهیم داشت.

برای تفسیر معادله، فرض می کنیم که تابع موج ψ فقط به یک مختصه مثل x بستگی داشته باشد

$$\psi = \psi(x) \quad (20-2)$$

این در صورتی است که V فقط تابعی از x باشد، پس

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} \quad (21-2)$$

معادله^۴(۱۹-۲) را می توان به صورت زیر نوشت

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -k^2 \psi \quad (22-2)$$

$$\psi = ae^{ikx} + be^{-ikx} \quad (2-24)$$

ثابت‌های اختیاری a و b از روی شرایط حدی به دست می‌آیند. یک شکل خاص از معادله (۲-۲۴) تابع سینوسی

$$\psi = A \sin kx \quad (2-25)$$

است که همان موج دوبروی می‌باشد که در بخش (۲-۲-الف) متذکر شدیم. بنابراین، عدد موجی k توسط رابطه زیر به طول موج دوبروی مربوط می‌شود

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_d} \quad (2-26)$$

و لذا تکانه ذره برطبق رابطه (۲-۵) عبارت است

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (2-27)$$

جالب بودن معادله (۲-۲۷) هنگامی بیشتر می‌شود که ما آنرا در معادله (۲-۲۳) قرار دهیم و قانون کلاسیک پایستگی انرژی را به دست آوریم

$$\frac{p^2}{2m_0} + V = E \quad (2-28)$$

متذکر می‌شویم که این قانون، در مکانیک کلاسیک، در صورتی به دست می‌آید که نیروهای مؤثر بر ذره پایستار باشند یا، به عبارت دیگر، انرژی پتانسیل ذره مستقیماً به زمان بستگی نداشته باشد. این فرض عیناً در مورد عبارت (۲-۱۶) به کار رفت و از روی آن تمام معادلات متعاقب آن نتیجه شد. بنابراین، می‌توان معادله (۲-۱۹) را به عنوان هم‌ارز مکانیک کوانتومی قانون پایستگی انرژی در نظر گرفت.

می‌توانیم یک کمی جلوتر برویم و از رابطه (۲-۱۸) فرکانس زاویه‌ای ($\omega = 2\pi\nu$) تابع موج (نوسانی) را توسط رابطه زیر به دست آوریم

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (2-29)$$

این رابطه متناظر با رابطه دوبروی (۲-۴) است. دلیل اینکه E به جای W در رابطه (۲-۲۸) می‌آید این است که معادله شرودینگر مانسته مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی قانون انرژی است. حانشین مکانیک کوانتومی برای عبارت نسبیتی انرژی نیز معلوم است و در ۱۹۲۸ توسط دیراک کشف شد. بعضی از پیامدهای این معادله را در بخش (۳-۴-د) متذکر خواهیم شد.

۲-۲-ج) تفسیر Ψ ، شرایط مرزی

از جواب ساده (۲-۲۴) می‌توان برای پیدا کردن دو نوع موجی که معادله شرودینگر در حالت مستقل بودن ψ از t به دست می‌دهد استفاده کرد: امواج ایستاده و امواج در حال حرکت. برای به دست آوردن امواج ایستاده، معادله (۲-۱۶) را به کمک (۲-۱۸) و (۲-۲۹) به شکل زیر می‌نویسیم

$$\Psi = (ae^{ikz} + be^{-ikz})e^{-i\omega t} \quad (2-30)$$

که یادآور موج ایستاده روی ریزمانی است، که انحراف y ی آن از حالت تعادل عبارت است از

$$y = (a \sin kx + b \cos kx) \sin \omega t \quad (2-31)$$

برای به دست آوردن امواج در حال حرکت، می‌نویسیم

$$\Psi = ae^{i(kz-\omega t)} + be^{-i(kz+\omega t)} \quad (2-32)$$

که معرف یک موج سینوسی است که حرکت آن در جهت $(+x)$ به صورت

$$y = a \sin (kx - \omega t) \quad (2-33)$$

و یک موج سینوسی دیگر که حرکت آن در جهت $(-x)$ به صورت

$$y = b \sin (kx + \omega t) \quad (2-34)$$

است. برای پی بردن به اینکه یک تابع موج کلی Ψ ، موجی ایستاده است یا در حال حرکت، می‌توان همیشه به علامت E توجه کرد. برای این منظور، وضعیت یک بعدی‌ای را در نظر گرفته و فرض می‌کنیم که نیروهای مؤثر بر ذره فقط در ناحیه محدودی از فضا گسترش داشته باشد، به طوری که

$$\begin{aligned} |x| &\rightarrow \infty \\ V(x) &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (2-25)$$

از رابطه^۲ (۲-۲۳) ملاحظه می‌شود که وقتی $|x| \rightarrow \infty$

$$k \rightarrow \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-26)$$

اگر $E > 0$ باشد، k یک کمیت حقیقی است. از این رو جوابهای معادله^۲ (۲-۲۲) را می‌توان در فاصله دور از مبدا^۲ به صورت (۲-۳۲) نوشت، به طوری که Ψ یک جواب موج در حال حرکت باشد. به از $E < 0$ ، معادله^۲ (۲-۳۶) نشان می‌دهد که در فواصل دور از مبدا^۲، k موهومی خالص است، یعنی، $k \rightarrow ik$ ؛ که κ یک کمیت حقیقی است. به این ترتیب، از رابطه^۲ (۲-۲۴) داریم

$$\psi \rightarrow ae^{-\kappa x} + be^{+\kappa x} \quad (2-27)$$

که در آن

$$\kappa = \left(\frac{2m_0 |E|}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-28)$$

با جایگذاری در معادله.

$$\Psi \rightarrow \psi(x)e^{-i\omega t} \quad (2-29)$$

که $\psi(x)$ یک تابع حقیقی است و شکل ریاضی آن یک موج ایستاده است. بنابراین، E مثبت می‌رساند که در فاصله دوری از مرکز نیرو، Ψ یک موج در حال حرکت است، و E منفی مبین یک موج ایستاده است.

بر طبق شرایط فیزیکی حاکم بر Ψ ، که در زیر می‌آوریم، وقتی x به سمت $+\infty$ یا $-\infty$ میل می‌کند، در معادله^۲ ۲-۳۷ مقدار a یا b به ترتیب باید صفر باشند. چون در فاصله دور از مرکز نیرو Ψ به نهایت کوچک می‌شود، معادله^۲ (۲-۳۹) می‌رساند که یک موج ایستاده معرف یک آشفتگی نوسانی جایگزیده است. بنابراین، حالت متناظر ذره را یک حالت مقید می‌نامیم. از سوی دیگر، یک موج در حال حرکت، آشفتگی است که یا به طرف مرکز نیرو می‌آید یا از آن دور می‌شود، مانند آنچه که در پراکندگی ذرات یا پراش یک موج نوری توسط یک شکاف رخ می‌دهد.

پس از در نظر گرفتن فرایندهای مختلف پراکندگی بر اساس معادله^۲ شرودینگر، بورن (۱۹۲۶) پیشنهاد کرد که $\Psi(x, y, z, t)$ را باید به عنوان یک "شیخ موج" در نظر گرفت

که حرکت ذره را هدایت می‌کند. وی دریافت که عبارت^۸

$$\Psi^* \Psi \, dx \, dy \, dz = |\Psi|^2 \, dx \, dy \, dz \quad (۲ - ۴۰)$$

مبین احتمال پیدا کردن ذره در یک عنصر حجم خاص $dx \, dy \, dz$ است. کمیت $|\Psi(x, y, z, t)|^2$ خود احتمال در واحد حجم پیدا کردن ذره در نزدیکی نقطه x, y, z است. ارتباط این مقدار با احتمال کلاسیک را در بخش (۲-۲) و) خواهیم آورد. از معادله (۲-۱۶) و از معادله (۲-۱۸) برای τ ملاحظه می‌کنیم که برای پتانسیلهای مستقل از زمان

$$|\Psi(x, y, z, t)|^2 = |\psi(x, y, z)|^2 \quad (۲ - ۴۱)$$

بنابراین، $|\Psi|^2$ در این حال مستقل از زمان است.

چون $|\Psi|^2$ یک احتمال فیزیکی است، Ψ دارای خواص زیر است:

- ۱- باید تک‌مقداری و در همه جا پیوسته باشد.
- ۲- تمام مشتقات جزئی مرتبه اول Ψ ، که به چگالی جریان یا شمار ذرات (تعداد ذرات از واحد حجم از واحد سطح مقطع) وابسته است، باید پیوسته باشند.
- ۳- Ψ هیچگاه نباید نامتناهی باشد.
- ۴- اگر $r \rightarrow \infty$ ، باید $\Psi \rightarrow 0$ ، زیرا هر جمله معادله (۲-۱۹) باید متناهی باقی بماند.

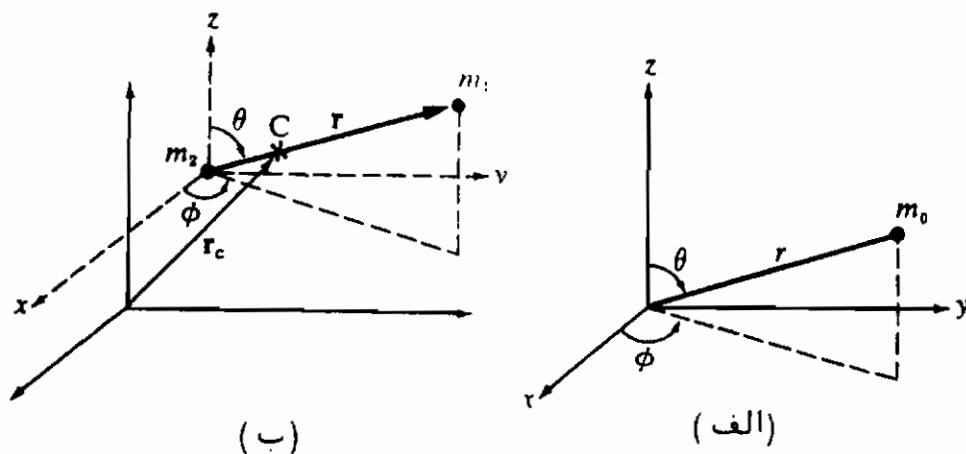
به علاوه، برای ذره‌ای که در ناحیه معینی از فضا جایگزیده است، مثلاً یک الکترون اتمی در اتم هیدروژن، داریم

$$\int_{\text{تمام فضا}} |\psi|^2 \, dx \, dy \, dz = 1 \quad (۳ - ۴۲)$$

به طوریکه وقتی $r \rightarrow \infty$ ، برای هر حالت مقید $\psi \rightarrow 0$. معادله (۲-۴۲) را شرط بهنجارش می‌نامیم.

۸- ستاره شاخص بالا معرف مزدوج مختلط مقدار مورد نظر است. خطوط عمودی دلالت بر

قدر مطلق می‌کنند. توجه کنید که $(a + ib)^*(a + ib) = (a - ib)(a + ib) = a^2 + b^2 = |a + ib|^2$



شکل ۲-۱: مختصات کروی

(الف) سیستم یک ذره‌ای (ب) سیستم دودره‌ای. مرکز جرم با C نشان داده شده است.

۲-۲-۲) معادله شرودینگر در مختصات کروی

بسیاری از پتانسیل‌های فیزیکی نظیر پتانسیل کولنی دارای تقارن کروی هستند. در این مورد، ثابت می‌شود که^۹ تابع موج عمومی را در مختصات کروی (r, θ, ϕ) ، که در شکل (۲-۱-الف) نمایش داده شده است، می‌توان به صورت مجزا نوشت

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad (۲-۴۳)$$

اعمال این شرایط که ψ باید در همه جا تک مقداری و متناهی باشد، Θ و Φ را به شکل زیر محدود می‌سازد

$$\Theta(\theta) = P_l^{(m)}(\cos \theta) \quad (۲-۴۴)$$

$$\Phi(\phi) = e^{im\phi} \quad (۲-۴۵)$$

که در آن $P_l^{(m)}$ = چند جمله‌ای وابسته لژاندر^{۱۰} از مرتبه l بر حسب $\cos \theta$

۹ - Schiff، ۱۹۵۵، مکانیک کوانتومی، بخش ۱۴ همچنین مسئله ۲-۷ را در انتهای این فصل ملاحظه کنید.

۱۰ - چند جمله‌ای‌های وابسته لژاندر از پایین‌ترین مرتبه‌ها عبارتند از

$$P_0^{(0)} = 1; P_1^{(0)} = \cos \theta; P_1^{(1)} = (1 - \cos^2 \theta)^{1/2} = \sin \theta.$$

$l, m =$ اعداد صحیح (منجمله صفر) با $|m| < l$ ، که m مثبت یا منفی است، و l فقط مثبت است.

می‌توان نشان داد که اعداد صحیح l و m به‌تکانه زاویه‌ای مداری L ذره (حول مبدا) مربوطند. مقدار L برابر است با

$$L = [l(l+1)]^{1/2} \hbar \quad (۴۶-۲)$$

و مؤلفه z آن برابر است با $m\hbar$

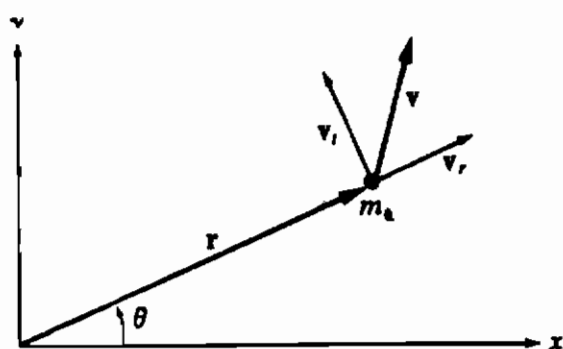
تابع شعاعی $R(r)$ در معادله (۴۳-۲) با رابطه زیر مشخص می‌شود

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r) \right] u = Eu \quad (۴۷-۲)$$

که در آن، جایگذاری

$$u = rR(r) \quad (۴۸-۲)$$

به‌خاطر ساده‌کردن معادله صورت گرفته است. شکل عمومی معادله را می‌توان برپایه مفاهیم کلاسیک درک کرد. برای این منظور، حرکت ذره‌ای را در یک میدان نیروی مرکزی^۱ در نظر بگیرید. ذره در یک صفحه حرکت خواهد کرد. سرعت لحظه‌ای v ذره را به مؤلفه‌های



شکل ۲-۲: حرکت کلاسیک یک ذره در یک میدان نیروی مرکزی صفحه‌نشان داده شده، صفحه‌ای است که گذرگاه ذره در آن قرار دارد.

v_r و v_t که، به‌ترتیب، در امتداد و عمود بر بردار شعاع r هستند، همان‌گونه که در (شکل ۲-۲) نشان داده شده است، تجزیه می‌کنیم. از پایستگی انرژی داریم

۱۱- در مکانیک کلاسیک، نوع پتانسیل با تقارن کروی مورد توجه در این بخش، مورد خاصی از میدان نیروی مرکزی است.

$$\frac{1}{2}m_0(v_r^2 + v_t^2) + V(r, \theta) = E \quad (۴۹-۲)$$

که در آن $V(r, \theta)$ پتانسیل وابسته به میدان نیروی مرکزی است. چون هیچ گسناور نیرویی نمی‌تواند از طرف نیروی مرکزی به ذره وارد شود، تکانه زاویه‌ای مداری L ذره، یعنی

$$L = m_0 v_t r \quad (۵۰-۲)$$

یک ثابت حرکت است. با حذف v_t بین معادلات (۴۹-۲) و (۵۰-۲) خواهیم داشت

$$\frac{1}{2}m_0 v_r^2 + \frac{L^2}{2m_0 r^2} + V(r, \theta) = E \quad (۵۱-۲)$$

این معادله همان رابطه‌ای را با معادله (۴۷-۲) دارد که معادله (۲۸-۲) با (۱۹-۲) دارد. ملاحظه می‌کنیم که گذار از مکانیک کلاسیک به مکانیک کوانتومی، جایگذاری

$$L^2 \rightarrow l(l+1)\hbar^2 \quad (۵۲-۲)$$

را موجه می‌سازد، که با رابطه (۴۶-۲) سازگار است و می‌توان آنرا مستقیماً به دست آورد. جایگذاری (۵۲-۲) را چندین بار در این کتاب به کار خواهیم برد.

بعضی از ویژگیهای جوابهای شعاعی [معادله (۴۷-۲)] را در بخش (۲-۵-ب) مورد بحث قرار خواهیم داد. در اینجا فقط به این نکته اشاره می‌کنیم که این معادله برای مورد $l=0$ (یا $L=0$ یعنی تکانه زاویه‌ای مداری صفر) عبارت است از

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u = Eu \quad (۵۳-۲)$$

که شکل ریاضی آن نظیر معادله یک بعدی (۲۲-۲) است. از این تساوی بعداً استفاده خواهیم کرد. با این همه، متذکر می‌شویم که تعریف (۴۸-۲) برای u همواره ایجاب می‌کند که

$$u = 0 \quad r = 0 \quad (۵۴-۲)$$

زیرا $R(r)$ باید در همه جا متناهی باقی بماند (شرط ۳ از شرایط مرزی را در بخش ۲-۲-ج ملاحظه کنید).

۲-۲-ه) معادله موج برای دو ذره تحت نیروهای متقابل

در مسائل فیزیک هسته‌ای، حرکت دو ذره که فقط تحت تاثیر نیروهای متقابل قرار دارند، خیلی متداول است. بنابراین خوب است که روش کلاسیک جداسازی حرکت مرکز جرم و حرکت حول مرکز جرم را با جداسازی مکانیک کوانتومی مقایسه کنیم. اگر دو ذره به جرم m_1 و m_2 تحت اثر نیروهای متقابل F_1 و F_2 حرکت کنند، معادلات کلاسیک حرکت هر یک از ذرات نسبت به یک مبدأ ثابت عبارت است از

$$F_2 = m_2 \frac{d^2 r_2}{dt^2} \quad F_1 = m_1 \frac{d^2 r_1}{dt^2} \quad (2-55)$$

که در آن

$$F_1 = -F_2 \quad (2-56)$$

با تعریف کردن مختصه مرکز جرم توسط

$$r_c = \frac{r_1 m_1 + r_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-57)$$

حرکت هر ذره را می‌توان نسبت به مرکز جرم سیستم بیان کرد. طبق شرط (۲-۵۶)، نیروی کل $F_1 + F_2$ وارد بر سیستم $m_1 + m_2$ صفر است و لذا مرکز جرم با سرعت ثابت (بسردهاری) حرکت می‌کند. ذره ۱ نسبت به مرکز جرم دارای بردار شعاعی

$$r \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-58)$$

است و ذره ۲ دارای بردار شعاعی $r m_1 / (m_1 + m_2)$ می‌باشد، در این حال

$$r = r_1 - r_2 \quad (2-59)$$

جدایی نسبی ذرات را بیان می‌کند. معادله حرکت r را می‌توان با جایگذاری عبارت

$$r_1 = r_c + r \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-60)$$

در معادله (۲-۵۵)، به دست آورد. چون ثابت $dr_c/dt =$ داریم

$$F_1 = M_0 \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (۶۱-۲)$$

که در آن

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (۶۲-۲)$$

عبارت از جرم کاهش یافته سیستم است.

یک جداسازی حرکت را می‌توان نظیر آنچه در مورد کلاسیک دیدیم برای معادله شرودینگر نیز انجام داد. بدین منظور متذکر می‌شویم که برای دو ذره، معادله (۱۹-۲) به صورت زیر در می‌آید

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla_1^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m_2} \nabla_2^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (۶۳-۲)$$

تابع موج ψ به r_1 و r_2 بستگی دارد، ولی برای نیروهای متقابل، V فقط به $r = r_2 - r_1$ بستگی دارد. با به‌کاربردن مختصات دکارتی، عبارت است از

$$\nabla_1^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_1^2} \quad (۶۴-۲)$$

و همینطور برای $\nabla_2^2 \psi$ عبارتی نظیر (۶۴-۲) خواهیم داشت. چون x_1 و x_2 تابعی از x_c و x هستند که توسط معادلات (۵۷-۲) و (۵۹-۲) مشخص می‌شوند، داریم

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x_1} &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi}{\partial x_c} \frac{\partial x_c}{\partial x_1} \\ &= \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x_c} \frac{m_1}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (۶۵-۲)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) \frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_c} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) \frac{\partial x_c}{\partial x_1} \quad \text{و}$$

$$= \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial x_c} \frac{2m_1}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (۶۶-۲)$$

همچنین

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial x_c} \frac{2m_2}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (۶۷-۲)$$

حال معادله (۶۲-۲) را می توان به صورت زیر نوشت

(۶۸-۲)

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_c^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_c^2} \right) + V\psi = E\psi$$

که در آن M_0 جرم کاهش یافته است و توسط رابطه (۶۲-۲) مشخص می شود. چون V فقط به x, y, z بستگی دارد می توان متغیرها را در این معادله با جایگذاری

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_c) = \psi_0(\mathbf{r})\psi_c(\mathbf{r}_c) \quad (۶۹-۲)$$

جدا کرد. بعد از تقسیم بر $\psi_0\psi_c$ خواهیم داشت

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M_0} \frac{\nabla^2 \psi_0}{\psi_0} + V \right] + \left[-\frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \frac{\nabla^2 \psi_c}{\psi_c} \right] = E \quad (۷۰-۲)$$

با تفکیک انرژی کل E به انرژی E_c حرکت مرکز جرم (c.m.) و انرژی E_0 نسبت به مرکز جرم، لازمه اینکه کمیت های داخل کروشه ها به مختصات مجزا بستگی داشته باشند این است که

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0} \nabla^2 \psi_0 + V\psi_0 = E_0\psi_0 \quad (۷۱-۲)$$

و

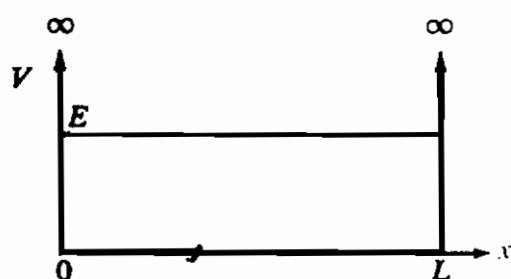
$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \nabla^2 \psi_c = E_c\psi_c \quad (۷۲-۲)$$

نخستین معادله از این معادلات از هر لحاظ شبیه معادله (۱۹-۲) برای یک ذره منفرد است و مانسته مکانیک کوانتومی معادله انرژی، متناظر با معادله (۶۱-۲) است. معادله دوم مبین حرکت مرکز جرم با سرعت ثابت است. این مطلب را می توان از بحث متعاقب معادله (۲۳-۲) با صفر قرار دادن V ملاحظه کرد.

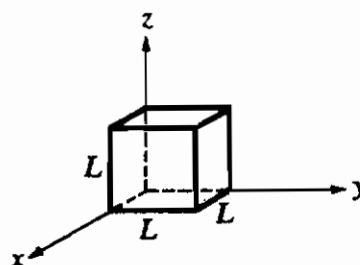
در عبارتهای بعدی برای یک سیستم دودره ای، شاخص پایین صفر را حذف خواهیم کرد. با این همه، همواره باید به خاطر داشته باشیم که در معادله شعاعی (۴۷-۲)، متناظر با معادله (۷۱-۲)، عبارت تکانه زاویه ای مداری $[l(l+1)]^{1/2}\hbar$ اکنون دلالت بر مجموع تکانه زاویه ای مداری هر دو ذره حول مرکز جرم می کند.

۲-۲-۲) ذره در داخل یک جعبه مکعبی بسته

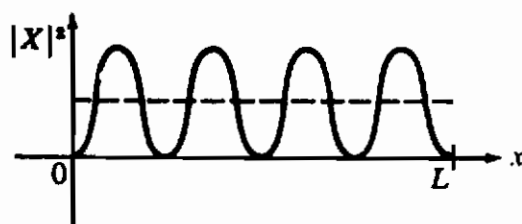
حال معادله شرودینگر (۲-۱۹) را بر دو مساله ساده که خواص یک سیستم مکانیک کوانتومی نظیر هسته را تا اندازه‌ای برای ما روشن می‌کنند، اعمال می‌کنیم. مساله اول، یک ذره در یک جعبه بسته، وضعیت را وانمود می‌کند که در آن ذره در یک حالت مقید است، نظیر الکترون در یک اتم یا نوکلئون در یک هسته. مساله دوم راجع به باریکه‌ای از ذرات است یک جعبه بسته را باید توسط پتانسیلی نشان داد که مقدار آن بر روی دیواره‌ها نامتناهی است، زیرا ذره نمی‌تواند در خارج جعبه باشد و لذا ψ باید در هر جایی در خارج از جعبه صفر باشد (شرط ۴ از شرایط مرزی در بخش ۲-۲-۲ ج را ملاحظه کنید). همانطوری که در شکل (۲-۳-ب) نشان داده شده است، برای سهولت مقدار V را در داخل جعبه برابر صفر می‌گیریم^{۱۲}، با جایگذاری این مقدار در معادله (۲-۱۹) و همچنین قراردادن



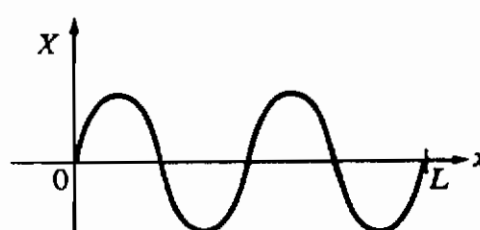
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۲-۳: ذره در یک جعبه مکعبی بسته. (الف) موضع جعبه. (ب) شکل پتانسیل E انرژی کل ذره است. (ج) شکل یک تابع موج نوعی در امتداد محور x ها ($n_x = 4$) (د) شکل چگالی احتمال مربوط به (ج). چگالی احتمال کلاسیک با خط چین نشان داده شده است.

۱۲- به $V = 0$ مفهوم خاصی وابسته نیست، رک، پانوش متعاقب معادله (۲-۱۵).

$$\psi(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z) \quad (۷۳-۲)$$

می‌توان به سهولت متغیرها را از هم جدا کرد و رابطه زیر را به دست آورد

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -k^2 \quad (۷۴-۲)$$

که در آن k^2 بر حسب انرژی E (ثابت) ، و جرم m_0 ذره با رابطه زیر تعریف می‌شود

$$k^2 = \frac{2m_0 E}{\hbar^2} \quad (۷۵-۲)$$

هریک از سه جمله طرف چپ معادله (۷۴-۲) به یک مختصه مستقل متفاوت بستگی دارد . چون مجموع سه جمله برابر یک مقدار ثابت است ، هر یک از آنها باید برابر با یک مقدار ثابت باشد . به عنوان مثال ، می‌توان نوشت

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = -k_x^2 \quad (۷۶-۲)$$

و نظیر این عبارت برای دو جمله دیگر نیز وجود دارد ، بطوریکه ثابتهای متفاوت ، توسط رابطه زیر به هم مربوط می‌شوند

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (۷۷-۲)$$

معادله (۷۶-۲) مشابه معادله (۲۲-۲) است و جواب آن عبارت است از

$$X = a_x e^{ik_x x} + b_x e^{-ik_x x} \quad (۷۸-۲)$$

ثابتهای اختیاری a_x و b_x را توسط شرط مرزی ۴ از بخش (۲-۲-ج) تعیین می‌کنیم

$$X(0) = 0 \quad X(L) = 0 \quad (۷۹-۲)$$

با یادآوری اینکه $e^{is} = \cos s + i \sin s$ ، ملاحظه می‌کنیم که اولین شرط از شرایط فسوق ایجاب می‌کند که

$$X = A_x \sin k_x x \quad (۸۰-۲)$$

که در آن A_x یک ثابت اختیاری است، و شرط دوم k_x را به مقادیر زیر محدود می‌کند

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L} \quad (۸۱-۲)$$

که n_x یک عدد صحیح است. برای مطالعات بعدی تذکر این نکته حائز اهمیت است که فقط اعداد مثبت صحیح مورد نظرند. تغییر علامت n_x هم ارز با تغییر علامت ثابت اختیاری A_x در معادله (۸۰-۲) است و از این رو تابع موج جدیدی ایجاد نمی‌کند. مقدار $n_x = 0$ را کنار می‌گذاریم، زیرا در آن مورد در همه‌جای جعبه $\psi = 0$ است، و بر طبق معادله (۴۲-۲) هیچ ذره‌ای نمی‌تواند در جعبه وجود داشته باشد.

با تعقیب همین روش برای جوابهای مربوط به y و z خواهیم داشت

$$Y = A_y \sin k_y y \quad Z = A_z \sin k_z z \quad (۸۲-۲)$$

که در آن

$$k_y = \frac{n_y \pi}{L} \quad \text{و} \quad k_z = \frac{n_z \pi}{L} \quad (۸۳-۲)$$

با خلاصه‌کردن معادلات (۸۰-۲) و (۸۲-۲)، تابع موج کامل به صورت زیر در خواهد

آمد

$$\psi = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \quad (۸۴-۲)$$

که در آن

$$A = A_x A_y A_z \quad (۸۵-۲)$$

هر مؤلفه این تابع، یک موج ساده دوبروی است. مثلاً، طول موج در جهت x برابر است با

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2L}{n_x} \quad (۸۶-۲)$$

این درست همان شرط ایجاد امواج ایستاده در جعبه است که گره‌هایی بر روی جدارها دارد. ثابت A در معادله (۸۴-۲) را می‌توان با شرط بهنجارش (۴۲-۲) به دست آورد.

$$\begin{aligned} 1 &= A^3 \int_0^L \sin^2 \frac{n_x \pi x}{L} dx \int_0^L \sin^2 \frac{n_y \pi y}{L} dy \int_0^L \sin^2 \frac{n_z \pi z}{L} dz \quad (۸۷-۲) \\ &= A^3 \left(\frac{1}{2}L\right)^3 \end{aligned}$$

(با اندکی تأمل ملاحظه می‌شود که هریک از انتگرالها مساوی $L/2$ است، زیرا مقدار متوسط تابع سینوسی مربعی بر روی یک نیم تناوب کامل برابر $\frac{1}{4}$ است. برای سهولت با انتخاب مقدار مثبت

$$A = (2/L)^{\frac{1}{2}} \quad (۸۸ - ۲)$$

جواب بهنجار شده، کامل به صورت زیر در می‌آید

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \frac{n_x \pi x}{L} \sin \frac{n_y \pi y}{L} \sin \frac{n_z \pi z}{L} \quad (۸۹ - ۲)$$

حال چگالی احتمال $|\psi|^2$ را با مقدار کلاسیک آن مقایسه می‌کنیم. از نقطه نظر مکانیک نیوتونی، مساله ذره‌ای را بررسی می‌کنیم که در داخل یک جعبه بسته، به دور از هر نیروی خارجی، و به طریق کاملاً "کشسانی در حال جهش باشد. چنین ذره‌ای در همه جای داخل جعبه دارای یک تندی ثابت است، و از اینرو چگالی احتمال آن برابر $1/L^3$ می‌باشد. اما این درست مقداری است که $|\psi|^2$ به از $n_x, n_y, n_z \rightarrow \infty$ پیدا می‌کند، زیرا در این صورت، به جای هرتابع سینوسی مربعی، می‌توان مقدار متوسط آن ($\frac{1}{4}$) را قرار داد (شکل ۲-۳-ج را ملاحظه کنید). این مطلب نمایشی از اصل همخوانی یا تطابق بوهر، (۱۹۲۳) است که بر طبق آن وقتی اعداد کوانتومی سیستم، در اینجا n_x, n_y, n_z ، خیلی بزرگ می‌شوند، مکانیک کوانتومی را می‌توان با مکانیک کلاسیک تقریباً یکی گرفت.

شرایط مرزی (۲-۷۹) و معادلات مشابه برای Y و Z نه تنها شکل تابع موج بلکه انرژی E سیستم را نیز محدود می‌کند. با جایگذاری معادلات (۲-۸۱) و (۲-۸۳) در (۲-۷۷) و (۲-۷۵) خواهیم داشت

$$E = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \quad (۹۰ - ۲)$$

بنابراین، اعمال شرایط مرزی بر ψ ، باعث کوانتش انرژی می‌شود. همچنین، متناهی بودن و تک مقداری بودن ψ (شرایط ۱ و ۳ از بخش ۲-۲-ج) باعث کوانتش تکانه زاویه‌ای مداری (بخش ۲-۲-د را ملاحظه کنید) می‌شود. اگر چه ممکن است این طریق توصیف کوانتش به نظر خواننده رضایت بخش نیاید ولی امکان این که بتوان درک بهتری توسط مانستگیاها یا مفاهیم مستنی بر فیزیک کلاسیک ارائه کرد، میسر نیست.

در جدول (۱-۲) و شکل (۲-۴)، پائینترین ترازهای انرژی سیستم را بر حسب یکای $\pi^2 \hbar^2 / (2m_0 L^2)$ نمایش داده‌ایم. همانطور که فوقاً اشاره شد، هیچ عدد کوانتومی نمی‌تواند مقدار صفر را داشته باشد و فقط اعداد مثبت کوانتومی مورد نظرند، بنابراین، پائینترین تراز انرژی نمی‌تواند صفر باشد. نشان خواهیم داد که این مطلب موافق اصل عدم قطعیت (هایزنبرگ ۱۹۲۷) است. در پائینترین تراز، مؤلفه x نگاهه خطی به مقدار تقریبی

$$\Delta p_x \approx 2p_x \quad (۹۱-۲)$$

نامعین است، زیرا جهت عبور ذره را نمی‌توان از روی تابع موج آن تعیین کرد. عدم قطعیت متناظر در موقعیت ذره تقریباً مساوی است با

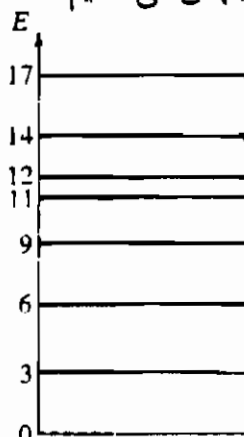
$$\Delta x \approx L \quad (۹۲-۲)$$

تعداد تراز	$(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^\dagger$	n_x n_y n_z
1	3	1 1 1
3‡	6	1 1 2
3	9	1 2 2
3	11	1 1 3
1	12	2 2 2
6	14	1 2 3
3	17	2 2 3

جدول ۱-۲: اعداد کوانتومی و ترازهای انرژی ذره در یک جعبه مکعبی بسته.

+ انرژی E بر حسب یکای $\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2}$ است. † ک معادله (۲-۹۰)

‡ سه تراز، به ترتیب، متناظرند با $n_x = 2$ و $n_y = 2$ و $n_z = 2$. هر سه تراز دارای انرژی یکسان ولی توابع موج مختلفی هستند. این ترازها را ترازهای تبهگن می‌نامیم.



شکل ۲-۴: ترازهای انرژی ذره در یک جعبه مکعبی بسته. توجه کنید که پائینترین تراز انرژی دارای انرژی صفر نیست.

چون تابع موج فقط یک موج سینوسی با صفرهای واقع در $x = 0$ و $x = L$ است، نمی‌توانیم در محدوده L بگوئیم واقعا "ذره در کجاست". با توجه به اینکه $p_z = \hbar k_z$ است (معادله ۲-۲۷) و با استفاده از رابطه ۲-۸۱، با تقریب ضربی ۲ خواهیم داشت

$$\Delta p_z \Delta x \approx h \quad (2-93)$$

در اینجا مناسب است بزرگی گام انرژی سرشتی $\pi^2 \hbar^2 / (2m_0 L^2)$ را که در عبارت (۲-۹۵) وارد می‌شود محاسبه کنیم.

برای یک الکترون داخل یک اتم، $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ g، $L \approx 10^{-8}$ cm، داریم

$$\begin{aligned} \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} &\approx \frac{\pi^2 (1.05 \times 10^{-27})^2}{2 \times 9.1 \times 10^{-28} \times 10^{-16}} \\ &\approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ ergs} \approx 30 \text{ ev} \end{aligned} \quad (2-94)$$

که نمونه‌ای از اصل عدم قطعیت است.

برای یک نوکلئون داخل یک هسته $m_0 = 1.6 \times 10^{-24}$ g و $L \approx 5 \times 10^{-13}$ cm

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \approx 6 \text{ Mev} \quad (2-95)$$

این مقادیر دارای مرتبه بزرگی صحیحی هستند و اختلاف زیاد بین انرژیهای هسته‌ای و اتمی را نشان می‌دهند.

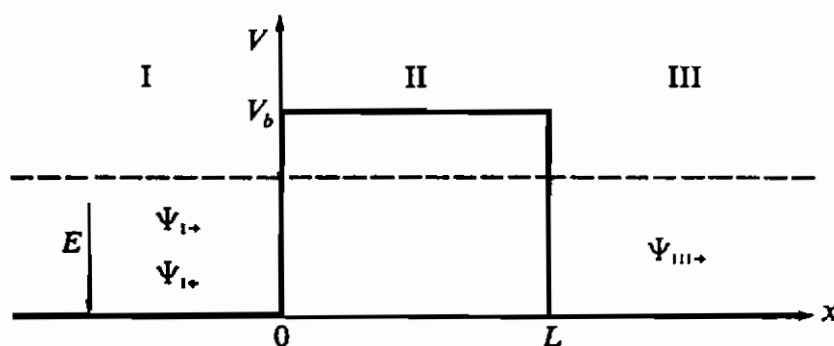
(۲-۲-۲) نفوذ ذره از سد پتانسیل.

دومین مساله‌ای که معادله شرودینگر (۲-۱۹) را بر آن اعمال می‌کنیم نفوذ تک‌بعدی یک باریکه ذرات از یک سد پتانسیل است. مانسته کلاسیک این وضعیت عبارت است از غلطیدن یکرشته تپله به سمت بالای یک سطح شیبدار. واضح است که اگر انرژی کل (غیرنسبیتی) E یک تپله از بیشینه انرژی پتانسیل گرانشی V_0 مربوط به بالای سطح شیبدار تجاوز نکند، تپله همیشه به طرف عقب بر خواهد غلطید، یعنی، توسط سد پتانسیل منعکس خواهد شد. از سوی دیگر، به ازای $E > V_0$ تپله همواره از قله سطح شیبدار خواهد گذشت. اما در سیستمی که آثار کوانتومی اهمیت پیدا می‌کند، این نتایج به شدت تغییر خواهد کرد.

شکل (۲-۵) یک سد پتانسیل ساده را در یک بعد نشان می‌دهد. فرض می‌کنیم جریانی از ذرات از $x = -\infty$ منشأ گرفته به طرف سد عزیمت کند، یعنی، به طرف راست. فرض کنید هر یک از ذرات دارای انرژی کل E باشد. برای سهولت، فضا را به سه ناحیه I و II و III تقسیم می‌کنیم، و قرار می‌دهیم $V_I = 0$ ، $V_{II} = V_0$ ، $V_{III} = 0$. چون در نواحی I و III $E > V$ است، ذرات در این نواحی توسط جواب (۲-۲۲) ی معادله (۲-۲۲)، که یک موج در حال حرکت است، مشخص می‌شوند. در ناحیه (II)، ذرات ممکن است توسط سد به سمت چپ منعکس شوند، ولی در ناحیه III ذرات نمی‌توانند به سمت چپ حرکت کنند زیرا منبع ذرات در $x = -\infty$ است و هیچ چیزی در این ناحیه نمی‌تواند ذرات را به سمت چپ برگرداند. بنابراین، جوابهای معادله (۲-۲۲) در نواحی I و III عبارت خواهند بود

$$\psi_I = a_I e^{ikx} + b_I e^{-ikx} = \psi_{I \rightarrow} + \psi_{I \leftarrow} \quad (۲-۹۶)$$

$$\psi_{III} = a_{III} e^{ikx} = \psi_{III \rightarrow} \quad (۲-۹۷)$$



شکل ۲-۵: سد پتانسیل ساده در یک بعد. ذراتی که مبدأ آنها در $x = -\infty$ است، و ذراتی که به سمت چپ و راست حرکت می‌کنند، توسط توابع موجشان با پیکانی در زیر آنها نمایش داده شده‌اند. در هر مورد، $\psi = \psi e^{-i\omega t}$

که در آن $k^2 = 2m_0 E / \hbar^2$ است.

در ناحیه II معادله‌ای که باید حل کنیم عبارت است از

$$\frac{d^2 \psi_{II}}{dx^2} = \kappa^2 \psi_{II} \quad (۲-۹۸)$$

که در آن

$$\kappa^2 = 2m_0(V_0 - E) / \hbar^2 \quad (۲-۹۹)$$

جواب به صورت زیر است

$$\psi_{II} = a_{II}e^{\kappa x} + b_{II}e^{-\kappa x} \quad (2-100)$$

که جوابی از نوع موج ایستاده به شکل (۲-۳۹) است^{۱۳}.
احتمال P ی انتقال شار ذرات از سد در این مورد برابر است با^{۱۴}

$$P = \frac{|\psi_{III \rightarrow}|^2 v}{|\psi_{I \rightarrow}|^2 v} = \frac{|a_{III}|^2}{|a_I|^2} \quad (2-101)$$

که در آن v سرعت ذرات است. برای محاسبه این عبارت متذکر می شویم که ضرایب (مختلط) a و b را با این فرض که ψ و $d\psi/dx$ در $x=0$ و $L=0$ پیوسته هستند به دست می آوریم. مثلاً در $x=0$

$$\psi_{I \rightarrow} + \psi_{I \leftarrow} = \psi_{II} \quad \longrightarrow \quad a_I + b_I = a_{II} + b_{II} \quad (2-102)$$

و در $x=L$

$$\psi_{II} = \psi_{III \rightarrow} \quad \longrightarrow \quad a_{II}e^{\kappa L} + b_{II}e^{-\kappa L} = a_{III}e^{i\kappa L} \quad (2-103)$$

عبارت‌های مشابهی نیز برای مشتق‌ها حاصل می شود.

با به دست آوردن a_I و a_{III} از معادلات فوق، بعد از کمی محاسبات جبری، خواهیم

۱۳- از دیدگاه مکانیک کلاسیک، وجود ذرات در ناحیه II سد، البته سؤال برانگیز است، زیرا باید انرژی جنبشی ذرات در آنجا منفی باشد. مع ذالک اعمال اصل عدم قطعیت بر این مسئله نشان می دهد که اگر واقعا" انتظار وجود ذره‌ای را در داخل سد داشته باشیم باید این ذره آنقدر تکانه داشته باشد تا انرژی جنبشی آن مثبت شود.

۱۴- به زبان کلاسیک، باریکه‌ای از ذرات با سرعت v دارای چگالی جریان $n v$ است، که در آن n تعداد ذرات در واحد حجم باریکه است. چگالی جریان عبارت از تعداد ذراتی است که از واحد سطح عمود بر v در واحد زمان می گذرد. شار برابر تعداد ذراتی است که، در هر جهت، از واحد سطح در واحد زمان می گذرد. برای باریکه‌ای از ذرات، اگر واحد سطح را عمود بر بردار سرعت بگیریم، شار ذرات و چگالی جریان هر دو را به یک صورت می توان به کار برد. عبارت صحیح مکانیک کوانتومی برای چگالی جریان در بخش هفتم کتاب Schiff آمده است. برای امواج تخت، این مقدار به $|\psi|^2 v$ تقلیل می یابد.

داشت^{۱۵}

$$P = \left[1 + \frac{V_b^2}{4E(V_b - E)} \sinh^2 \kappa L \right]^{-1} \quad (2-104)$$

که به‌ازا^{۱۶} $\kappa L \gg 1$ ، یعنی $\sinh^2 \kappa L \approx \frac{1}{4}e^{+2\kappa L}$ خواهیم داشت

$$P \approx 16 \frac{E}{V_b} \left(1 - \frac{E}{V_b} \right) e^{-2\kappa L} \quad (2-105)$$

عامل مهم در اغلب موارد فیزیکی جمله^{۱۷} نمائی است. مثلاً برای پروتونهای با انرژی 5-Mev و $V_b = 10 \text{ Mev}$ ، $L = 10^{-12} \text{ cm}$ ، از معادله^{۱۸} (2-99) خواهیم داشت

$$\kappa = \frac{[2 \times 1.6 \times 10^{-24} \times (10 - 5) \times 1.6 \times 10^{-8}]^{\frac{1}{2}}}{1.05 \times 10^{-27}} \\ \approx 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}$$

$$e^{-2\kappa L} = e^{-10} = 0.5 \times 10^{-4} \quad \text{بنابراین}$$

$$P = (16 \times 0.5 \times 0.5) \times 0.5 \times 10^{-4} = 2 \times 10^{-4} \quad \text{و}$$

معمولاً از جمله^{۱۹} جلوی عبارت نمائی صرف نظر می‌شود و رابطه^{۲۰} (2-105) به‌صورت زیر در می‌آید

$$P \approx e^{-\gamma} \quad (2-106)$$

$$\gamma = 2\kappa L = 2[2m_0(V_b - E)]^{\frac{1}{2}}L/\hbar \quad \text{که در آن}$$

اگر پتانسیل V ثابت نباشد، بلکه نسبت به x تغییر کند، می‌توان نشان داد که^{۲۱} تقریباً همان عبارت برای P به‌دست می‌آید، با این تفاوت که

۱۵ - به پیوست (C) در کتاب Evans مراجعه کنید.

۱۶ - کتاب Schiff، ۱۹۵۵، بخش ۲۸. توجه کنید که اگر سد پتانسیل بین x_1 و x_2 را به n

قسمت مساوی و مجاور هم به‌صخامت Δx تقسیم کنیم، به‌طوری که $x_2 - x_1 = n \Delta x$ ،

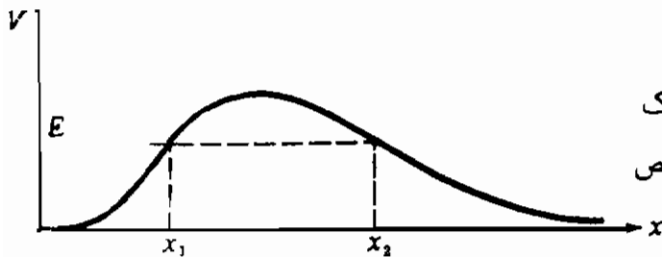
قابلیت نفوذ کلی را می‌توان برحسب قابلیت‌های نفوذ جزئی به‌صورت

$P = P_1 P_2 \dots P_n \approx e^{\gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n}$ نوشت. وقتی $n \rightarrow \infty$ مقدار $\Delta x \rightarrow dx \rightarrow 0$ ، عبارت

(2-107) به‌دست می‌آید.

$$\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \{2m_0[V(x) - E]\}^{\frac{1}{2}} dx \quad (107-2)$$

که در آن x_1 و x_2 نقاط برگشت کلاسیک هستند، یعنی، نقاطی که در آنها $E = V(x)$ است.



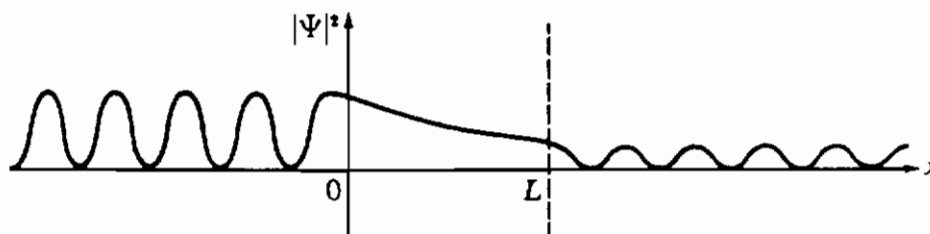
شکل ۲-۶: یک سد پتانسیل عمومی یک بعد. نقاط برگشت کلاسیک x_1 و x_2 مشخص شده‌اند.

در بخش (۲-۲-د) متذکر شدیم که برای مساله‌ای با تقارن کروی و تکانه زاویه‌ای صفر، عبارتهای ریاضی، نظیر عبارت مربوط به معادله یک بعدی به دست می‌آید. به این ترتیب در این مورد نیز $P \approx e^{-\gamma}$ است که در آن

$$\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \{2m_0[V(r) - E]\}^{\frac{1}{2}} dr \quad (108-2)$$

این عبارت در بحث واپاشی آلفایی مفید خواهد بود، اگر پتانسیل، ناشی از تاثیر متقابل دو ذره باشد، m_0 معرف جرم کاهش یافته (رابطه ۲-۶۲ را ملاحظه کنید) است.

شکل (۷-۲) تابع موجی را نشان می‌دهد که از جایگذاری ثابتهای a و b ، که توسط شرایط مرزی تعیین می‌شوند، در معادلات (۲-۹۶)، (۲-۹۷) و (۲-۱۰۵) به دست می‌آید. توجه کنید که در این مثال انرژی ذره تغییر نمی‌کند و از این رو طول موج وابسته به ذره در دو طرف سد یکسان است.



شکل ۷-۲) نمایش تابع موج برای سدی که در شکل (۲-۵) نمایش داده شده است. منبع ذرات در $x = -\infty$ قرار دارد.

۲-۲-ح) پاریده .

با بررسی معادلات (۲-۱۵) و (۲-۴۹) می‌توان مشاهده کرد که اگر با جایگذاری $x \rightarrow -x$ ، $y \rightarrow -y$ و $z \rightarrow -z$ (که بطور اختصار آنرا در زیر با $r \rightarrow -r$ نشان می‌دهیم) داشته باشیم

$$V(-x, -y, -z) = V(x, y, z) \quad (۲-۱۰۹)$$

جوابهای معادله شرودینگر تغییر نخواهد کرد. جایگذاری $r \rightarrow -r$ را عمل پاریده می‌نامیم و پتانسیلی را که دارای ویژگی (۲-۱۰۹) است می‌گوییم تحت عمل پاریده پایسته است (پاریده را پایسته می‌دارد). عملاً تمام پتانسیلهای فیزیکی، منجمله آنهایی که توسط نیروهای هسته‌ای تولید می‌شوند، دارای این خاصیت هستند.

برای پتانسیلی به شکل (۲-۱۰۹)، تابع موج ψ در معادله (۲-۱۹) باید

دارای ویژگی^{۱۷}

$$\psi(-r) = +\psi(r) \quad (۲-۱۱۰)$$

یا

$$\psi(-r) = -\psi(r) \quad (۲-۱۱۱)$$

باشد. به علاوه، اگر سیستمی، هرچند پیچیده، دارای یک تابع موج از یک نوع معین باشد هرگز نمی‌تواند به تابع موج از نوع دیگر تبدیل شود (مادامی که برهم‌کنشهای موجود در سیستم نسبت به پاریده پایسته باشند). اصطلاحاً گفته می‌شود که تابع موج (۲-۱۱۰) دارای پاریده زوج، یا، مختصراً "زوج" است. تابع موج دیگر (۲-۱۱۱) فرد است.

پایستگی پاریده در برهم‌کنشهای هسته‌ای محدودیتهای مهمی بر فرایندهای دینامیک هسته‌ای (واپاشی یا واکنشها) وارد می‌کند. بنابراین تعیین پاریده حالت‌های هسته‌ای، با روش تجربی یا نظری، بسیار مهم است. پاریده یک تابع موج (موج ایستاده) را معمولاً می‌توان از روی اعداد کوانتومی شناخت. در اینجا یک مورد خاص آنرا نشان می‌دهیم.

در مثال ذره در یک جعبه مکعبی بسته، پاریده تابع موج (۲-۸۹) یک مقدار معین

نیست [چون در خارج از جعبه $\psi = 0$ است، به سهولت دیده می‌شود که برای $0 < |x| < L$ داریم $\psi(x) \neq \psi(-x)$]. علت این امر آن است که موقعیت جعبه نسبت به مبدأ (شکل ۲-۳

الف) باعث می شود که V خاصیت (۲-۱۰۹) را نداشته باشد. ولی اگر مبدأ را به مرکز جعبه منتقل کنیم، V خاصیت (۲-۱۰۹) را خواهد داشت و از این رو تابع موج به شکل زیر خواهد بود

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{\frac{3}{2}} \sin\left(\frac{n_x \pi x'}{L} + \frac{n_x \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y'}{L} + \frac{n_y \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z'}{L} + \frac{n_z \pi}{2}\right) \quad (2-112)$$

که در آن x' ، y' ، z' مختصات می هستند که نسبت به مرکز جعبه اندازه گرفته می شوند ($x' = x - L/2$ و غیره). به ازاء مقادیر فرد n_x ، اولین تابع سینوسی به صورت زیر در می آید

$$\pm \cos \frac{n_x \pi x'}{L} \quad (2-113)$$

که دارای پاریتته زوج است. به ازاء مقادیر زوج n_x ، اولین تابع سینوسی به صورت زیر خواهد بود

$$\pm \sin \frac{n_x \pi x'}{L} \quad (2-114)$$

که دارای پاریتته فرد است. از این رو پاریتته کل تابع موج فوق زوج یا فرد است بسته به اینکه $(n_x + n_y + n_z)$ ، به ترتیب، یک عدد صحیح فرد یا زوج باشد.

همچنین می توان نشان داد^{۱۸} که تابع موج (۲-۴۳)، که ویژه پتانسیل های کسروی است، دارای پاریتته^{۱۹} $(-1)^l$ است، که در آن l عدد کوانتومی مداری است که تکانه زاویه ای مداری $l(l+1)\hbar$ سیستم را تعیین می کند.

حال با داشتن بحث کاملی از آن دسته از مفاهیم مکانیک کوانتومی که برای درک ساختار هسته به آنها نیاز داریم، به مبحث فیزیک هسته ای بر می گردیم.

۲-۲ انرژی بستگی هسته :

هر هسته دارای حالتی با کمترین انرژی به نام حالت پایه است. حالت های با انرژی بالاتر را حالت های برانگیخته می نامیم. اطلاعات زیادی در مورد نیروهای هسته ای را می توان از بررسی هسته ها

در حالت پایه‌شان، مستقل از اینکه این هسته‌ها پایدار بوده یا امکان واپاشی پرتوزا را داشته باشند، به دست آورد. بر روی هم می‌توان یک روند سیستماتیک در جرم، شعاع، بار فراوانی و غیره پیدا کرد. همچنین، در بررسی‌های دقیقتر، بعضی ویژگی‌های تناوبی ظاهر می‌شوند. مدل‌های هسته‌ای که برای توجیه این ویژگی‌ها ابداع شده‌اند را می‌توان تقریباً به دو رده تقسیم کرد: یکی مدل‌های نیمه کلاسیک (ذره‌ای)، که روند سیستماتیک را توجیه می‌کنند، و دیگری مدل‌های مکانیک کوانتومی (موجی) که به‌تنهایی روشنگر خواص تناوبی است. مدل قطره مایعی و مدل لایه‌ای معرف برجسته‌ای از هر رده هستند و در زیر به توضیح آنها خواهیم پرداخت.

۲-۳- الف) تعاریف

یکی از مهمترین کمیت‌هایی که باید در نظر گرفت جرم هسته‌ای است که معمولاً بر حسب واحد جرم بیان می‌شود. این واحد را اختصاراً "به لا" نمایش می‌دهند، و طوری تعریف می‌کنند که جرم یک اتم ^{12}C درست برابر با $12.000\dots$ باشد^{۱۹}. جرم "ویژه هسته‌های پایدار در پیوست (ج) درج شده است.

اختلاف بین جرم واقعی هسته و مجموع جرم تک تک نوکلئون‌های آن را به واحد انرژی، انرژی بستگی کل $B_{\text{tot}}(A, Z)$ می‌نامند. این انرژی، معرف کاری است که باید انجام داد تا هسته را به نوکلئون‌های جدا از هم تجزیه کرد، یا، بالعکس، انرژی‌ای است که در هنگام تجمع نوکلئون‌های جدا از هم برای تشکیل یک هسته، آزاد می‌شود. برای سهولت، در تمام محاسبات به جای جرم هسته‌ها از جرم اتم‌ها استفاده می‌کنیم. این مطلب اشکالی ایجاد نمی‌کند، به جز اینکه انرژی بستگی الکترون‌های اتمی را نیز باید در نظر گرفت^{۲۰}. معذالک، برای سادگی ما آنرا نادیده می‌گیریم. بنابراین می‌توان نوشت

۱۹ - تا قبل از ۱۹۶۰ معمول این بود که جرم یک اتم ^{16}O را دقیقاً برابر ۱۶۰۰۰ واحد جرم اتمی (amu) می‌گرفتند. این مقیاس فیزیکی جرم‌های اتمی را نباید با مقیاس شیمیایی که در آن جرم متوسط اتم اکسیژن را در مخلوط طبیعی ایزوتوپیکی برابر ۱۶۰۰۰ می‌گیرند اشتباه کرد.

۲۰ - کتاب Evans، بخش ۲- فصل سوم، سال ۱۹۵۵، همچنین مسأله ۲-۱۵ را ملاحظه کنید.

$$B_{\text{tot}}(A,Z) = [ZM_{\text{H}} + NM_{\text{n}} - M(A,Z)]c^2 \quad (115-2)$$

که در آن تعاریف مربوط به کمیتها همانهایی هستند، که در معادلات (۱-۱) و (۲-۱) آمده‌اند. انرژی بستگی متوسط هر نوکلئون عبارت است از

$$B_{\text{ave}}(A,Z) = \frac{B_{\text{tot}}(A,Z)}{A} \quad (116-2)$$

کمیت‌های زیر گاهی مفیدند، هرچند که ما از آنها استفاده نخواهیم کرد (به غیر از پیوسته)

$$\text{اضافه جرم} = M - A \quad (117-2)$$

$$\text{کسر چینش} = \frac{M - A}{A} \quad (118-2)$$

کار لازم برای جدا کردن یک پروتون، نوترون، دوترون، یا ذره آلفا از یک هسته را انرژی جدائی S می‌نامیم. بالعکس، وقتی چنین ذره‌ای توسط هسته گیر می‌افتد، این انرژی آزاد می‌شود. برای یک نوترون

$$S_{\text{n}} = [M(A-1, Z) + M_{\text{n}} - M(A, Z)]c^2 \quad (119-2)$$

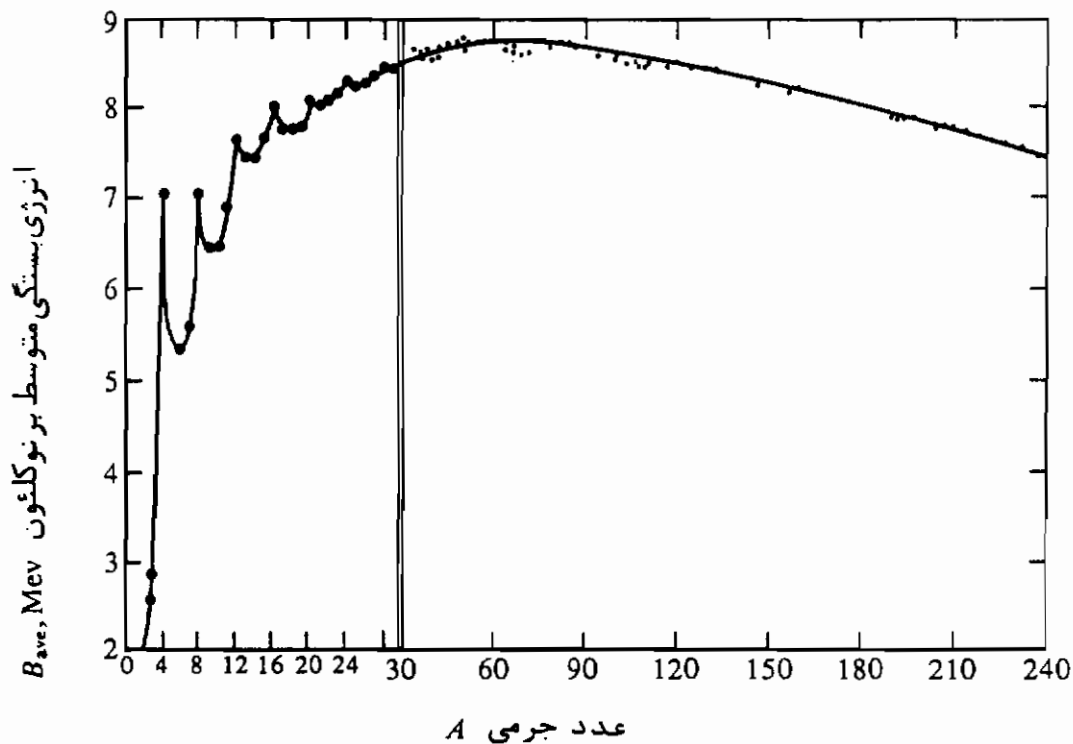
تمام انرژیهای جدائی را می‌توان با جایگذاری عبارت مربوط به جرم، که از معادله (۲-۱۱۵) به دست می‌آید، در عبارتهایی مشابه (۲-۱۱۹) برحسب انرژیهای بستگی کل هسته‌های مربوط نوشت. به این ترتیب، مثلاً "خواهیم داشت"

$$S_{\text{n}} = B_{\text{tot}}(A, Z) - B_{\text{tot}}(A-1, Z) \quad (120-2)$$

$$S_{\alpha} = B_{\text{tot}}(A, Z) - B_{\text{tot}}(A-4, Z-2) - B_{\text{tot}}(4, 2) \quad (121-2)$$

۲-۳-ب) انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون، اشباع و کوتاهی برد نیروهای هسته‌ای

از لحاظ تجربی، می‌توان B_{tot} را با اندازه‌گیری دقیق M توسط طیف‌سنج‌های جرمی یا تعیین S از مطالعه واکنش‌های هسته‌ای به دست آورد. روند کلی تغییرات B_{ave} در شکل (۲-۸) خلاصه شده است.



شکل ۲-۸: انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون بر حسب عدد جرمی و —
 هسته‌های طبیعی (و Be^8). به تغییر مقیاس طول در $A=30$ توجه کنید (با اجازه
 Evans ۱۹۵۵).

نکته قابل توجه در B_{ave} آن است که، به جز در سبکترین عناصر، مقدار آن تقریباً مستقل از A است. فرض می‌کنیم که انرژی بستگی (به اصطلاح شیمی‌دانها، انرژی پیوندی) هر نوکلئون به هریک از نوکلئونهای دیگر هسته تقریباً برابر مقدار ثابت C باشد. به این ترتیب در هسته‌ای با A نوکلئون، تعداد $\frac{1}{2}A(A-1)$ پیوند وجود دارد و از این رو

$$B_{tot} \approx \frac{1}{2}CA(A-1) \quad (2-122)$$

به طوری که

$$B_{ave} \approx \frac{1}{2}C(A-1) \quad (2-123)$$

که کاملاً متناقض با شکل (۲-۸) است. ثابت بودن تقریبی B_{ave} می‌رساند که هر نوکلئون بطور مساوی به نوکلئونهای دیگر پیوند ندارد، یعنی نیروهای هسته‌ای بین نوکلئونها، فراتر از چند نوکلئون نمی‌روند. لذا یا نیروهای هسته‌ای باید دارای برد بسیار کوتاهی از مرتبه "قطر" یک نوکلئون باشند، یا اینکه، مثل پیوندهای شیمیایی، اشباع شوند. اشباع به معنای این است که وقتی از اجتماع چند نوکلئون یک هسته به وجود آمد، انرژی بستگی، یا پیوندی

بین یک نوکلئون و بقیه^{۲۱} هسته به سوی یک حد میل می‌کند. مطابق شکل (۲-۸) این حد از چهار نوکلئون یا بیشتر شروع می‌شود.

از بحث زیر می‌توان دریافت که کدام یک از اثرهای پیش گفته حائز اهمیت است. برد نیروهای هسته‌ای را می‌توان از مطالعه^{۲۱} پراکندگی نوکلئونها (p,p یا n,p) و همچنین انرژی بستگی دوترون^{۲۱} به دست آورد. این برد حدود $2F$ است، که تقریباً "مساوی قطر یک نوکلئون است. این مطلب که هر نوکلئون فقط با نزدیکترین نوکلئونهای مجاورش در پیوند است، می‌توانست به تنهایی منجر به یک B_{ave} ثابت شود، ولی در این صورت حجم هسته متناسب با A نمی‌بود، یعنی $R \neq R_0 A^{1/3}$ می‌شد که در تضاد با معادله^{۱-۵} است. دلیل این مطلب آن است که نوکلئونها در یک هسته معین طوری آرایش می‌یابند که سیستمی با کمترین انرژی کل ایجاد کنند. با نیروی جاذبه هسته‌ای فوق، کمترین انرژی پتانسیل وقتی حاصل می‌شود که تمام نوکلئونها در ناحیه‌ای طوری قرار گیرند که هریک تقریباً "به فاصله $2F$ از سایر نوکلئونها باشد. از سوی دیگر، کمترین انرژی جنبشی وقتی حاصل می‌شود که هر نوکلئون در بزرگترین حجم هسته‌ای ممکن حرکت کند^{۲۲}، اما چون انرژی پتانسیل غالب‌تر است^{۲۳}، هسته باید به شعاعی حدود $2F$ می‌رسید^{۲۴}. بدیهی است که علاوه بر یک نیروی کوتاه برد، اثرات دیگری نیز باید وجود داشته باشند.

نظریه‌های جدید در باره ساختار هسته، خاصیت اشباع را ناشی از دو اثر می‌دانند: اولاً، به‌طور تجربی دریافته‌اند که در فاصله‌های حدود $\frac{1}{4}F$ نیروی بین نوکلئونها به شدت دافعه است. اصطلاحاً^{۲۱} می‌توانیم بگوییم که نوکلئونها دارای مغزی سخت هستند. هرچند که این امر خود به تنهایی وابستگی $A^{1/3}$ را برای شعاع هسته می‌دهد، ولی مقدار محاسبه‌شده^{۲۴} ثابت R_0 در معادله^{۱-۵} بسیار کوچک خواهد شد. ثانیاً، اصل طرد پاولی، که مانع می‌شود دو نوکلئون از یک نوع، مثلاً "دوپروتون، حالت‌های انرژی با اعداد کوانتومی یکسان را اشغال کنند، اثرهایی

۲۱- ر. ک پیوست الف

۲۲- رابطه^{۱-۲} (۹۰) برای یک ذره را در نظر بگیرید. توجه کنید وقتی Z زیاد می‌شود انرژی جنبشی کاهش می‌یابد.

۲۳- برای توضیح بیشتر به کتاب Weisskopf و Blatt سال ۱۹۵۲ صفحه 121f مراجعه کنید.

۲۴- نوکلئونها را نمی‌توان به عنوان کرات سختی با قطر معین تلقی کرد. بلکه باید آنها را به عنوان موجودات اعمال‌کننده^{۲۴} نیرو در نظر گرفت که می‌توانند بر طبق مفاهیم مکانیک کوانتومی، یکدیگر را بپوشانند.

ایجاد می‌کند که نوکلئونها را مجزا از یکدیگر نگه می‌دارد^{۲۵}. به‌طور خلاصه، بایک نظر اجمالی بر انرژی بستگی هسته و حجم هسته‌ای می‌توان بر نکات مهمی دربارهٔ نیروی هسته‌ای دست یافت. قبل از وارد شدن در جزئیات بیشتر، بهتر است سیستم فیزیکی دیگری که در آن نیز انرژی بستگی متوسط بر ذره مقداری ثابت است را، مثل یک جامد یا مایع، متذکر شویم. گرمای تبخیر Q عبارت است از کار لازم جهت تجزیه m گرم ماده در یک دمای ثابت، به n مولکول مجزا. اگر M_0 جرم یک مولکول باشد

$$m = nM_0 \quad (2-124)$$

و انرژی متوسط بستگی بر مولکول برابر است با

$$\frac{Q}{n} = \frac{QM_0}{m} \quad (2-125)$$

به‌طور تجربی دریافته‌اند که $Q \sim m$ ، و Q/m را گرمای نهان تبخیر می‌نامند. برای آب در 100°C داریم

$$\frac{Q}{m} = 540 \text{ cal/g} = 2.26 \times 10^{10} \text{ ergs/g}$$

$$M_0 = \frac{18}{6.02 \times 10^{23}} = 2.99 \times 10^{-23} \text{ g}$$

$$\frac{Q}{n} = 6.75 \times 10^{-13} \text{ ergs} = 0.42 \text{ ev} \quad \text{از اینرو}$$

از مقایسهٔ این مقدار با B_{ave} نیز ملاحظه می‌کنیم که انرژیهای اتمی و هسته‌ای، همانطور که در انتهای بخش (۲-۲) و (۲-۲) [معادلات (۲-۹۴) و (۲-۹۵)] به‌طریق دیگری ذکر کردیم، به‌ترتیب، از مرتبهٔ ev و Mev هستند.

شکل (۲-۸) نشان می‌دهد که در مورد سبکترین هسته‌ها، آنهایی که تعداد نوکلئونهایشان مصرح صحیحی از ذرات آلفاست دارای انرژیهای بستگی بر نوکلئون به‌ویژه زیادی هستند. این موضوع را فقط برپایهٔ یک مدل مکانیک کوانتومی از ساختار هسته، که در آن وابستگی نیروی هسته‌ای به‌اسپین ذاتی نوکلئونها مورد توجه قرار می‌گیرد، قابل درک

۲۵ - به‌منظور بررسی مفصل این نکات، کتاب Walecka، Weisskopf، Gomez و، سال ۱۹۵۸ را ملاحظه کنید.

است. از این رو سعی شده است که یک مدل "ذره - آلفایی" برای این هسته‌ها پیشنهاد شود، که بر طبق آن ذرات آلفا اجزاء همدوس هستند و پیوند بین آنها صورت می‌گیرد تا بین تک- تک نوکلئونها. این مدل با موفقیت محدودی همراه بوده است^{۲۶}.

ویژگی دیگری از شکل (۲-۸) که باید به آن توجه کرد کاهش B_{ave} در A های بزرگ است. علت این امر نیروی کولونی است، که مورد بحث قرار خواهیم داد.

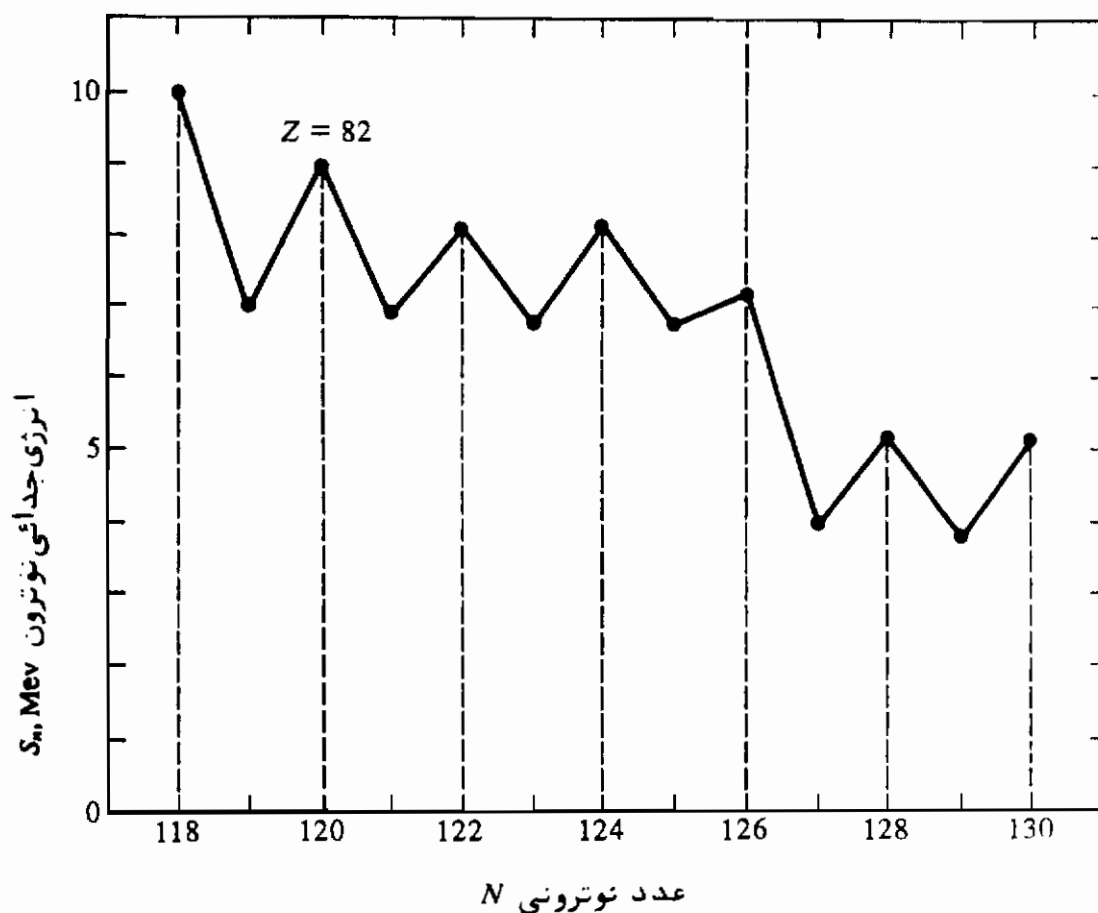
۲-۳-ج) روند منظم انرژی جدایی

نظام ویژه‌ای در انرژیهای جدایی نوترون، S_n ، از شکل (۲-۹) پیدا است. به‌ازای یک Z معین، S_n برای هسته‌های با N زوج بیشتر از N فرد است. همچنین، برای یک N معین، مقدار S_n برای هسته‌های با Z زوج بیشتر از Z فرد می‌باشد. این اثر به علت خاصیتی از نیروی هسته‌ای است که بستگی بیشتری بین جفت نوکلئونهای یکسان، که دارای تکانه زاویه‌ای (کل) مختلف‌الجهت بوده و در یک حالت کوانتومی به‌سر می‌برند، ایجاد می‌کند. این امر همچنین عامل پایداری استثنائی ذره آلفاست، که در بالا اشاره کردیم. در بخشهای بعد، شواهد بیشتری از اثر زوجیت خواهیم آورد. تفاسیل

$$S_n(A, Z, N) - S_n(A-1, Z, N-1) \quad (2-126)$$

را انرژی زوجیت نوترون می‌نامیم که با افزایش A تقریباً بین ۲ تا ۴ Mev تغییر می‌کند. مقادیر مشابهی نیز برای پروتون به دست می‌آید.

اثر زوجیت باعث می‌شود که هسته‌های زوج-زوج (N زوج، Z زوج) پایدارتر از هسته‌های زوج-فرد یا فرد-زوج بوده، و این هسته‌ها نیز به نوبه خود مقیدتر از هسته‌های فرد-فرد باشند. این مطلب را می‌توان از روند منظم فراوانی ویژه - هسته‌های پایداریز مشاهده کرد.



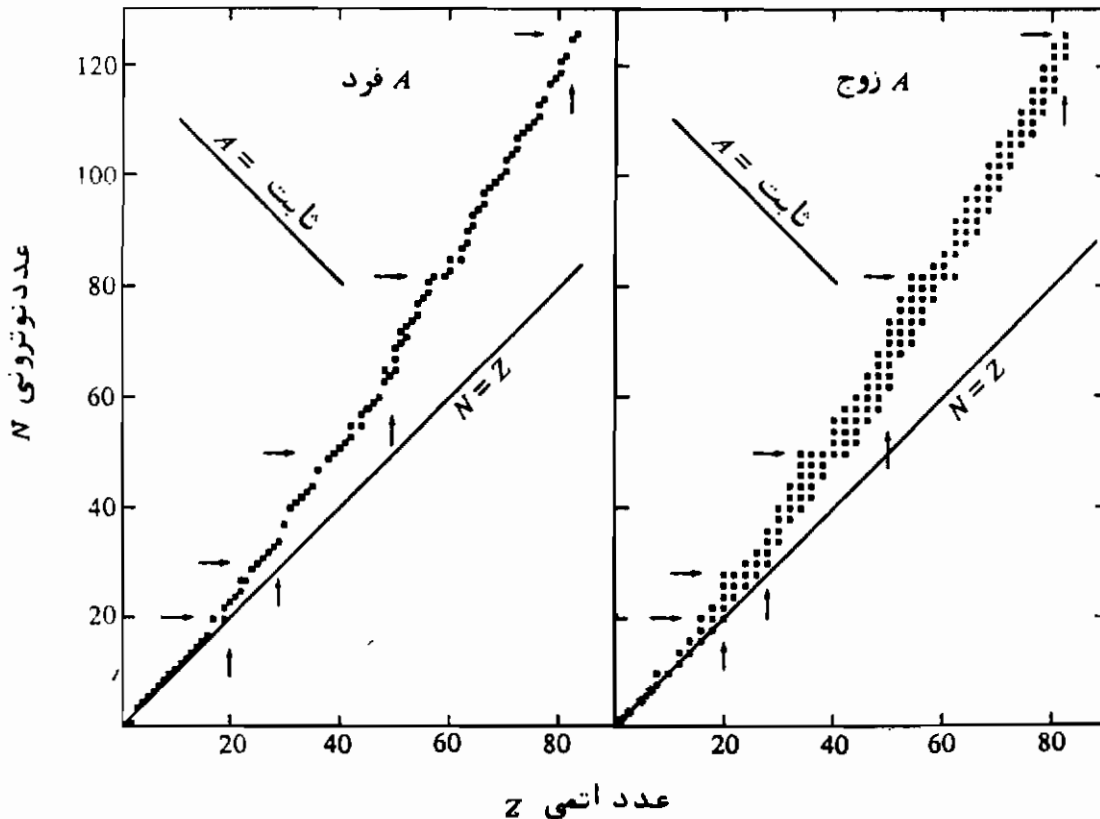
شکل ۲-۹: انرژی‌های جدایی نوترونی برای ایزوتوپ‌های سرب بر حسب عدد نوترونی.

۲-۳-۳) روند منظم فراوانی ویژه هسته‌های پایدار

ویژه هسته‌هایی که در روی زمین یافت می‌شوند یا پایدارند یا پرتوزا، بانیمه عمرهایی بیش از 10^9 سال^{۲۷}؛ زیرا بر طبق نظریه‌های رایج اقلًا^{۲۸} 5×10^9 سال قبل بوجود آمده‌اند. شکل (۲-۱۰) معرف یک نمودار N ، Z برای ویژه هسته‌های پایدار شناخته شده است، که به ایزوبارهای فرد و زوج تقسیم شده‌اند. برای ویژه هسته‌های سبک، خط پایداری متوسط در حوالی $N = Z$ خوشه می‌زند؛ برای هسته‌های سنگینتر، به علت اهمیت فزاینده نیروی کولنی، این خط از خط $N = Z$ منحرف می‌شود. برای A های فرد، فقط یک ایزوبار پایدار وجود دارد

۲۷- ویژه هسته‌هایی با عمر بیشتر نیز پیدا شده‌اند که فرآورده واپاشی می‌باشند. ر. ک

(به استثنای ۱۲۳ و ۱۱۳ A) . در مورد A های زوج ، فقط ویژه هسته های زوج - زوج وجود دارند (به استثنای ۱۴ و ۱۰ و ۶ و ۲ A) در جدول (۲-۲) خلاصه ای از فراوانی این ویژه هسته ها درج شده است .



شکل ۲-۱۰ : عدد نوترونی بر حسب عدد پروتونی برای ویژه هسته های پایدار . ایزوبارهای فرد در طرف چپ و ایزوبارهای زوج در طرف راست رسم شده اند . پیکانها در امتداد مقادیر "اعداد مرموز" N و Z : ۲۵، ۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶ ، هستند . ایزوبارهای فرد-فرد با ۱۴ و ۱۰ و ۶ و ۲ A نیز نشان داده شده اند .

ویژه هسته های زوج - زوج بیشتر وجود دارند . اگر هسته های پایدار توسط فرایندی تشکیل می شدند که در آن افزایش انرژی بستگی باعث افزایش فراوانی می شد ، می توانستیم چنین نتیجه بگیریم که هسته های زوج - زوج پایدارترین نوع هسته ها می باشند ، یعنی ، می توانستیم فراوانی را با پایداری معادل بگیریم . این برداشت ، با استنتاجهای مبتنی بر روند منظم انرژی جدایی ، سازگار است . فرایند شکلبندی عناصر احتمالاً "پیچیده بوده است ، ولی در یک فرایند شکلبندی ممکن ، یعنی انفجارهای ابرنواختر (سوپرنوا) ، انرژی ، بستگی هسته ها نقش موثری در میزان فراوانی بازی می کند . امروزه ، عقیده براین است که

اغلب ویژه هسته‌ها (ولی نه فراوانترین آنها) در واقع از این فرایند به وجود آمده‌اند^{۲۸}

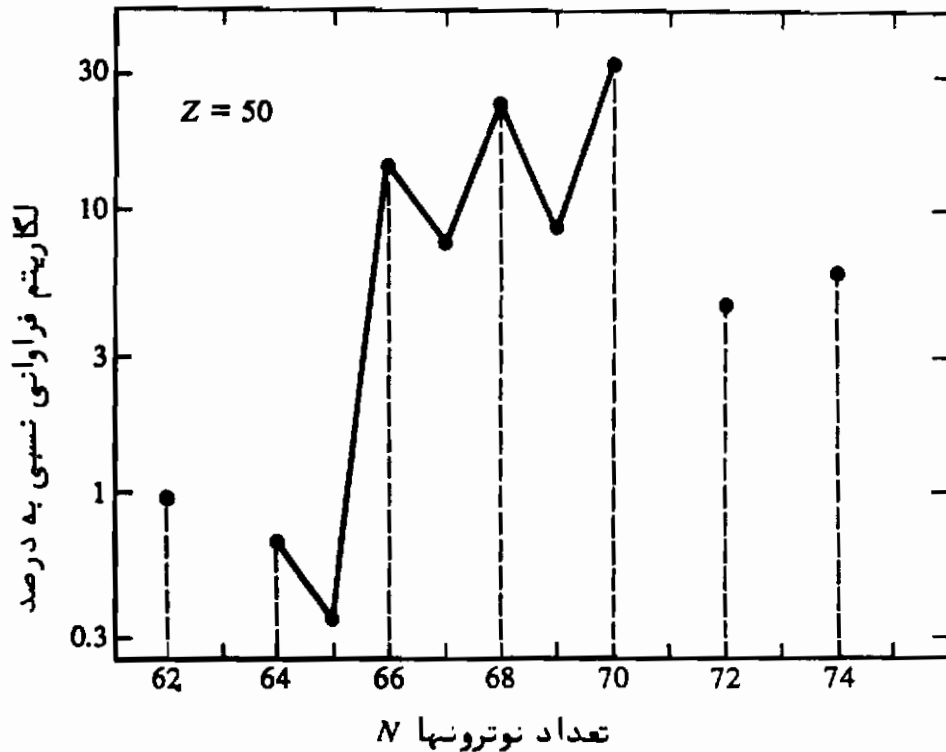
جدول ۲-۲: فراوانی ویژه هسته‌های پایدار

N	فرد	جفت	فرد	جفت
Z	فرد	فرد	جفت	جفت
تعداد ویژه‌هسته‌ها	4	49	53	160

فراوانی نسبی ایزوتوپها و همچنین فراوانی ویژه هسته‌ها در پرتوهای کیهانی نیز دارای نظم جالبی است. به عنوان مثال، شکل (۲-۱۱)، فراوانی نسبی ایزوتوپیکی عنصر قلع ($Z=50$) را نشان می‌دهد. فراوانی نسبی کمتر ایزوتوپهای با N فرد کاملاً مشهود است. این مطلب بار دیگر با این واقعیت در ارتباط است که فرایند شکل‌بندی ویژه هسته‌ها متغایل به هسته‌های با انرژی بستگی بیشتر است. مطالعات مفصل نیز روی فراوانی در پرتوهای کیهانی به همین نتایج منجر می‌شود.

ویژه هسته‌هایی که برای آنها N یا Z برابر ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶ است، نسبت به ویژه‌هسته‌های مجاور دارای پایداری و فراوانی مخصوصاً زیادتری هستند. با بررسی دقیق شکل (۲-۱۰) می‌توان برخی از آثار این اعداد مرموز را متذکر شد، شواهد دیگر بر وجود این اعداد را، بعداً ارائه خواهیم کرد. اعداد مرموز در هسته‌ها، آثاری مشابه با لایه‌های الکترونی بسته در آنها به وجود می‌آورند. دلایل قانع‌کننده‌ای وجود دارند که چرا تمام این اعداد با تناوبهای جدول تناوبی ۲، ۸، ۱۸، ۳۲ و غیره نمی‌دهند. قبل از بحث این مدل لایه‌های هسته، مدل قطره مایعی را توضیح می‌دهیم زیرا درک آن ساده است و اغلب داده‌های تجربی را که تا به حال ذکر کرده‌ایم پیش‌بینی می‌کند.

۲۸ - برای جزئیات بیشتر در مورد فرایند شکل‌بندی عناصر، ر. ک کتاب Smith، ۱۹۶۵، فصل ۲۲، و مراجع داده شده در آن.



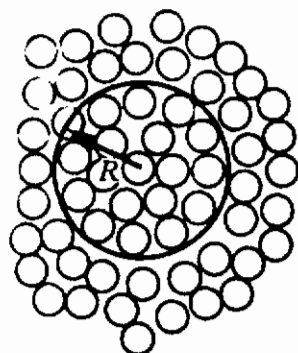
شکل ۲-۱۱: فراوانیهای نسبی ایزوتوپهای قلع بر حسب عدد نوترونی. ایزوتوپهای با $N = 63, 71, 73$ پایدار نیستند.

۲-۴ مدل قطره مایعی. فرمول نیمه تجربی جرم:

نظریه مفصل بستگی هسته‌ای، مبتنی بر روشهای ریاضی و مفاهیم فیزیکی پیچیده، توسط "بروکنر" و همکارانش ابداع شده است (از ۱۹۵۴ تا ۱۹۶۱). مدل بسیار ساده شده‌ای نیز وجود دارد که در آن از بعضی ویژگیهای ظریفتر نیروهای هسته‌ای صرف نظر، ولی بر جاذبه قوی بین نوکلئون تاکید می‌کند. این مدل را قون وایس زکر بر پایه مانستگی قطره مایع با ماده هسته‌ای، که توسط بوهر پیشنهاد شده بود، (۱۹۳۵)، به دست آورد. فرضهای اساسی به قرار زیرند (ر. ک. بخش ۲-۳-الف):

- ۱- هسته متشکل از ماده غیر قابل تراکم است، به طوری که $R \sim A^{1/3}$.
 - ۲- نیروی هسته‌ای برای هر نوکلئون یکسان است و به خصوص به نوع آن که پروتون باشد یا نوترون بستگی ندارد.
 - ۳- نیروی هسته‌ای اشباع می‌شود.
- آثار کولونی و مکانیک کوانتومی را به طور جداگانه بررسی می‌کنیم. طبق فرضهای ۲ و ۳، در

یک هسته "نامتناهی" با A نوکلئون، انرژی بستگی اصلی متناسب با A است. اما چون هسته‌های واقعی متناهی هستند معمولاً یک شکل کروی برای آن در نظر می‌گیرند (شکل ۲-۱۲) - از این رو نوکلئونهای سطحی به اندازه آنچه که هم‌اکنون تخمین زدیم تحت جاذبه یکسان از اطراف خود قرار نمی‌گیرند و از این رو باید جمله‌ای متناسب با تعداد نوکلئونهای سطحی یا متناسب با مساحت سطح را از تخمین مبتنی بر هسته نامتناهی، کم کرد. از طرفی نیروی دافعه کولونی که بین تمام جفت پروتونها برقرار است از انرژی بستگی کم خواهد کرد. (نیروهای کولنی دارای برد زیاد هستند و اشباع نمی‌شوند). علاوه بر این، جمله‌ای را باید معرفی کنیم که به هسته‌های با $N = Z$ بیشترین بستگی را نسبت دهد. این جمله، پیامد مستقیمی از رفتار مکانیک کوانتومی نوترونها و پروتونهاست. بالاخره، باید جملات تصحیحی لازمی را معرفی کنیم که بیشترین بستگی را برای هسته‌های زوج - زوج و کمترین بستگی را برای هسته‌های فرد - فرد به دست بدهند و آثار لایه‌ای را که در بالا متذکر شدیم منعکس کنند.



شکل ۲-۱۲: یک هسته کروی در ماده هسته‌ای نامتناهی

اهمیت این مدل در این حقیقت نهفته است که جنبه‌های عملی داده‌های جرم هسته‌ای را تبیین می‌کند. این امر موهید آن است که جمله انرژی بستگی اصلی، متناسب با A ، باید صحیح باشد. چون این جمله در بین فرضهای دیگر به فرض "استقلال از بار" نیروهای هسته‌ای بستگی دارد، می‌توان نتیجه گرفت که برهم‌کنشهای هسته‌ای $n-n$ ، $p-p$ و $p-n$ یکسان هستند. این اثر مهم در باره نیروهای هسته‌ای، در بخشهای بعد نیز تائید خواهد شد. با در نظر گرفتن عبارت (۲-۱۱۵)، می‌توان انرژی بستگی کل یک هسته را به صورت

زیر نوشت

$$B_{\text{tot}}(A, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_n \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta + \eta \quad (2-127)$$

که در آن

$$a_v A = \text{جملهٔ حجمی}$$

$$-a_s A^{\frac{2}{3}} = \text{جملهٔ سطحی} \sim \text{مساحت سطح کره } (4\pi R^2)$$

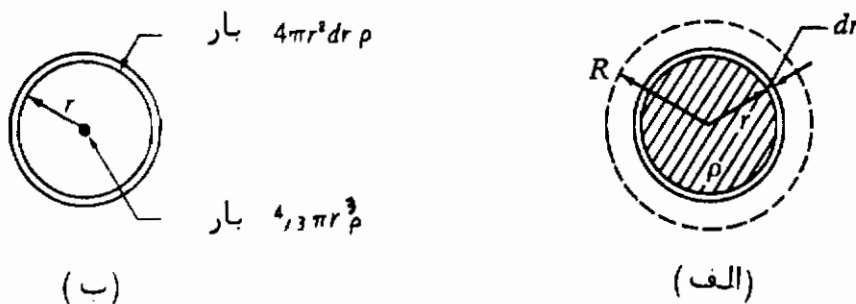
$\pm \delta = \text{جملهٔ انرژی زوجیت}^{29}$ ، که برای ویژه‌هسته‌های با A ی فرد برابر صفر است،

برای هسته‌های زوج - زوج علامت +، و برای ویژه‌هسته‌های فرد - فرد

علامت (-) را به کار می‌بریم .

$\eta = \text{جملهٔ لایه‌ای}$ ، که اگر N یا Z یک عدد مرموز باشد مثبت است .

دوجملهٔ دیگر، انرژی کولونی و عدم تقارن را، در زیر توضیح می‌دهیم .



شکل ۲-۱۳: انرژی کولنی کره‌ای که به طور یکنواخت باردار شده است. (الف)

توزیع بار واقعی؛ ورقه‌ای به ضخامت dr را به کره‌ای به شعاع r اضافه می‌کنیم.

(ب) توزیع بار معادل. به منظور محاسبهٔ انرژی پتانسیل چگالی بار را ρ

می‌نامیم .

۲-۴-الف) انرژی کولنی یک هستهٔ کروی

اگر چه نیروهای کولونی بین جفت پروتونها عمل می‌کند، ولی برای مقصود فعلی ما

کافی است هسته را به صورت یک کرهٔ e با بار Ze ، که به طور یکنواخت باردار شده است، و

چگالی بار

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (2-128)$$

۲۹ - بزرگی δ تقریباً برابر نصف عبارت (۲-۱۲۶) است که از جایگذاری معادله (۲-۱۲۵)

برای هر جمله و سپس اعمال معادله (۲-۱۲۷)، به دست می‌آید .

در نظر بگیریم . انرژی کولوسی را می‌توانیم به‌طریق زیر محاسبه کنیم .
فرض کنید یک بار کروی به شعاع r ، مطابق شکل (۲-۱۳ الف) موجود آمده باشد . کار اضافی لازم جهت افزودن ورقه‌ای به ضخامت dr بر روی کره^۲ فوق را می‌توان با فرض اینکه بار $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ ی کره^۲ اصلی در مرکز لایه متمرکز شده باشد (شکل ۲-۱۳ ب) محاسبه کرد . در این صورت انرژی پتانسیل الکتریکی هسته با استفاده از معادله^۲ (۲-۱۲۸) عبارت است از

$$\begin{aligned} V_{\text{coulomb}} &= \int_0^R \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \cdot 4\pi r^2 dr \rho \cdot \frac{1}{r} \\ &= \frac{16}{3}\pi^2 \rho^2 R^5 \\ &= \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \end{aligned} \quad (2-129)$$

چون ، در توافق با دیدگاه تابع موجی ، فرض کرده‌ایم که بار هر پروتون در تمام هسته " پخش " شده باشد ، عبارت (۲-۱۲۹) شامل یک جمله^۲ ساختگی "خود-انرژی" $3e^2/(5R)$ برای هر پروتون است (که با قرار دادن $Z=1$ پیدا می‌شود) . با کسر این جمله برای Z پروتون انرژی برهم‌کنش صحیح بین تمام جفت پروتونها به دست می‌آید

$$V_{\text{coulomb}} = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} \quad (2-130)$$

از مقایسه با معادلات (۱-۵) و (۱-۶) ، می‌توان ثابت a_c را در معادله^۲ (۲-۱۲۷) محاسبه کرد

$$a_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0}$$

$$R_0 = 1/4 \text{ یا } 1/2 F \quad \text{برای}$$

$$a_c = 0/62 \text{ یا } 0/72 \text{ Mev} \quad \text{داریم} \quad (2-131)$$

چون انرژی مثبت کولونی باعث کاهش انرژی بستگی هسته‌ای می‌شود ، جمله^۲ کولونی در معادله (۲-۱۲۷) با علامت منفی ظاهر می‌شود .

۴-۲ ب) انرژی عدم تقارن

یک مدل بسیار ساده کافی است تا شکل جمله عدم تقارن در معادله (۲-۱۲۷) را نشان دهد. چون نوترونها و پروتونها از قوانین مکانیک کوانتومی پیروی می کنند، باید، نظیر آنچه در مورد یک جعبه بسته (بخش ۲-۲-و) ملاحظه کردیم، در حالت های معین انرژی قرار داشته باشند. برای سهولت محاسبه، فرض می کنیم که ترازها متساوی الفاصله بوده به فاصله Δ از یکدیگر قرار داشته باشند و طبق اصل طرد پاولی فقط یک نوکلئون در هر تراز وجود داشته باشد. با این فرض که نیروهای بین نوترونها با نیروهای بین پروتونها، در غیاب آثار کولونی (ر.ک بخش ۲-۴)، برابرند، انتظار می رود که حالت های انرژی نوترونها و پروتونها یکسان باشند.

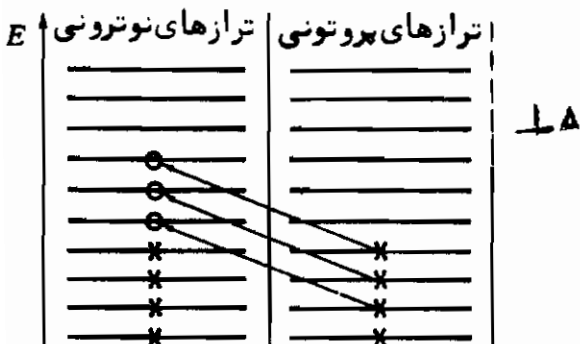
انرژی عدم تقارن عبارت است از اختلاف بین انرژی هسته ای یک هسته با اعداد نوترونی و پروتونی N و Z با انرژی ایزوباری که در آن اعداد نوترونی و پروتونی، هردو، مساوی $A/2$ است. اگر بخواهیم هسته اول را از هسته دوم بسازیم باید ν پروتون تبدیل به نوترون شود، یعنی

$$N = \frac{1}{2}A + \nu \quad Z = \frac{1}{2}A - \nu \quad \text{یا} \quad \nu = \frac{1}{2}(N - Z)$$

و مقدار کاری که صرف خواهد شد، عبارت است از

$$\nu \Delta = \frac{1}{2}(N - Z) \Delta \quad (2-132)$$

این مطلب را می توان از شکل (۲-۱۴) ملاحظه کرد. توجه کنید که انرژی هر کدام از ν پروتون باید به اندازه Δ افزایش داده شود. چون عبارت (۲-۱۳۲) همیشه مثبت است، انرژی بستگی یک هسته با $N \neq Z$ همیشه نسبت به هسته با $N = Z$ کمتر خواهد بود. همچنین با محاسبه انرژی E_{\max} که تا آن انرژی باید ترازهای هسته پر باشند تا بتوانند تعداد N نوترون را جای دهند، و قراردادن $\Delta \approx E_{\max}/N$ می توان نشان داد که $\Delta \sim 1/A$ است.



شکل ۲-۱۴. مدل مربوط به جمله عدم تقارن نوترونها و پروتونها به فرض دارای ترازهایی به فاصله مساوی Δ هستند. علامتهای (x) معرف حالت هایی می باشند که در ابتدا اشغالند. در انتقال سه پروتون به حالت های نوترونی باید انرژی Δ 3×3 صرف شود.

۲-۴-ج) سهمی‌های جرم . خط پایداری

با مرتب‌کردن جزئی معادله (۲-۱۲۷) می‌توان جرم یک هسته (ر.ک معادله ۲-۱۱۵) را به صورت زیر نوشت

$$M(A,Z)c^2 = xA + yZ + zZ^2 \mp \delta - \eta \quad (2-123)$$

$$x = M_n c^2 - a_v + a_b + \frac{a_s}{A^{1/3}} \quad \text{که در آن}$$

$$y = -4a_b - (M_n - M_H)c^2 \approx -4a_b$$

$$z = \frac{4a_b}{A} + \frac{a_c}{A^{1/3}}$$

به‌ازا $A = cte$ ، معادله (۲-۱۲۳) معادله یک سهمی است . می‌نیم جرم به‌ازا $Z = Z_A$ (که معمولاً یک عدد صحیح نیست) به دست می‌آید . نمودار Z_A برحسب A یا N خط مربوط به بیشترین پایداری هسته‌ای را می‌دهد . با نوشتن $\partial(Mc^2)/\partial Z = 0$ خواهیم داشت

$$Z_A = \frac{-y}{2z} \approx \frac{A/2}{1 + \frac{1}{2}(a_c/a_b)A^{1/3}} \quad (2-124)$$

نمودار این فرمول عیناً با شکل خط پایداری تجربی در شکل (۲-۱۰) ، مطابقت دارد . با برآزش داده‌ها خواهیم داشت $\frac{1}{2}(a_c/a_b) = 0.0078$ ، به طوری که به کمک معادله (۲-۱۳۱) مقدار مورد انتظار a_b برابر می‌شود با

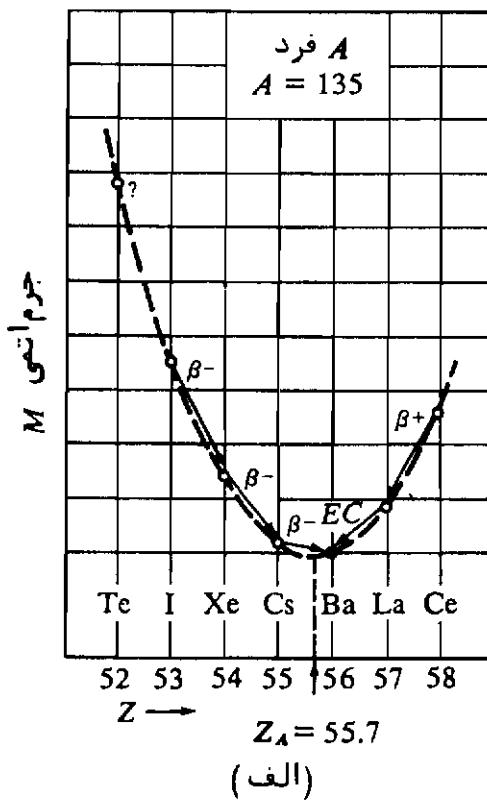
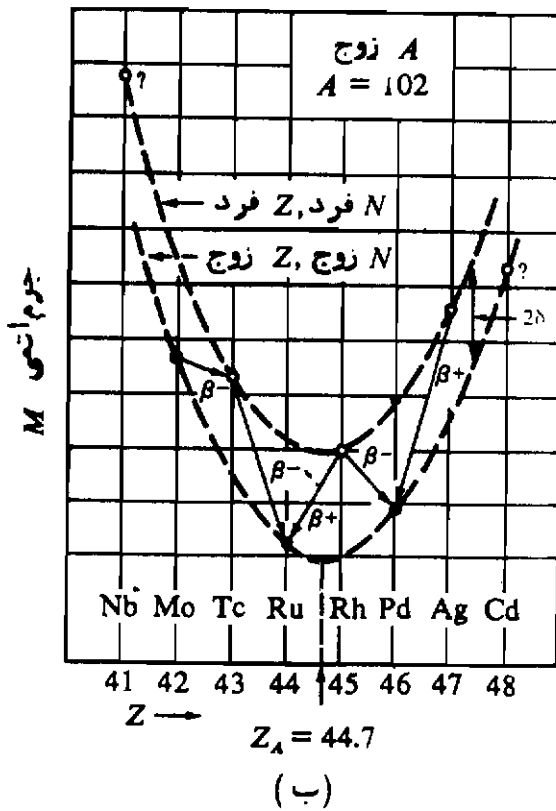
$$a_b \approx 20 \text{ تا } 23 \text{ Mev} \quad (2-125)$$

از عبارت (۲-۱۲۴) ، می‌توان تشخیص داد که انحراف خط پایداری از خط $N = Z$ یا $Z = A/2$ به علت رقابتی است که بین انرژی کولونی ، که تعادل به وضعیت $Z_A < A/2$ دارد ، و انرژی عدم تقارن که مایل به وضعیت $Z_A = A/2$ است ، صورت می‌گیرد .

برای ایزوبارهای با A ی فرد ، $\delta = 0$ ، معادله (۲-۱۲۳) فقط معرف یک سهمی منفرد است ، که در شکل (۲-۱۵ الف) برای یک مورد نوعی نشان داده شده است . بعداً خواهیم دید (بخش ۴-۶ ب) که اگر

وایشی بتایی (الکترون) $M(A, Z) > M(A, Z + 1)$ که در آن Z به $Z + 1$ تبدیل می‌شود. (۲-۱۳۶)

گیراندازی الکترون و یا شاید وایشی پوزیترونی $M(A, Z) > M(A, Z - 1)$ که در آن Z به $Z - 1$ تبدیل می‌شود.



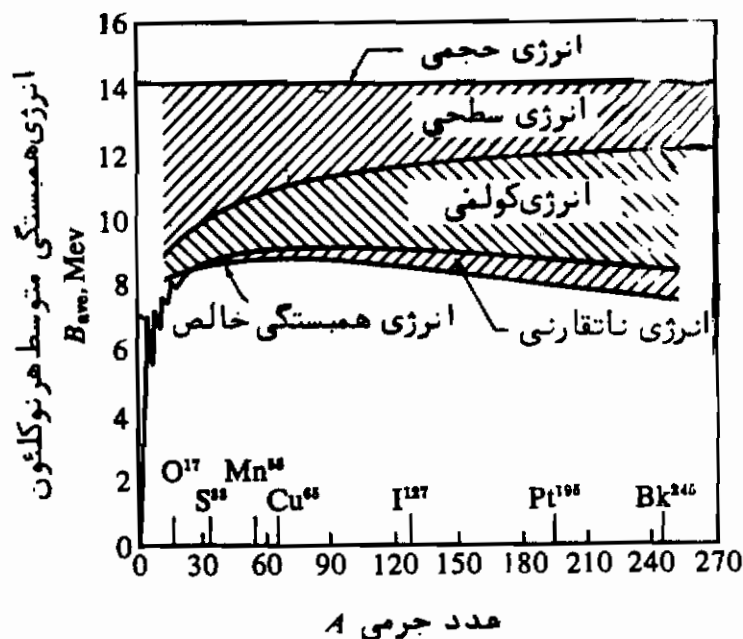
شکل (۲-۱۵): سهمی جرم ایزوبارها. (الف) هسته‌های با A ی فرد. (ب) هسته‌های با A ی زوج. دایره‌های توپر معرف هسته‌های پایدار و دایره‌های توخالی معرف هسته‌های پرتوزاست. در محور عرضها هر قسمت تقریباً برابر 1 Mev است. (با اجازه Evans، ۱۹۵۵)

از شکل (۲-۱۵ الف) به وضوح پیداست که برای هسته‌های با A ی فرد فقط یک ایزوبار (پایدار) وجود دارد که برای آن هیچ یک از این دو حادثه رخ نمی‌دهند، شکل

۳- وایشی پوزیترون فقط وقتی اتفاق می‌افتد که $M(A, Z) > M(A, Z - 1) + 2m_0$ باشد، که در آن m_0 جرم سکون الکترون است. ر. ک معادله (۲-۱).

(۲-۱) نیز مبین این واقعیت است. دواستثنای موجود در ۱۲۳ و $A = 113$ بدون شک مربوط به این واقعیت است که در هر مورد یکی از ایزوبارها دارای نیمه‌عمری استثناء طولانی است (10^{12} سال یک حدپائینی تجربی است) زیرا اختلاف جرمها، برحسب اتفاق، فوق‌العاده کوچک است.

برای ایزوبارهای با A زوج، از معادله (۲-۱۳۳) دوسهمی به دست می‌آید که اختلاف جرم آنها ۲۵ است. یک نمونه در شکل (۲-۱۵) نشان داده شده است. بسته به اینکه انحنا سهمیه‌ها و جدایی ۲۵ چقدر باشد، چندین ایزوبار زوج-زوج می‌تواند وجود داشته باشد. بیشترین تعدادی که در طبیعت پیدا می‌شود برابر سه است. (ر. ک. شکل (۲-۱۵)). در واقع هیچ هستهٔ فرد-فرد پایداری نباید وجود داشته باشد. موارد استثنائی B^{10} ، Li^8 ، H^8 و N^{14} به علت تغییرات سریع انرژی بستگی هسته‌ای (شکل ۲-۸) برای هسته‌های بسیار سبک است که ناشی از اثرهایی از ساختار هسته‌ای است که در مدل قطره مایعی منظور نشده است. شکل (۲-۱۵) نشان می‌دهد که برای بعضی از هسته‌های فرد-فرد هر دو شرط (۲-۱۳۶) برقرار است، به طوری که واپاشی الکترون و پوزیترون از یک هسته امکان‌پذیر است و حقیقتاً هم رخ می‌دهد (ر. ک. شکل ۴-۲۸، Cu^{64}).



شکل ۲-۱۶: خلاصهٔ بررسی انرژی بستگی متوسط، براساس مدل قطره مایعی (با اجازه Evans، ۱۹۵۵)

۲-۴-د) خلاصه. آثار لایهای

ثابت‌های فرمول نیمه تجربی جرم (۲-۱۲۷) را می‌توان توسط مقایسه با داده‌های موجود به دست آورد. "برازش" هرگز کامل نیست، و از این رو چندین مجموعه از ضرایب به کار می‌رود. دو نمونه از مجموعه‌ها عبارتند از (بر حسب Mev ، $1u = 931$)

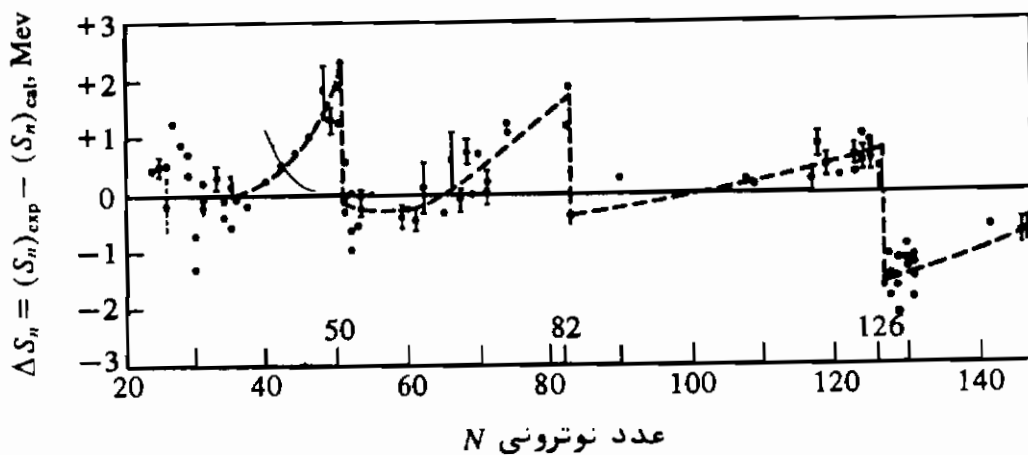
$$\begin{array}{cccccc} a_v = 14 & a_s = 13 & a_c = 0.60 & a_a = 19 & \delta = 34/A^{3/4} & \\ a_v = 16 & a_s = 18 & a_c = 0.72 & a_a = 23.5 & \delta = 11/A^{3/4} & (2-127) \end{array}$$

جمله زوجیت δ حدوداً باید برابر نصف انرژی زوجیت (۲-۱۲۶) باشد. عبارتهای داده شده دارای برخی توجیحات نظری هستند. در شکل (۲-۱۶) سهم هر جمله در B_{ave} نشان داده شده است.

اگر معادله (۲-۱۲۷) را بدون جمله مربوط به مدل لایه‌ای، η ، برای پیش بینی انرژیهای جدایی نوترون [معادله (۲-۱۲۵)] به کار ببریم، در یک مقایسه با داده‌های تجربی به نظمهای جالبی بر می‌خوریم. شکل (۲-۱۷) کمیت

$$\Delta S_n = S_n(A, Z)_{\text{تجربی}} - S_n(A, Z)_{\text{نظری}} \approx \eta(Z, A) - \eta(Z, A - 1) \quad (2-128)$$

را نشان می‌دهد. افزایش انرژی بستگی در نزدیکی اعداد مرموز ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶ کاملاً چشمگیر است.



شکل ۲-۱۷: مقایسه مقادیر تجربی و محاسبه شده انرژیهای جدایی نوترون. اثر بسته بودن لایه‌ها بر روی انرژی جدایی نوترون آشکار است. (با اجازه از (Evans, 1955))

هرچند که ما مدل قطره مایعی را فقط برحالیتهای پایه هسته‌ها اعمال کرده‌ایم، ولی می‌توان آنرا برای حالت‌های برانگیخته نیز به‌کار برد. این حالت‌ها می‌توانند توسط نوسانهای "قطره" هسته یا توسط چین و شکنهایی که بر روی سطح آن حرکت می‌کنند ایجاد شوند. این عقیده مخصوصاً در توجیه بعضی از جنبه‌های شکافت هسته‌ای، کسه در بخش (۷-۵) به آن خواهیم پرداخت، موفق بوده است.

مدل قطره مایعی بر آثار تعاونی بین نوکلئونهای متعدد موجود در هسته تأیید دارد و پیشقراول مدلهای تجمعی ساختار هسته‌ای است. آنچه در این مدل صراحت دارد تقسیم سریع انرژی بین نوکلئونهاست که مبنای نظریه بوهرا را در مورد شکل‌بندی هسته مرکب در واکنش‌های هسته‌ای تشکیل می‌دهد.

۲-۵ مدل لایه‌ای:

جدول تناوبی عناصر مبتنی بر وجود نظم‌هایی در خواص شیمیایی و فیزیکی منظم آنها (ظرفیت، انواع طیف‌های نوری، پتانسیل یونش، و غیره) است. تناوبی بودن این جدول، از پرشدن منظم ترازهای الکترونی به ترتیب افزایش انرژی، نتیجه می‌شود، البته با این قید که اصل طرد پاولی تعداد الکترونهای هر زیرلایه را به ۲ محدود می‌سازد. اگر نیروهای بین الکترونی را تقریباً با یک نیروی مرکزی مؤثر نمایش دهیم، هر زیر لایه توسط سه عدد کوانتومی مشخص می‌شود: عدد کوانتومی کلی یا اصلی n_{tot} ، عدد کوانتومی مداری یا سمتی l ، و عدد کوانتومی معنایسی m . دو عدد کوانتومی اخیر را در معادلات (۲-۴۴) و (۲-۴۵) متذکر شده‌ایم عدد کوانتومی کل توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$n_{tot} = n + l \quad (2-139)$$

که در آن عدد کوانتومی شعاعی n مساوی تعداد صفرهای تابع شعاعی $u(r)$ است که در معادله (۲-۴۸) تعریف شده است (از جمله صفر واقع در $r=0$). اگر یک زیرلایه با دو الکترون پر شده باشد، طبق اصل طرد پاولی باید جهات اسپین ذاتی آنها متقابل باشند.

بزودی پس از کشف نوترون، پیشنهاد شد که تناوبهایی نیز باید در خواص هسته‌ای وجود داشته باشد^{۳۱}. نظم‌هایی در فراوانی و در انرژیهای واپاشی آلفا پیدا شد، که دلالت بر وجود نظم‌های خاصی در انرژیهای بستگی هسته‌ای داشت. همچنین ملاحظه شد که اعداد نوکلئونی ۸۰۲، و ۲۰ با پایداری خاصی توأم بودند. چون این اعداد دقیقاً متناظر با چند

عدد تناوبی اولیه الکترونیهای اتمی بودند، به نظر رسید که به هسته‌ها هم بتوان یک ساختار لایه‌ای نسبت داد. هرچند که، به طور کلی، در آن وقت شواهد تجربی زیادی در دسترس طرفداران اولیه مدل لایه‌ای نبود. همچنین، با شروع از حدود ۱۹۳۵، کاربردهای موفقیت آمیزی از مدل قطره مایعی هسته‌ها و مدل هسته مرکب واکنشهای هسته‌ای میسر این واقعیت بود که برهم کنش بین نوکلئونها در یک هسته آن قدر قوی است که نمی‌توان یک ساختار لایه‌ای قابل ملاحظه به آن نسبت داد.

برای درک بهتر بیان فوق، از اصل عدم قطعیت هایزنبرگ استفاده می‌کنیم که برطبق آن در هر آزمایشی به مدت t ، انرژی هیچ سیستم را نمی‌توان با دقتی بیش از عدم قطعیت Γ که در آن $\Gamma t \approx h$

$$\Gamma t \approx h \quad (2-140)$$

است، تعیین کرد. فرض می‌کنیم نوکلئونها در داخل هسته به شدت با یکدیگر برهم کنش داشته باشند و زمان متوسط بین برخوردها برابر t باشد. اگر بخواهیم انرژی یک نوکلئون را بین دو برخورد حساب کنیم، رابطه (2-140) پیش‌بینی می‌کند که نتیجه به اندازه h/t غیرقطعی است. طولانی‌ترین زمان t ی بین دو برخورد که ممکن است برای هسته‌ای به شعاع R قابل قبول باشد، حدود زمان پیمایش هسته است.

$$t \approx \frac{R}{v} \quad (2-141)$$

که در آن v سرعت نوکلئون در داخل هسته می‌باشد. از طرفی طبق معادله (2-27) داریم

$$v = \frac{p}{m_0} = \frac{k\hbar}{m_0} \quad (2-142)$$

چون نوکلئون در ناحیه‌ای به ابعاد خطی R محدود است، رابطه‌ای نظیر (2-81) باید برقرار باشد

$$k \approx \frac{\pi}{R} \quad (2-143)$$

به طوری که (با حذف ضرایب عددی) خواهیم داشت

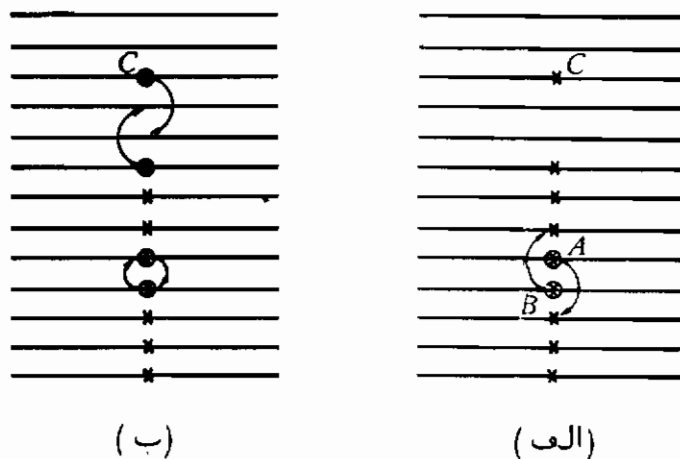
$$t \approx \frac{m_0 R^2}{h} \quad (2-144)$$

چون t طولانی‌ترین زمان بین برخوردهاست، کمترین قطعیت در انرژی یک نوکلئون برابر خواهد بود با

$$\Gamma \approx \frac{h^2}{m_0 R^2} \quad (2-145)$$

اما این مقدار دقیقاً "از مرتبه" بزرگی فاصله بین ترازهای انرژی هسته‌ای است، [رک، عبارت (2-95)] نتیجه آن در معادله (2-95) . بنابراین، حالت‌های انرژی هسته‌ای باید به قدری در هم بروند که نتوان هیچ ساختار لایه‌ای خوش-تعریفی به آن نسبت داد.

وایسکوف در سال ۱۹۵۱ به اشتباه موجود در بحث فوق پی برد. وی خاطر نشان ساخت که اصل طرد یا ولی به شدت امکان برخوردهای بین نوکلئونها را محدود می‌سازد، به طوری که زمانهای بین برخوردها خیلی طولانی‌تر از مقدار پیش‌بینی شده در معادله (2-141) است. در نتیجه، پهنای ترازها خیلی باریکتر از برآورد حاصل از معادله (2-145) خواهد بود.



شکل 2-18: محدودیت برخوردهای نوکلئون - نوکلئون در داخل هسته.
 (الف) برخورد اشاره شده ذرات A و B مجاز نیست، چون با وجودی که این برخورد، پایستگی انرژی را حفظ می‌کند، ترازها قبلاً پر شده‌اند.
 (ب) برخوردهای ممکن آنهایی هستند که شامل تعویض ترازها یا ذرات برانگیخته نظیر C می‌باشند.

دلیل وایسکوف را می‌توان با مراجعه به شکل (۲-۱۸) الف درک کرد. برای سهولت فرض می‌کنیم ترازها متساوی الفاصله باشند، و هر یک توسط یک نوکلئون اشغال شده باشد. حال برخورد بین ذرات A و B را در نظر می‌گیریم. در اغلب برخوردهای دوجسمی، انرژیهای جنبشی تک تک ذرات تغییر می‌کنند حتی اگر پایستگی کلی انرژی برقرار باشد. حال اگر، دو ذره ابتدا در ترازهای انرژی پری قرار داشته باشند، آن گونه که به‌طور طرح وار در شکل (۲-۱۸ الف) نشان داده شده است، نمی‌توانند بایکدیگر برخورد کنند زیرا حالت‌های انرژی‌ای که این ذرات مجبور بودند به آنها بروند قبلاً اشغال بوده و در دسترس نیستند. تنها برخوردهای ممکن آنهایی هستند که ذرات در آنها جای خود را عوض کنند، یا برخوردهایی هستند که در آنها ذرات برانگیخته، نظیر C در شکل (۲-۱۸ ب)، شرکت داشته باشند. این گونه برخوردها به ندرت اتفاق می‌افتند. بنابراین، برهم کنش قوی بین نوکلئونها، وجود آثار مدل لایه‌ای (یعنی، زمانهای طولانی بین برخوردها) را نقض نمی‌کند.

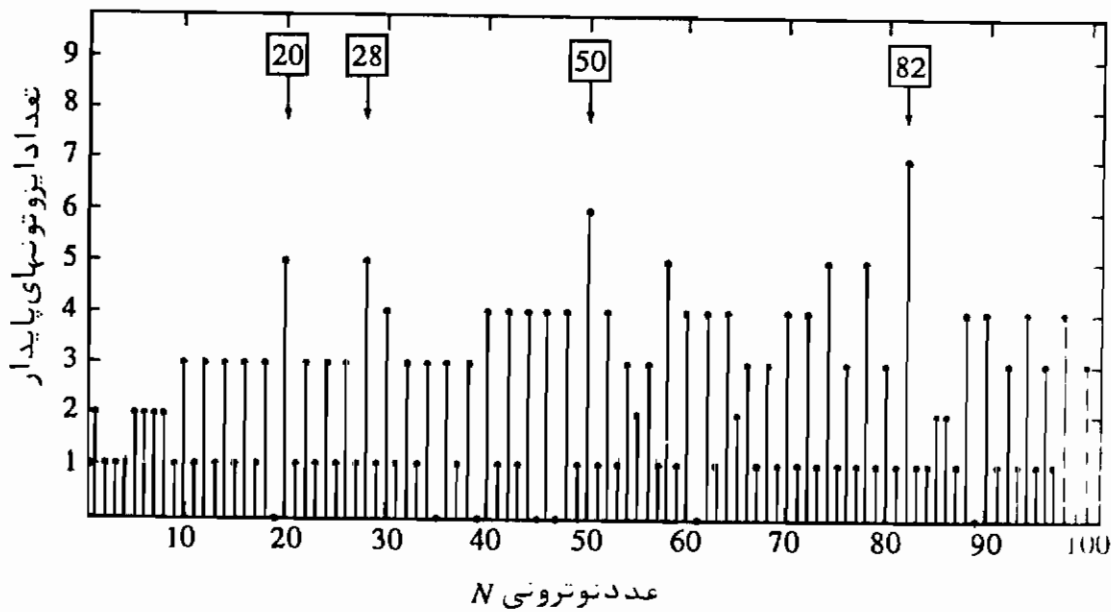
۲-۵ الف) اساس تجربی مدل لایه‌ای

تا به حال نتایج تجربی زیادی که مبین نظم و ترتیب‌هایی در خواص هسته‌ای است، به دست آمده است. این نتایج به بسته بودن لایه‌ها در اعداد مرموز ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶، که در بخش (۲-۳-د) به آنها اشاره کردیم، دلالت دارند. قبل از توصیف مدل لایه‌ای، بعضی از شواهد تجربی را ذکر کرده، و سپس جزئیات بیشتر آنرا بررسی می‌کنیم. یک مجموعه از این روند منظم یا به‌طور مستقیم از روی انرژیهای هسته‌ای، و یا به‌طور غیرمستقیم از روی داده‌های مربوط به فراوانی توجیه می‌شود (شکل ۲-۱۰). داده‌های مربوط به فراوانی را مجدداً در شکل (۲-۱۹) رسم کرده‌ایم تا اعداد مرموز را واضحتر نشان بدهیم. می‌توان ملاحظه کرد که وقتی N مساوی یک عدد مرموز است، تعداد ایزوتونها (به تعاریف بخش ۱-۲ ه) مراجعه کنید) مخصوصاً زیاد می‌باشد.

در ارتباط با شکل (۲-۱۷) قبلاً متذکر شدیم که یک انرژی جدائی زیاد نوترون، مربوط به هسته‌هایی است که برای آنها N مساوی یک عدد مرموز باشد (همچنین ر. ک شکل ۲-۹). به علاوه، شکل (۲-۲۰) نشان می‌دهد که برای هسته‌های با $N = 1 + (\text{عدد مرموز})$ ، انرژی جدائی نوترون مخصوصاً خیلی پائین است. توجه کنید که در شکل (۲-۲۰) عدد نوترونی هسته‌هایی^{۳۳} را بر محور طولها برده‌ایم. پدیده مشابهی در پتانسیل یونش آنها

۳۳ - هسته‌ای که قبلاً یک نوترون از آن جدا شده است. (مترجم)

نیز وجود دارد، که برای گازهای کمیاب زیاد و برای قلیائیه‌ها کم است. همچنین ناپیوستگی‌هایی در انرژی‌های واپاشی آلفا و بتا مشاهده می‌شود، که مبین وجود ناپیوستگی‌هایی در انرژی‌های بستگی هسته‌ای است^{۳۴}.



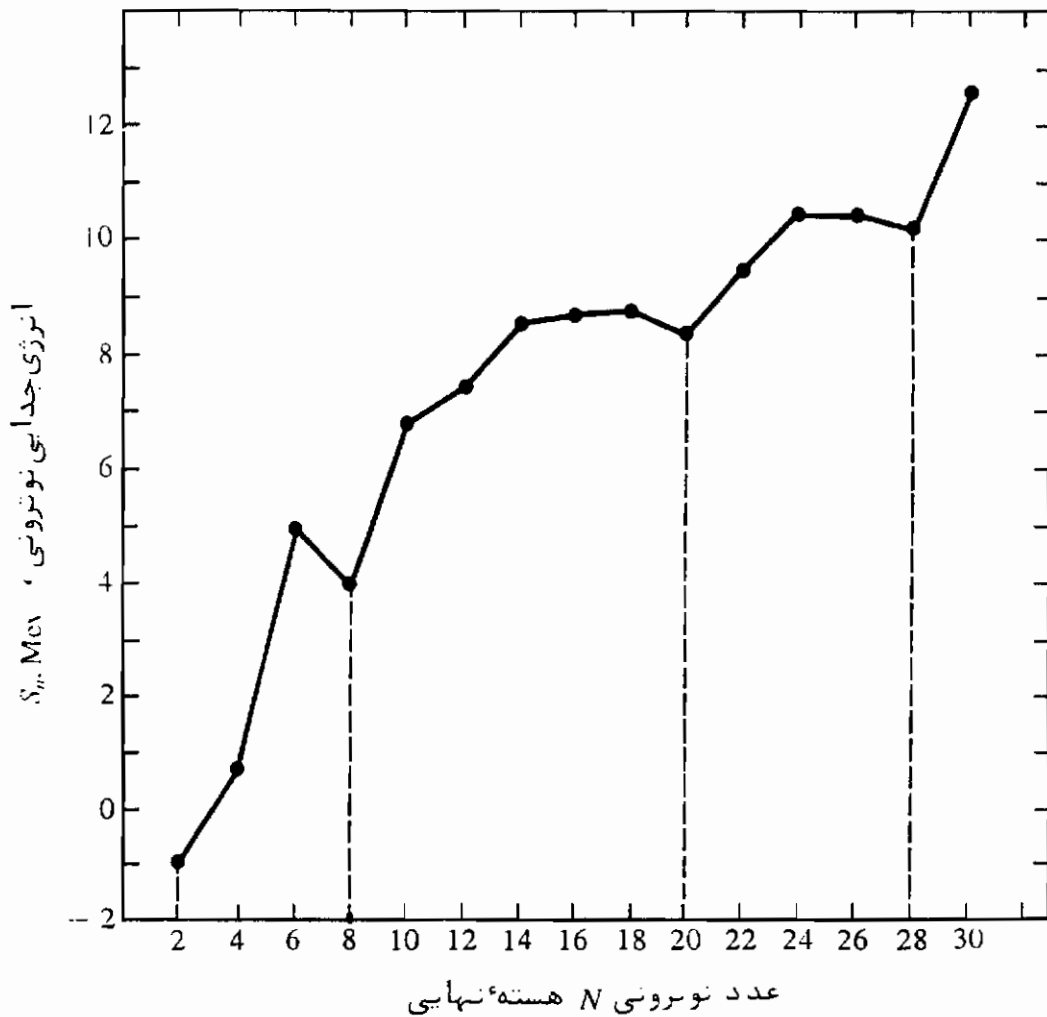
شکل ۲-۱۹: تعداد ایزوتوپ‌های پایدار بر حسب عدد نوترونی^{۳۵}.

هسته‌های مرموز، که مقیدتر هستند، به انرژی بیشتری برای تحریک شدن احتیاج دارند تا هسته‌های غیر مرموز. این مطلب در شکل (۲-۲۱) آورده شده و در آن، انرژی‌های برانگیختگی اولین حالت‌های هسته‌های زوج-زوج بر حسب N و Z رسم شده است. اثر اعداد مرموز به حالت‌های برانگیخته بالاتر نیز ادامه می‌یابد. به عبارت دیگر، در انرژی‌های برانگیختگی تقریباً مساوی، فاصله بین ترازها برای هسته‌های مرموز بیشتر از هسته‌های دیگر است. در میان سایر چیزها، این امر باعث می‌شود که سطح مقطع‌های گیراندازی نوترون‌های تند کمتر شود (شکل ۲-۲۲). سطح مقطع کمی متناسب با احتمال انجام یک واکنش هسته‌ای است^{۳۶}. به طور اجمال، برای اینکه گیراندازی یک نوترون امکان‌پذیر باشد، نوترون

۳۴- B. H. Flowers, *Progr. Nucl. Phys.* 2: 235 (1952).

۳۵- این مطلب را در بخش (۴-۵ الف) بیشتر مورد بحث قرار خواهیم داد. مثلاً، شکل (۴-۱۲) را ملاحظه کنید.

۳۶- ر. ک بخش (۵-۴ الف)



شکل ۲-۲۰: انرژی جدایی آخرین نوترون در هسته با $(N + 1)$ و Z برای $Z = (N)$ ، به صورت تابعی از عدد نوترونی N هسته نهایی. ملاحظه می شود که برای $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ انرژی جدایی بسیار کم است* .

با انرژی جنبشی مفروض باید یک تراز هسته‌ای خالی در انرژی مناسب پیدا کند. بنابراین، هرچه فاصله بین ترازها بیشتر باشد، احتمال گیراندازی کمتر است. در حواص هسته‌ای نیر روندهای منظمی دیده می شوند. که بستگی به تکانه، زاویه‌ای کل و پارامتر هسته، در حالت پایه یا در حالت برانگیخته آن، دارند. در پایان بخش (۲-۵) به این موضوع باز خواهیم

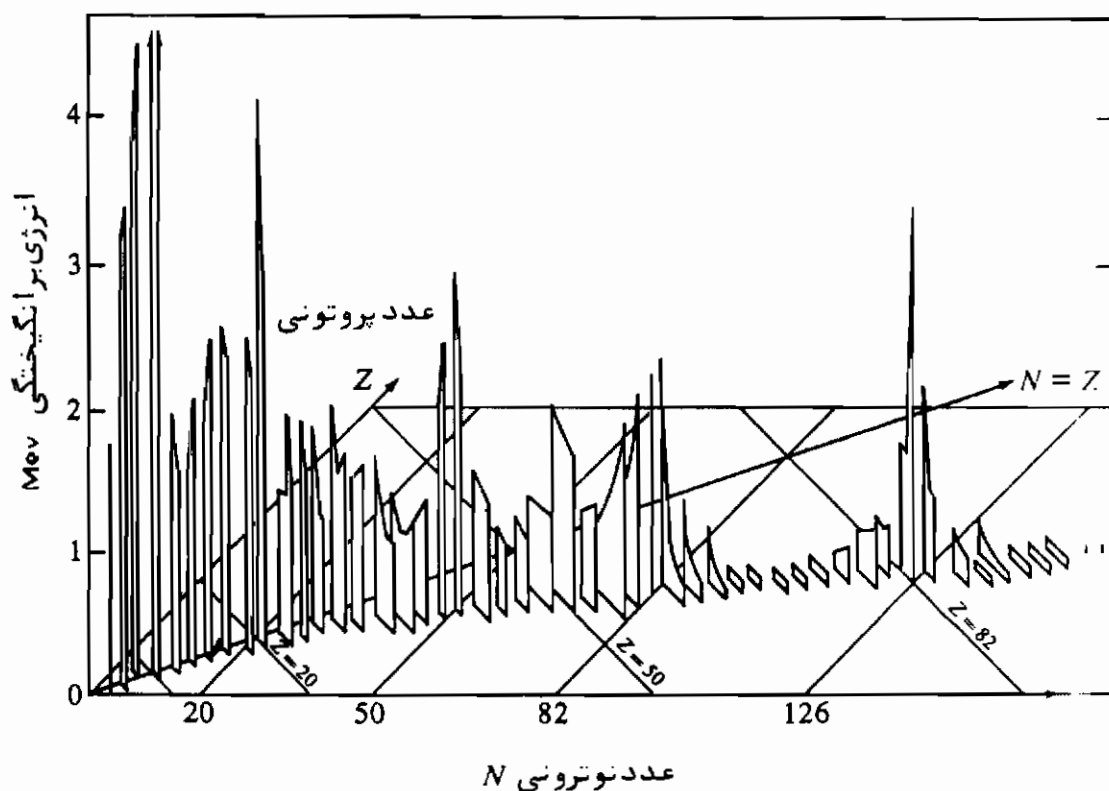
* اقتباس از M. G. Mayer J. H. D. Jensen

در کتاب "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure"

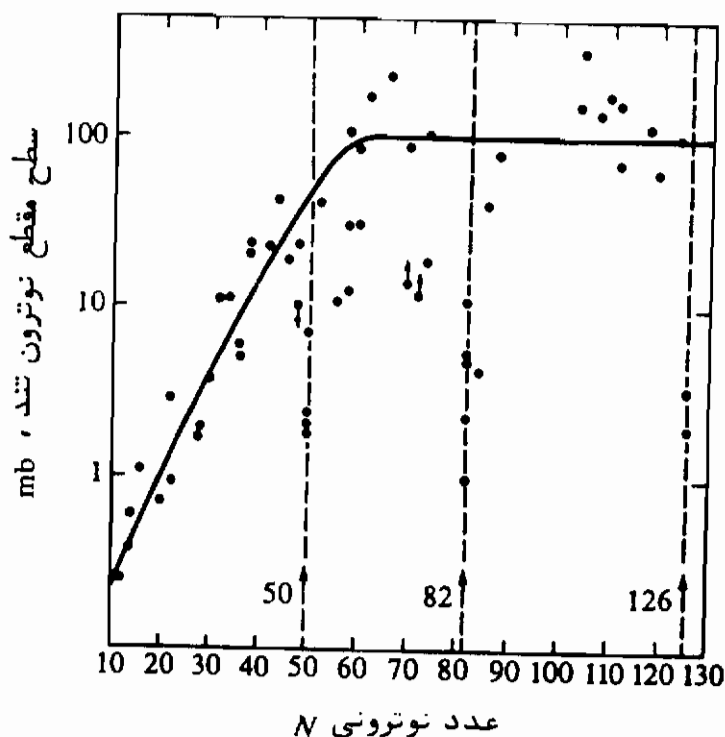
(John Wiley & Sons, Inc., New York, 1955.)

ناشر

گشت . بالاخره ، توجه کنید که مقادیر گشتاورهای هسته‌ای که بیانگر جزئیات ریز توزیع بار الکتریکی و قدرت دو قطبی مغناطیسی در هسته می‌باشند ، جنبه‌های منظمی را نشان می‌دهند. بررسی این اثرها خارج از سطح این کتاب است ، هرچند که بعداً از آنها ذکری به‌میان خواهد آمد .



شکل ۲-۲۱ : انرژی‌های اولین حالت‌های برانگیخته هسته‌های زوج-زوج ^{۴۷}



شکل ۲-۲۲: سطح مقطعهای گیراندازی نوترونها با انرژی 1-Mev. ۳۸

۲-۵-ب) مدل لایه‌های تک‌ذره‌ای

فرض اساسی در هر مدل لایه‌ای این است که علی‌رغم جاذبه شدید بین نوکلئونها که انرژی بستگی مورد نظر در بخش (۲-۴) را ایجاد می‌کند، حرکت هر نوکلئون عملاً "مستقل" از نوکلئونهای دیگر است. همان طور که در بخش ۲-۵ متذکر شدیم، این تناقض ظاهری توسط اثرهای ناشی از اصل طرد پاولی از بین می‌رود. اگر تمام جفت‌شدگیهای بین نوکلئونی (موسوم به برهم کنش‌های بازمانده^{۳۹}) را نادیده بگیریم، این مدل را مدل لایه‌ای تک ذره‌ای می‌نامند. به بیان معادله شرودینگر (۲-۱۹)، در این صورت فرض می‌شود که هر نوکلئون در پتانسیل یکسانی حرکت می‌کند. در ساده‌ترین مورد، پتانسیل کروی است، ولی شواهد خوبی وجود دارد که برای اعداد نوکلئونی دور از لایه‌های بسته، پتانسیل باید دارای یک

۳۸ — D. J. Hughes, "Pile Neutron Research," Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.

۳۹ — residual interactions

شکل بیضوی باشد. این شرط را بعداً بررسی خواهیم کرد. همانطور که در معادله (۲-۴۳) نشان دادیم، برای هر پتانسیل کروی، معادله شرودینگر را می‌توان به جوابهای زاویه‌ای (۲-۴۴) و (۲-۴۵) تجزیه کرد. شکل پتانسیل فقط بر جواب شعاعی $R(r)$ ، یا به صورت بهتری بر $u(r) = rR(r)$ اثر می‌گذارد.

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r) \right] u = Eu \quad (2-146)$$

شرایط مرزی بر روی u ، به خصوص وقتی $r \rightarrow \infty$ ، موجب می‌شود که u یک چند جمله‌ای متناهی باشد. چند جمله‌ای به دو عدد کوانتومی بستگی دارد، یکی عدد کوانتومی شعاعی n و دیگری عدد کوانتومی مداری l . همان طوری که در آغاز بخش ۲-۵ متذکر شدیم، n مساوی تعداد گره‌های u است. جوابهای معادله (۲-۱۴۶)، فقط برای مقادیر معین E ، که خود وابسته به n و l است، وجود دارد. این وضعیت کاملاً "مانسته" مساله ذره در یک جعبه مسدود است. در آنجا نیز شرایط مرزی، اعداد کوانتومی تابع موج را تعیین می‌کند (معادله ۲-۸۹) و باعث کوانتس انرژی می‌شد (معادله ۲-۹۰).

نمادگذاری مرسوم برای توصیف حالت‌های انرژی شبه همان علائمی است که در فیزیک اتمی به کار می‌رود. گرچه در فیزیک اتمی هر حالت را توسط عدد کوانتومی کل n_{tot} (ر.ک معادله ۲-۱۳۹) و l مشخص می‌کنند، در فیزیک هسته‌ای هر حالت را توسط n و l مشخص می‌کنیم. همچنین برای $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ، به ترتیب، حروف طیفی s, p, d, f, g, h را به کار می‌بریم. بنابراین، حالت p به معنای این است که $n = 2$ و $l = 1$. ساده‌ترین پتانسیلهای مفید، یک چاه پتانسیل مربعی نامتناهی به شعاع R

$$V = \begin{cases} 0 & r < R \\ \infty & r = R \end{cases} \quad (2-147)$$

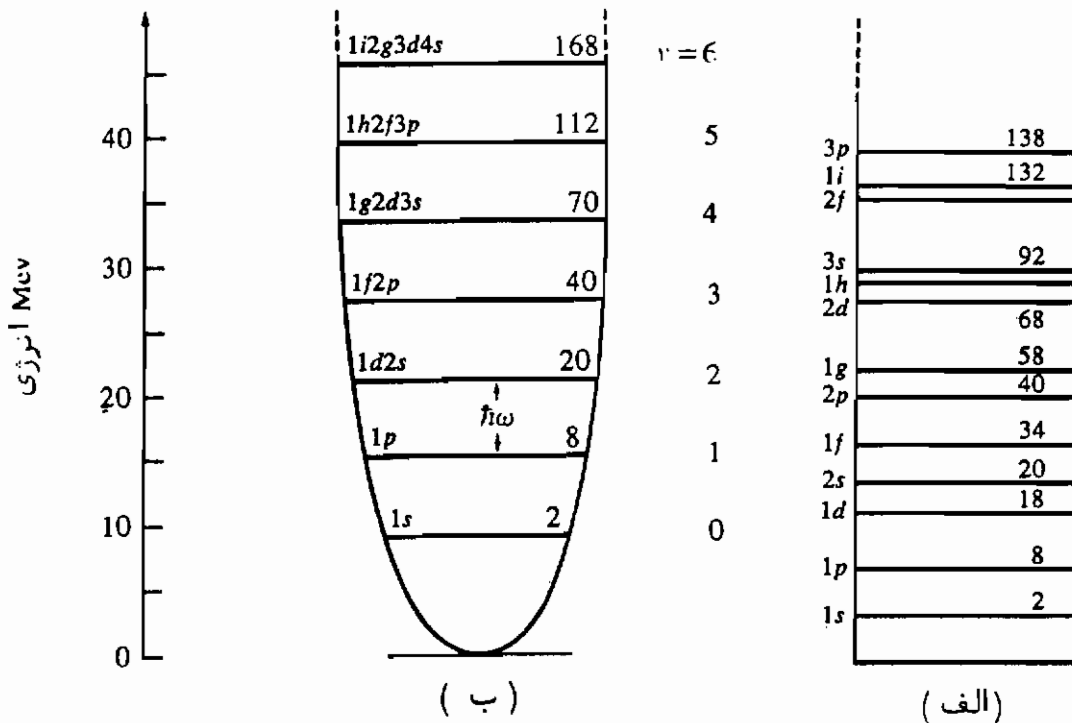
یا یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ

$$V = \frac{1}{2} m_0 \omega^2 r^2 \quad (2-148)$$

است که در آن ω فرکانس نوسان ذره‌ای به جرم m_0 است. پتانسیلهای واقع بینانه‌تر عبارتند از: یک چاه پتانسیل مربعی متناهی

$$V = \begin{cases} -V_0 & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (2-149)$$

یا یک چاه پتانسیل گرد شده که مبین افت تدریجی چگالی نشان داده شده در شکل (۱-۱) است.



شکل ۲-۲۳: ترازهای انرژی نوکلئونها (الف) در یک چاه پتانسیل مربعی نامتناهی ($R = 8F$) . (ب) در یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ . نمادگذاری طیفی (n, l) و عدد اشغال تا هر تراز معین داده شده است . عدد نوسانگر ν ، معادله (۲-۱۵۰) ، نیز نشان داده شده است .^{۴۰}

ترازهای انرژی حاصل از پتانسیلهای (۲-۱۴۷) و (۲-۱۴۸) به ترتیب در شکل‌های (۲-۲۳ الف و ب) نمایش داده شده‌اند . نمادگذاری طیفی ، در طرف چپ درج شده است . درست شبیه به مورد یک جعبه مکعبی بسته ، و به همان دلیل ، انرژی پایین‌ترین حالت ، متناظر با انرژی جنبشی صفر نیست . برای ترازهای یک چاه مربعی نامتناهی عبارت ریاضی ساده‌ای وجود ندارد ، ولی برای پتانسیل نوسانگر هماهنگ وجود دارد

$$E = (n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2})\hbar\omega$$

$$= (\nu + \frac{3}{2})\hbar\omega \quad (2-150)$$

^{۴۰} — Burcham, 1963.

که در آن n_x ، n_y ، n_z سه عدد کوانتومی صحیح و مثبت‌اند که ممکن است دارای مقدار صفر نیز باشند. ترازهای انرژی متساوی الفاصله هستند. همان‌طور که در شکل (۲۳-۲) نشان داده شده است، چندین تراز تبهگن به چشم می‌خورد، یعنی به‌ازای بیش از یک مجموعه اعداد کوانتومی، یک انرژی به دست می‌آید. عدد l را "عدد کوانتومی نوسانگر" می‌نامند.

همچنین اگر تابع موج شعاعی الکترون را نیز در نظر بگیریم، برای حالت‌های s ، $(l = 0)$ از تساوی ریاضی معادلات (۲-۵۳) و (۲-۲۲) می‌توان توابع موج چاه پتانسیل نامتناهی^{۴۱} را به صورت

$$u = rR(r) = C \sin \frac{n\pi r}{R} \quad (2-151)$$

نوشت که در آن C ثابت بهنجارش است. برای $l \neq 0$ توابع پیچیده‌تری به دست می‌آیند^{۴۲}. برای هر چاه متناهی که در آن $0 \rightarrow V(r \rightarrow \infty)$ ، شکل $u(r \rightarrow \infty)$ برای یک حالت مقیسد $(E < 0)$ به صورت

$$u \sim e^{-\kappa r} \quad (2-152)$$

است که در آن κ توسط رابطه $|E| = \frac{1}{2} \hbar^2 \kappa^2 / m_0$ تعریف می‌شود. در شکل (۲-۲۴) چند تابع موج شعاعی برای چاه مربعی متناهی رسم شده است.

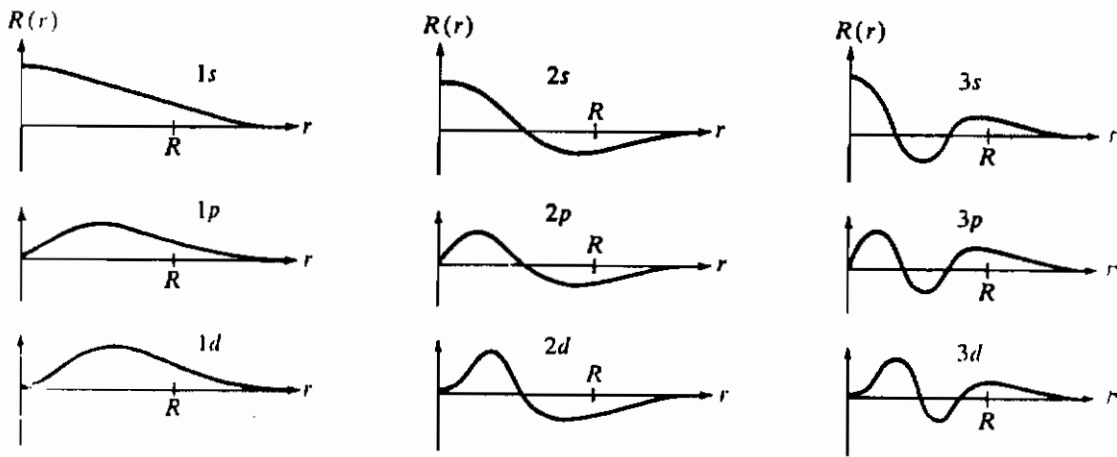
۴۱ - معادلات (۲-۸۵) و (۲-۸۱) را ملاحظه کنید، ولی توجه داشته باشید که $u(0) = 0$ ، زیرا $R(0)$ باید مستقل از شکل $V(r)$ متناهی باشد.

۴۲ - تعدادی از نخستین تابعها عبارتند از:

$$u(l=1) = (\sin \rho) / \rho - \cos \rho$$

$$u(l=2) = [(3/\rho^3) - 1] \sin \rho - (3/\rho) \cos \rho$$

که در آن $\rho = f(n)\pi r/R$ و $f(n)$ یک ضریب عددی وابسته به n است. همچنین می‌توان نشان داد که وقتی $r \rightarrow 0$ ، $R(r) \sim r^l$ ، (ر. ک Schiff، ۱۹۵۵، بخش ۱۵).



شکل ۲-۲۴: توابع موج شعاعی "طرح وار" برای یک چاه پتانسیل مربعی متناهی. برای $r \rightarrow 0$ ، $R(r) \sim r^l$ و برای $r \rightarrow \infty$ ، $R(r) \sim r^{-1}e^{-\kappa r}$ که در آن $|E| = \frac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0$ مقدار انرژی تراز زیر $V(r \rightarrow \infty) = 0$ است. (ر. ک مسأله ۲-۱۳).

طبق اصل طرد پاولی، هر حالت می‌تواند با نوکلئونهای یکسان طوری پر شود که هیچ دو نوکلئونی دارای مجموعهٔ اعداد کوانتومی

$$n \quad l \quad m \quad m_s \quad (2-153)$$

همانند نباشند. در اینجا m_s (مساوی $\frac{1}{2}$ یا $-\frac{1}{2}$) یک عدد کوانتومی است که جهت اسپین ذاتی نوکلئون را مشخص می‌کند. مثلاً، اگر $l = 3$ باشد مقادیر ممکن m عبارت است از $(3, 2, 1, 0, -1, -2, -3)$ و در هر زیر تراز مغناطیسی ممکن است دو نوکلئون با اسپین‌های $+\frac{1}{2}$ و $-\frac{1}{2}$ قرار گیرد. بنابراین، ماکزیمم عدد اشغال در این مورد برابر $14 = 2 \times 7$ است. در حالت کلی این عدد برابر $2 \times (2l + 1)$ است. شکل (۲-۲۳) عدد اشغال کل را تا هر تراز خاصی برای دو پتانسیل نشان داده شده، به دست می‌دهد. بنابراین انتظار می‌رود که هرگاه یک حالت (n, l) کاملاً پر باشد هسته پایداری مخصوصاً زیادی داشته باشد، زیرا تعداد نوکلئونها زوج است و از این رو ماکزیمم انرژی زوجیت وارد عمل می‌شود. همچنین اگر فاصله (گاف) تا حالت انرژی (پرنشده) بعدی زیاد باشد، انرژی زیادی برای برانگیختن هسته لازم است تا موردی که فاصله کم باشد. بنابراین، آثار اعداد مرموز باید در شکافهای لایه‌ای اصلی رخ دهد. اگرچه اعداد مرموز ۲، ۸، ۲۰ و ۲۸ به سهولت به دست می‌آیند (شکل ۲-۲۲ را ملاحظه کنید)، ولی سایر اعداد (۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶) دیده نمی‌شوند.

حتی اگر پتانسیل واقع بینانه‌تر (۲-۱۴۹) یا چاه پتانسیل گردشده را به‌کار ببریم، این اشکال برطرف نخواهد شد. چون تمام مدل‌های لایه‌ای اولیه از این نوع پتانسیلها استفاده می‌کردند، نمی‌توانستند تمام اعداد مرموز را به‌دست دهند و این‌طور به‌نظر می‌رسید که زیاد مفید فایده نباشند.

۲-۵ ج) مدل جفت‌شدگی اسپین - مدار

در سال ۱۹۴۹ "می‌یر، هاکسل، جنس و سوئس" موفق شدند که هرکدام مستقل از یکدیگر به علت نارسایی مدل لایه‌ای تا آن روزی ببرند. آنها پیشنهاد کردند که یک برهم‌کنش قوی باید بین تکانه زاویه‌ای مداری و تکانه زاویه‌ای اسپین ذاتی هر نوکلئون موجود باشد. طبق قواعد مکانیک کوانتومی جفت‌شدگی برای تکانه‌های زاویه‌ای، و تکانه زاویه‌ای کل $\hbar j$ که از جمع برداری تکانه زاویه‌ای مداری $\hbar l$ و اسپین ذاتی $s\hbar$ به‌دست می‌آید باید به‌گونه‌ای باشد که z به‌مقادیر زیر محدود شود^{۴۲}

$$(2-154) \quad z = l + \frac{1}{2} \quad \text{یا} \quad z = l - \frac{1}{2}$$

اگر یک برهم‌کنش قوی اسپین - مدار وجود داشته باشد، انرژی متفاوتی با هرکدام از این دو مقدار z همراه است، که این باعث شکافتگی اسپین - مداری ترازها می‌شود. در نمادگذاری طیفی، مقدار z را به‌صورت یک شاخص پایین در نماد (n, l, z) می‌نویسند. مثلاً، در مورد لایه $1p$ ، یک شکافتگی بین ترازهای $1p_{3/2}$ و $1p_{1/2}$ به‌دست می‌آید. به‌طور تجربی معلوم شده است که در هسته‌ها تراز انرژی با مقدار بزرگتر z همیشه زیر تراز با مقدار کوچکتر z قرار می‌گیرد.

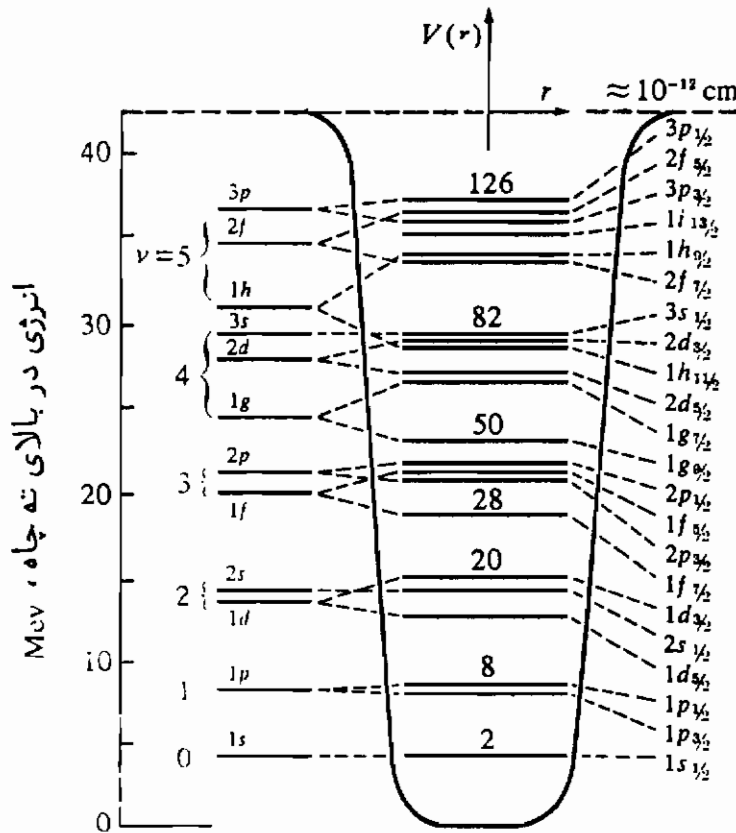
شکل (۲-۲۵) اثر شکافتگی اسپین - مداری را بر ترازهای انرژی یک چاه پتانسیل متناهی گردشده نشان می‌دهد. ماگزیمم عدد اشغال برای هر تراز (n, l) مساوی $2z + 1$ است، زیرا طبق قواعد مکانیک کوانتومی، هر تکانه زاویه‌ای برداری $\nu\hbar$ دارای تصاویر $m_\nu\hbar$ در امتداد یک محور مفروض است که در آن

$$(2-155) \quad m_\nu = -\nu, -\nu + 1, -\nu + 2, \dots, \nu - 2, \nu - 1, \nu$$

۴۲ - در واقع، هر بردار تکانه زاویه‌ای به‌شکل $\nu\hbar$ دارای بزرگی $[\nu(\nu + 1)]^{1/2}\hbar$ است، اما ماگزیمم مقدار مولفه بردار در یک راستای مفروض مساوی $\nu\hbar$ می‌باشد. بنابراین ما اغلب $\nu\hbar$ ، یا حتی ν را تکانه زاویه‌ای می‌نامیم.

و ν یک عدد صحیح یا نیمه صحیح است.

از شکل (۲-۲۵) می‌توان ملاحظه کرد که اگر بزرگی شکافتگی اسپین - مداری را به‌طور مناسبی تنظیم کنیم، شکافهای لایه‌های اصلی در اعداد مرموز تجربی اتفاق می‌افتد. به‌علاوه، اگر فرض کنیم که تکانه زاویه‌ای هسته‌های با A ی فرد منحصرًا توسط عدد نوکلئونی فرد تعیین شود، توافق چشمگیری بین اسپین‌ها (و پاریت‌ها) ی حالت پایه این هسته‌ها و پیش‌بینی‌های مدل جفت‌شدگی اسپین - مدار به دست می‌آید. این توافق



شکل ۲-۲۵: ترازهای انرژی در یک چاه پتانسیل گرد شده شامل یک شکافتگی قوی اسپین - مداری ۴۴.

در شکل (۲-۲۶ الف و ب) برای هسته‌های با N فرد و Z فرد نشان داده شده است. همچنین با در نظر گرفتن این مشاهده تجربی که تمام هسته‌های زوج - زوج دارای اسپین‌های پایه صفر هستند، منطقی است که تکانه زاویه‌ای خالص همراه با یک N یا Z زوج برابر صفر باشد.

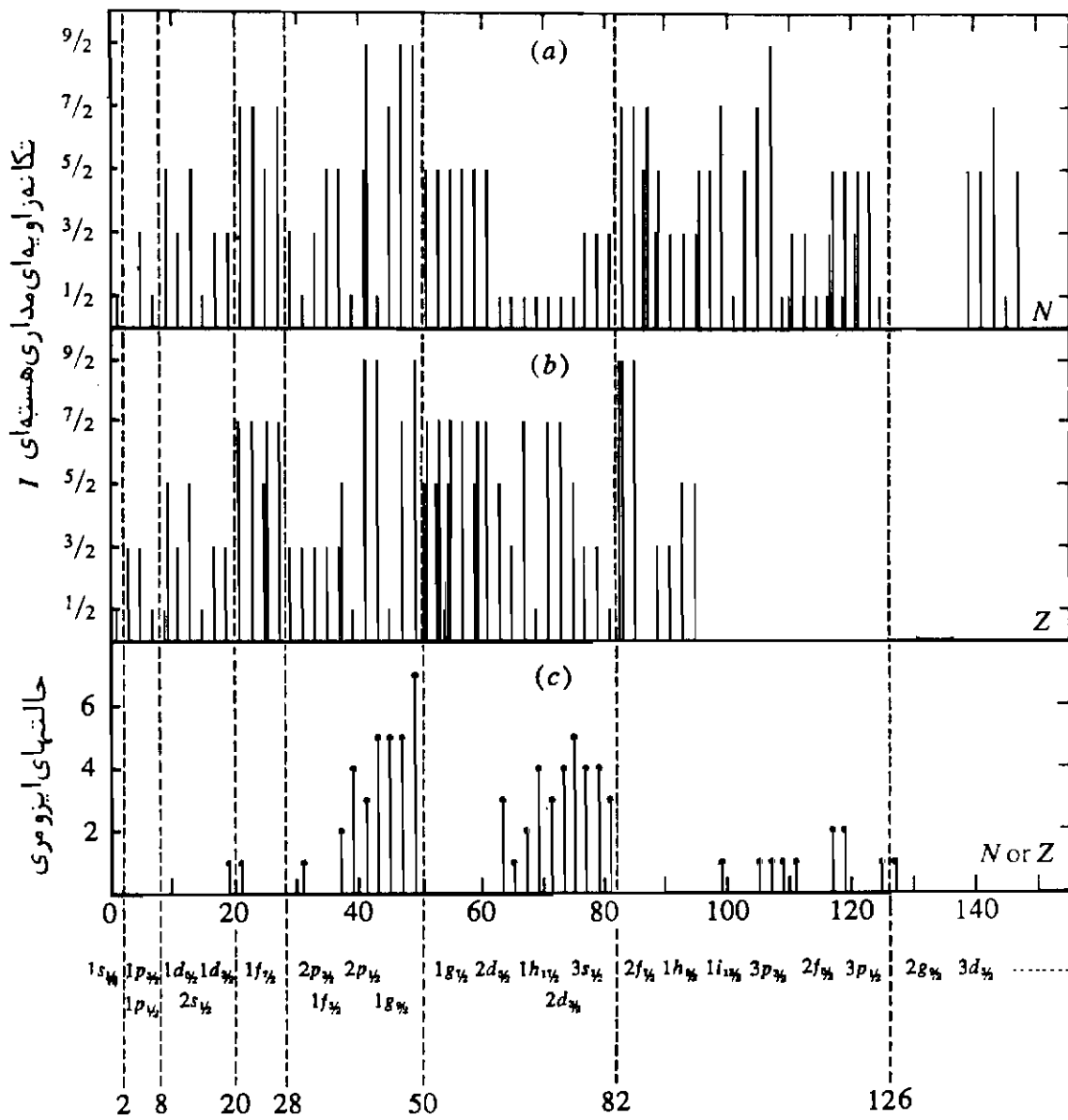
۴۴ - R. J. Blin-Stoyle, *Contemp. Phys.* 1: 17 (1959).

یک پیامد طبیعی مدل لایه‌ای اسپین - مدار این است که، در نزدیکی شکافهای لایه‌های اصلی، ترازهای با اختلاف اسپین زیاد نزدیک یکدیگر قرار دارند. اگر، مثلاً، نزدیک عدد نوکلئونی ۵۰ یک نوکلئون تراز $2p_{3/2}$ را اشغال کند، انتظار یک تراز برانگیخته $1g_{7/2}$ را در آن نزدیکی داریم. این مورد باعث پیدایش حالت‌های ایزومری^{۴۵} متعدد در نزدیکی شکافهای لایه‌های اصلی می‌شود (شکل ۲-۲۶ ج را ملاحظه کنید). گاهی اوقات ترتیب ترازها به وسیله تأثیرات کوچک انرژی بستگی، پس و پیش می‌گردد.

۲-۵۵) مدل‌های هسته‌ای دیگر

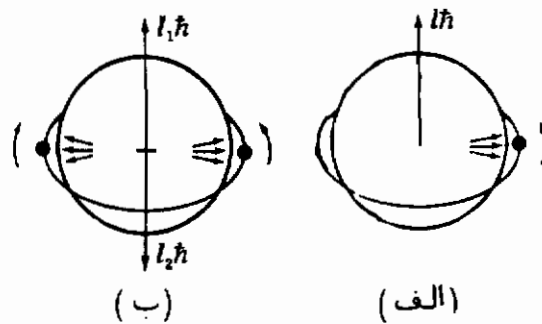
هرچند که مدل لایه‌ای اسپین - مدار یکی از بزرگ‌ترین اثرها را برفیزیک ساختار هسته‌ای داشته است، معذالک فرم ساده‌ای که در فوق داده شده است نمی‌تواند کافی باشد. مثلاً، این مدل نمی‌تواند توضیح دهد که چرا هسته‌های زوج - زوج در حالت پایه همیشه دارای اسپین صفر هستند، یا به‌طور کلی‌تر، چرا هر تعداد زوجی از نوکلئون‌های یکسان طوری با هم جفت می‌شوند که اسپین حالت پایه آنها صفر باشد. بدیهی است که یک برهم‌کنش (باقیمانده) نوکلئون - نوکلئونی وجود دارد که مزدوج کردن نوکلئون‌های با تکانه‌های زاویه‌ای متضاد را ترجیح می‌دهد. بنابراین، باید یک برهم‌کنش جاذبه بی‌ن نوکلئون‌ها را بر برهم‌کنش اسپین - مدار نوکلئون منفرد، که باعث پیدایش زوجیتی می‌شود که ما قبلاً در بخش (۲-۳ ج) به آن برخورد کردیم، بیفزاییم. از بررسی‌های مفصل نظری، این‌طور به نظر می‌رسد که بزرگی انرژی زوجیت با مقدار 1 مربوط به زوج افزایش می‌یابد و به این دلیل است که ترازهای با اسپین بالا $(h_{3/2}, i_{3/2})$ ، که توسط مدل اسپین مدار پیش بینی می‌شوند (شکل ۲-۲۵) در اسپین‌های حالت پایه هسته‌های با A ی فرد دیده نمی‌شوند. مثلاً، انرژی حالتی که دارای شش نوکلئون در لایه $2d_{3/2}$ و یک نوکلئون در $1h_{3/2}$ است، بیشتر از انرژی پنج نوکلئون $2d_{3/2}$ و دو نوکلئون جفت شده در $1h_{3/2}$ می‌باشد. هرچند که تراز $2d_{3/2}$ در زیر تراز $1h_{3/2}$ قرار می‌گیرد.

۴۵ - این حالت‌های با عمر زیاد بر اثر اختلاف‌های تکانه زاویه‌ای زیاد و اختلاف‌های انرژی کم نسبت به حالت پایه به وجود می‌آیند.



شکل ۲-۲۶: (الف، ب) عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای I برای حالت‌های پایه هسته‌های با A فرد بر حسب عدد نوکلئونی فرد N یا Z رسم شده است. (ج) تعداد موارد ایزومریزیم در هسته‌های A - فرد بر حسب تعداد نوکلئون فرد. خطوط نقطه‌چین عمودی در محور طول بیانگر اعداد مرموز ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶ است، که توسط مدل لایه‌ای "می‌یر، هکسل، جنسن و سوئس" پیش بینی شده است. برچسب‌های اسپکتروسکوپیکی مفصل نیز (ر. ک. قسمت ۲-۵ ج) داده شده‌اند.

خواص برهم‌کنش زوجیت را می‌توان با یک بحث نیمه‌کلاسیک توجیه کرد. فرض کنید یک نیروی باقیمانده جاذبه بین دونوکلئون همسان وجود داشته باشد. یعنی نیروئی علاوه بر آنچه که تا کنون در پتانسیل مدل لایه‌ای به حساب آورده‌ایم. اگر نیرو با برد کوتاه و جاذبه باشد، هرچه دونوکلئون تا حد امکان به هم نزدیک‌تر باشند، انرژی کل هسته کمتر خواهد بود. به بیان کلاسیک، دونوکلئون باید تا حد امکان در مدارهای شان به هم برخورد کنند. به زبان کوانتومی، توابع موج باید تا حد امکان یکدیگر را بپوشانند. این وضعیت وقتی پیش می‌آید که (۱) دوزره در یک حالت (n, l) باشند و (۲) تکانه‌های زاویه‌ای مداری $l_1 \hbar$ و $l_2 \hbar$ آنها مطابق شکل (۲-۲۷ ب)، پاد موازی باشند. در این صورت، ذرات بیشترین برخورد را با یکدیگر خواهند داشت؛ یا به عبارت بهتر، توابع موج آنها به‌بهترین وجهی رویهم قرار خواهند گرفت ۴۶.



شکل ۲-۲۷: اثر واپیچان نوکلئونهای اضافی بر یک هسته؛ با لایه‌های بسته. (الف) یک نوکلئون اضافی. (ب) دو نوکلئون اضافی با تکانه‌های زاویه‌ای - پاد موازی.

اگر نیروهای زوجیت دارای برد خیلی کوتاهی نمی‌بودند، بلکه شاید به‌تمامی هسته گسترش می‌یافتند، فواصل نزدیک بین دو نوکلئون برهم‌کنشی از نظر انرژی، هیچ مزیتی نمی‌داشت، زیرا انرژی برهم‌کنش آنها تقریباً مستقل از فاصله جدایی بین آنها می‌بود. به زبان کوانتومی، همپوشی دقیق توابع موج در آن مورد چندان مهم نبود و دلیلی وجود نداشت که چرا باید حالت‌های با $l_1 + l_2 = 0$ نسبت به سایر مستگیریهای بردارهای تکانه؛ زاویه‌ای

۴۶ - چون در این بحث اسپین ذاتی ذرات را نادیده گرفته‌ایم، اصل طرد پاولی وجود دونوکلئون در یک (n, l) را با اعداد کوانتومی m یکسان مانع می‌شود. بنابراین، بردارهای تکانه زاویه‌ای نمی‌توانند با هم موازی باشند، هرچند که این نیز می‌توانست به همان خوبی، باعث همپوشی توابع موج شود.

مزیتی داشته باشند. چون، به‌طور تجربی، حالت‌های با $I_1 + I_2 = 0$ مساعدتر می‌باشند، می‌توان این بحث را برگرداند و نتیجه گرفت که در مقایسه با شعاع هسته نیروی زوجیت دارای برد کوتاهی است.

جنبه دیگری که در مدل ساده لایه‌ای گنجانده نشده است اثر واپیچان "بیرونی‌ترین" نوکلئونها بر روی نوکلئونهای دیگر هسته است. فرض کنید که یک نوکلئون منفرد را به یک هسته با لایه‌های بسته اضافه کنیم. مقدار l برای این نوکلئون معمولاً زیاد است (شکل ۲-۲۵) و از این رو تابع موج آن در حوالی شعاع هسته دارای یک ماکزیمم خواهد بود (شکل ۲-۲۴). از لحاظ کلاسیک می‌توان گفت که نوکلئون حول "قلب" لایه - بسته "نوکلئونها دور می‌زند (شکل ۲-۲۷ الف). از اینرو جاذبه شدید بین نوکلئون و قلب باعث واپیچیدن قلب خواهد شد، قلب نیز یک نیروی مرکزگرا بر نوکلئون وارد خواهد کرده واکنش نسبت به این نیرو، یعنی نیروی مرکزگریز، بر قلب هسته اثر می‌کند. اگر دو نوکلئون در خارج این قلب وجود داشته باشند، در یک مدار (ولی در جهات مختلف به علت اثر زوجیت) حرکت خواهند کرد. از اینرو، واپیچیدن قلب افزایش خواهد یافت. اگر نوکلئونهای دارای یک l بیشتری به خارج قلب با لایه‌های بسته اضافه شوند، به حدی خواهد رسید که قلب به‌طور دائمی تغییر شکل خواهد یافت، و این باعث یک اثر دائمی بر مدارها خواهد شد. اگرچه بحث مفصل این پدیده خارج از سطح این کتاب است، ولی یک پیامد مهم را در زیر متذکر می‌شویم.

یک جسم مکانیک کوانتومی، که مانند یک بیضوی چرخان دارای یک محور تقارن است می‌تواند حول محوری عمود بر محور تقارن بچرخد، طیف انرژی ترازهای چنین "چرخنده" ای کاملاً مشخص است. واقعیت جالب این است که موردهای بسیاری از هسته‌های زوج - زوج، وجود دارند که در آنها این طیف دیده شده است. از این مطلب می‌توان نتیجه گرفت که در واقع هسته‌های تغییر شکل یافته دائمی وجود دارند.

طیف انرژی را می‌توان با بحث نیمه کلاسیک زیر "به دست آورد". انرژی جنبشی

کلاسیک یک جسم دوار برابر است با

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (2-156)$$

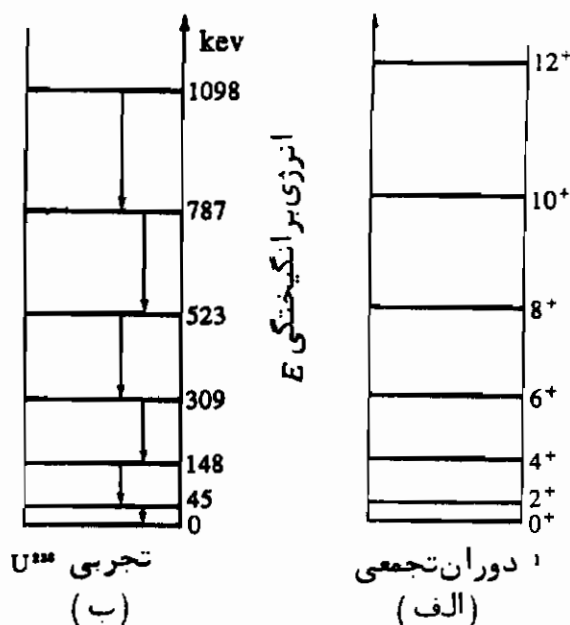
که در آن I گشتاور لخت جسم حول محور دوران و ω فرکانس زاویه‌ای دوران است. برحسب تکانه زاویه‌ای $\omega = L / I$ داریم

$$E = \frac{L^2}{2I} \quad (2-157)$$

برای رفتن از یک مدل کلاسیک به یک مدل کوانتومی باید به جای L^2 مقدار $I(I+1)\hbar^2$ را جایگزین کرد (ر. ک. معادله ۲-۵۲). که در آن، برای هسته‌های زوج-زوج، I یک عدد صحیح زوج با کمترین مقدار صفر است.

$$E = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} \quad (2-158)$$

در شکل (۲-۲۸) این عبارت ساده را با نمونه‌ای از طیف تجربی مقایسه می‌کنیم. ناسازگاریهای موجود در انرژیهای برانگیختگی بالاتر، قابل توجیه است. چون فرکانس دوران کلاسیک با افزایش مقدار I زیاد می‌شود، نیروی مرکز گریز زیادتر شده و هسته اندکی تغییر شکل می‌یابد و گشتاور لخت آن بزرگتر می‌شود. طبق معادله (۲-۱۵۸)، انرژی برانگیختگی کاهش خواهد یافت، درست مطابق آنچه که شکل ۲-۲۸ نشان می‌دهد.



شکل ۲-۲۸: طیف انرژی یک هسته تغییر شکل یافته. (الف) طیف نظری یک چرخنده کوانتومی U^{238} ۴۷ (ب) طیف تجربی U^{238} (ب)

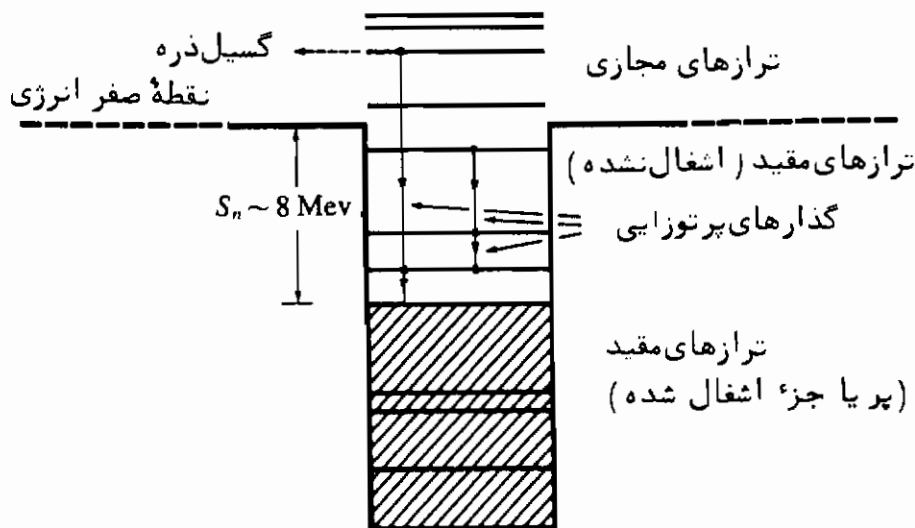
از بحث قبل به نظر می‌رسد که مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای مخصوصاً "نزدیک لایه‌های بسته معتبر است. وقتی تعداد نوکلئونها از اعداد مرموز دور می‌شود، اثرهای تعاونی بین نوکلئونها ظاهر می‌گردد. این اثرها را به ساده‌ترین وجهی می‌توان در مدل‌های جمععی گجانند، که در آنها از ابتدا حرکت دورانی، که در بالا مورد بحث قرار دادیم، و حرکت

ارتعاشی مورد نظر است. پیشرفتهای نظری نشان داده است که اثرهای جمععی را همچنین می توان با ایجاد اصلاحاتی در مدل لایه‌ای نیز به دست آورد. برای این منظور لازم است که در پتانسیل مدل لایه‌ای جمله‌های زیر را وارد کنیم:

- یک پتانسیل کروی غالب
 - یک برهم کنش اسپین - مدار
 - یک برهم کنش با برد نسبتاً کوتاه، که سعی به کروی نگهداشتن هسته و زوجیت نوکلئونها دارد.
 - یک جمله 4 بلند - برد که سعی به تغییر شکل هسته دارد.
- هر نظریه نیروی هسته‌ای باید دارای جنبه‌های فوق باشد. امید است که نظریه^{۴۸} مزونی نیروهای هسته‌ای (فصل ۶) قادر به توضیح هرچه بیشتر این خواص باشد.

۶-۲ ترازهای انرژی هسته‌ها :

در هر چاه پتانسیل متناهی (نظیر آنچه در شکل‌های ۲-۲۵ و ۲-۲۹ نشان داده شده است) ترازهای مقید مربوط به حالت‌هایی با انرژی $E < 0$ ، و ترازهای نامقید یا مجازی مربوط به حالت‌های با انرژی $E > 0$ وجود دارند^{۴۸} (ر. ک. بخش ۲-۲ ج). ترازهای مجازی رانمی توان



شکل ۲-۲۹: نمایش طرح‌وار ترازهای هسته‌ای^{۴۹}.

۴۸ - مانند قبل، فرض می‌کنیم $V(r \rightarrow \infty) = 0$

توسط هیچ مدل کلاسیک درک کرد. این ترازها از این واقعیت ناشی می‌شوند که موج دوبروی یک نوکلئون، حتی اگر انرژی کل آن بیش از انرژی پتانسیل چاه باشد، از لبه چاه منعکس می‌شود. اگر طول موج دوبروی، برحسب اتفاق، طوری باشد که تقریباً "امواج ایستاده" در چاه پتانسیل ایجاد شوند، دامنه تابع موج در داخل چاه می‌تواند بسیار بزرگ باشد، و در این صورت یک حالت مجازی رخ می‌دهد. این بدان معناست که به احتمال زیاد یک نوکلئون با انرژی کاملاً مشخص شده در هسته پیدا خواهد شد.

ضریب انعکاس یک چاه پتانسیل پله‌ای را می‌توان با روش بخش (۲-۲) به دست آورد. در شکل (۲-۵)، فرض کنید $L \rightarrow \infty$ و $E > V_0$. در این صورت

$$\psi_I = \psi_{I \rightarrow} + \psi_{I \leftarrow} = a_I e^{ikz} + b_I e^{-ikz} \quad (2-159)$$

$$\psi_{II} = \psi_{II \rightarrow} = a_{II} e^{ik'z} \quad (2-160)$$

که در آنها

$$k' = \left(2m_0 \frac{E - V_0}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{و} \quad k = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-161)$$

با اعمال شرایط مرزی در $x = 0$ خواهیم داشت

$$a_I + b_I = a_{II} \quad \text{نتیجه میشود} \quad \psi_I = \psi_{II}$$

$$a_I - b_I = a_{II} \frac{k'}{k} \quad \text{نتیجه میشود} \quad \frac{d\psi_I}{dx} = \frac{d\psi_{II}}{dx}$$

از این دو رابطه، بلافاصله ضریب انعکاس به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{|b_I|^2}{|a_I|^2} = \left(\frac{1 - k'/k}{1 + k'/k}\right)^2 \quad (2-162)$$

برای $k'/k \ll 1$ ، این مقدار تقریباً برابر $4k'/k - 1$ است. اگر $E/V_0 = 1.01$ باشد، ضریب انعکاس تقریباً برابر ۰/۷ است.

در رابطه با خواص دینامیکی هسته، ملاحظه خواهیم کرد (ر. ک. بخش ۳-۴) که نوکلئون، حالت مجازی را بعد از یک مدت زمان متوسط t ترک خواهد کرد، به طوری که پهنای حالت مجازی برای گسیل ذره عبارت است از Δ°

۵۰ - با معادله (۲-۱۴۰) مقایسه کنید. معادله (۲-۱۶۳) را در بخش (۳-۴) به دست خواهیم آورد.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2-163)$$

همانطور که در شکل (۲۹-۲) مشاهده می‌شود، یک حالت مجازی می‌تواند با گسیل گاما^{۵۱} نیز به یک حالت پائینتر و با پاشد (مانسته^{۵۲} گسیل نور از اتمهای برانگیخته). ترازهای مقید فقط می‌توانند با تشعشع گاما و با پاشند.

طبق مدل لایه‌ای تک ذره‌ای، یک هسته مفروض (Z,N) مشتمل بر Z پروتون و N نوترون است که معمولاً طبق اصل طرد پاولی در ترازهای مقید قرار می‌گیرند (پروتونها و نوترونها هر کدام در چاه پتانسیل مربوط به خودشان). در هسته به حالت پایه، تمام نوکلئونها در پائین‌ترین حالت‌های انرژی‌شان هستند. بنابراین، ساده‌ترین ترازهای برانگیخته هسته از ارتقاء بیرونی‌ترین نوکلئون (یا نوکلئون با حداقل انقیاد به هسته) به تراز بالاتر حاصل می‌شود. طیف برانگیختگی متناظر متعلق به هسته را "طیف تراز تک ذره‌ای" می‌نامند، که دارای ترازهایی مطابق شکل (۲-۲۵) است.

یک طیف تراز واقعی در شکل (۲-۳۰) نمایش داده شده است. اگرچه قدر مسلم این است که هنوز تمام ترازها پیدا نشده‌اند، معذالک ملاحظه می‌شود که تعداد ترازها تقریباً^{۵۱} خیلی بیشتر از حد انتظار طیف تک ذره‌ای شکل (۲-۲۵) است. نظریه‌های اخیر نشان می‌دهند که طیف تک ذره‌ای، در واقع، بین ترازهای زیادی ادغام شده است که هر یک از آنها شامل برانگیختگی‌های پیچیده‌ای از بیش از یک ذره می‌باشند. توزیع ترازهای تک ذره‌ای به‌طور طرح‌وار در شکل (۲-۳۰) نمایش داده شده است.

شکل (۲-۳۰) همچنین نشان می‌دهد که چگالی حالت‌های انرژی (تعداد ترازها در واحد فاصله انرژی) با افزایش انرژی برانگیختگی افزایش می‌یابد. علت وقوع این امر آنست که وقتی انرژی افزایش می‌یابد یک انرژی برانگیختگی مفروض می‌تواند توسط انواع بیشتری از برانگیختگی‌های نوکلئونها به دست آید^{۵۲}. دلایل نظری ناکاملی برای پیش بینی نحوه تغییرات چگالی تراز، با انرژی موجود است که نتیجه می‌دهد^{۵۳}

$$\rho = 1/\Delta = \rho_0 e^{a\sqrt{E}} \quad (2-164)$$

۵۱- در مورد استثناهای غیرعادی قسمت (۴-۴) ه) ملاحظه شود.

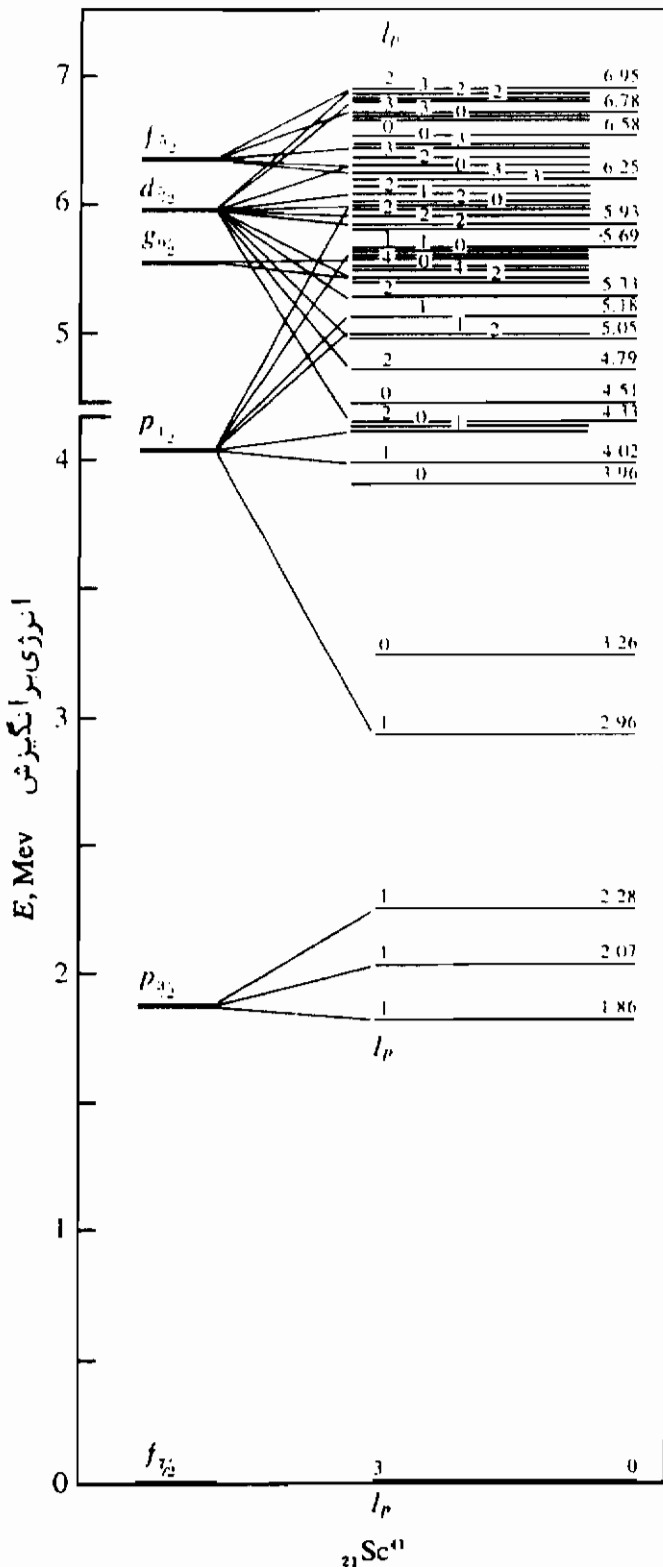
۵۲- چگالی ترازهای تک ذره‌ای با افزایش انرژی برانگیختگی نیز افزایش می‌یابد، ولی این عامل یک نقش نسبتاً فرعی را در افزایش واقعی چگالی ترازها بازی می‌کند.

۵۳- Burcham - ۱۹۶۳، بخش ۱۵-۳-۴، Blatt و Weisskopf، ۱۹۵۲، فصل ۸، بخش ۶.

که در آن: μ = چگالی تراز
 Δ = فاصله بین ترازها
 برای l از ۲۰ تا ۲۰۰ داریم:

$$\rho_0 = 1 \text{ تا } 1\% \text{ (Mev)}^{-1}$$

$$a = 1 \text{ تا } 7 \text{ (Mev)}^{-\frac{1}{2}}$$



شکل ۲-۳: طیف ترازهای Sc^{41} . به تغییر مقیاس انرژی بین ۴ و ۵ مگا الکترون ولت توجه کنید. تکانه زاویه‌ای آخرین پروتون فرد نشان داده شده است. شکافتگی ساختار تک‌ذره‌ای به ترازهای واقعی نیز مشخص شده است.^{۵۴}

۵۴ - K. Way, A. Artna, and N. B. Gove, (eds.), "Reprint of Nuclear Data Sheets, 1959-1965," Academic Press, Inc., New York, 1966.

هرچند، به استثنای چند مورد معدود، حالت‌های شدیداً "برانگیخته" هسته‌ها را نمی‌توان با ذکر جزئیات توضیح داد، معذالک نظم‌های معینی در ترازهای با برانگیختگی کم ملاحظه شده است. برای هسته‌های با A ی فرد، حالت‌های کم انرژی را می‌توان به مدل لایه‌ای مربوط ساخت، بخصوص اگر اعداد نوکلئونی به اعداد مرموز نزدیک باشند. در این حالت نه فقط مقادیر انرژی، بلکه اسپین‌ها و پاریت‌ها را نیز می‌توان توضیح داد. برای اعداد نوکلئونی بین مقادیر مرموز، بهتر است حالت‌ها را توسط مدل تجمعی توضیح داد. برای هسته‌های زوج-زوج، ترازهای برانگیخته می‌توانند فقط از شکستن یک زوج نوکلئون حاصل شوند. این عمل مستلزم انرژی (زوجیت) آنقدر زیادی است که در آن صورت حتی پائین‌ترین حالت‌های برانگیخته، شامل برانگیختگی‌های پیچیده‌ای هستند، که معمولاً می‌توان آنها را به نحو ساده‌تری با مفاهیم "ارتعاشات و دورانهای هسته‌ای" توضیح داد تا با جملات مدل لایه‌ای. طیف معمول حالت‌های برانگیخته اولیه این هسته‌ها در شکل (۲-۲۱) داده شده است. چنین طیف ساده‌ای برای هسته‌های با A ی فرد پیدا نشده است. برای "هسته‌های فرد-فرد" پائین‌ترین تراز برانگیخته را می‌توان با فرض اینکه پروتون‌های فرد با هم جفت شوند و تکانه زاویه‌ای $I_p \hbar$ را بدهند، و نوترون‌های فرد نیز بر اثر جفت شدن به $I_n \hbar$ منجر شوند، توضیح داد. در این صورت، تکانه زاویه‌ای هسته توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$I = I_p + I_n \quad (2-165)$$

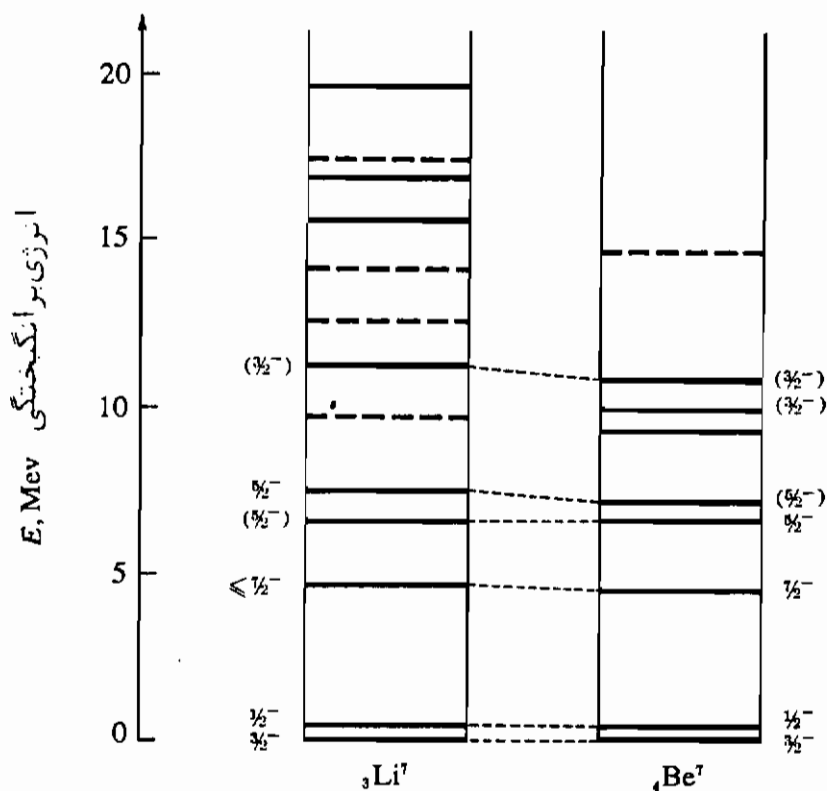
که طبق قواعد جمع بردارها در مکانیک کوانتومی، بزرگی‌های I بین دوحد، با فواصل واحد، تغییر می‌کند، یعنی $I = |I_p - I_n|, \dots, |I_p + I_n|$. حالت پایه، معمولاً وقتی تشکیل می‌شود که اسپین ذاتی آخرین نوترون فرد موازی اسپین ذاتی آخرین پروتون فرد باشد. پائین‌ترین حالت‌های برانگیخته شامل سایر ستمگیریه‌های I_p و I_n می‌باشند.

مطالعه ساختار هسته‌های فرد-فرد، بنابراین، ایجاب می‌کند که نیروی هسته‌ای شرح داده شده در انتهای بخش (۲-۵) د، باید باز هم دارای ترم دیگری باشد، که سعی به هم جهت‌گرداندن اسپین نوکلئون‌ها دارد. ساده‌ترین هسته فرد-فرد H^2 است. این هسته دارای $I_p = \frac{1}{2}$ و $I_n = \frac{1}{2}$ می‌باشد. H^2 ، در حالت پایه‌اش دارای $I = 0$ ، و در اولین حالت برانگیخته‌اش (مجازی) دارای $I = 0$ است. اختلاف انرژی بین این حالت‌ها برابر $2/3 \text{ Mev}$ می‌باشد که مرتبه بزرگی برهم‌کنش اسپین-اسپین را می‌دهد. این برهم‌کنش را نباید با برهم‌کنش زوجیت، که سعی می‌کند تکانه‌های زاویه‌ای مدارای دو نوکلئون یکسان را طوری ترکیب کند که تکانه زاویه‌ای کل صفر شود، اشتباه کرد.

۷-۲ تقارن و استقلال از بار نیروهای هسته‌ای :

در فرمول نیمه تجربی جرم فرض کردیم که قسمت اصلی انرژی بستگی بین نوکلئونها مستقل از طبیعت آنهاست، یعنی، نیروهای هسته‌ای $p-p$ ، $n-n$ ، و $n-p$ یکسان هستند. چون فرمول نیمه تجربی جرم دقیق نیست، بهتر است شواهد مستقیم بیشتری برای این استقلال از بار نیروهای هسته‌ای ارائه کنیم.

دو هسته را که در آنها $Z_1 = n$ ، $N_1 = n'$ ، و $Z_2 = n'$ ، $N_2 = n$ است (n و n' اعدادی صحیح اند) هسته‌های آینه‌ای می‌نامند. متداولترین این هسته‌ها دارای $n' = n - 1$ یا $n' = n - 2$ هستند. شکل (۲-۳۱) طیف ترازهای یک جفت از این هسته‌ها، Li^7 ($Z = 3, N = 4$) و Be^7 ($Z = 4, N = 3$)، را با هم مقایسه کرده است. به طوری که ملاحظه می‌شود، نه تنها انرژیهای حالتها، بلکه تکانه‌های زاویه‌ای و پاریتتها، نیز به خوبی



شکل ۲-۳۱: مقایسه ترازهای انرژی Li^7 و Be^7 . ترازهای نامطمئن را به صورت خط چین نمایش داده‌ایم. ترازهای متناظر، با نقطه چین نمایش داده شده‌اند. اسپینها و پاریتتهای اندازه‌گیری شده نیز داده شده‌اند. ۵۵.

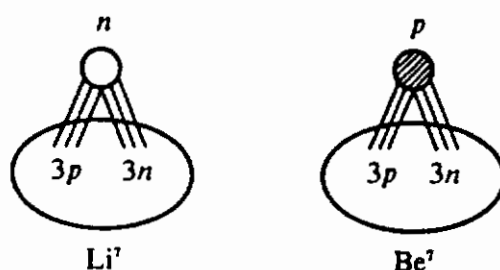
باهم توافق دارند. از این مطلب می‌توان نتیجه گرفت که نیروهای هسته‌ای تقارن باری دارند، یعنی، نیروهای $n-n$ و $p-p$ یکسانند.

مایش طرح‌وار Li^7 و Be^7 را در شکل (۲-۲۲) در نظر بگیرید. در هر هسته پیوندهای هسته‌ای به‌جز پیوندهای آخرین نوکلئون فرد، یکسانند. بنابراین، اگر طیفهای برانگیختگی این هسته‌ها یکسان باشند، می‌توان نوشت

$$3E_{n-n} + 3E_{p-n} = 3E_{p-p} + 3E_{p-n} \quad (2-166)$$

که در آن E معرف اختلاف انرژی پیوند بین حالت برانگیخته و حالت پایه است. از این رو

$$E_{p-p} = E_{n-n} \quad (2-167)$$

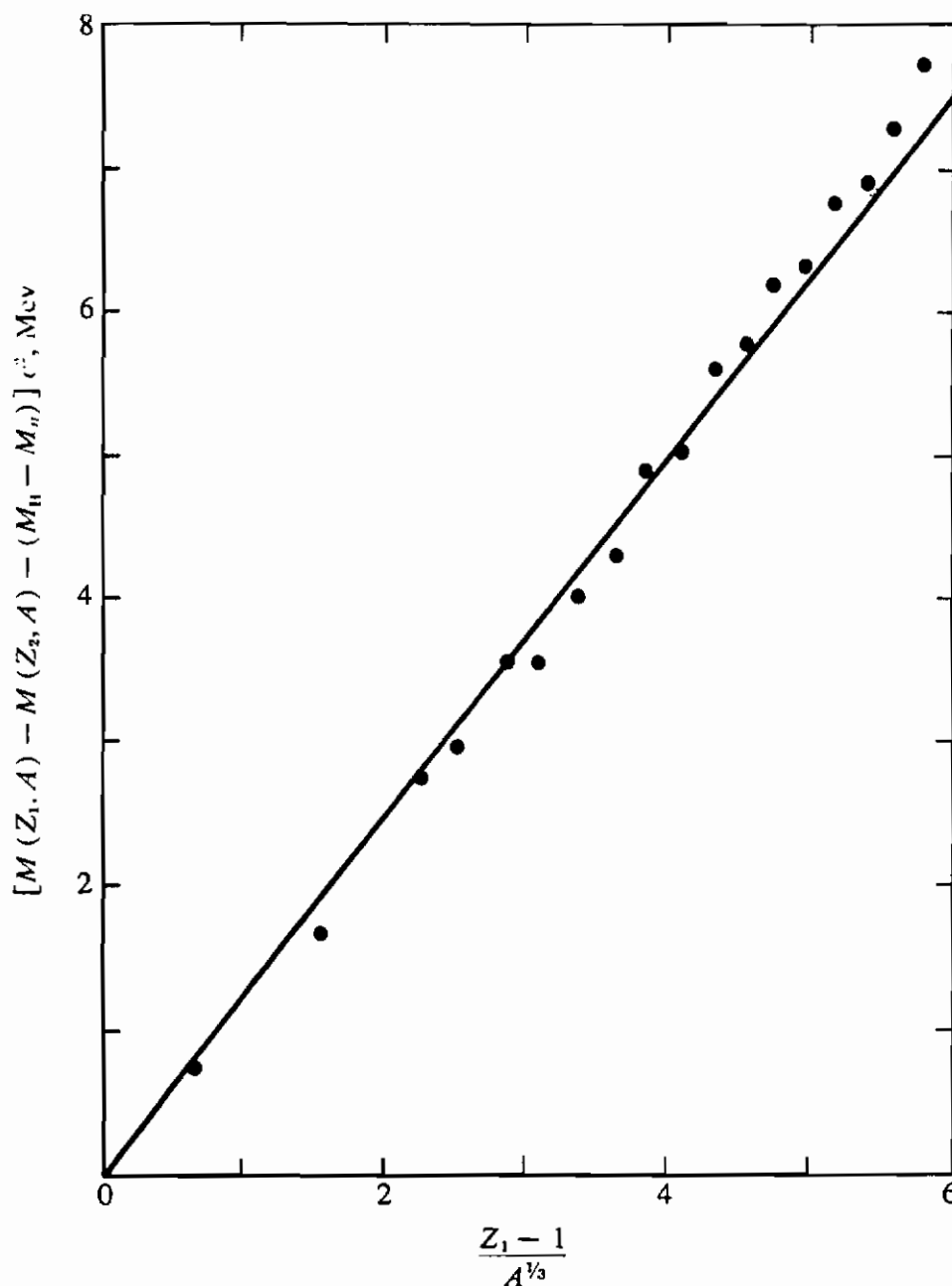


شکل ۲-۲۲: مقایسه پیوندهای نوکلئون - فرد در Li^7 و Be^7 .

بی‌مناسبت نیست بینیم آیا خود انرژیهای پیوندی نیز مساویند یا خیر. این مطلب را می‌توان از جرمهای هسته‌های آینه‌ای در حالت پایه‌شان دریافت. اگر، در واقع نیروهای هسته‌ای نسبت به‌بار متقارنند، از شکل (۲-۲۲) یا از فرمول نیمه تجربی جرم (معادله ۲-۱۲۷) می‌توان نشان داد که اختلاف جرم بین دوهسته‌آینه‌ای با $Z_1 = Z_2 + 1$ برابر است با

$$\begin{aligned} [M(Z_1, A) - M(Z_2, A)]c^2 &= [Z_1(Z_1 - 1) - Z_2(Z_2 - 1)] \frac{3e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \\ &= (Z_1 - 1) \frac{6e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \end{aligned} \quad (2-168)$$

طرف چپ این معادله را می‌توان مستقیماً، یا از روی انرژی‌واپاشی پوزیترون بین دوایزوبار تعیین کرد (ر. ک. بخش ۴-۶-ب). طرف راست را می‌توان از معادله (۱-۵) محاسبه کرد که با طرف چپ توافق دارد، به طوری که فرض تقارن نیروهای هسته‌ای نسبت به‌بار، در واقع، معتبر است.

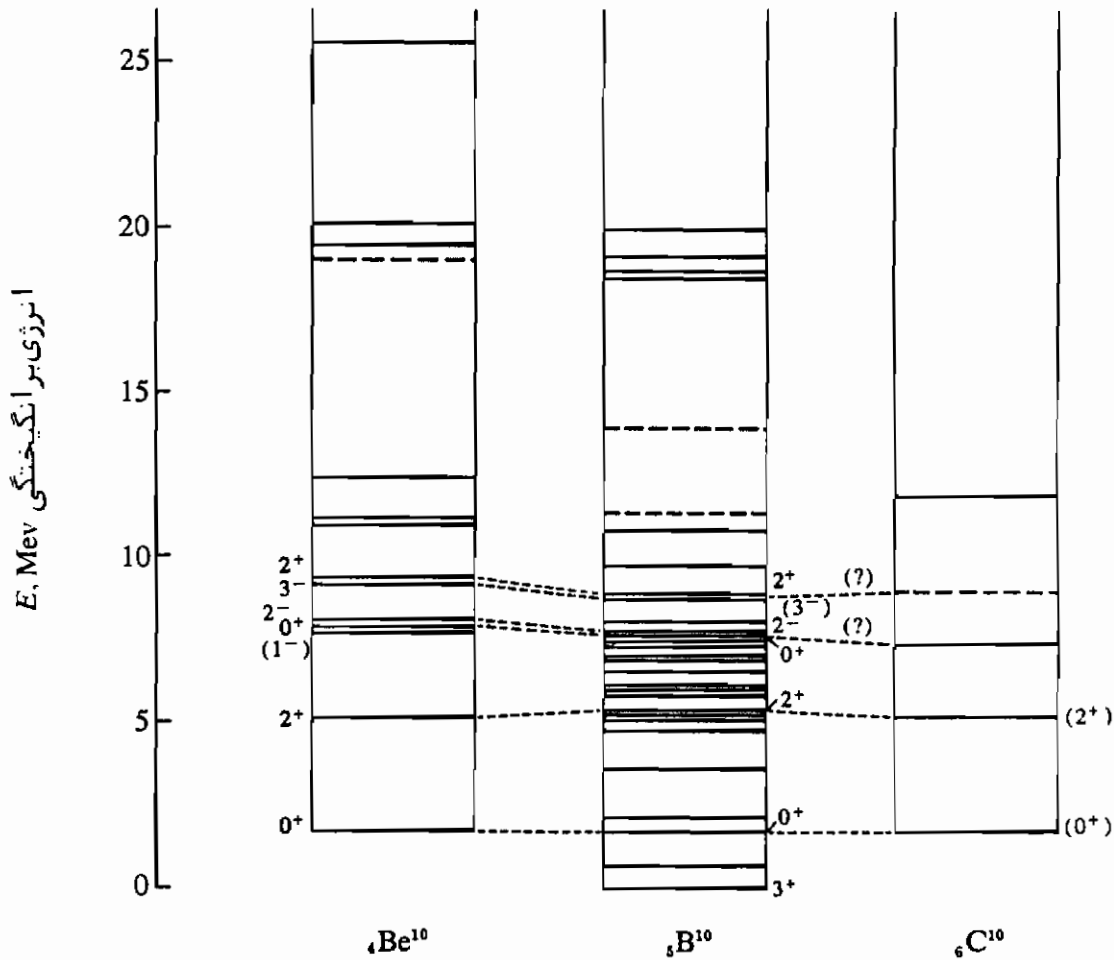


شکل ۲-۳۳. اختلاف جرم بین هسته‌های آینه‌ای برحسب $(Z_1 - 1)A^{1/3}$ برطبق معادله (۲-۱۶۸) ۵۶.

شکل (۲-۳۳) نتایج چندین اندازه‌گیری را نشان می‌دهند. اگر فرض تقارن نسبت به بار صحیح باشد، باید خط اختلاف جرم، که برای $(M_H - M_n)c^2 (= -0.78 \text{ Mev})$ تصحیح شده

۵۶ - C. E. Gleit, C. W. Tang, and C. D. Coryell, "Beta-Decay Transition Probabilities," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 5, 1963.

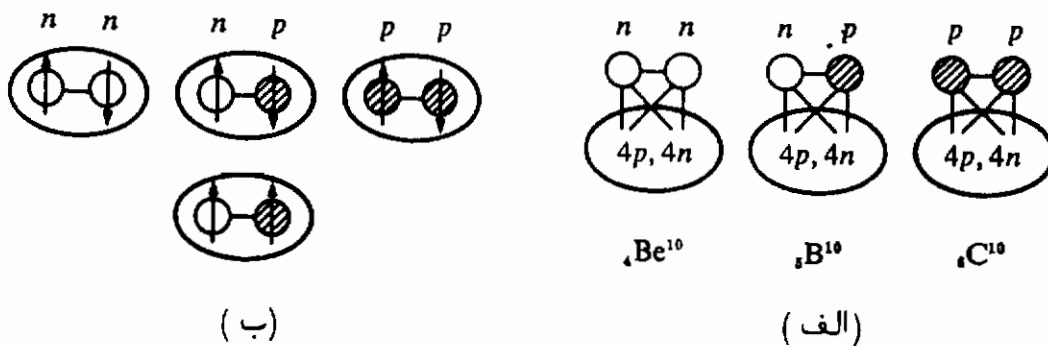
است، بر حسب $(Z_1 - 1)/A^{1/3}$ از مبدا مختصات بگذرد 57 . انحرافی که در شکل (۲-۳۳) مشاهده می‌شود ناشی از آثار مدل لایه‌ای است، که شعاعهای اندک متفاوتی برای هسته‌های (Z_1, A) و (Z_2, A) می‌دهد، زیرا توابع موج پروتونها متفاوتند.



شکل ۲-۳۴: مقایسه هسته‌های آینه‌ای سه‌گانه Be^{10} ، B^{10} و C^{10} . هر جرم برای انرژی کولنی و اختلاف جرم نوترون و پروتون تصحیح شده است. ترازهای نامطمئن با خط چین نمایش داده شده‌اند. ترازهای متناظر، توسط نقطه چین به هم وصل شده‌اند. اسپینها و پاریتتهای اندازه گرفته شده داده شده‌اند 58 .

57 - ار روی این خط می‌توان ثابت شعاعی R_0 را نیز تعیین کرد. [معادله $(1-5)$].
مسأله ۲-۲۶ را ملاحظه کنید.

اگر جرمهای هسته‌های آینه‌ای سه‌گانه^{۵۹} ($N_3 = n - 1$ و $Z_3 = n + 1$)، ($Z_2 = n$ و $N_2 = n$) و ($Z_1 = n - 1$ و $N_1 = n + 1$) را در حالت‌های پایه و برانگیخته شان مقایسه کنیم بازهم شباهت‌های جالبی بین ترازها پیدا می‌شود. شکل (۲-۳۴) ترازهای C^{10} ، B^{10} ، و Be^{10} که برای آنها $n = 5$ است را، پس از تصحیح جرم برای انرژی کولنی، نشان می‌دهد. بار دیگر ملاحظه می‌کنیم که ترازهای هسته‌های آینه‌ای Be^{10} و C^{10} عملاً^{۵۹} یکسانند. ولی فقط بعضی از ترازهای B^{10} ، با این حالتها مطابقت می‌کنند. اگر این مطلب را با در نظر گرفتن پیوندهای درگیر، مطابق شکل ۲-۳۵ الف، تحلیل کنیم، بی می‌بریم که برای ترازهای یکسان در Be^{10} ، B^{10} و C^{10} ، نیروهای $p-p$ ، $n-n$ و $n-p$ باید یکسان باشند، ولی همچنین تعداد ترازهای B^{10} خیلی بیشتر از Be^{10} و C^{10} است. این، پیامد مستقیمی از اصل طرد پاولی است.



شکل ۲ - ۳۵: (الف) مقایسه اتصالها در Be^{10} ، B^{10} و C^{10} .

(ب) مقایسه ترازهای n^2 و H^2 و He^2 .

برای درک بیشتر، ساده‌ترین هسته‌های آینه‌ای سه‌گانه، یعنی n^2 ، H^2 ، He^2 را در نظر می‌گیریم. (اگرچه He^2 و n^2 ساختارهای پایدار نیستند، ولی استدلال داده شده صحیح است). در پایینترین ترازها، یعنی حالت‌های $1s$ ، اصل طرد پاولی اسپینهای ذاتی مختلف‌الجهت را در n^2 و He^2 ، ولی نه در H^2 ، ایجاب می‌کند. بنابراین، سیستم $n-p$ دارای ترازهای بیشتری از سیستم $n-n$ یا $p-p$ است. همچنین از مثال فوق این‌طور استنباط می‌شود که استقلال از بار نیروهای هسته‌ای فقط در حالتی برقرار است که نوکلئونها از نظر تکانه‌های زاویه‌ای‌شان (مداری و ذاتی) در ترازهای یکسانی باشند. این مطلب با تحلیل مفصل پراکندگی $n-p$ و $p-p$ تأیید شده است^{۶۰} و ویژگی مهم دیگری از نیروی هسته‌ای بیان می‌کند.

۵۹ - احتمالاً تمام ترازهای تحتانی C^{10} پیدا نشده‌اند.

۶۰ - ر. ک پیوست الف، بخش‌های الف - ۳ تا الف - ۵

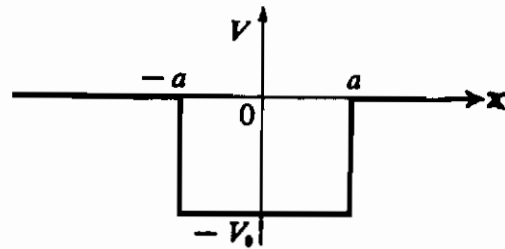
مسائل

- ۱-۲ ثابت کنید ذره‌ای با جرم سکون m_0 و انرژی جنبشی T همیشه، صرف نظر از مقدار T دارای تکانه بیشتری از یک فوتون با انرژی $h\nu = T$ است.
- ۲-۲ می‌خواهیم عبارت غیرنسبیتی برای انرژی جنبشی را برای محاسبه تندی ذره‌ای به جرم m_0 به کار ببریم. در صورتی که بخواهیم تندی محاسبه شده تا یک درصد صحیح باشد، بالاترین انرژی مجاز ذره (برحسب واحد m_0c^2) چقدر است؟
- ۳-۲ تندی ذره‌ای که انرژی جنبشی آن با انرژی سکونش برابر باشد چقدر است؟
- ۴-۲ طول موج دوبروی یک الکترون 10-ev ، یک ذره α دارای 10-Mev و یک گلوله 10-g را که با تندی $1,000\text{ m/sec}$ حرکت می‌کنند، محاسبه کنید.
- ۵-۲ در یک راکتور هسته‌ای که ۲ مگاوات قدرت تولید می‌کند ماده با چه آهنگی (برحسب g/sec) به انرژی تبدیل می‌شود؟
- ۶-۲ (الف) یک پرتاب‌کننده دیسک، دیسکی ۳ کیلوگرمی را در شعاع $5/5$ متری با سرعت یک دور بر ثانیه می‌چرخاند. تکانه زاویه‌ای دیسک برحسب \hbar چقدر است؟
- (ب) هرگاه نوترونی در داخل یک هسته بخواهد بر روی مسیری دایروی به شعاع 5-F با ۳ واحد تکانه زاویه‌ای مداری حرکت کند، تندی آن چقدر خواهد بود؟ (ایس تصویر کلاسیک از حرکت هسته‌ای نادرست است و باید آنرا با مفهوم تابع - موج جایگزین کرد.)
- ۷-۲ در مختصات کروی عبارت $\nabla^2\psi$ در معادله (۱۹-۲) به صورت

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right)$$

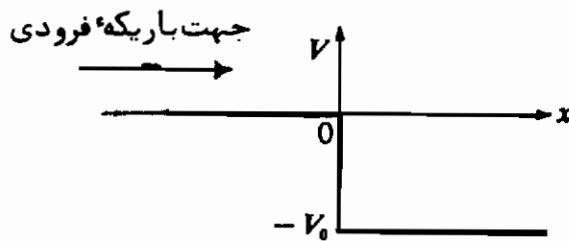
است. (الف) نشان دهید یک جایگذاری به شکل ۲-۴۳، متغیرها را از هم جدا می‌کند. (ب) نشان دهید که معادله شعاعی را می‌توان با تعریف مناسب ثابت جداسازی به شکل ۲-۴۷ در آورد. (ج) معادله مربوط به متغیر φ را نوشته و نشان دهید در صورتی که ثابت جداسازی به صورت مناسبی تعریف شود، جواب به شکل (۲-۴۵) است.

- ۸-۲ ذره‌ای به جرم m_0 در چاه پتانسیل یک بعدی به عرض $2a$ و عمق V_0 - در آستانه مقید بودن و آزادی است مقدار می‌نیم $V_0 \neq 0$ چقدر است؟



(راهنمایی: این مسئله را با مفهوم ساده موج دوبروی می‌توان حل کرد، ولی باید آنرا توجیه کرد. در غیر این صورت، باید روش مشکلتر استفاده از شرایط مرزی در $x = -a$ و $x = a$ را مورد استفاده قرار داد. در هر صورت از خود بپرسید شرط "در آستانه" مقید بودن "به معنای چیست".

۹-۲ یک باریکه موازی از ذرات با انرژی T_0 را به سوی یک پله پتانسیل مطابق شکل زیر می‌فرستیم. ضریب انعکاس ذرات را در پله پتانسیل به صورت تابعی از T_0 و V_0 محاسبه کنید.



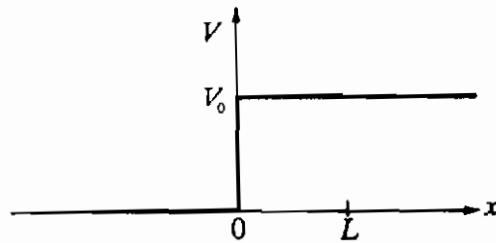
۱۵-۲ (الف) پائینترین انرژیهای دو حالت $l = 0$ ذره‌ای (به جرم m_0) در یک جعبه کروی بسته به شعاع R را محاسبه کنید و توابع بهنجار شده این حالتها را پیدا کنید. (ب) در صورتی که m_0 مساوی جرم یک نوترون و $R = 5F$ باشد انرژیها را بر حسب Mev محاسبه کنید.

۱۱-۲ فرض کنید N ذره یکسان در داخل جعبه مکعبی بسته‌ای قرار دارند به طوری که در هر حالت فقط یک ذره وجود دارد و حالتها بر حسب افزایش انرژی پیر می‌شوند.

(الف) رابطه‌ای بین N و $(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{\max}$ پیدا کنید.

(راهنمایی: هر مجموعه از اعداد صحیح n_x, n_y, n_z معرف یک حالت است. لذا، اگر حالتها اشغال شده را به صورت نقاطی در یک سیستم مختصات دکارتی با محورهای موازی n_x, n_y, n_z رسم کنیم، حجم فضای اشغال شده درست با تعداد کل حالتها اشغال شده برابر است). (ب) انرژی ماگزیمی که حالتها تا آن حد پیر می‌شوند چقدر است؟ (حل کامل این مسئله مشکل است.)

۱۲-۲ باریکه‌ای از ذرات با جرم سکون m_0 و انرژی جنبشی T با پله پتانسیلی به ارتفاع $V_0 (> T)$ ، مطابق شکل زیر، برخورد می‌کند. محاسبه کنید: الف) تابع موج را برای $x > 0$ ب) ضریب انعکاس را در پله پتانسیل. (اگر مایلید، بدون محاسبه جواب دهید). ج) هرگاه پله پتانسیل در $x > L$ به صفر تقلیل یابد آیا تابع موج برای $x > 0$ تغییر می‌کند؟ د) آیا تحت این شرط ضریب انعکاس در $x = 0$ تغییر می‌کند؟



۱۳-۲ الف) نشان دهید برای پتانسیل کروی $V(r)$ ، که در آن $V(r \rightarrow \infty) = 0$ ، جواب شعاعی معادله شرودینگر، معادله (۲-۴۷) در یک حالت مقید دارای جواب مجانبی

$$u(r \rightarrow \infty) \sim e^{-\kappa r}$$

است، که در آن κ با

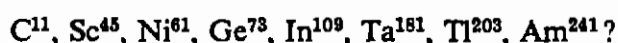
$$\frac{1}{2} \hbar^2 \kappa^2 / m_0 = |E|$$

داده می‌شود. ب) همچنین نشان دهید وقتی $r \rightarrow 0$ ، معادله (۲-۴۷) دارای جواب $R(r \rightarrow 0) \sim r^2$ است.

۱۴-۲ الف) با استفاده از شکل ۲-۸ انرژی کل آزاد شده (برحسب Mev) را برآورد کنید، در صورتی که ^{238}U خود به خود شکافته و به دو پاره مساوی و چهار نوترون تبدیل شود، و تولیدات شکافت واپاشند و به هسته‌های نهایی پایدار تبدیل شوند (هسته‌هایی که بتوان شکل ۲-۸ را در مورد آنها بکار برد). ب) چه کسری از جرم ^{238}U به انرژی تبدیل می‌شود؟

۱۵-۲ با مراجعه به پیوست ج: الف) انرژی بستگی کل ^{40}Ca برحسب Mev و انرژی بستگی متوسط برنوکلئون آن چقدر است؟ ب) انرژی بستگی الکترونی کل یک‌اتم با عدد اتمی Z تقریباً با $15.73 Z^{\frac{2}{3}} \text{ eV}$ داده می‌شود. چه تصحیحی (درصد) باید روی

- جوابهای قسمت (الف) انجام داد در صورتی که بخواهیم انرژیهای بستگی خالص هسته‌ای کل و متوسط را حساب کنیم .
- ۱۶-۲ از فرمول نیمه تجربی جرم ، انرژی‌های بستگی آخرین نوترون را در Pb^{207} و Pb^{208} محاسبه کنید . می‌توانید هر مجموعه سازگار از پارامترهای انرژی را به‌کار ببرید .
- ۱۷-۲ با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم تعیین کنید چه ایزوبارهایی با $A = 102$ باید پایدار باشند و پایدارترین Z را محاسبه کنید [معادله (۲-۱۳۴)] . می‌توانید از هر مجموعه سازگار از پارامترهای انرژی استفاده کنید . در مورد ایزوبارهای پایدار واقعی پیوست ج را ملاحظه کنید .
- ۱۸-۲ با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم اختلاف جرم بین $^{64}_{29}Cu$ و $^{64}_{30}Zn$ را محاسبه کنید . (با شکل ۴-۲۸ مقایسه کنید) .
- ۱۹-۲ (الف) انرژی واپاشی را در واپاشی - آلفا از فرمول نیمه تجربی جرم محاسبه کنید (انرژی واپاشی آلفا برابر است با منفی انرژی جدایی آلفا) .
 (ب) معادله حاصل را در واپاشی $^{212}_{84}Po$ به $^{208}_{82}Pb$ ، و با استفاده از هر مجموعه سازگار از پارامترهای انرژی ، به‌کار ببرید . (نتیجه را با شکل ۴-۱۷ مقایسه کنید) .
 برای انرژی بستگی ذره آلفا از مقدار تجربی 28.3 Mev استفاده کنید .
- ۲۰-۲ (الف) با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم ، به‌ازای یک A ی مفروض ، رابطه بین Z و N را برای یک هسته که دارای انرژی جدایی پروتون صفر است به‌دست آورید .
 (ب) با استفاده از یک مجموعه سازگار پارامترهای انرژی ، مقدار N/Z را در مسورد $A = 100$ محاسبه کنید . (شکل ۴-۱۱ را ملاحظه کنید) .
- ۲۱-۲ با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم ، در صد سهم انرژی حجمی ، انرژی سطحی ، انرژی کولنی ، و انرژی عدم تقارن را در انرژی بستگی متوسط برنوکلسون ، برای $A = 240$ و $A = 60$ محاسبه کنید . (شکل ۲-۱۶ را ملاحظه کنید) .
- ۲۲-۲ براساس مدل لایه‌ای تک - ذره‌ای ، شامل جفت‌شدگی اسپین - مدار ، پیکربندیهای اسپکتروسکوپیکی قابل انتظار حالت پایه هسته‌های زیر چیست

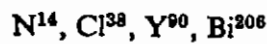


اسپینهای اندازه‌گیری شده به ترتیب عبارتند از :

$$\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{3}{2}, \frac{9}{2}, \frac{9}{2}, \frac{7}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}$$

هرگاه اختلافی بین جوابهای خود و آزمایش پیدا کردید ، سعی کنید در باره آن توضیحی بدهید .

۲۳-۲ در هسته‌های فرد - فرد، برای تبیین اسپینهای حالت پایه باید یک برهم‌کنش بین آخرین نوترون فرد و آخرین پروتون فرد در نظر گرفت. این جفت‌شدگی، اسپینهای موازی پروتون فرد و نوترون فرد را ترجیح می‌دهد. این مطلب را نباید با جفت‌شدگی زوجیت برای نوکلئونهای یکسان که تکانه‌های زاویه‌ای مداری پادموازی را ترجیح می‌دهد، اشتباه کرد. (براین اساس اسپینها و پاریتته‌های فابل انتظار حالت پایه هسته‌های زیر را پیدا کنید



اسپینهای اندازه‌گیری شده به ترتیب عبارتند از

1, 2, 2, 6

۲۴-۲ انرژیها (برحسب Mev) و اسپینهای پائینترین حالت‌های برانگیخته Ta^{182} عبارتند

از اسپین	۲	۴	۶
انرژی (Mev)	۰/۱۰۰	۰/۳۲۹	۰/۶۸۰

(الف) آیا این مقادیر با مدل دورانی هسته‌های تغییرشکل یافته توافق دارند؟

(ب) گشتاور لخت این هسته (برحسب $g\text{-cm}^2$) حول محور دوران چقدر است؟

۲۵-۲ با استفاده از شکل (۲-۳) چگالی ترازهای Sc^{41} را به صورت تابعی از انرژی برانگیختگی محاسبه کنید. محور انرژی برانگیختگی را به فواصل ۱-Mev تقسیم

کرده و تعداد ترازها در هر Mev را محاسبه کنید. با رسم یک نمودار بر روی کاغذ

نیمه‌لگاریتمی بررسی کنید آیا به طور تقریبی معادله (۲-۱۶۴) برقرار است یا خیر؟

اگر چنین است ثابتهای a و ρ_0 را محاسبه کنید.

۲۶-۲ هسته‌های آینه‌ای زیر باگسیل پوزیترون‌هایی که انرژی ماکزیم آنها برحسب Mev

درج شده است و می‌باشند

C^{11}	0.97	P^{29}	3.95
N^{13}	1.18	S^{31}	4.40
O^{15}	1.73	A^{35}	4.96
F^{17}	1.75	Ca^{39}	5.49
Mg^{23}	3.09	Sc^{41}	5.95
Al^{25}	3.24		

نموداری مشابه شکل (۲-۳۳) رسم و با فرض اینکه هر هسته یک کره باردار یکنواخت

باشد، ثابت شعاعی R_0 را تعیین کنید. [معادله ۴-۱۲۲ را برای ارتباط بین

انرژی واپاشی پوزیترون و اختلاف جرم ملاحظه کنید.]



برهم کنشهای تابشهای هسته‌ای با ماده

۱-۳ مقدمه :

فصل‌هایی که به دنبال این فصل می‌آیند در مورد خواص دینامیکی هسته‌ها یعنی واپاشی پرتوزا و واکنشهای هسته‌ای می‌باشند. فصل حاضر به بررسی تجربی این خواص اختصاص دارد. این امر همواره مستلزم آشکارسازی ذرات هسته‌ای یا تابشهای الکترومغناطیسی است، که اختصاراً آنها را تابشهای هسته‌ای می‌نامیم. معمولاً شدت (تعداد رویدادهای آشکار شده در واحد زمان) و انرژی (جنبشی) تابش تعیین می‌شود. اغلب اندازه‌گیری‌های شدت، مبتنی بر یونش حاصل از عبور تابشها در ماده است. اندازه‌گیری انرژی یا شامل یونش و برانگیزش اتمی است، یا شامل انحراف ذرات باردار در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی. برای نوترونهای کم انرژی و پرتوهای گاما، از پراش بلوری نیز برای تعیین بسیار دقیق انرژی استفاده می‌شود.

اگر بخواهیم دقیق شویم، این موضوعها خارج از محدوده فیزیک هسته‌ای می‌باشند، با این همه آنقدر در تحقیقات هسته‌ای اساسی هستند که باید لااقل به مهمترین جنبه‌های آن اشاره‌ای بکنیم. برای بحثهای گسترده‌تر، می‌توانید به کتابهای دیگر مراجعه کنید. عبور ذرات باردار، نوترونها و پرتو گاما از ماده را به‌طور جداگانه مورد بررسی قرار می‌دهیم، زیرا هر یک از آنها شامل فرایندهای ویژه متفاوتی هستند.

۲-۲ برهم کنش ذرات باردار با ماده :

ذره بارداری که از میان اتمهای خنثی عبور می‌کند بیشتر از طریق نیروی کولنی با الکترونهای اتمها وارد برهم کنش می‌شود. اگر چه ذره در هر برخورد به‌طور متوسط بیسار چند الکترون ولت انرژی جنبشی از دست نمی‌دهد، معذالک بیشترین اتلاف انرژی در واحد طول مسیر ذره ناشی از یونش و برانگیزش اتمهاست. اتلاف انرژی جنبشی در یک برخورد هسته‌ای خیلی بیشتر است، ولی چنین برخوردهایی نسبت به برخوردهای اتمی به‌ندرت اتفاق می‌افتند. (تقریباً به نسبت سطح مقطع هسته به سطح مقطع اتم، یعنی $10^{-8} = 10^{-24} \text{ cm}^2 / 10^{-16} \text{ cm}^2$) از اینرو، برخوردهای هسته‌ای سهم قابل ملاحظه‌ای در اتلاف انرژی کل ندارند.

برای انرژی‌های جنبشی بیش از M_0c^2 ، که در آن M_0 جرم سکون ذره است، اتلاف انرژی توسط گسیل تابش الکترومغناطیسی بیش از پیش اهمیت پیدا می‌کند. این تابش را برمزا شتراهلونگ یا تابش ترمزی می‌نامند. سازوکار این تابش همان سازوکار گسیل پیوسته پرتوهای x است. فرایند اصلی را می‌توان به‌طور کلاسیک درک کرد. طبق معادلات ماکسول، هر بار شتابدار، تابش الکترومغناطیسی تشعشع می‌کند (ر. ک بخش ۴-۴ ب). هرگاه یک ذره باردار از نزدیکی یک هسته عبور کند، بردار سرعت آن سریعاً تغییر می‌کند (لااقل از نظر جهت، گر نه از نظر بزرگی)، به‌طوری‌که ذره دستخوش یک شتاب می‌شود و بنابراین تشعشع می‌کند. به‌منظور داشتن یک ایده سطحی از جنبه‌های مهم فرایند اتلاف انرژی توسط برخورد (یعنی، برانگیزش و یونش اتمها)، می‌توان فرض کرد که ذره باردار سنگین است و با یک الکترون آزاد برخورد می‌کند. در این حال باید اتلاف انرژی جنبشی ذره باردار برابسر انرژی جنبشی اخذ شده توسط الکترون باشد. انرژی اخیر را می‌توان از روی "ضربه" داده شده به الکترون، هنگامی که ذره باردار از کنار آن می‌گذرد برآورد کرد. اگر مختصات x و y را مطابق شکل ۱-۳ انتخاب کنیم، معادلات برخورد برای الکترون عبارتند از

$$\int F_x dt \approx 0 \quad (1-3)$$

$$\int F_y dt = p_e \quad (2-3)$$

که در آن :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y = \text{نیروی کولنی وارد بر الکترون}$$

$$t = \text{زمان}$$

$$p_e = \text{تکانه داده شده به الکترون (فقط مولفه } y \text{ غیر صفر است).}$$

معادله (۳-۱) تقریب خوبی است زیرا سرعت ذره سنگین عملاً تحت تاثیر برخورد قرار نمی‌گیرد. اگر پارامتر برخورد b باشد، انتگرال (۳-۲) را می‌توان از روی زمان برخورد برآورد کرد.

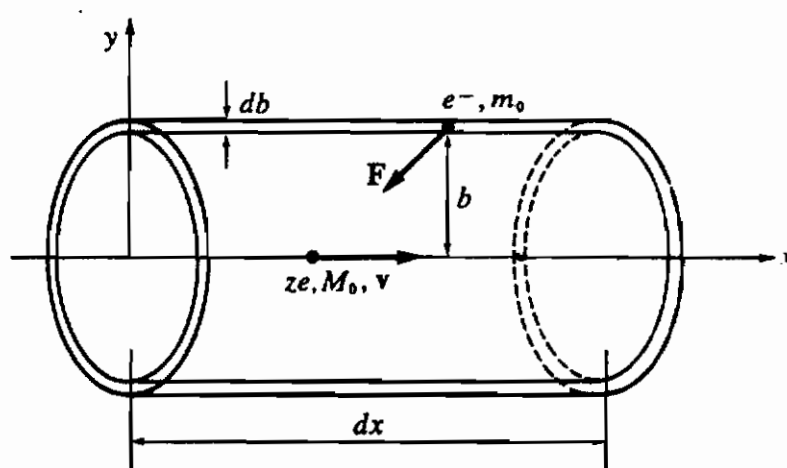
$$\Delta t \approx \frac{b}{v} \quad (3-3)$$

که در آن v تندی ذره سنگین می‌باشد. متوسط مقدار F_y در طول این زمان برابر است با

$$(F_y)_{ave} \approx \frac{ze^2}{b^2} \quad (3-4)$$

که ze بار ذره سنگین است. به این ترتیب از معادله (۳-۲) داریم

$$p_e \approx \frac{ze^2}{bv} \quad (3-5)$$



شکل ۳-۱ - برخورد بین یک ذره باردار سنگین به جرم M_0 و یک الکترون آزاد به جرم m_0 . پارامتر برخورد با b نشان داده شده است.

برآورد دقیقتر تکانه انتقال یافته به الکترون (معادله ۳-۵) را می‌توان با استفاده از قانون گاوس در الکترواستاتیک، یعنی

۲- پارامتر برخورد در یک تصادم بین دودره، حداقل فاصله‌ای است که در آن مراکز ذرات، در صورتی که نیرویی بین ذرات وجود نمی‌داشت، از کنار هم بگذرند.

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi q \quad (\text{در واحد الکترواستاتیکی}) \quad (۶-۳)$$

به دست آورد که در آن \mathbf{E} میدان الکتریکی در سطح هر حجم بسته‌ای است که بار q را احاطه می‌کند، و $d\mathbf{S}$ جزئی از این سطح است. با اعمال این قضیه بر یک استوانه نامتناهی به شعاع مقطع b ، در دستگاه مرجعی که در آن ذره سنگین در حال سکون است، شکل ۳-۱، خواهیم داشت.

$$\int \frac{F_y}{e} 2\pi b dx = 4\pi ze \quad (۷-۳)$$

نسبت به ذره سنگین، الکترون فاصله $dx = v dt$ را در زمان dt در امتداد سطح استوانه طی می‌کند، به طوری که طبق معادله (۳-۲) داریم

$$\int F_y dt = 2 \frac{ze^2}{bv} = p_e \quad (۸-۳)$$

این روش، برآورد صحیحتری از p_e ، یعنی

$$p_e = 2 \frac{ze^2}{bv} \quad (۹-۳)$$

را به دست می‌دهد، به طوری که انرژی جنبشی کسب شده توسط الکترون (جرم m_0) یا از دست داده شده توسط ذره سنگین، می‌شود

$$\frac{p_e^2}{2m_0} = \frac{2z^2e^4}{m_0b^2v^2} \quad (۱۰-۳)$$

اگر n اتم بر واحد حجم وجود داشته باشد، هر کدام با Z الکترون، در این صورت در مسیری به طول dx تعداد

$$nZ \cdot 2\pi b db \cdot dx \quad (۱۱-۳)$$

الکترون در فاصله بین b و $b + db$ از مسیر ذره سنگین وجود دارد. ذره، به هر یک از این الکترونها مقداری انرژی، که توسط عبارت ۳-۱۰ داده می‌شود، منتقل می‌کند به طوریکه اُفت

کل انرژی در واحد طول مسیر ذره برابر می‌شود با

$$-\frac{dT}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} nZ 2\pi b db \frac{2z^2 e^4}{m_0 b^2 v^2}$$

$$= \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (۱۲-۳)$$

این عبارت تقریبی است؛ زیرا در برخوردهای تقریباً "شاخ به شاخ"، معادله ۳-۱۰ معتبر نیست^۳، ولی به هر حال، برای مقصود فعلی ما کفایت می‌کند.

در حقیقت الکترونها در ماده متوقف‌کننده آزاد نیستند بلکه به اتمها مقیدند (یا به جامد، اگر ماده به صورت جامد باشد). چون هر اتم دارای ترازهای انرژی الکترونی است ذره نمی‌تواند "هر" مقدار دلخواهی انرژی به اتم منتقل کند مگر اینکه اتم را لاقلاً به اولین حالت برانگیخته‌اش ببرد. به بیان کلاسیک، می‌توان استدلال کرد که زمان برخورد (معادله ۳-۳) نباید بیشتر از زمان تناوب دوران یک الکترون نوعی در مدارش باشد تا انرژی بتواند به الکترون اتم منتقل شود.

$$\Delta t_{\max} \approx \frac{1}{\nu} \quad (۱۳-۳)$$

که در آن ν فرکانس دوران است. با استفاده از رابطه ۳-۳ داریم

$$b_{\max} \approx \frac{v}{\nu} \quad (۱۴-۳)$$

می‌نیمم پارمتر برخورد توسط اصل عدم قطعیت محدود می‌شود زیرا الکترون نمی‌تواند از طول موج دوبروی خود به ذره سنگین نزدیکتر شود. اگر معادله (۲-۹۳) را در سیستم مختصاب نسبی الکترون و ذره به کار ببریم، ملاحظه می‌کنیم که

$$b_{\min} \approx \frac{h}{m_0 v} \quad (۱۵-۳)$$

بنابراین، خواهیم داشت

۳- اثبات کامل را می‌توانید در کتاب Evans، ۱۹۵۵، فصل ۱۸ ملاحظه کنید.

$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I_{ave}} \quad (۱۶-۳)$$

که در آن I_{ave} پتانسیل متوسط یونش یا برانگیزش اتمهای ماده متوقف‌کننده است که به جای $h\nu$ جایگزین کرده‌ایم^۴، و ضرب ۲ در جمله لگاریتمی بر مبنای یک محاسبه دقیق مکانیک کوانتومی اضافه شده است^۵. نمادهای دیگر در این معادله مثل سابق، عبارتند از

$$ze = \text{بار ذره سنگین}$$

$$m_0 = \text{جرم الکترون}$$

$$v = \text{تندی ذره سنگینی}$$

$$nZ = \text{تعداد الکترونهاي موجود در واحد حجم ماده متوقف کننده.}$$

عملاً "اتلاف انرژی را از روی تعداد "زوج یونهای" که در طول مسیر ذره تشکیل می‌شوند، تعیین می‌کند. مقصود از زوج یون، اجزای منفی و مثبتی است که در یک برخورد یوننده به وجود می‌آید. اگر برای ایجاد یک زوج یون، ذره بطور متوسط انرژی 17 را از دست بدهد، تعداد زوج یونهای i در واحد طول مسیر توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$-\frac{dT}{dx} = wi \quad (۱۷-۳)$$

کمیت w نتیجه فرایندهای پیچیده‌ای می‌باشد؛ (۱) هم برانگیزش اتمی وجود دارد و هم یونش اتمی (۲) یک الکترون بیرون انداخته شده ممکن است آنقدر انرژی داشته باشد [رابطه (۳-۱۵) را ملاحظه کنید] که به بوبه خود ایجاد یونش ثانوی کند^۶. به‌طور تجربی معلوم شده است که در یک ماده مفروض 17 ، برحسب تصادف، عملاً مستقل از انرژی جنبشی یا طبیعت ذره است. مقدار آن برای هوا در مورد الکترونهاي 5-keV مساوی 35.0 eV، برای ذرات

۴- از لحاظ نظری و تجربی تقریباً $I_{ave} \sim Z$ (Bloch، ۱۹۳۳) ضریب تناسب برای اغلب مواد حدود 13 eV است، به‌جز برای H_2 و He، که به ترتیب 19 و 22 eV است (Sternheimer، ۱۹۶۱).

۵- برای $v \approx c$ جمله‌های v^2/c^2 و $-\ln(1 - v^2/c^2)$ را باید به جمله لگاریتمی در معادله (۱۶-۳) اضافه کرد.

۶- این مطلب را می‌توان به‌وضوح در شکل (۳-۵ الف) دید. همچنین مسأله ۳-۶ را ملاحظه کنید. الکترونهاي بیرون انداخته شده را اغلب الکترون دلتا می‌نامند

آلغای 5.3-Mev مساوی 35.2 ev ، و برای پرتونهای 340-Mev مساوی 33.3 ev است قبل از مقایسه عبارت (۱۶-۳) با نتایج تجربی، بهتر است مفهوم برد متوسط \bar{R} را که عبارت از مسافت متوسطی است که (در یک جهت مفروض) ذره طی می‌کند قبل از اینکه کاملاً انرژی جنبشی‌اش (T_0) را از دست بدهد، معرفی کنیم

$$\begin{aligned}\bar{R} &= \int_0^R dx = \int_{T_0}^0 \frac{dx}{dT} dT \\ &= \int_0^{T_0} \left(-\frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT\end{aligned}\quad (18-3)$$

اگر جمله لگاریتمی در معادله (۱۶-۳) مستقل از v می‌بود

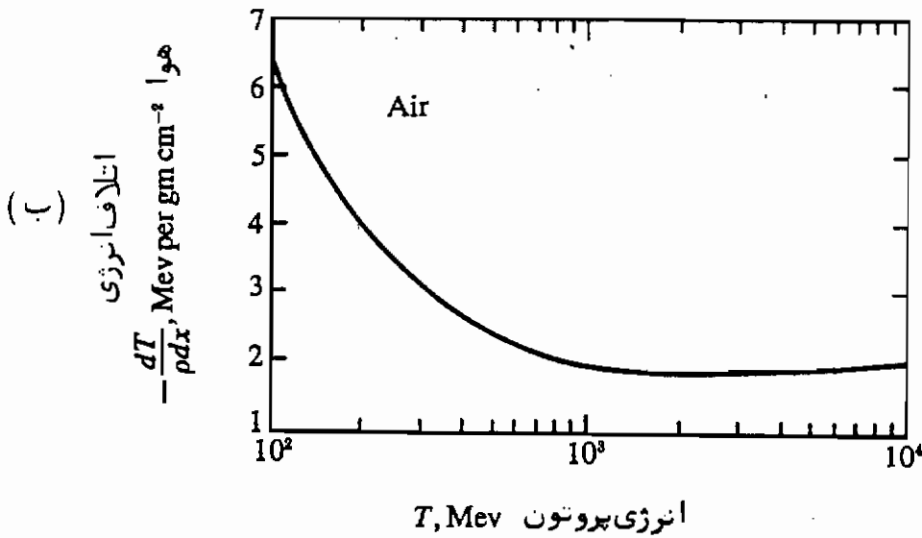
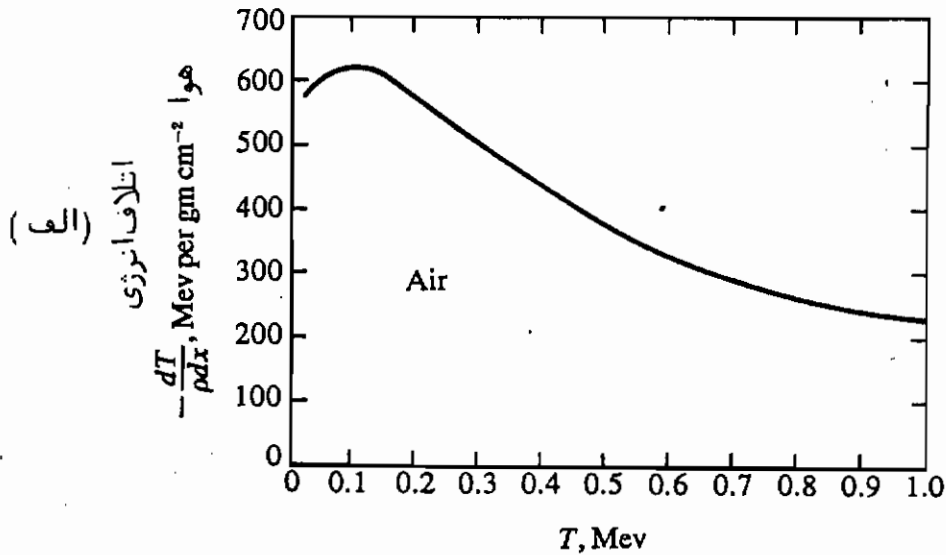
$$\bar{R} \sim \int_0^{T_0} T dT \sim T_0^2 \quad (19-3)$$

اما در واقع هیچ منحنی ساده بردی به این شکل پیدا نشده است. (شکل‌های ۳-۹ و ۳-۱۰ را ملاحظه کنید). برد یک ذره منفرد به علت وجود تغییرات آماری در مقدار انرژی از دست داده شده در واحد حجم و همچنین در تعداد کل زوج یونهای تشکیل شده، کمی بیشتر یا کمتر از عبارت (۱۸-۳) است. این پدیده را "پاشیدگی" می‌نامند. شکل (۳-۲) منحنی تجربی اتلاف انرژی را برای پرتونها در هوا می‌دهد. چون تعداد اتمها در واحد حجم (n) توسط رابطه

$$n = \frac{\mathcal{N} \rho}{\mathcal{A}} \quad (20-3)$$

به جگالی ماده (ρ)، عدد آووگادری \mathcal{N} ، و وزن اتمی (\mathcal{A}) وابسته است، اتلاف انرژی اغلب به صورت $-dT/(\rho dx)$ داده می‌شود زیرا در این صورت مستقل از اجزاء فیزیکی ماده متوقف‌کننده است.

منحنی الف از شکل (۳-۲) نشان می‌دهد که در انرژیهای بسیار کم برخلاف انتظاری که از وابستگی رابطه (۱۶-۳) به $1/v^2$ می‌رود، اتلاف انرژی پرتونها کاهش می‌یابد. علت بروز آن جذب و طرد متناوب الکترونها توسط پروتون است، که مقدار متوسط z را در رابطه (۱۶-۳) تقلیل داده و باعث کاهش سرعت v ی پروتون (رابطه ۳-۳) می‌شود. وقتی پروتون کند می‌شود، احتمال جذب الکترون بر طرد آن غلبه می‌کند تا اینکه پروتون به صورت اتم



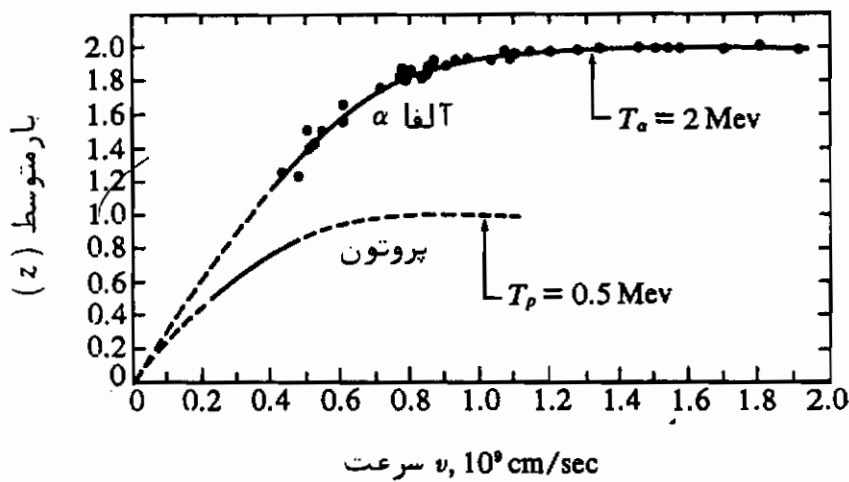
شکل ۳-۲: منحنی تجربی اتلاف انرژی برای پروتونها در هوا.

(الف) قسمت با انرژی کم. معادله (۳-۱۶) تا $T \approx 0.3 \text{ Mev}$ با $I_{ave} = 80 \text{ ev}$ با این منحنی وفق می‌دهد. در زیر این انرژی، جذب و طرد الکترون باعث کاهش مقدار متوسط z می‌شود (شکل ۳-۳ را ملاحظه کنید).
 (ب) قسمت با انرژی زیاد. مینیمم اتلاف انرژی در $T \approx 1500 \text{ Mev}$ روی می‌دهد.^۷

^۷ — H. A. Bethe and J. Ashkin, in E. Segrè, (ed.), "Experimental Nuclear Physics," vol. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953, as adapted by Burcham, 1963.

هیدرژن در می‌آید. در اینحال اتلاف انرژی فقط به صورت برخورد های گشسان امکان پذیر است. تعداد زوج یونها در واحد طول مسیر به طرف انتهای خط سیر ذره، اتلاف حاصل از فرایندهای جذب و طرد را نشان می‌دهد (شکل ۳-۴).

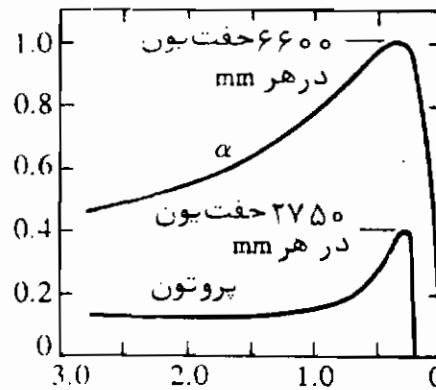
عکسهای اطاقک ابری نشان داده شده در شکل ۳-۵ این اثرها را به وضوح نمایش می‌دهد. (برای یک ذره⁺ آلفا). در یک اطاقک ابری، بخار فوق اشباع، معمولاً "آب"، بطور مصنوعی تولید می‌شود. زوج یونها حاصل از یک ذره⁺ باردار، به صورت مراکز چگالش بخار در می‌آیند. با زمانبندی و روشنایی مناسب، می‌توان از خط سیر ذراتی که چگالی قطرات آن مستقیماً متناسب با z است عکسبرداری کرد^۸. [معادله (۳-۱۷)]. در شکل (۳-۵ الف) یونش حاصل از الکترونها بیرون انداخته شده، موسوم به پرتوهای دلتا را می‌توان ملاحظه کرد. هنگامی که ذره⁺ آلفا انرژی از دست می‌دهد، پرتوهای دلتا کم انرژی تر می‌شوند. ابتدا یونش به طرف انتهای مسیر (شکل ۳-۵ د) به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد (شکل ۳-۳) و سپس، وقتی بار متوسط ذره⁺ آلفا کاهش می‌یابد، یونش نیز تنزل می‌کند. در همان حال، پیچ و خمهای موجود در مسیر ذره⁺ آلفا وقوع برخوردهای اتمی را با گاز اطاقک ابری نشان می‌دهد.



شکل ۳-۳: بار متوسط (z) پروتونهای کند و ذرات آلفا بر حسب سرعت v - ی آنها^۹.

۸ - برای کسب اطلاعات بیشتر درباره اطاقک ابری، ر. ک کتاب Burcham، ۱۹۶۳ بخش ۶-۲.

۹ - Evans, 1955.



برد باقیمانده (ذره آلفا) ، (سانتیمتر، هوا)

شکل ۳-۴: تعداد زوج یونها در واحد طول مسیر برای یک تک پروتون و یک تک ذره آلفای بر حسب برد باقیمانده. برد باقیمانده مسافتی است که باقی مانده است تا ذره طی کند تا به سکون برسد. مقیاس افقی طوری است که در قسمت چپ نمودار هر دو ذره دارای تندیه‌های مساوی هستند. از این جهت، برد پروتون در هوا به اندازه $2/5$ سانتیمتر کوتاه‌تر از برد ذره آلفاست.

اتلاف انرژی الکترونها سریع در ماده، برطبق همان سازوکار ذرات باردار سنگین صورت می‌گیرد، و فرمول اتلاف انرژی عملاً نظیر معادله (۳-۱۶) است، معذالک، باید به اختلافهای زیر توجه کرد: ۱- چون الکترون فرودی و الکترون ماده متوقف کننده دارای یک جرم هستند، الکترون فرودی پراکندگی بسیار زیادتری خواهد داشت (در حقیقت نمی‌توان گفت کدامیک الکترون فرودی بوده است)، از اینرو، طول مسیر در ماده متوقف کننده می‌تواند به‌طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر از مسافت مستقیم الخط یا برد در ماده باشد. شکل (۳-۶) این مطلب را نشان می‌دهد. ۲- چون بار z ذره فرودی هیچگاه تغییر نمی‌کند، اتلاف انرژی الکترونها توسط یونش تا انرژیهای در گستره ev نیز حائز اهمیت است. این امر، ایجاد لکه‌هایی در انتهای خط‌سیر الکترون می‌کند (شکل ۳-۶). ۳- برای یک انرژی معین، تندی الکترونها بیشتر از تندی ذرات سنگین است. از اینرو، مثلاً اتلاف انرژی الکترونها توسط تابش، در انرژیهای بسیار کم مهمتر از پروتونهاست، این مورد در شکل (۳-۷)

۱۰- توجه کنید که بلافاصله بعد از تصادم، زاویه بین الکترونها 90° است. این مطلب ناشی از قوانین پایستگی انرژی و تکانه در حالت غیر نسبیتی است. رابطه ۳-۲۹ ملاحظه شود. چه در اینجا الکترون فقط 56 keV انرژی دارد و لذا قوانین غیر نسبیتی را می‌توان به‌کار برد.

نشان داده شده است .

در شکل (۳-۸ الف) یک آرایش تحریمی نوعی ، جهت آشکارسازی ذرات باردار نشان داده شده است . در یک وضعیت مناسب هندسی ، چند هم‌محط ساز مورد استفاده قرار می‌گیرند ، تا از رسیدن ذرات پراکنده شده توسط جاذب به آشکارساز جلوگیری کنند . منحنی‌های (ب) (ج) ، (د) به ترتیب یک نمایش طرح‌وار از منحنیهای جذب ؛ برای ذرات باردار سنگین ، الکترونها تک انرژی و پرتوهای بتا است . پرتوهای بتا دارای یک توزیع اولیه انرژی هستند (ر.ک. بحش ۴-۶ د) و از ایزو منحنی جذب آنها به‌ویژه پیچیده است^{۱۱} .

تعیین برد ذرات باردار ، به‌کمک یک منحنی جذب ، یا در یک اطاقک اسری یا امولسیون هسته‌ای^{۱۲} ، طریقه ساده‌ای برای تعیین انرژی ذره باردار است ولی روش چندان دقیقی نیست . به‌علت پدیده پاشدگی ، این روش محدود به دقتی بین یک تا پنج درصد است . شکل (۳-۹) منحنی برد-انرژی را برای پروتون در هوا و فشار اتمسفر نشان می‌دهد . در آلومینیوم نمر منحنی مشابهی به دست می‌آید که برد با صریح حدود $\frac{1}{1600}$ کاهش می‌یابد^{۱۳} . در شکل (۳-۱۰) یک منحنی برد-انرژی برای الکترون داده شده است . هیچ کدام از منحنی‌ها سنگی ساده^{۱۴} (۳-۱۹) را با انرژی ندارند .

روشهای دقیقتر تعیین انرژی مشتمل بر اندازه‌گیری تعداد کل روج یونها تشکیل شده در ماده متوقف‌کننده به‌طریقه الکترونیکی (اطاقک بوس ، شمارگر مناسب‌گاری ، شمارگر متناسب حالت جامد) با آشکارسازی سور کل گسیل شده در فرایند یونش - برانگیزش (شمارگر سوسورن) است . در تمام این موارد^{۱۵} را در معادله (۳-۱۷) تقریباً ثابت می‌گیرند. آشکار سارها را باید همیشه توسط ذرات با انرژی معلوم مدرج کرد .

انرژی ذرات باردار را می‌توان بطور مطلق ، از روی مسرآنها در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی به‌دست آورد (در یک فضای خلاء به‌منظور جلوگیری از پراکندگی) . در ساده‌ترین

۱۱ - بطور تحریمی دریافته‌اند که قسمت اولیه منحنی حد تقریباً "ار تابع معانی (constant)-e تبعیت می‌کند که در آن e ضحامت حادث است و مقدار ثابت سنگی به انرژی نقطه سهایی برتو تا دارد .

۱۲ - در یک امولسیون عکاسی ، عبور تابش یوننده از بیس بلورهای نمک نقره ایجاد دانه‌های قابل ظهور می‌کند . برای جزئیات بیشتر به‌کتاب Perkins و Fowler ، Powell ۱۹۵۹ مراجعه شود .

۱۳ - کتاب Evans سال ۱۹۵۵ فصل ۱۲ قسمت e ۰۳ .

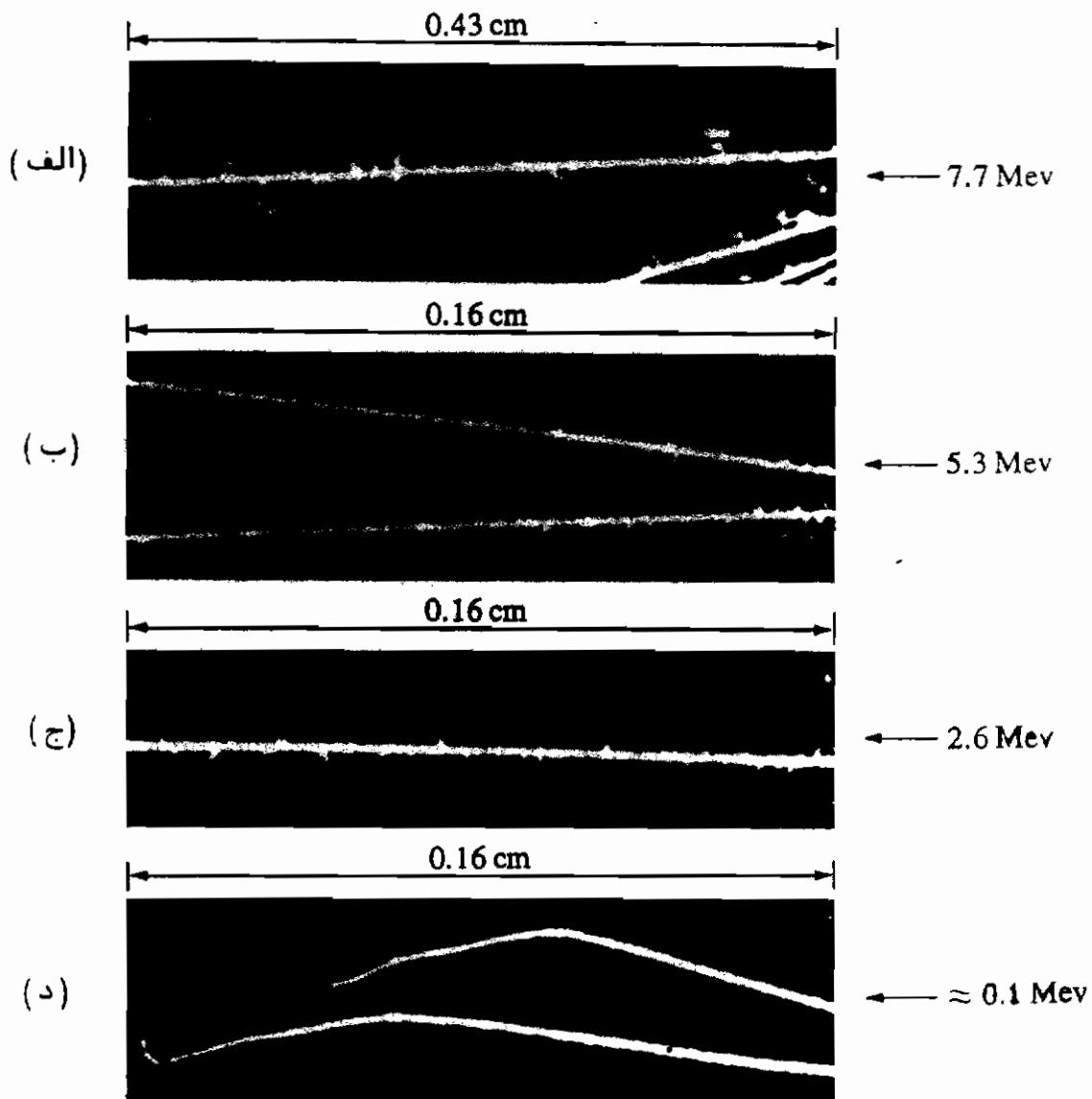
۱۴ - برای جزئیات بیشتر ر.ک Burcham ، ۱۹۶۳ ، بحش ۶-۱

این وسایل، موسوم به طیف سنج‌ها^{۱۵}، ذرات باردار توسط یک میدان یکنواخت با القاء مغناطیسی B در مسیری دایره‌ای به شعاع r منحرف می‌شوند به طوری که می‌توان تکانه p ذره را از رابطه زیر به دست آورد

$$p = eBr \quad (۲۱-۳)$$

(تمام بر حسب واحدهای الکترومغناطیسی یا MKS). انرژی جنبشی را می‌توان از روابط (۹-۲) و (۱۰-۲) یا از رابطه^{۱۶} $\frac{1}{2}p^2/m_0$ در حالت غیر نسبیتی به دست آورد.

۱۵ - برای جزئیات بیشتر به کتاب Burcham - ۱۹۶۳ بخش ۷-۲ مراجعه شود.



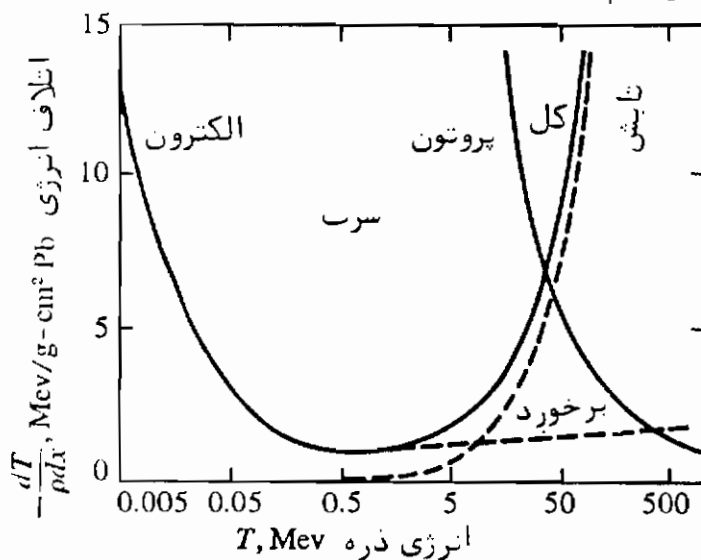
شکل ۳-۵: خط سیر ذره⁺ آلفا در یک اتاقک ابری. روی هر شکل انرژی اولیه و طول هم‌ارز مسیر در هوا در یک آتمسفر و 15°C نشان داده شده است. به پرتوهای دلتای پوانرژی در انرژیهای زیاد توجه کنید^{۱۶}

۱۶ — T. Alper, On Delta Rays and the Relation between Range and Velocity of Slow Electrons, *Z. Physik*, 76: 172 (1932), J. Springer, Publishers, Berlin.

Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

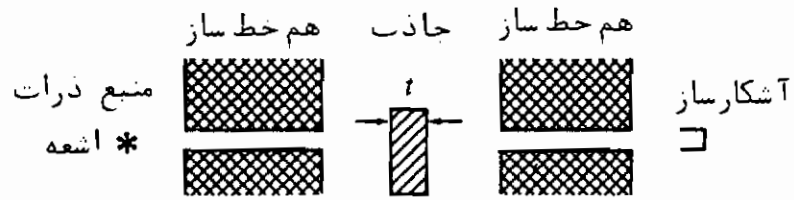


شکل ۳-۶: خط سیر الکترون ۵۶-keV در یک اتاقک ابری. پیکان، نقطه شروع خط سیر الکترون را مشخص می‌کند. در این تصویر، پرتوهای x با انرژی ۵۹-keV جهت آزاد کردن الکترون اولیه به کار رفته‌اند که باعث اثر آوازه لکه کوچکی در ابتدای خط سیر ذره ایجاد می‌کند. این موضوع را در انتهای بخش ۳-۴ بیشتر توضیح خواهیم داد ۱۷.

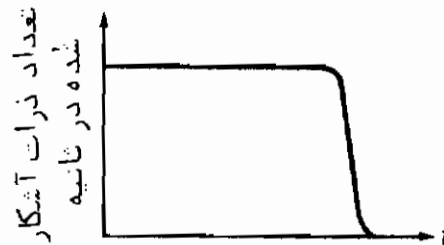


شکل ۳-۷: اتلاف انرژی الکترون و پروتون در سرب ۱۸.

- ۱۷ — L. H. Martin, J. C. Bower, and T. H. Laby, *Proc. Roy. Soc. (London)* A148: 40 (1935). Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.
- ۱۸ — W. Heitler, 1954, as adapted by Burcham, 1963.



(الف)



(ب)



(د)



(ج)

شکل ۳-۸: منحنی‌های جذب طرح‌وار برای ذرات باردار گسیل شده توسط یک

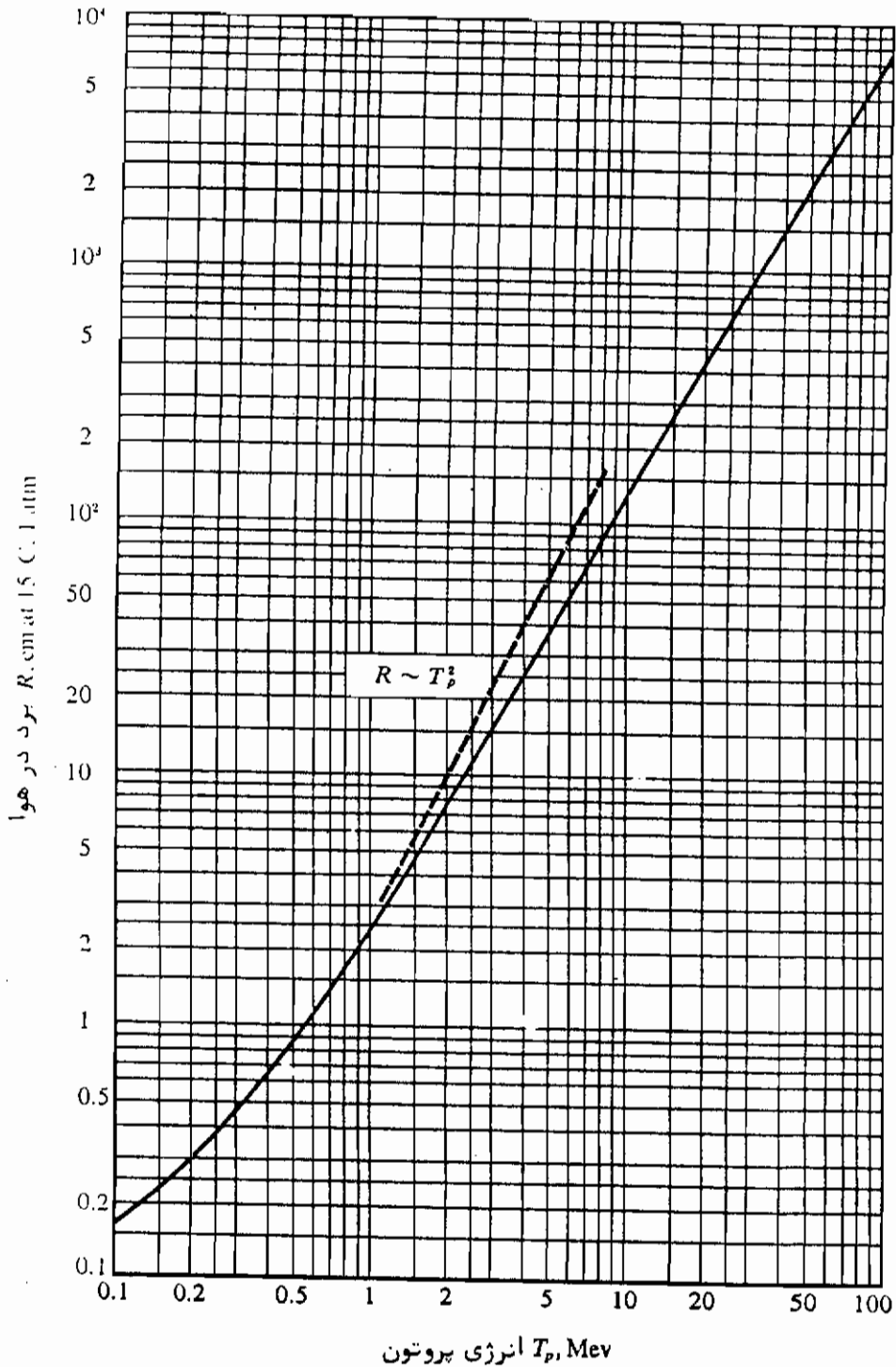
منبع پرتوزا:

(الف) آرایش وسایل

(ب) منحنی جذب برای ذرات سنگین.

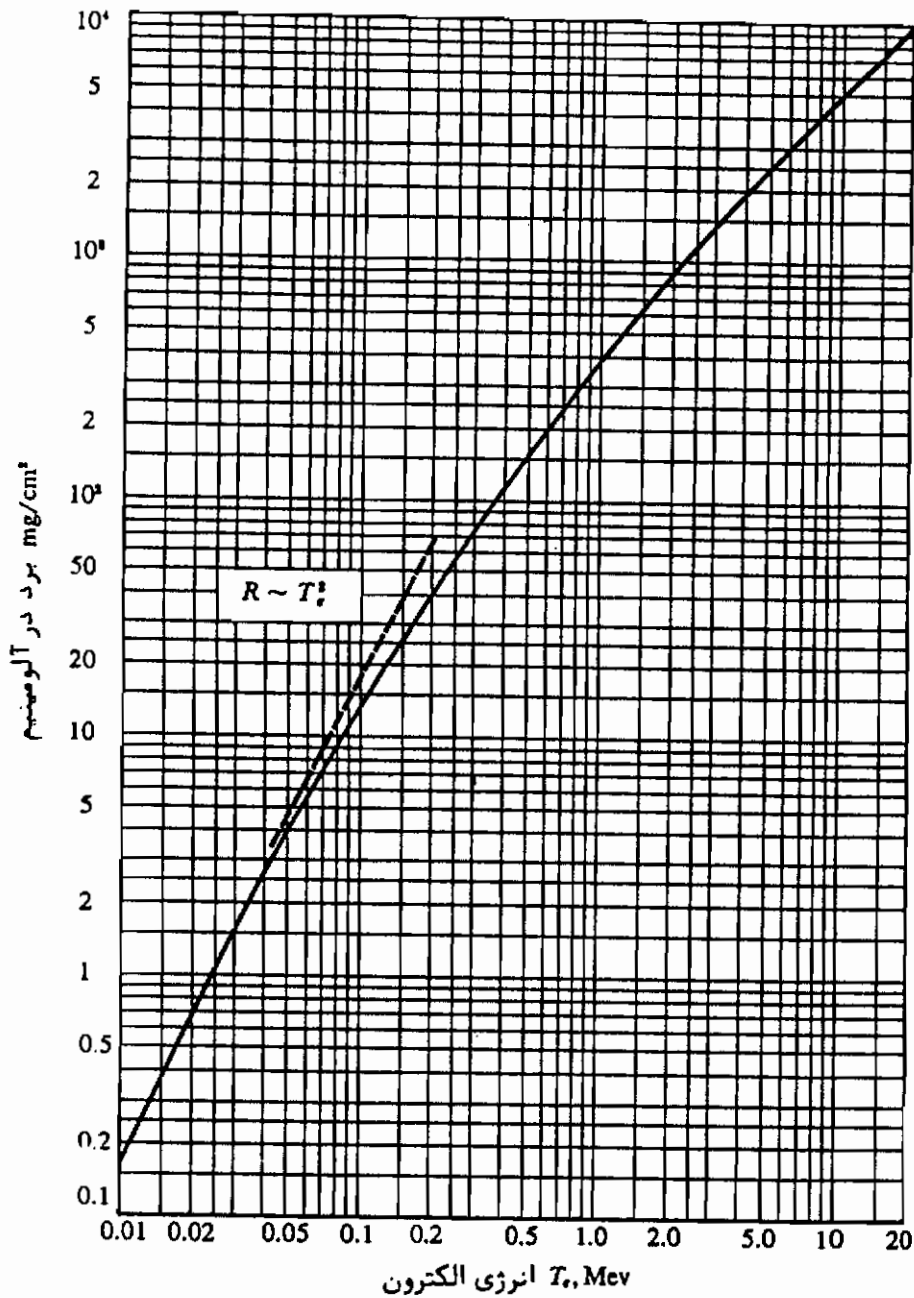
(ج) منحنی جذب برای الکترونهاى یک انرژی.

(د) منحنی جذب برای پرتوهای بتا.



شکل ۳-۹: رابطهٔ برد - انرژی برای پروتونها در هوا و فشار یک اتمسفر و دمای 15°C . رابطهٔ (۳-۱۹) توسط خطوط نقطه چین نمایش داده شده است.

۱۹ - H. A. Bethe and J. Ashkin, Passage of Radiations through Matter, in E. Segre (ed.), "Experimental Nuclear Physics," vol. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953.



شکل ۳-۱۰: رابطهٔ برد - انرژی برای الکترونها در آلومینیوم.
جهت به دست آوردن برد بر حسب cm مقدار برد بر حسب mg/cm^2 را
بر چگالی Al تقسیم کنید ($\rho = 2700 \text{ mg/cm}^3$). رابطه (۳-۱۹) با نقطه
چین نشان داده شده است.^{۲۰}

۲۰ — Empirical relationship of L. Katz and A. S. Penfold, *Rev. Mod. Phys.* **24**: 28
(1952) as shown by J. B. Marion, *Nucl. Data Tables, U.S. At. Energy Comm.* 1960,
part 3, available from U.S. Government Printing Office, Washington, D. C.

۳-۳ برهم‌کنش نوترون با ماده :

برهم‌کنش نوترون با ماده به‌تنها از جنبهٔ تحریری و نظری جالب است بلکه دارای کاربردهای عملی مهمی بخصوص در کار راکتورها^{۲۱} می‌باشد. بحث فعلی را به‌اتلاف انرژی نوترون در اثر برخورد های کشسان محدود خواهیم کرد.

۳-۳ الف (اتلاف انرژی نوترون

چون نوترونها بدون بار هستند، نمی‌توانند با ایجاد یونش انرژی از دست بدهند. برخوردهای هسته‌ای، هرچند کمیاب، تنها راه اتلاف انرژی هستند. اغلب این برخوردها کشسانند. یعنی، در آنها هستهٔ هدف برانگیخته نمی‌شود، معذالک در بعضی موارد برانگیختگی ناکشسان نیز می‌تواند در اتلاف انرژی سهمیم باشد.

در هر برخورد، تکانه پایسته است و اگر برخورد کشسان باشد، انرژی جنبشی نیز پایسته است. در اینجا از اثرات نسیتی صرف نظر می‌کنیم، یعنی بحث ما در مورد نوترونها با انرژی بیش از ۲۰۰ Mev معتبر نخواهد بود^{۲۲}. بهتر است برخورد را هم در مختصات آزمایشگاهی (lab.) و هم در مرکز جرم (c.m.) مطالعه کنیم (شکل ۳-۱۱).

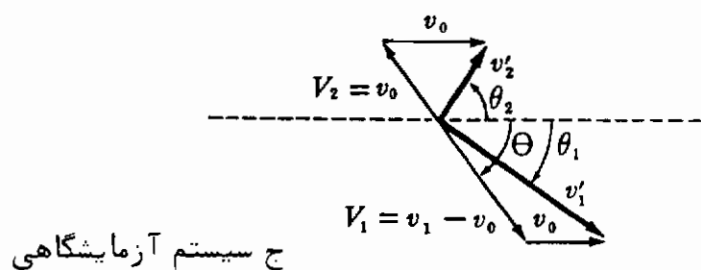
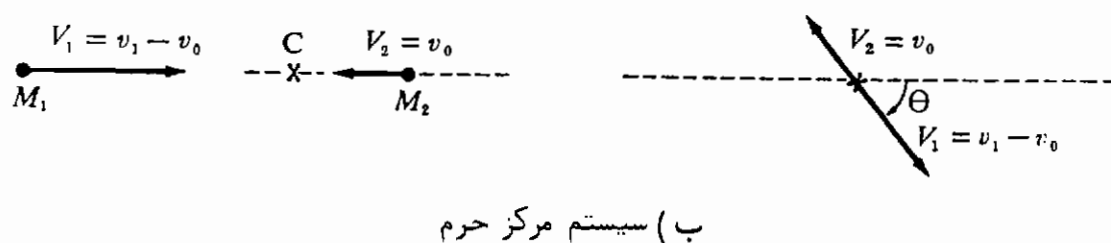
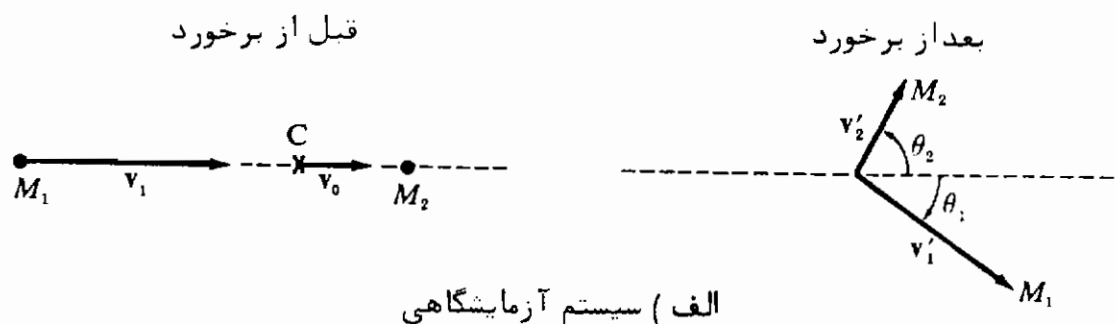
قبل از برخورد، درهٔ ۱ به جرم M_1 و تندی v_1 با درهٔ ۲ به جرم M_2 ، که در حال سکون است، برخورد می‌کند. بعد از برخورد ذرات به ترتیب با تندیهای v'_1 و v'_2 تحت زوایای θ_1 و θ_2 در سیستم آزمایشگاهی حرکت می‌کنند (شکل ۳-۱۱ الف). چون در ابتدا هیچ مؤلفهٔ تکانه عمود بر v_1 وجود ندارد، برخورد در یک صفحه انجام می‌شود. مرکز جرم سیستم با تندی

$$v_0 = \frac{M_1 v_1}{M_1 + M_2} \quad (۳-۲۲)$$

در جهت v_1 حرکت می‌کند.

۲۱ - Kaplan, 1962, chap. 18; Segrè, 1964, chap. 12.

۲۲ - این نتیجه در برخوردهای کشسان الکترونها با انرژی کمتر از ۱۰۰ keV نیز قابل اعمال است. (شکل ۳-۶). برای مورد نسیتی کتاب Segrè، سال ۱۹۶۴، بیوست G را ملاحظه کنید.



شکل ۳-۱۱: برخورد کشان دودره. (الف) سیستم آزمایشگاهی. (ب) سیستم مرکز جرم. (ج) سیستم آزمایشگاهی.

اگر بردار v_0 را از تمام بردارهای سرعت کم کنیم، بدیهی است که مرکز جرم در حال سکون خواهد بود، به طوریکه سیستم مرکز جرم به این طریق به دست می‌آید (شکل ۳-۱۱-ب). در این سیستم هر دو ذره قبل و بعد از برخورد دارای بردارهای تکانه یکسان و پاد موازی هستند، به علاوه، پایستگی انرژی جنبشی ایجاب می‌کند که هر ذره اندازه سرعتش را در خلال برخورد حفظ کند^{۲۳}. از این رو، اگر V_1 و V_2 تبدیه‌های c.m. دو ذره قبل از برخورد باشند، داریم

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad (۳-۲۳)$$

V_1 و V_2 تبدیه‌های بعد از برخورد نیز می‌باشند. همچنین بنا به تعریف سیستم مرکز جرم

$$V_2 = v_0 \quad (۲۴-۳)$$

زاویه برخورد Θ در سیستم مرکز جرم بستگی به جزئیات برخورد دارد. برای برگشت به سیستم lab باید سرعت v_0 را به تمام بردارهای سرعت در سیستم c.m. اضافه کنیم (شکل ۳-۱۱-ج). تمام روابط مربوط به تندیه‌ها و زوایا را می‌توان بلافاصله از روی شکل استنتاج کرد. مثلاً، انرژی ذره^۴ بعد از برخورد در سیستم آزمایشگاهی عبارت است از:

$$T'_1 = \frac{1}{2} M_1 v_1'^2 \quad (۲۵-۳)$$

$$= \frac{1}{2} M_1 (V_1^2 + v_0^2 + 2V_1 v_0 \cos \Theta)$$

مقادیر ماکزیمم و مینیمم به ترتیب به ازای $\Theta = 0^\circ$ و $\Theta = 180^\circ$ درجه به دست می‌آید

$$(T'_1)_{\max} = T_1 \quad (۲۶-۳)$$

$$\begin{aligned} (T'_1)_{\min} &= \frac{1}{2} M_1 (V_1 - v_0)^2 \\ &= \frac{1}{2} M_1 (v_1 - 2v_0)^2 \\ &= T_1 \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \end{aligned} \quad (۲۷-۳)$$

اگر $M_1 = M_2$ باشد از رابطه^۴ (۲۵-۳) داریم

$$T'_1 = T_1 (1 + \cos \Theta) / 2, \quad (T'_1)_{\min} = 0 \quad (۲۸-۳)$$

و چون در اینحال $V_1 = V_2 = v_0$ می‌توان نشان داد که در هر برخورد رابطه^۴ زیربرقرار است

$$\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ \quad (۲۹-۳)$$

۳-۳-ب) توزیع انرژی نوترون‌ها بعد از برخورد

برای نوترون‌های تا انرژی جنبشی چند Mev، تقریباً^۵ می‌توان فرض کرد که در هر برخورد با یک هسته، توزیع نوترون‌های پراکنده شده در سیستم c.m. همسانگرد^{۲۴} است. تحت

۲۴- این طریق دیگر بیان همسانگرد بودن سطح مقطع پراکندگی کسان در سیستم c.m.

است. ر. ک. بخش (۵-۴ د) و پیوست (الف-۲)

این شرایط تعداد نوترونهاى پراکنده شده در یک زاویه فضایی معین ($d\Omega$) در سیستم c.m. متناسب با $d\Omega$ است. در این صورت احتمال پراکندگی در $d\Omega$ برابر است با

$$\begin{aligned} P(d\Omega) &= \frac{d\Omega}{4\pi} \\ &= \frac{2\pi \sin \Theta d\Theta}{4\pi} \\ &= \frac{1}{2} \sin \Theta d\Theta \end{aligned} \quad (3-30)$$

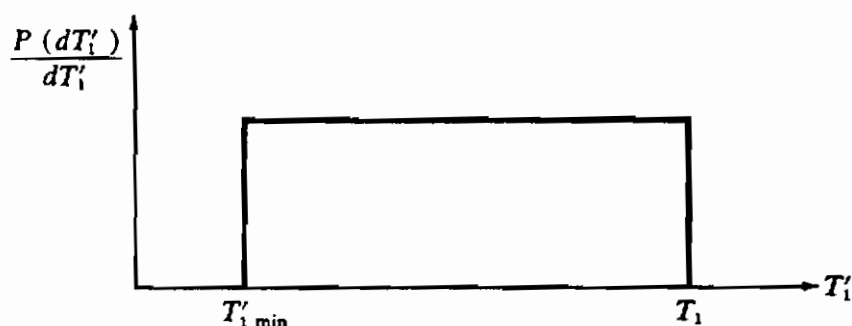
هر نوترونی که در بازه زاویه‌ای Θ و $d\Theta$ پراکنده می‌شود، انرژی آن از T_1 به بازه T'_1 تا $T'_1 + dT'_1$ تغییر می‌کند، که در آن dT'_1 با دیفرانسیل‌گیری از رابطه (۳-۲۵) به دست می‌آید

$$dT'_1 = (-)M_1 V_1 v_0 \sin \Theta d\Theta \quad (3-31)$$

از این رو، احتمال پراکندگی در این بازه انرژی با استفاده از روابط (۳-۳۰) و (۳-۳۱) خواهد بود

$$\begin{aligned} P(dT'_1) &= P(d\Omega) \\ &= \frac{dT'_1}{2M_1 V_1 v_0} \end{aligned} \quad (3-32)$$

شکل (۳-۱۲) نموداری از توزیع احتمال $P(dT'_1)/dT'_1$ را نشان می‌دهد، که البته فقط توزیع انرژی نوترونها بعد از یک برخورد منفرد است.



شکل ۳-۱۲: توزیع انرژی نوترونها بعد از یک برخورد.

در مورد یک پراکننده^۶ هیدرژنی، $(T'_1)_{\min} = 0$ [معادله (۳-۲۸)] به طوری که انرژی متوسط بعد از یک برخورد برابر است با

$$(T'_1)_{\text{ave}} = \frac{1}{2}T_1$$

توزیع انرژی نوترونها بعد از n برخورد را نیز می‌توان حساب کرد^{۲۵}. بعد از n برخورد می‌توان انتظار داشت که انرژی متوسط تقریباً برابر باشد با

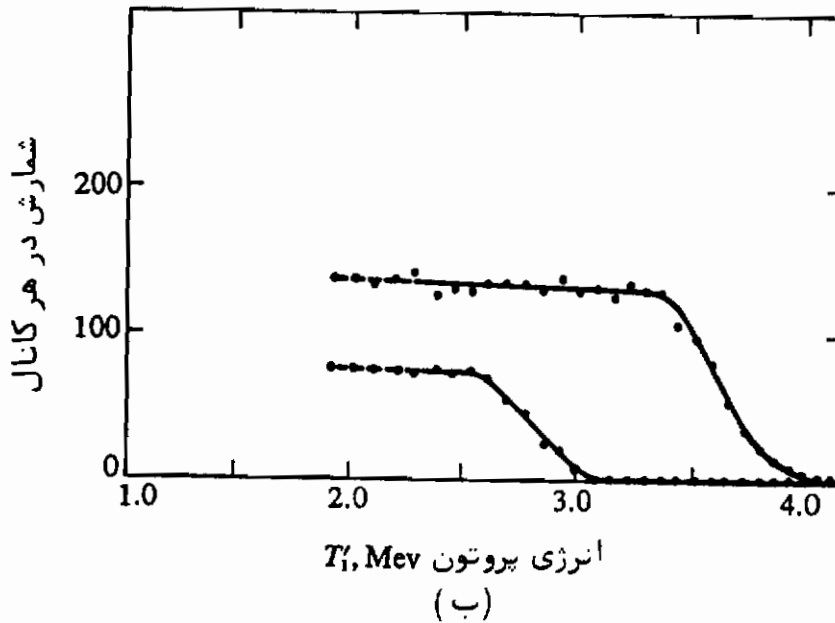
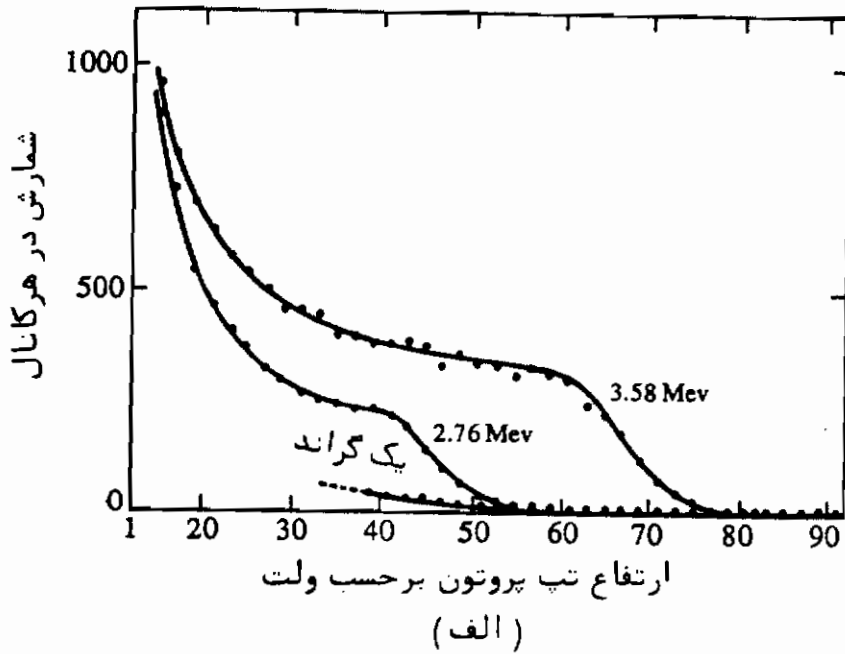
$$(T'_1)_{\text{ave}} \approx \left(\frac{1}{2}\right)^n T_1$$

اگر نوترونها به یک پراکننده^۶ هیدرژنی برخورد کنند، پروتونهای پس زده همان توزیع انرژی نوترونهای پراکنده شده را خواهند داشت. شکل (۳-۱۳) توزیع واقعی انرژی پروتونهای پس زده را در یک شمارگر سوسوزن آلی نشان می‌دهد. همانطور که در استهای بخش ۲-۳ متذکر شدیم، در اتلاف انرژی پروتونها توسط یونش و برانگیزش، تعداد فوتونهای گسیل شده تقریباً متناسب با اتلاف انرژی است. اگر نور گسیل شده توسط یک سوسوزن، بر سطح حساس به نور یک تکثیرکننده^۶ فوتون بیفتد، اتلاف انرژی در سوسوزن را می‌توان با وسایل الکترونیکی تعیین کرد. گردشگی توزیع انرژی در شکل ۳-۱۳، در مقایسه با توزیع ایده‌آل شکل (۳-۱۲)، ناشی از اثرات آماری در تکثیرکننده^۶ فوتون است. اگر سوسوزن توسط نوترونهای با انرژی معلوم مدرج شده باشد، می‌توان آن جهت تعیین انرژیهای نامعلوم نوترونها استفاده کرد. عموماً این عمل وقتی موفقیت آمیز است که بیش از چند گروه نوترونهای تک انرژی، که کاملاً از لحاظ انرژی متمایز از یکدیگرند، وجود نداشته باشند.

اندازه‌گیریهای انرژی نوترون را به‌طور مطلق، می‌توان با تعیین زمان پرواز نوترونها در یک فاصله^۶ معین به دست آورد. با استفاده از وسایل الکترونیکی اندازه‌گیری زمان با قدرت تفکیک تا 10^{-9} ثانیه و مسیری حدود چند متر، می‌توان این روش را به‌گستره^۶ انرژی حدود Mev توسعه داد.^{۲۶} از پراش نوترونها توسط بلورها نیز برای تعیین انرژیهای زیر چند eV، که در آن طول موج دوبروی نوترونها (معادله ۲-۱۱) حدود فواصل بین شبکه‌ای بلور است، ($10^{-8} \text{ cm} = 10^5 \text{ F}$)، استفاده می‌شود.

^{۲۵} Segre, 1964, chap. 12.

^{۲۶} زمان پرواز نوترون با انرژی Mev-1 حدود 10^{-9} sec/cm در سانتیمتر مسیر است. برای جزئیات بیشتر به کتاب Burcham - ۱۹۶۳، بخش ۷-۳ مراجعه کنید.



شکل ۳-۱۳: طیف‌های ارتفاع تپ پروتون‌های پس زده در یک سوسوزن آلسی (stilbene) حاصل از نوترون‌های واکنش $H^2(d,n)$. (الف) طیف تجربی از بلور استیلین به قطر ۱ cm و ضخامت ۱ cm / ۰.۱ (ب) طیف انرژی پروتون منتج از شکل بالا، بعد از کم کردن زمینه و تصحیح در مورد جواب‌های غیرخطی سوسوزن.^{۲۷}

۲۷ — C. D. Swartz and G. Owen, Recoil Detection in Scintillators, in J. B. Marion and J. L. Fowler, (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 1, chap. IIB, Interscience Publishers, Inc., New York, 1960.

۴-۲) برهم کنش تابش گاما با ماده :

تابش گاما اسمی است که معمولاً "به تابش الکترومغناطیسی با مشاء هسته‌ای اطلاق می‌شود. تابش گاما معمولاً دارای طول موجی کمتر از 10^5 F یا انرژی فوتونی بیشتر از 1 Mev است (معادله ۲-۲ را ملاحظه کنید) .

فرایندهای برهم کنش پرتوهای گاما با ماده پیچیده‌اند . بعضی از جنبه‌های برهم کنش را می‌توان با مباحث کلاسیک، یعنی، بر پایه معادلات ماکسول، درک کرد، معذالک توضیح جنبه‌های صحیح فیزیکی فقط به کمک الکترودینامیک کوانتومی میسر است. در واقع، به خاطر دارید که اثر فوتو الکتریک و اثر کامپتون دو تجربه اساسی هستند که نارسائی معادلات ماکسول و لزوم معرفی مفاهیم کوانتومی را نشان دادند (ر. ک بخش ۲-۲ الف) .

الکترودینامیک کلاسیک نشان می‌دهد که هر ذره باردار شتاب یافته، شعاع می‌کند از اینرو، وقتی تابش الکترومغناطیسی با فرکانس ν به یک الکترون به چندان مفید اصابت می‌کند، شتاب القائی باعث می‌شود که الکترون مقداری از انرژی الکترومغناطیسی را با همان فرکانس دوباره تابش کند. این پدیده به پراکندگی تامسون موسوم است. تعمیم کوانتومی آن اثر کامپتون است.

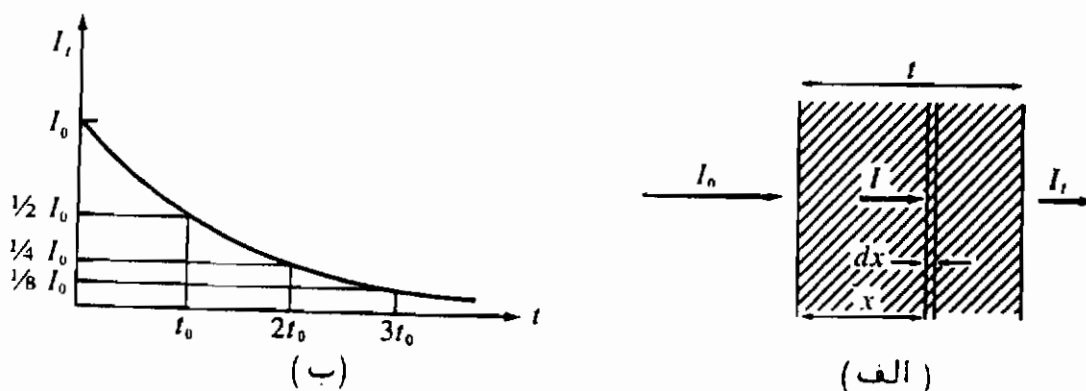
حال فرض کنید که الکترون در یک اتم مقید است و با فرکانس ν_0 حول هسته دوران می‌کند. مانند نوسان واداشته هر سیستم تشدید، انتظار می‌رود که بیشترین اثر تابش الکترومغناطیسی فرودی بر روی الکترون وقتی رخ دهد که $\nu = \nu_0$ باشد. تحت این شرط تشدید^{۲۸}، بیشترین انتقال انرژی به الکترون صورت می‌گیرد، الکترون بزرگترین شانس را جهت جدا شدن از اتم بدست می‌آورد. تعمیم کوانتومی این فرایند، اثر فتو الکتریک است. سازوکار برهم کنش سوم، تولید زوج، توسط پرتوهای گاما، هیچ مانسته کلاسیکی ندارد.

۴-۳) تضعیف پرتوهای گاما :

تضعیف یک باریکه از پرتوهای گاما در عبور از یک جاذب اساساً با جذب یکباریکه از ذرات باردار سنگین متفاوت است (شکل ۳-۸ ب). ذرات باردار سنگین دستخوش برهم کنشهای کوچک زیادی می‌شوند که به ندرت بر روی جهت ذره اثر می‌گذارند. اگر پرتوهای گاما از ماده عبور کنند، هر پرتوگاما یا ابداً "برهم‌کنشی با ماده ندارد، و یا توسط جذب یا

۲۸ - این استدلال اساس معادله (۳-۱۳) است.

پراکندگی به‌کلی از باریکه جدا می‌شود. این باعث یک تضعیف نمایی با ازدیاد ضخامت جذب می‌شود.



شکل ۳-۱۴: تضعیف باریکه پرتوگاما توسط یک حاذب. (الف) شدت پرتو در نقاط مختلف (ب) منحنی تضعیف

فرض کنید تعداد I_0 پرتوگاما در واحد زمان بطور عمود بر یک حاذب بتابد، و مطابق شکل ۳-۱۴، در یک عمق نفوذ x شدت باریکه دست نخورده برابر I باشد. کسری از پرتوهای گاما که از باریکه جدا شده است متناسب با dx خواهد بود، زیرا تک تک فرایندهای تضعیف کاملاً مستقل از یکدیگرند

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (3-22)$$

ضریب تناسب μ را "ضریب تضعیف خطی" گویند^۳. انتگرال معادله (۳-۲۲) برای جادی به ضخامت t به صورت زیر خواهد بود

$$I_t = I_0 e^{-\mu t} \quad (3-24)$$

باید توجه کرد که I_t شدت باریکه دست نخورده است. ضخامت t_0 برای تضعیف باریکه به نصف شدت اولیه آن، ضخامت نیم - مقدار نامیده می‌شود. با جایگذاری در رابطه (۳-۲۲)

۲۹ - پراکندگی پرتوهای گاما توسط الکترونهاى مقید به آنها را تحت روایای کوچک (به‌طوری جلوه) پراکندگی ریلی می‌گویند که در اینجا از بحث در مورد آن صرف‌نظر می‌شود.

۳۰ - معمولاً μ را ضریب جذب خطی کلی نیز می‌نامند، هرچند که پراکندگی و جذب هر دو در تضعیف باریکه پرتوگاما شرکت می‌کنند.

خواهیم داشت

$$t_0 = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \quad (۳-۳۵)$$

مثلاً برای پرتوهای گامای با انرژی ۳-Mev که توسط یک جاذب سربی تضعیف می‌شود، t_0 مساوی ۵/۵ اینچ است.

چون تضعیف، توسط سه فرایند مستقل، اثر کامپتون، اثر فوتوالکتریک، و تولید زوج، صورت می‌گیرد، می‌توان نوشت

$$\mu = \mu_C + \mu_E + \mu_P \quad (۳-۳۶)$$

که در آن هر ضریب تضعیف جزئی متناسب با احتمال وقوع آن فرایند خاص است. همچنین هر ضریب متناسب با تعداد اتمها در واحد حجم جذب‌کننده است (معادله ۳۶-۲ را ملاحظه کنید)، و از اینرو بهتر است "ضریب جذب جرمی" μ/ρ را تعریف کنیم که در آن ρ چگالی ماده است. ضریب جذب جرمی مستقل از حالت فیزیکی جاذب است. برحسب این ضریب جدید می‌توان معادله (۳-۳۴) را به صورت زیر نوشت

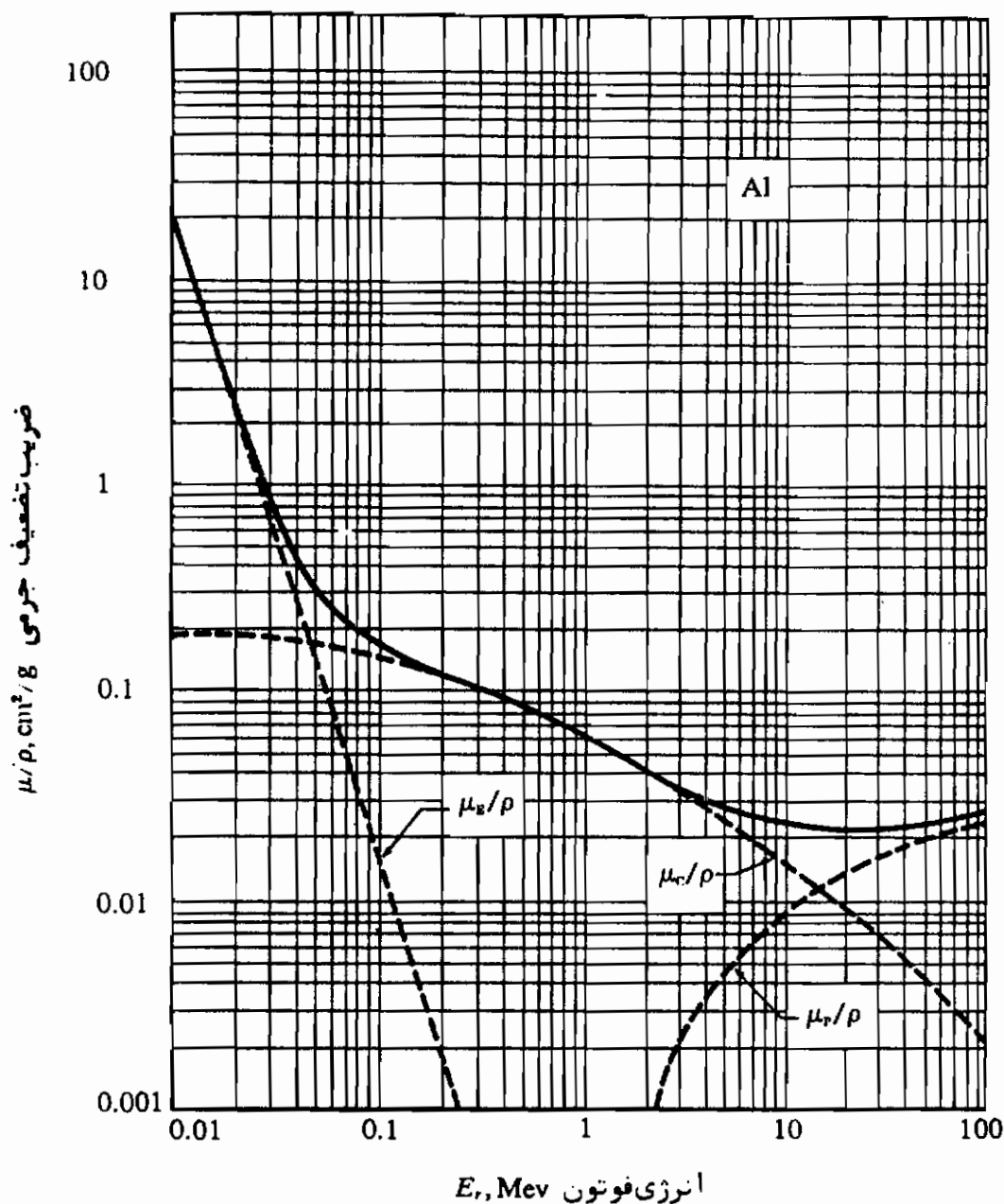
$$I_t = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho t} \quad (۳-۳۷)$$

شدت نسبی پرتوهای گامای جدا شده از باریکه توسط یک فرایند خاص، مثلاً "توسط پراکندگی کامپتون، برابر است با

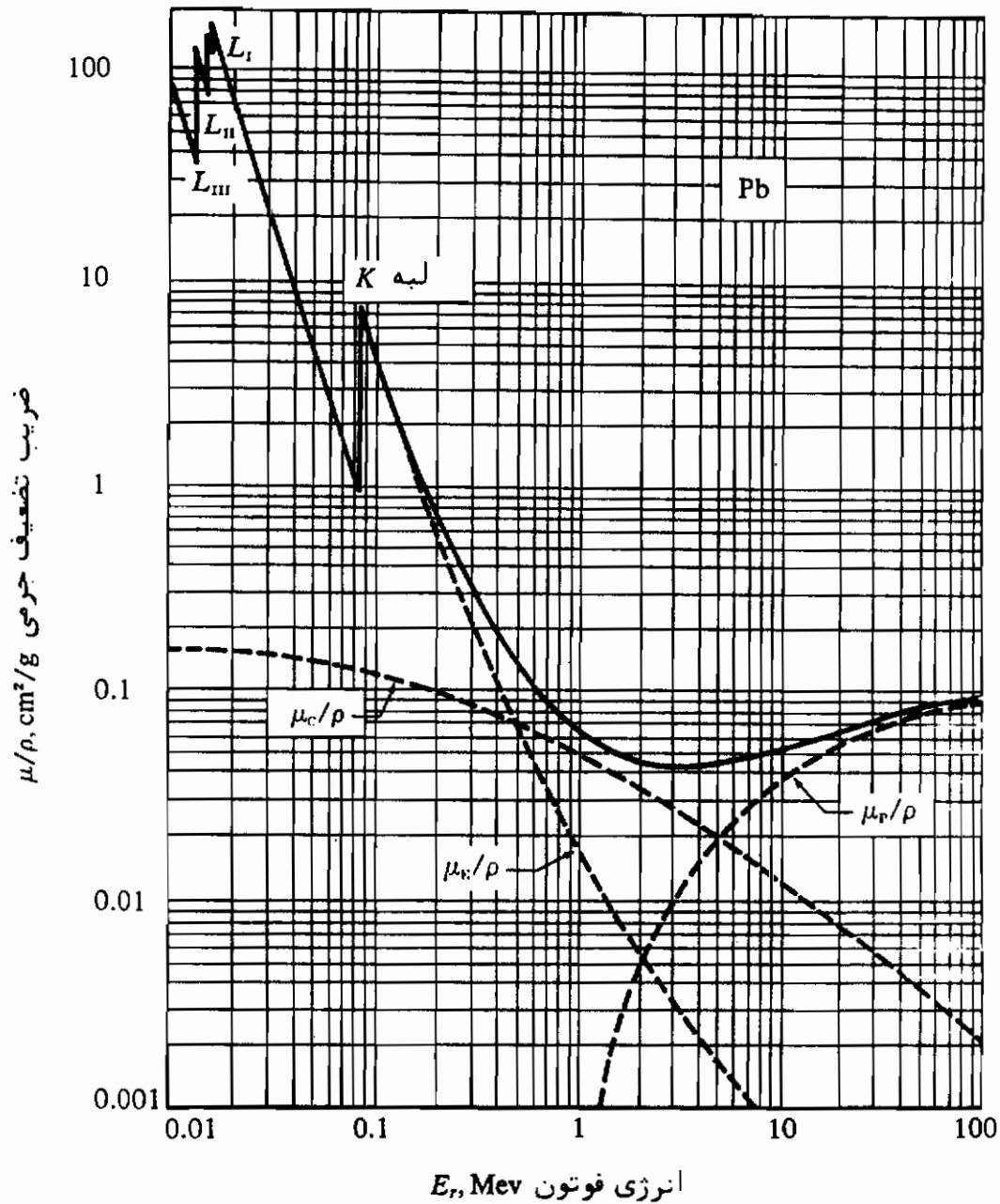
$$\frac{\mu_C I_0 - I_t}{\mu I_0} = \frac{\mu_C}{\mu} (1 - e^{-\mu t}) \quad (۳-۳۸)$$

توجه کنید که ترم نمایی، $e^{-\mu_C t}$ نیست، چه حتی اگر فقط پرتوهای گامای پراکنده شده کامپتونی مشاهده شوند، تمام فرایندهای دیگر نیز رخ می‌دهند.

نمونه‌هایی از ضرایب تضعیف جرمی در شکلهای (۳-۱۵) و (۳-۱۶) نشان داده شده‌اند. در نواحی انرژی مختلف پرتوگاما، سازوکارهای برهم‌کنشی گوناگون نقش عمده دارند. وابستگی به انرژی این سازوکارها را نمی‌توان بدون محاسبات پیچیده و مفصل مکانیک کوانتومی درک کرد.^{۳۱}



شکل ۳-۱۵: ضریب تضعیف جرمی برای پرتوهای گاما در آلومینیم به صورت تابعی از انرژی پرتوگاما. ضرایب اثر فوتوالکتریک (μ_E/ρ)، اثر کامپتون (μ_C/ρ) و تولید زوج (μ_P/ρ) بطور مجزا نشان داده شده‌اند. برای به دست آوردن ضرایب بر حسب cm^{-1} آنها را در چگالی آلومینیم $\text{Al} = 2.70 \text{ g/cm}^3$ ضرب کنید.^{۳۲}



شکل ۳-۱۶: ضریب تضعیف جرمی، برای پرتوهای گاما در سرب به صورت تابعی از انرژی پرتوگاما. ضرایب اثر فتوالکتریک (μ_E/ρ) اثر کامپتون (μ_C/ρ) و تولید زوج (μ_P/ρ) بطور مجزا نشان داده شده‌اند. برای به دست آوردن ضرایب برحسب cm^{-1} آنها را در چگالی سرب $\text{Pb} = 11.35 \text{ gm/cm}^3$ ضرب کنید.

۳-۴ ب) اثر کامپتون

به‌سادگی می‌توان نشان داد که اگر فوتونی کاملاً توسط یک الکترون آزاد ساکن جذب شود^{۳۳}، انرژی و تکانه نمی‌توانند پایسته بمانند. بنابراین در برهم‌کنش پرتوگاما با یک الکترون نه‌چندان مقید، پرتوگاما باید پراکنده شود (با یک انحراف انرژی مناسب). این مطلب مترادف با گسیل مجدد تابش الکترومغناطیسی در حالت کلاسیک است که قبلاً متذکر شده‌ایم.

شکل ۳-۱۷، فرایند برهم‌کنش و نمادگذاری‌ها را نشان می‌دهد. از پایستگی تکانه

داریم

$$p_r = p'_r \cos \theta + p_e \cos \varphi \quad (3-39)$$

$$0 = -p'_r \sin \theta + p_e \sin \varphi \quad (3-40)$$

از پایستگی انرژی نتیجه می‌شود که

$$E_r = E'_r + T_e \quad (3-41)$$

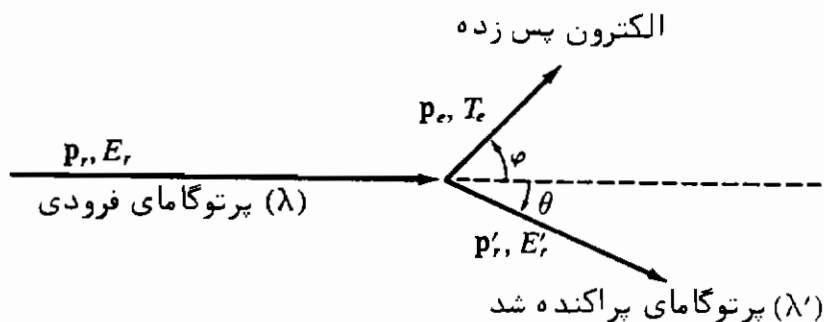
با حذف p_e و φ می‌توان نوشت

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (3-42)$$

که در آن λ و λ' به ترتیب طول موج پرتوهای گامای پراکنده شده و فرودی است. در معادلات (۳-۳۹) و (۳-۴۱)، باید عبارتهای (۲-۱) و (۳-۲) را برای E_r و p_r و عبارتهای نسبیتی (۲-۸) و (۲-۹) را برای p_e و T_e به‌کار ببریم. کمیت $h/m_0 c$ را "طول موج کامپتون" الکترون می‌نامند که دارای مقدار زیر است

$$\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ F} \quad (3-43)$$

۳۳ - البته الکترونهای موجود در ماده نه‌آزادند و نه ساکن، ولی می‌توان برای منظور فعلی آنها را چنین انگاشت به‌شرطی که (۱) انرژی فوتون فرودی بیشتر از انرژی بستگی الکترونها (پتانسیل یونش در یک گاز یا تابع کار در یک جامد) باشد و (۲) تکانه فوتون فرودی بیشتر از تکانه الکترون هدف باشد.

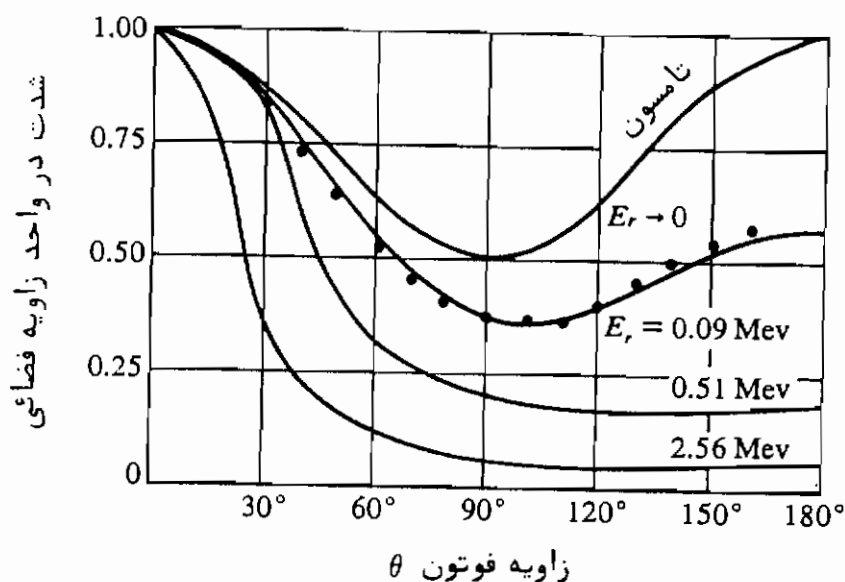


شکل ۳-۱۷: برهم‌کنش پرتوگاما با یک الکترون آزاد.

تغییر در طول موج (۳-۴۲) مستقل از انرژی گامای فرودی است. برای پرتوهای گامای د با انرژی بسیار زیاد، یعنی $E_r \gg m_0c^2 (= 0.511 \text{ Mev})$ یا $\lambda \ll h/m_0c$ ، می‌توان بسیاری تمام زوایای پراکندگی θ به جز نزدیک 0° از λ در مقابل λ' صرف نظر کرد، به‌طوریکه

$$E'_r \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos \theta} \quad (۳-۴۴)$$

احتمال پراکندگی کمپتون را می‌توان فقط توسط معادلهٔ دیراک محاسبه کرد. در شکل (۳-۱۸)، توزیع زاویه‌ای تابشهای گامای پراکنده شدهٔ کامپتونی، یعنی تعداد نسبی فوتونهای پراکنده شده در زاویه کوچک $d\Omega$ تحت زاویه A را نشان داده‌ایم. برای فوتونهای با انرژی خیلی کم، این توزیع به توزیع کلاسیکی نزدیک می‌شود (پراکندگی تامسون). از روی معادلات ماکسول می‌توان نشان داد که توزیع زاویه‌ای کلاسیکی باید متناسب با $(1 + \cos^2 \theta)$ باشد.



شکل ۳-۱۸: توزیع زاویه‌ای (شدت در واحد زاویه فضائی) تابشهای گامای پراکنده‌شده کامپتونی برحسب زاویه پراکندگی برای انرژیهای گامای فرودی E_γ . تمام منحنی‌ها به زاویه صفر درجه بهنجار شده‌اند ۳۴.

آشکارسازهای پرتوهای گاما نسبت به یونش حاصل از الکترونها پس زد حساس می‌باشند. نمونه محاسبه شده‌ای از این توزیع انرژی در شکل (۳-۱۹) نشان داده شده است. اگر فوتون پراکنده شده دارای کمترین انرژی باشد ($\theta = 180^\circ$ در شکل ۳-۱۷)، الکترون پس زده ماگزیم انرژی را خواهد داشت

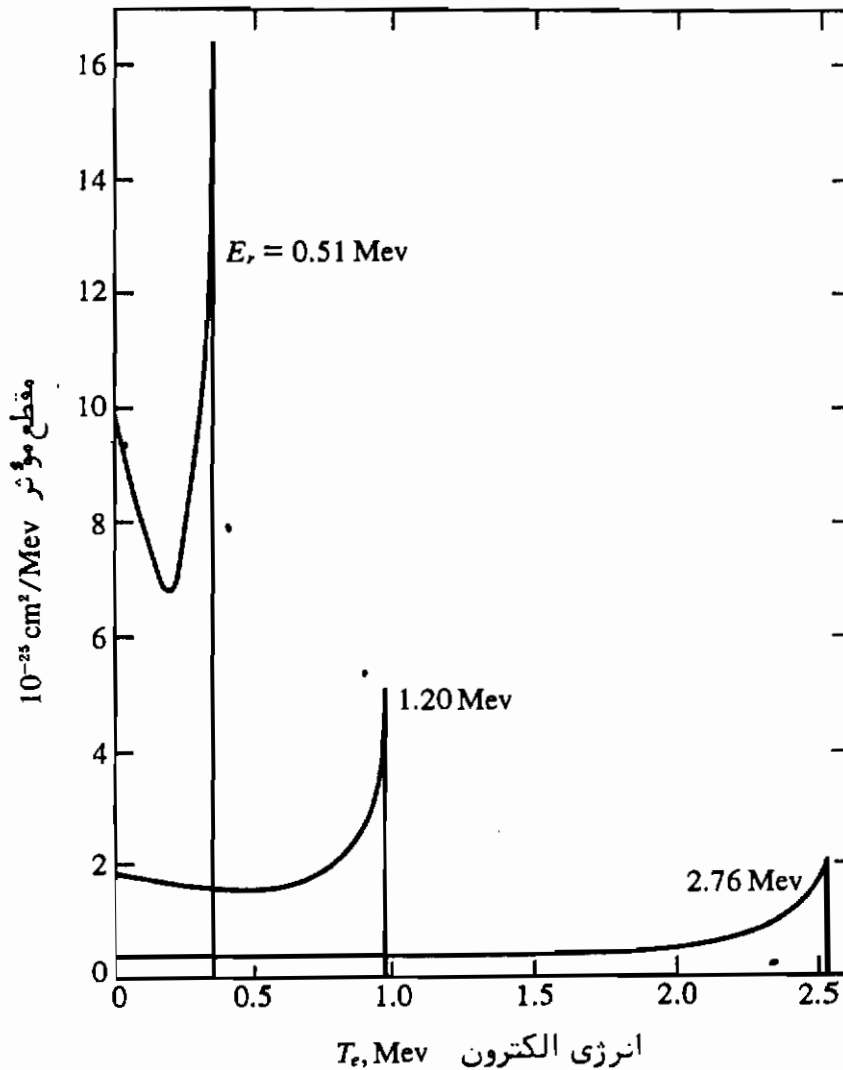
$$T_e(\max) = E_\gamma - E'_\gamma(\theta = 180^\circ) \quad (3-45)$$

برای پرتوهای گامای با انرژی زیاد، برطبق معادله (۳-۴۴) داریم

$$\begin{aligned} T_e(\max) &\approx E_\gamma - \frac{1}{2}m_0c^2 \\ &\approx E_\gamma - 0.255 \text{ Mev} \end{aligned} \quad (3-46)$$

می‌توان بی‌برد که توزیع انرژی الکترونها پس زده در نزدیکی $T_e(\max)$ دارای یک ماگزیم است (شکل ۳-۱۹ را نگاه کنید)، زیرا در یک گستره قابل ملاحظه از زوایای θ حول $\theta = 180^\circ$ مقدار $\cos \theta$ نزدیک به (-۱) باقی می‌ماند و از اینرو E'_γ نزدیک $\frac{1}{2}m_0c^2$ قرار می‌گیرد. شکل (۳-۲۰) یک توزیع واقعی انرژی الکترون کامپتونی را از بمباران یک سوسوزن آلی توسط

پرتوهای گاما نشان می‌دهد. گردشگری توزیع انرژی به علت اثرات آماری در تکثیرکننده فوتونی است که جهت آشکارسازی نور از سوسوزن به کار می‌رود. اگر پرتوگاما توسط یک الکترون مقید که از اتمش خارج نمی‌شود پراکنده گردد، معادلات (۳-۳۹) و (۳-۴۱) برقرارند، ولی P_e و T_e اکنون بر تعامی اتم که با الکترون مقید پس می‌زند دلالت دارند. از این رو در معادله (۳-۴۲) باید m_0 را با جرم اتم جایگزین کرد. اکثراً می‌توان از تغییر در طول موج صرف نظر کرد. این نوع پراکندگی را "پراکندگی

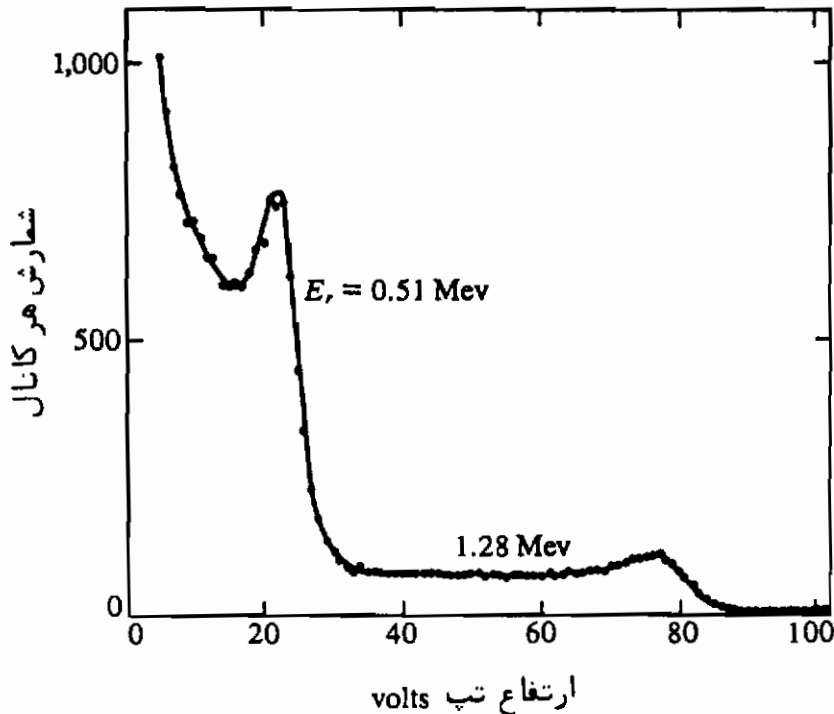


شکل ۳-۱۹: توزیع انرژی الکترونها کامپتونی به صورت تابعی از انرژی الکترون برای انرژیهای (E_r) مختلف پرتوهای گامای فرودی^{۳۵}.

۳۵ - C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, 24: 79 (1952).

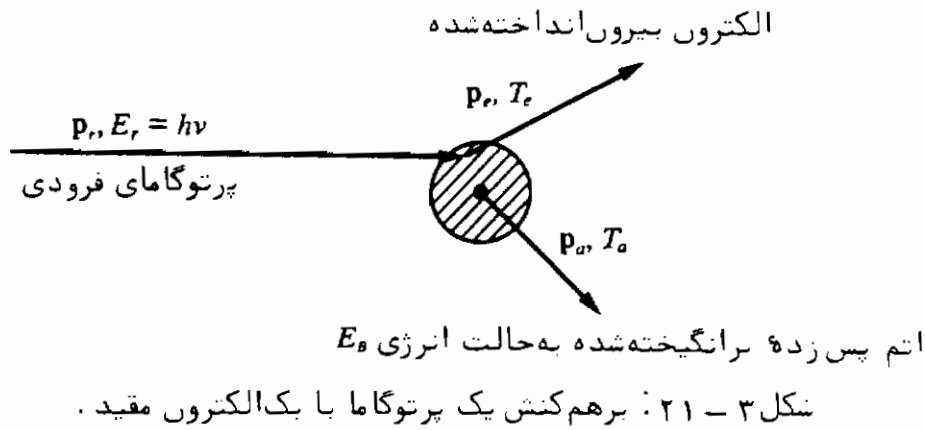
ریلی" می‌گویند. هرچه عدد اتمی Z پراکننده بیشتر شود مقدار این پراکندگی افزایش می‌یابد، زیرا انرژی بستگی الکترونهای داخلی متناسب با Z^2 است، از این رو کسر بیشتری از الکترونهای اتمی را باید به صورت مقید در نظر گرفت. توزیع زاویه‌ای نظیر شکل ۳-۱۸ نیست، زیرا تابش پراکنده شده از تمام الکترونهای مقید در یک اتم بطور همدوس تداخل می‌کنند. در نتیجه، پراکندگی ریلی حول $\theta = 0^\circ$ دارای یک قله است.

اشعه گاما همچنین می‌تواند روی هسته بدون برانگیختگی (پراکندگی نامسون) یا با برانگیختگی، پراکنده شود. اولین فرایند بطور همدوس با پراکندگی ریلی تداخل می‌کند، ولی دارای احتمال بسیار کمتری است.



شکل ۳-۲: طیفهای ارتفاع تپ الکترونهای کامپتونی ناشی از پرتوهای گامای $1/28$ و $0/51$ Mev (از Na^{22}) در یک سوسوزن آلی (استیلین). هیچ تصحیحی برای جواب اندک غیرخطی سوسوزن صورت نگرفته است. بلور استیلین به صورت استوانه‌ای به طول ۲ cm و قطر $3/8$ cm بوده است.^{۳۶}

۳۶ - C. D. Swartz and G. Owen, Recoil Detection in Scintillators, in J. B. Marion and J. L. Fowler, (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 1, chap. IIB, Interscience Publishers, Inc., New York, 1960.



۳-۴-ج) اثر فوتوالکتریک

همانطور که در شکل (۳-۲۱) ملاحظه می‌شود، یک پرتوگاما می‌تواند انرژی اش را به یک الکترون که ابتدا در یک اتم مقید است، منتقل کند زیرا اتم می‌تواند در آن صورت، مقداری انرژی را در شکاف پاره را دریافت کند. پایستگی تکانه (۳-۴۷)

$$p_r = p_e + p_a \quad (3-47)$$

و پایستگی انرژی

$$E_r = T_e + T_a + E_B \quad (3-48)$$

می‌توانند به‌طور همزمان برقرار باشند.

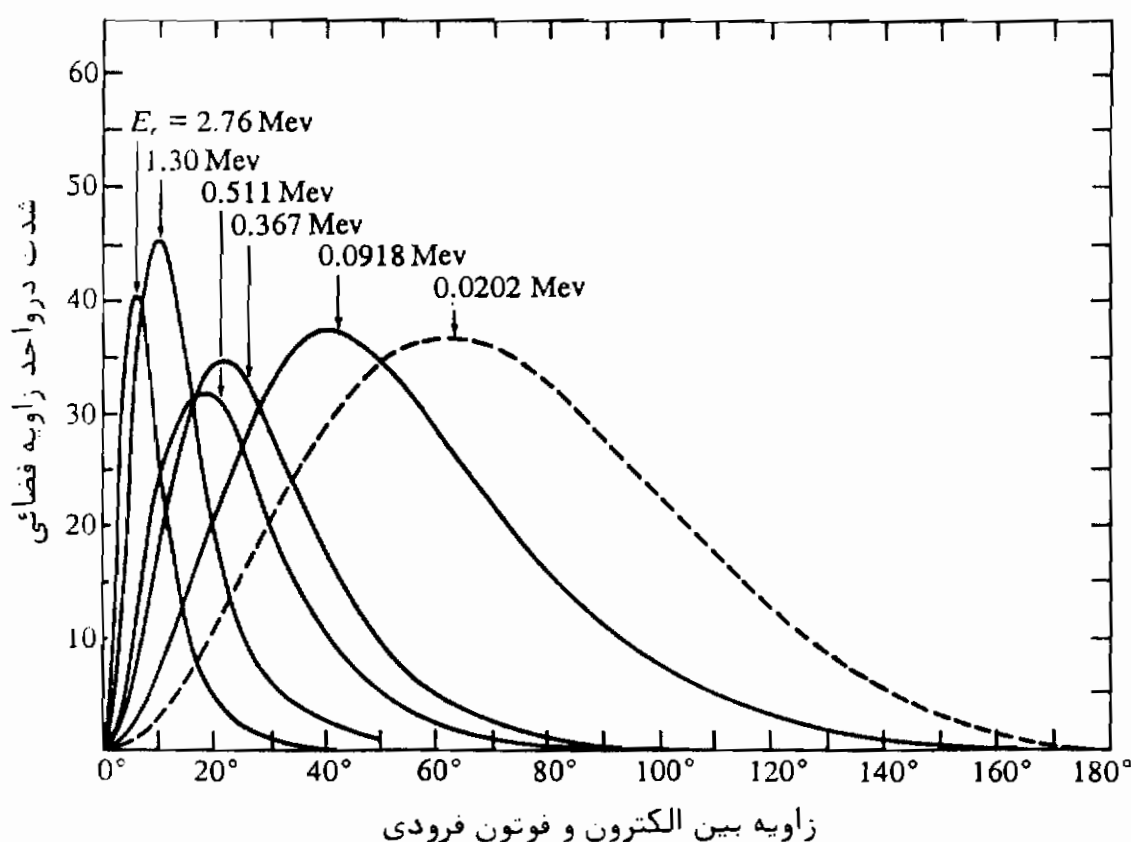
در معادله (۳-۴۸)، انرژی بستگی الکترون در اتم است که انرژی برای برانگیختگی اتم بعد از بیرون انداختن الکترون نیز می‌باشد^{۳۷}. به سهولت می‌توان نشان داد که انرژی جنبشی پس‌زنی T_a حدود $T_e (m_0/M_0)$ است که در آن m_0 و M_0 به ترتیب جرم‌های الکترون و اتم می‌باشند. چون $10^{-4} \approx m_0/M_0$ ، اکثراً می‌توان از T_e صرف‌نظر کرد، به طوری که

$$T_e = h\nu - E_B \quad (3-49)$$

برای پرتوهای گاما تقریباً بالای $1/2 \text{ Mev}$ ، فوتوالکتروسها با احتمال زیاد از لایه K ی یک اتم بیرون انداخته می‌شوند زیرا، برای این الکترون‌ها، شرط کلاسیکی تشدید

۳۷ - برای الکترون‌های لایه K، $E_B \approx 13.6 (Z-1)^2 \text{ ev}$ است.

(بخش ۳-۴) تقریباً برقرار است. توزیع زاویه‌ای فوتوالکترونها در شکل ۳-۲۲ داده شده است. برای پرتوهای گامای کم انرژی، توزیع عملاً حول $\theta = 90^\circ$ منقارن است. این مطلب را می‌توان بطور کلاسیک درک کرده زیرا فوتوالکترونها باید بموازات بردار میدان الکتریکی تابش فرودی بیرون انداخته شوند. (یعنی عمود بر جهت تابش).



شکل ۳-۲۲: توزیع زاویه‌ای (شدت در واحد زاویه فضائی) فوتوالکترونها بر حسب زاویه بین الکترونها و پرتوهای گامای فرودی. انرژی تابش گامای فرودی برای هر منحنی داده شده است ۳۸.

احتمال گسیل فوتوالکترون در شکلهای (۳-۱۵) و (۳-۱۶) نشان داده شده است. وقتی $h\nu \rightarrow E_B$ یا $\nu \rightarrow \nu_0$ ، این احتمال افزایش می‌یابد، که در آن $\nu_0 = E_B/h$ فرکانس لبه جذب است. این امر به علت اثر تشدید است که در بخش (۳-۴) آمده است. بالاتر از لبه جذب، احتمال گسیل فوتوالکترون تقریباً مناسب با $Z^5 E_\gamma^{-3.5}$ تعبیر می‌کند، که در آن Z عدد اتمی اتم برهم‌کنشی است.

انرژی فوتوالکتریک همیشه با یک فرایند ثانوی همراه است، زیرا اتم در حالت انرژی برانگیخته‌اش E_B باقی نمی‌ماند. بدین علت یا پرتوهای x از اتم گسیل می‌شوند، یا الکترونی‌هایی از لایه‌های خارجی‌تر اتم رها می‌گردند که انرژی برانگیختگی قابل دسترس را با خود به خارج حمل می‌کنند. این الکترون‌ها را الکترون‌های اوزنه^{۳۹} گویند. در هر ماده^{۴۰} متراکم، ناشیهای ثانوی به‌ویژه خود با احتمال زیادی جذب می‌شوند، این مطلب در اغلب سوسورسهای که جهت آشکارسازی پرتوگاما به‌کار می‌روند، رخ می‌دهد.

۳-۴ (د) تولید زوج

کم و بیش می‌توان گفت که معادله^{۳۸} شرودینگر هم ارز کوانتومی پایستگی انرژی غیرنسبیتی (معادله^{۲۴-۲۸}) و معادله^{۳۹} دیراک هم ارز کوانتومی معادله^{۳۰} نسبیتی

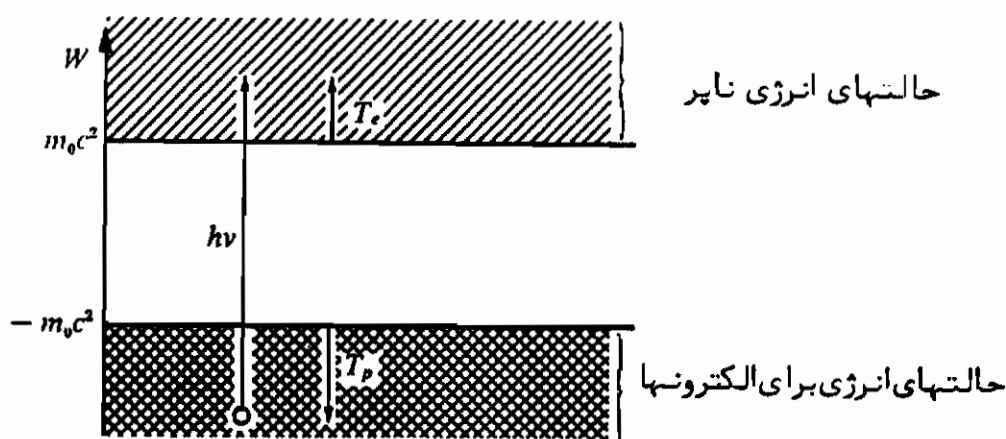
$$W = \pm(p^2c^2 + m_0^2c^4)^{\frac{1}{2}} + V \quad (3-50)$$

است، که می‌توان آنرا از معادله^{۳۰} (۲-۱۰) به‌دست آورد. موقتا^{۳۱} فرض می‌کنیم پتانسیل V صفر باشد. ابهام در علامت ریشه^{۳۲} مربعی در معادله^{۳۰} (۳-۵۰) یک رویداد صرفا^{۳۳} ریاضی نیست. دیراک نشان داد که حالت‌های با انرژی مثبت W معرف ذره‌ای با جرم سکون m_0 و تگانه p و حالت‌های با انرژی منفی معرف ذره‌ای به جرم سکون m_0 - و تگانه $-p$ هستند (شکل ۳-۲۳).

چون کمترین مقدار p^2 صفر است، هیچ ذره‌ای نمی‌تواند با انرژی $m_0c^2 > W > -m_0c^2$ را اشغال کند. برای رفع این اشکال که الکترون‌های معمولی (انرژی مثبت) به حالت‌های با انرژی منفی نمی‌روند تا اینکه این حالت‌ها کاملا^{۳۴} پر شوند، دیراک فرض کرد طبیعت طوری است که: (۱) تمام حالت‌های با انرژی منفی در عباب هر میدان یا ماده با الکترون‌ها پر می‌شوند، و (۲) بدون وجود میدان یا ماده نمی‌توان اثری از این الکترون‌ها را مشاهده کرد^{۴۰}. حال فرض

۳۹- در شکل ۳-۶ الکترون اولیه فوتوالکتریکی است که از لایه^{۳۵} K ی یک اتم آرگون توسط فوتون فرودی با انرژی 59-keV رها شده است. به‌حای پرتوهای x K اتم آرگون، یک الکترون اوزنه با انرژی 3-keV از لایه^{۳۶} L بیرون اسداخته شده، و ایحاد یک لکه در آغار مسیر الکترون کرده است.

۴۰- فرمولسندی پیچیده‌تر معادله^{۳۹} دیراک از این فرصهای کارسار احتنا^{۳۷} می‌کند ولی به یک نسخه می‌رسد.



شکل ۳-۲۳: تولید زوج الکترون - پوزیترون بر طبق نظریه دیراک.

کنید که یک الکترون توسط یک پرتوگاما از یک حالت با انرژی منفی بیرون انداخته شود. آفرینش "حفره" در حالت‌های انرژی منفی به این معناست که سیستم مورد نظر جرمی برابر $(-m_0)$ - تکانه‌ای برابر $(-p)$ و باری برابر $(-e)$ به دست می‌آورد. بنابراین آفرینش حفره متناظر با ظهور ذره‌ای به جرم m_0 ، تکانه p و بار $+e$ است. در حالت غیرنسبیتی انرژی جنبشی T_p ی این "ذره حفره‌ای" برابر $\frac{1}{2}p^2/m_0$ است که دقیقتر آن از معادله (۲-۹) به دست می‌آید. این ذره را "پوزیترون" می‌نامند. پوزیترون توسط آندرسن در ۱۹۳۲ کشف شد. این ذره در چندین فرایند هسته‌ای پیدا می‌شود و وجودش کاملاً محرز است. وقتی حفره آفریده می‌شود، یک الکترون نیز در یک حالت انرژی مثبت با انرژی جنبشی T_e ظاهر می‌شود. از پایستگی انرژی (شکل ۳-۲۳ را ملاحظه کنید) داریم

$$h\nu = T_e + T_p + 2m_0c^2 \quad (۳-۵۱)$$

می‌توان نشان داد که این معادله نمی‌تواند با پایستگی تکانه $p_r = p_e + p_p$ توأماً برقرار باشد. از اینرو، یک زوج الکترون - پوزیترون فقط ممکن است در مجاورت یک ذره سوم که بتواند مقداری از تکانه را بپذیرد، تولید شود. اگر این ذره سوم یک هسته باشد، انرژی چندانی نخواهد گرفت (نظیر اثر فوتوالکتریک)، به طوری که معادله (۳-۵۱) باز با تقریب بسیار خوبی برقرار است. می‌نیم مقدار انرژی جهت تولید زوج وقتی است که $T_e + T_p = 0$ یعنی $h\nu = 2m_0c^2 \approx 1.02 \text{ Mev}$ باشد.

شکل (۳-۲۴) یک مجموعه از عکسهای سه‌بعدی از یک زوج الکترون - پوزیترون تولید شده در یک اتاقک ابری انبساطی توسط یک فوتون 7-Mev را نشان می‌دهد. برای تعیین تکانه هر دو ذره، از یک میدان مغناطیسی استفاده می‌شود. در این رویداد خاص تکانه‌ها،

برحسب اتفاق، تقریباً" برابر بوده‌اند .

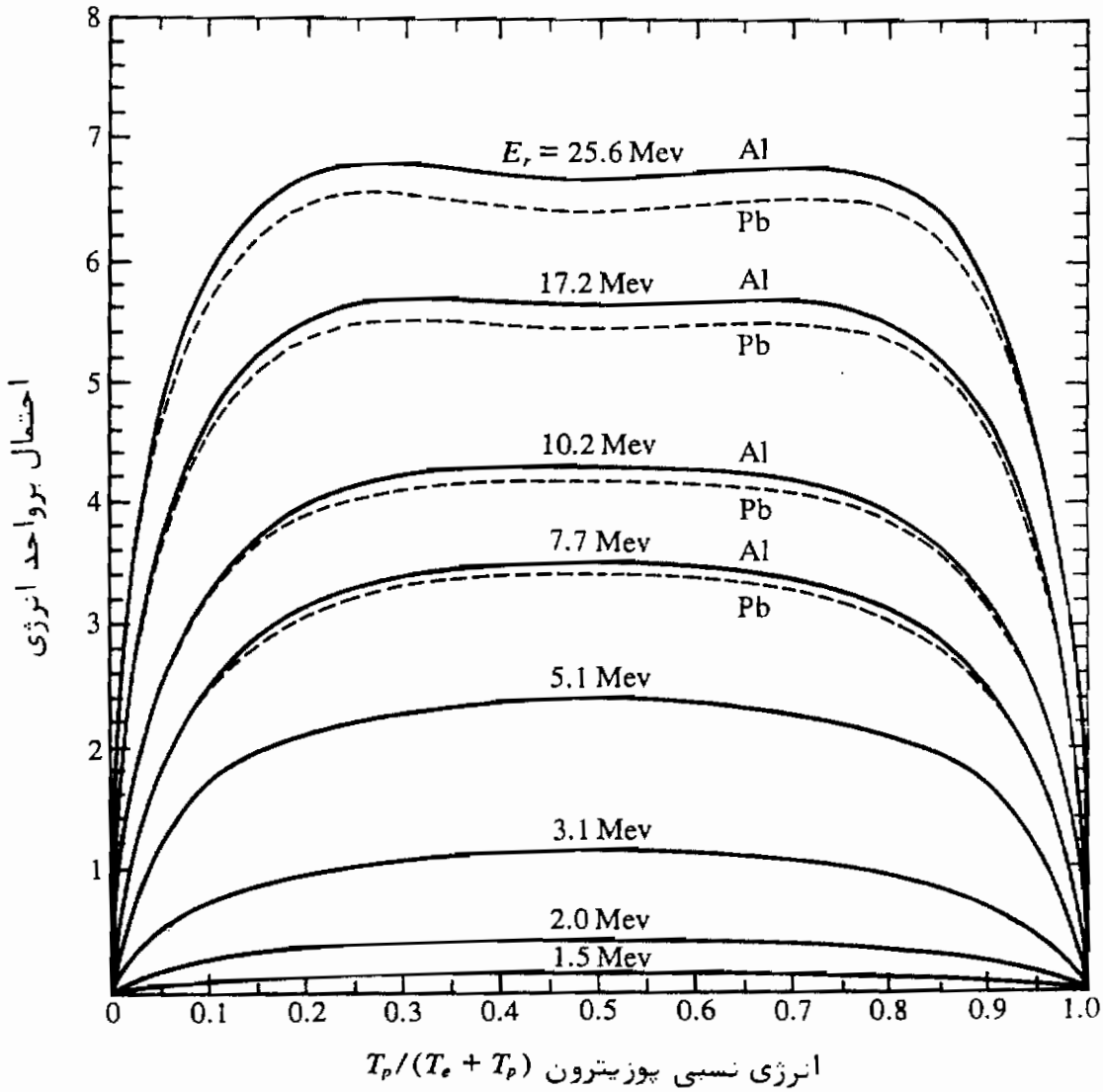


شکل ۳-۲۴: زوج الکترون - یوزیترون حاصل از پرتوگامای 7-Mev در یک اتاقک ابری (عکس سه‌بعدی). اتاقک ابری از هوا با فشار 1.75 atm پر شده است. یک میدان مغناطیسی جهت انحنا دادن به مسیر ذره به کار رفته است. از کاهش شعاع مسیر مارییچی می‌توان پی برد که انرژی تلف می‌شود. منبع پرتوگاما در خارج از اتاقک است. به الکترونها کامپتون و فوتوالکتریک رها شده از جدارهای اتاقک توجه کنید^{۴۱}.

توزیعهای زاویه‌ای و انرژی الکترونها و یوزیترونها را می‌توان با استفاده از نظریهٔ دیراک محاسبه کرد. توزیع انرژی در شکل (۳-۲۵) نشان داده شده است. به بیان تقریبی، تمام انرژیها متساوی الاحتمالند. احتمال کل تولید زوج، متناظر با مساحت زیر منحنیهای شکل (۳-۲۵)، برای Pb و Al در شکل‌های (۳-۱۵) و (۳-۱۶) داده شده است. این احتمال تقریباً "متناسب با Z^2 است. در صورتی که $h\nu \geq 4m_0c^2$ باشد، تولید زوج می‌تواند در مجاورت

۴۱ - J. A. Phillips and P. G. Kruger, *Phys. Rev.* 76: 1471 (1949). Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

الکترونهاى اتمى نیز رخ دهد. احتمال این پدیده با ضریب تقریباً $1/(4Z)$ کمتر از احتمال تولید زوج در نزدیکی هسته است^{۴۲}.



شکل ۳-۲۵: توزیع انرژی پوزیترونها (یا الکترونها) بر حسب انرژی نسبی پوزیترون، $T_p/(T_e + T_p)$ و به‌ازاء انرژیهای مختلف پرتوگامای فرودی E_r ، توزیعهای مربوط به تشکیل زوج در آلومینیم و سرب نشان داده شده‌اند.^{۴۳}

۴۲ — Evans, 1955, chap. 24, sec. 2h.

۴۳ — C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.* 24: 79 (1952).

۳-۵ برهم کنش پوزیترون با ماده :

اتلاف انرژی پوزیترونها در عبور از ماده، نظیر الکترونها، توسط یونش و تابش ترمزی صورت می‌گیرد (ر. ک. بخش ۳-۲). علاوه، پوزیترونها می‌توانند با فرایندی که عکس تولید زوج است، توسط الکترونها نابود شوند. بیشترین احتمال نابودی برای پوزیترونها بسیار کند است. اگر چنین پوزیترونی توسط یک الکترون آزاد نابود شود، پایستگی تکانه خطی ایجاب می‌کند که حداقل دو پرتوگاما گسیل شوند، به طوری که هر کدام از آنها انرژی $m_0c^2 (= 0.511 \text{ Mev})$ را داشته باشد. این تشعشع را "تشعشع نابودی" می‌نامند. اگر الکترون در یک اتم مقید باشد، نابودی با تولید یک فوتون منفرد نیز می‌تواند رخ دهد (زیرا اتم می‌تواند تکانه لازم را بگیرد). این فرایند نسبتاً به ندرت اتفاق می‌افتد. یک پوزیترون و یک الکترون می‌توانند تشکیل نوعی اتم را بدهند، که در آن هر یک از دوزره حول مرکز جرم مشترکشان حرکت می‌کنند. این ساختار را "پوزیترونیوم" می‌نامند و اولین بار توسط دوپچ^{۴۴} (۱۹۴۹-۱۹۵۱) آشکار شد. چون الکترون و پوزیترون یکدیگر را نابود می‌کنند، اتم پوزیترونیوم دارای طول عمر کوتاهی است (10^{-7} sec یا 10^{-10} sec بسته به سم‌تغییرهای نسبی اسپین دوزره).

۳-۶ آشکارسازی تابشهای هسته‌ای :

مختصراً آشکارسازهای سوسوزن، غیرآلی و نیمه‌هادی را توضیح می‌دهیم که هر دو، هنر آشکارسازی پرتوگاما و ذرات باردار را به طور قابل ملاحظه‌ای توسعه داده‌اند^{۴۵}. در متداولترین آشکارساز سوسوزن غیرآلی، که توسط هوفشتا تراخترع شد (۱۹۴۹)، از بلور یدور سدیم استفاده می‌شود. نور گسیل شده در فرایند یونش - برانگیزش در ناحیه فرا بنفش قرار دارد و به سهولت قابل آشکارساختن نیست. از این رو بلور را با کسری درصد از یدور تالیوم، که طول موج نور گسیل شده را به ناحیه مرئی کشانده و آنرا مناسب برای آشکارسازی توسط تکثیرکننده فوتون می‌سازد، فعال می‌کنند. در بلور یدور سدیم، یک پرتو گامای ورودی بیشتر توسط سه فرایندی که قبلاً بحث کردیم برهم کنش می‌کند اثر کامپتون

۴۴ - برای توضیح بیشتر ر. ک. کتاب Deutsch and Berko، ۱۹۶۵.

۴۵ - برای آشکارسازهای دیگر کتاب Burcham، ۱۹۶۳، فصل ۶ ملاحظه شود.

اثر فوتوالکتریک^{۴۶}، واگر $E_p > 1.02 \text{ Mev}$ باشد، تولید زوج، شکل (۳-۲۶) یک طیف ارتفاع تب نوعی را برای فوتونهای 2.75-Mev و 1.37 در یک آشکارساز یدور سدیم نشان می‌دهد. توزیعهای الکترون کامپتونی بسیار شبیه به توزیعهای نشان داده شده در شکل (۳-۲۵) برای یک سوسوزن آلی است، که در آن معمولاً اثر فوتوالکتریک و تولید زوج ناچیز هستند. قله‌های مربوط به اثر فوتوالکتریک فقط مربوط به اثر فوتوالکتریک حقیقی نیستند بلکه ناشی از جذب مجدد پرتوهای گامای کامپتونی کم انرژی پراکنده شده نیز می‌باشند. به‌علت اثرهای آماری در تکثیرکننده، فوتون، پاشیدگی در انرژی قله‌ها بوجود آمده است. تابش نابودی نیز ممکن است دوباره جذب شود، ولی احتمال غیر صفر قرار یک یا دو فوتون می‌رساند که اغلب یا انرژی $E_p - m_0c^2$ و یا انرژی $E_p - 2m_0c^2$ در بلور ذخیره می‌شود. این باعث بوجود آمدن زوج - قله‌های "یک فراری، و دو فراری" می‌شود.

در یک آشکارساز نیمه هادی، الکترونهای آزاد شده در فرایند برانگیختگی مستقیماً به کمک وسایل الکترونیکی آشکارسازی می‌شوند. ماده نیمه‌هادی طوری ساخته می‌شود که رسانایی عادی آن عملاً صفر است، و به این ترتیب در برابر الکترونهای اضافی تولید شده توسط یک پرتوگاما یا ذره، باردار فرودی حساس است. به‌علت ساختار الکترونیکی یک نیمه هادی، فقط تقریباً به 3 eV احتیاج است تا یک الکترون رسانا در یک ماده نیمه‌هادی نوعی (سیلیکون یا ژرمانیوم^{۴۷}) ایجاد شود. این امر اثرهای آماری را در تعداد حاملهای بار کاهش می‌دهد، و قدرتهای تفکیک انرژی را به‌کمتر از ۱/۵ درصد می‌رساند. شکل (۳-۲۷) طیف مربوط به یک نیمه‌هادی را برای همان تابش گامای شکل (۳-۲۶) نشان می‌دهد؛ افزایش قدرت تفکیک قابل ملاحظه است. مانند مورد مشابه در یک آشکارساز یدور سدیم، توزیعهای الکترون برای فرایندهای برهم‌کنشی مختلف مشهود است.

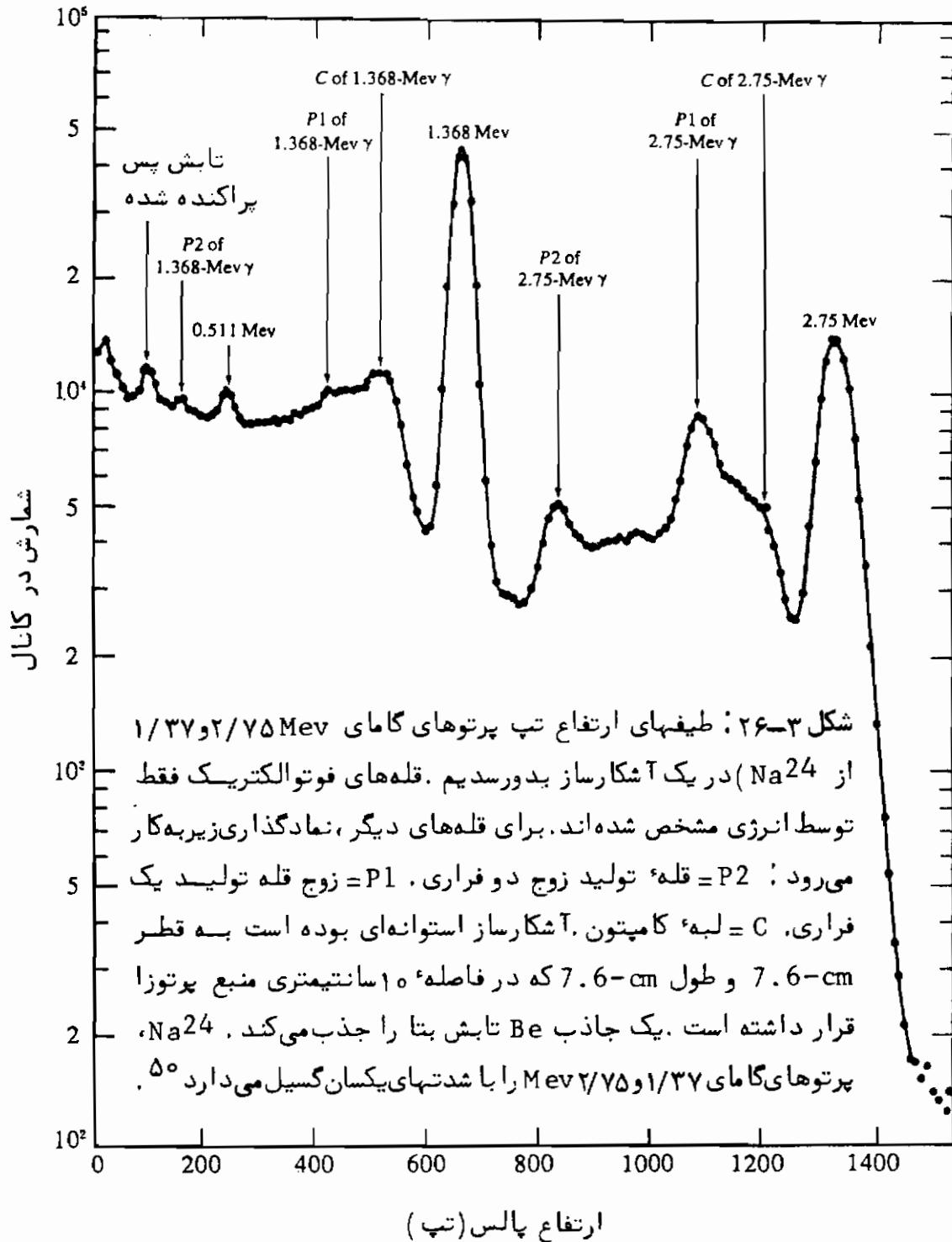
متداولترین آشکارسازهای هسته‌ای در جدول (۳-۱) درج شده‌اند. مدارهای الکترونی پیچیده، متعددی برای تعیین پدیده‌هایی نظیر وقوع همزمان چندین تابش مختلف یا تعیین بار کل جمع شده، توسط یک آشکارساز ابداع شده است^{۴۸}. در آشکارسازی ذرات هسته‌ای، باید

۴۶ - چون پدیده فوتوالکتریک و تولید زوج به ترتیب تقریباً متناسب با Z^2 و Z می‌باشند این دو برهم‌کنش بطور مؤثری در اتمهای ید اتفاق می‌افتد.

۴۷ - برای توضیح بیشتر کتاب Northrup و Dearnaley، ۱۹۶۳، را ملاحظه کنید.

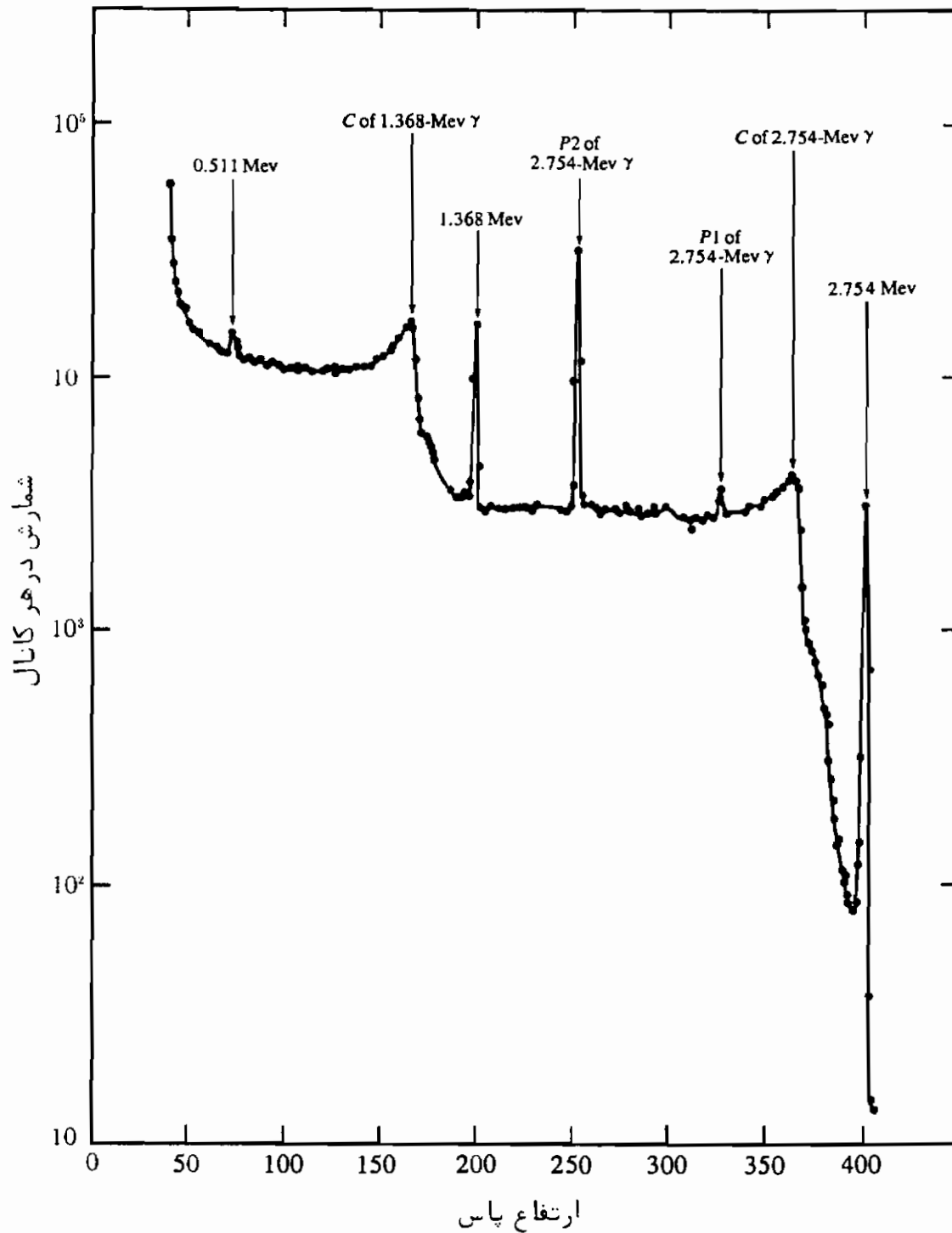
۴۸ - فن آشکارسازی ذرات هسته‌ای به سرعت تکامل می‌یابد. یک توصیف نسبتاً کامل در (Siegbahn, 1965) داده شده است. ابداعات جدید در *Trans. Nucl. Sc.* مربوط به موءسه، مهندسی الکتريسته و الکترونیک خلاصه شده است.

افت و خیزهای ناشی از طبیعت کاتوره‌ای فرایندهای فروپاشی یا تولید را در نظر گرفت^{۴۹}.



۴۹- ر. ک بخش ۴-۲ الف یا برای جزئیات بیشتر، Evans، ۱۹۵۵، فصلهای ۲۶ تا ۲۸.

۵۰ - R. L. Heath, "Scintillation Spectrometry Gamma Ray Spectrum Catalog," Phillips Petroleum Company, Idaho Falls, 1964.



شکل ۳-۲۷: طیف‌های ارتفاع تپ پرتوهای گامای ۱/۳۷ و ۲/۷۵ مگاالکترون ولتی گسیل شده از Na^{24} در یک آشکارساز متشکل از لیتیموم - ژرمانیوم. همان نمادگذاریهای شکل (۳-۲۶) به کار رفته است. قطر آشکارساز برابر ۱/۹ cm و ضخامت آن برابر ۵/۵ cm بوده است.^{۵۱}

۵۱ - A. J. Tavendale, "Proceedings of the Second International Symposium on Nuclear Electronics, Paris, Nov. 1963," p. 235, European Nuclear Energy Agency, Paris, 1964.

جدول ۱-۲: آشکارسازهای متداول هسته‌ای

ذره	آشکارساز	روش آشکارسازی	تعداد کل زوج یون‌ها به وسیله جمع آوری بارهای یک‌محور، مثلا "الکترون‌ها"، تعیین می‌شود	تندکبرات
ذرات باردار سنگین و الکترون‌ها	آشکارساز سوسون	یونش به وسیله یون‌ش که موجب می‌باشد قطرات یا ایجاد لکه‌های خیلی کوچک قابل‌مشاهده می‌شود، رویت می‌گردد.	تولید قطره‌سیر به وسیله یون‌ش که موجب می‌باشد قطرات یا ایجاد لکه‌های خیلی کوچک قابل‌مشاهده می‌شود.	می‌توان آنرا برای تعیین T_0 از روی برد مورد-استفاده قرار داد. نوع ذره‌ای می‌تواند با شردن تعداد قطرات یا لکه‌ها در امتداد خط‌سیر تشخیص داد.
	آشکارساز سوسون	از نوری که در برانگیختگی آنها تولید می‌شود استفاده می‌نمایند.	یونش به وسیله پروتون بسوزن	T_0 از نقطه انتهایی توزیع بسوزنی از بعضی فلزات یا انفالات می‌توان برای تعیین T_0 استفاده کرد.
پرتوهای گاما	شمارگر گایگر	از نوری که در برانگیختگی آنها به وسیله پروتون‌های بسوزن تولید می‌شود استفاده می‌کند.	الکترون‌هایی که از دیوار شمارگر آزاد می‌شوند گاز را یونیزه و تخلیه را آغاز می‌کنند.	فقط برای تعیین شدت خوب است.
	سوسون	یونش به وسیله پروتون بسوزن	نور تولید شده در یونش و برانگیزش به وسیله الکترون‌هایی که در سفر ایند آزاد می‌شوند.	T_0 متناسب با نور تولید شده است، $h\nu$ را می‌توان از توزیع انرژی الکترون‌ها نتیجه گرفت.
	آشکارساز نیمه‌هادی	سوسون آلی و تکثیرکننده فوتون	الکترون‌های تولید شده، زوج‌های الکترون-حفره بوجود می‌آوردند. کل بار جمع آوری می‌شود.	$h\nu$ را می‌توان از توزیع انرژی الکترون‌ها نتیجه گرفت.

† The initial kinetic energy of the particle is called T_0 .

مسائل

۱-۳ اتلاف انرژی ذره سنگین باردار (به بار ze) با تندی v در ماده‌ای با n اتم در واحد حجم (عدد اتمی Z)، بر حسب واحدهای cgs عبارت است از

$$-dT/dx = [4\pi e^4 z^2 n Z / (m_0 v^2)] [\ln(2m_0 v^2 / I) - \ln(1 - v^2/c^2) - v^2/c^2]$$

که در آن m_0 جرم یک الکترون است. نشان دهید وقتی v تغییر کند این عبارت از یک می نیم عبور می‌کند، انرژی جنبشی تقریبی ذره را در آن تندی پیدا کنید. باید از عبارت نسبی استفاده کرد.

۲-۳ با حذف دوجمله آخر $[-\ln(1 - v^2/c^2) - v^2/c^2]$ در عبارت اتلاف - انرژی مساله (۱-۳)، مقدار اتلاف انرژی یک ذره آلفای 10-Mev را در آلومینیم، که برای آن $I = 150 \text{ eV}$ است، محاسبه کنید.

۳-۳ (الف) اگر اتلاف انرژی یک پروتون 10-Mev در هوا 50 keV/cm باشد، اتلاف انرژی یک ذره آلفای 40-Mev چقدر است؟ (جواب را می‌توان سریعا نوشت). (ب) فرص کنید. معادلات اتلاف انرژی برای پروتونها و الکترونهای غیر نسبیتی یکی باشد، به‌ازاء چه انرژی جنبشی، یک الکترون دارای همان اتلاف انرژی است که یک پروتون 10-Mev دارد؟

۴-۳ فرمول اتلاف انرژی برای ذرات سنگین باردار در ماده تک اتمی، اغلب بصورت زیر نوشته می‌شود

$$-dT/dx = 4\pi e^4 z^2 n Z B_e / (m_0 v^2)$$

که در آن B_e عدد متوقف کننده اتمی بر الکترون خوانده می‌شود. فرض کنید مادهء جاذبی از یک کسر f_1 (از نظر تعداد) از اتمهای نوع (Z_1, A_1) و از یک کسر f_2 از اتمهای نوع (Z_2, A_2) تشکیل شده باشد. (الف) معادله‌ای برای اتلاف انرژی ذرات سنگین باردار در این ماده بر حسب B_{e1} و B_{e2} به دست آورید. چگالی جرم ماده را ρ بنامید. (ب) در مورد ذرات آلفای 8-Mev، مقادیر مشاهده شده B_e عبارتند از $5/6$ برای هیدروژن و $4/5$ برای ازن. اتلاف انرژی ذرات آلفای 8-Mev را در گاز آمونیاک (NH_3) در شرایط متعارفی (NTP) محاسبه کنید.

۵-۳ تعداد جفت یونها در میلیمتر مسیر را که به وسیله پروتونهای 2-Mev در گاز ازن در شرایط متعارفی (NTP) تولید می‌شوند محاسبه کنید. فرض کنید $I = 80 \text{ eV}$ و $w = 35 \text{ eV}$ است.

۳-۶ الف) نشان دهید تعداد پرتوهای دلتا در واحد طول مسیر که بر اثر عبور یک ذره سنگین باردار از ماده آزاد می‌شود عبارت است از

$$\frac{2\pi e^4 z^2 n Z}{m_0 v^2} \frac{dT_e}{T_e^2}$$

در صورتی که پرتوهای دلتا دارای انرژیهای جنبشی بین T_e و $T_e + dT_e$ باشند. (ب)
تعداد پرتوهای دلتای با انرژی جنبشی بیش از 0.5 keV حاصل از پروتونهای 2-MeV را که از گاز ازت در شرایط متعارفی (NTP) عبور می‌کنند برای هر میلی متر از طول مسیر محاسبه کنید.

۳-۷ نشان دهید ذرات آلفا و پروتونهای با تندیهای اولیه یکسان، تقریباً دارای بردیکسانی در ماده متوقف‌کننده می‌باشند، چرا این مطلب دقیقاً درست نیست؟ چه ذره‌ای باید بردش کمی بیشتر باشد و چرا؟

۳-۸ انرژی پروتونی که برد آن تقریباً با برد آلفای 10-MeV یکی است، چقدر است؟

۳-۹ شکل ۳-۱۰ نشان می‌دهد که برد الکترونهای 0.2-MeV در آلومینیم برابر 43 mg/cm^2 است. با صرف نظر کردن از تاثیر مقادیر متفاوت پتانسیل یونش متوسط λ ، طول تقریبی مسیر این الکترونها را در هوا و فشار یک اتمسفر و 15°C محاسبه کنید. فرض کنید که اتلاف انرژی برای الکترونهای غیرنسبیتی با همان معادله اتلاف انرژی برای ذرات سنگین باردار داده می‌شود.

۳-۱۰ باریکه‌ای از نوترونهای تک انرژی را به داخل یک اطاق یونش، که با گاز تک اتمی پر شده است، می‌فرستیم. معلوم می‌شود که پاشیدگی توزیع انرژی اتمهای پس‌زده مساوی $9/5$ درصد انرژی پس زنی ماگزیم است. گاز داخل اطاق یونش چیست؟

۳-۱۱ باریکه‌ای از نوترونهای 2.0-MeV به وسیله قشر نازکی از پارافین تقریباً $[(\text{CH}_2)_n]$ پراکنده می‌شود. ضخامت به قدری کم است که پراکندگی مکرر نوترونها اتفاق نمی‌افتد و فقط پراکندگی منفرد رخ می‌دهد. انرژی نوترونهایی که تحت زاویه 90° پراکنده می‌شوند چقدر است؟ انرژی هسته‌های پس زده مربوط چقدر است؟

۳-۱۲ ثابت کنید که اگر ذره‌ای بطور کشسان با ذره دیگری به همان جرم که در حال سکون است برخورد کند، بعد از پراکندگی، زاویه بین ذرات 90° است.

۳-۱۳ ذره‌ای به جرم M_1 بطور کشسان با ذره‌ای به جرم M_2 که در حال سکون است برخورد می‌کند. نشان دهید که، اگر $M_1 > M_2$ باشد، زاویه آزمایشگاهی M_1 بعد از برخورد نمی‌تواند از مقدار $\sin^{-1} M_2/M_1$ تجاوز کند.

۳- ۱۴ الف) نشان دهید که پایستگی انرژی جنبشی و تکانه خطی در حین برخورد کشسان شکل (۳-۱۱) مستلزم این است که در سیستم مرکز جرم تندی هر ذره بعد از برخورد با تندی آن قبل از برخورد برابر باشد. (ب) آیا تندی نسبی ذره^۱ نسبت به ذره^۲ در حین یک برخورد کشسان (۱) در سیستم مرکز جرم^۱ (۲) در سیستم آزمایشگاهی تغییر می‌کند؟

۳- ۱۵ الف) بطور تقریبی تعداد برخوردهای لازم برای کاهش انرژی متوسط نوترونهای 1-Mev به انرژیهای حرارتی ($\approx 1/40 \text{ eV}$) را در یک قالب بزرگ کربن محاسبه کنید. (ب) با فرض اینکه مسیر آزاد میانگین بین دو برخورد ۱۰ سانتی‌متر باشد حدود زمان لازم برای کند کردن نوترونها را بطور تقریبی برآورد کنید.

۳- ۱۶ یک منبع پرتوزا با جاذب نازکی که پرتوهای بتا را جذب می‌کند احاطه شده است. تشعشع گامای باقی مانده در آلومینیم، با نتایج زیر، جذب می‌شود

فعالیت آشکار شده (شمارش در دقیقه)	ضخامت جذب کننده (سانتیمتر)	فعالیت آشکار شده (شمارش در دقیقه)	ضخامت جذب کننده (سانتیمتر)
۱۷۴۰	۱/۰	۳۵۱۰	۰
۱۴۷۰	۱/۵	۳۱۸۰	۰/۱
۱۲۸۰	۲/۰	۲۸۷۰	۰/۲
۱۰۰۰	۳/۰	۲۶۳۰	۰/۳
۷۹۰	۴/۰	۲۴۳۰	۰/۴
۶۲۰	۵/۰	۲۲۶۰	۰/۵
۵۱۰	۶/۰	۲۱۲۰	۰/۶
۴۰۰	۷/۰	۲۰۰۰	۰/۷

این اطلاعات را تجزیه و تحلیل کرده و مقادیر زیر را به دست آورید. (الف) ضریب جذب هریک از پرتوهای گاما و ضخامت نیم - مقدار متناظر، (ب) انرژی پرتوهای گاما (از شکل ۳-۱۵ استفاده کنید) ، (ج) شدت نسبی پرتوهای گامای گسیل شده از منبع .

۳- ۱۷ یک باریکه از پرتوهای گاما از میان 2.0 cm سرب عبور می‌کند. باریکه فرودی شامل ۳۰ درصد فوتون 0.4-Mev و ۷۰ درصد فوتون 1.5-Mev است. شدت نسبی باریکه^۱

- عبور کرده چقدر است؟ برای داده‌ها از شکل (۳-۱۶) استفاده کنید.
- ۱۸-۳ فرض کنید یک جذب‌کننده^۴ سربی را برای اندازه‌گیری ضریب تضعیف پرتوهای گاما مورد استفاده قرار دهیم. شکل (۳-۱۶) نشان می‌دهد که هرگاه ضریب جذب جرمی تجربی بین $7 \text{ cm}^2/\text{g}$ و 1 یا بین $0.09 \text{ cm}^2/\text{g}$ و 0.04 باشد، دوانرژی پرتو گامای ممکن می‌تواند چنین ضریبی را بدهد. تنها به‌کمک آزمایشهای جذب، چه پیشنهادی برای از بین بردن این ابهام دارید.
- ۱۹-۳ فرض کنید یک باریکه تشعشع گاما، شامل توزیع پیوسته‌ای از انرژیهای فوتون تا 50 Mev ، نظیر آنچه که در تشعشع ترمزی اتفاق می‌افتد، از میان جذب کنسیده^۵ ضخیمی از سرب عبور کند. کدام انرژی گاما با بیشترین شدت نسبی خارج خواهد شد؟
- ۲۰-۳ یک منبع پرتوزا، پرتوهای بنای 1-Mev و گامای 1-Mev گسیل می‌کند. آشکارساز مورد استفاده به هر دو پرتو بتا و گاما حساس است؛ چه پیشنهادی برای غیرحساس کردن آشکارساز نسبت به پرتوهای بتا دارید، در صورتی که بخواهیم اکثر پرتوهای گاما آشکار شوند؟
- ۲۱-۳ یک باریکه پرتوگامای 1.6-Mev ، به یک برگه^۶ طلا برخورد می‌کند. الکترونیایی با انرژی جنبشی 0.7-Mev خارج می‌شوند. با فرض اینکه الکترونها دوباره پراکنده نشوند و به‌وسیله^۷ تشعشع ترمزی نیز انرژی از دست ندهند، آیا می‌توانید بگوئید آنها فوتو الکترون کامپتون، یا زوج - الکترون هستند و در چه زاویه‌ای نسبت به باریکه^۸ گامای فرودی منتشر می‌شوند؟
- ۲۲-۳ ثابت کنید یک فوتون نمی‌تواند تمام انرژی خود را به یک الکترون آزاد منتقل کند.
- ۲۳-۳ ثابت کنید یک فوتون (با انرژی بیش از $2m_0c^2$) نمی‌تواند در فضای آزاد ایجاد یک زوج الکترون-پوزیترون کند.
- ۲۴-۳ ثابت کنید در اثر فوتوالکتریک بر روی یک اتم آزاد (به‌عنوان مثال، در گاز تک اتمی) انرژی پس‌زنی اتم از مرتبه^۹ بزرگی $(m_0/M_0)T_e$ است، که در آن m_0 و M_0 به ترتیب جرم‌های سکون الکترون و اتم، و T_e انرژی فوتوالکتریک است. فرض کنید انرژی پرتوگامای فرودی، خیلی بیش از انرژی بستگی الکترونی است که از اتم بیرون انداخته می‌شود.
- ۲۵-۳ یک آشکارساز یدور سدیم شامل یک مکعب به‌یال 7 سانتیمتر از ماده، توسط یک باریکه‌ای از پرتوهای اشعه‌گامای 2.8-Mev که عمود بر یک وجه مکعب می‌تابد، بمباران می‌شود. (الف) چه کسری از پرتوهای گاما آشکار می‌شوند؟ (ب) با فرض اینکه جذب

مجدد پرتوهای گامای کامپتونی یا کوانتومهای نابودی وجود نداشته باشد، چه کسری از پرتوهای گاما در قله فوتوالکتریک، توزیع کمپتون، و قله‌های تولید زوج ظاهر می‌شود؟ (ج) مقدار نسبی رویدادهای زوجی را که در قله تمام-انرژی (قله فوتوالکتریک)، در قله یک-فراری، و در قله دوفراری ظاهر می‌شوند، تخمین بزنید. با شکل (۲-۳) مقایسه کنید. (ضرایب تضعیف برای فوتونها را در یدور سدیم می‌توان در کتاب Evans، ۱۹۵۵، فصل ۲۵، بخش ۱ پیدا کرد. داده‌های زیر مفید خواهند بود. برای فوتونهای 0.51-Mev، $\mu = 0.33 \text{ cm}^{-1}$ ، برای فوتونهای 2.8-Mev، $\mu = 0.135 \text{ cm}^{-1}$ ، $\mu_{\text{E}} = 2.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ ، $\mu_{\text{C}} = 0.113 \text{ cm}^{-1}$ ، $\mu_{\text{P}} = 0.020 \text{ cm}^{-1}$

۳-۲۶ انرژی یونش، پوزیترونیم را محاسبه کنید.

۳-۲۷ در شکل (۳-۲۴)، قطر اطاقک ابری ۳۰ cm است. از اطلاعات اضافی داده شده در زیرنویس شکل، آیا می‌توانید یک مقدار تقریبی برای میدان مغناطیسی اعمال شده، محاسبه کنید؟

واپاشی پرتوزا

۱-۴ مقدمه :

باقیمانده^۱ این کتاب به بحث در باره^۲ خواص دینامیک ، یا واسته به‌زمان ، هسته‌ها مانند واپاشی پرتوزا و واکنشهای هسته‌ای اختصاص دارد . این ویژگیها ، هر دو با گذاری از یک سیستم اولیه به یک سیستم نهایی مشخص می‌شوند ، که یا بطور خود بخود (واپاشی پرتوزا) یا بطور مصنوعی (واکنش هسته‌ای) اتفاق می‌افتد . بنابراین ، از دیدگاه نظری ، تشابه زیادی بین این دو خاصیت موجود است .

اینکه یک فرایند بطور خود بخود صورت می‌گیرد یا فقط به‌طور "مصنوعی" ، بستگی به انرژی دارد . اگر انرژی کل سیستم نهایی کمتر از سیستم اولیه باشد ، گذار می‌تواند خود بخود صورت بگیرد . معمولاً هرچه اختلاف انرژی زیادتر باشد ، آهنگ گذار بیشتر است . ولی اگر انرژی کل سیستم نهایی از انرژی سیستم اولیه بیشتر باشد ، گذار تنها وقتی میسر است که مقداری انرژی به سیستم اولیه داده شود .

در این فصل به واپاشی پرتوزا خواهیم پرداخت . ظرف چند سال پس از کشف پرتوزایی معلوم شد که ویژه هسته‌های پرتوزای طبیعی یکی ، یا بیشتر ، از سه نوع تابشی را^(۱) که از روی قابلیت نفوذ شان تمیز داده می‌شدند ، گسیل می‌دارند :

پرتوهای الفا - که توسط ورقه‌ای از کاغذ متوقف می‌شوند .

پرتوهای بتا - که توسط ورقه سربی به‌صخامت $\frac{1}{16}$ اینچ متوقف می‌شوند .

پرتوهای گاما - که می‌توانند در چندین اینچ از سرب نفوذ کنند .

آزمایشهای ماهرانه و دقیقی که از سوی بسیاری از محققین به‌عمل آمد نشان داد که پرتوهای آلفا هسته He^4 ، پرتوهای بتا از جنس الکترون و پرتوهای گاما تشعشعات الکترومغناطیسی

هستند. هریک از این مدهای واپاشی، حنبه متفاوتی از ساختار هسته‌ای را روشن می‌کند که ما به‌نوبه خود آنرا مطالعه خواهیم کرد. معذالک، وابستگی به‌زمان واپاشی پرتوزا در هر سه دیده می‌شود، و ما ابتدا آنرا مورد بحث قرار می‌دهیم.

۴-۲ پرتوزایی:

ویژه‌هسته پرتوزای اولیه در هر مد واپاشی را هسته مادر و ویژه هسته (سکین) سهایی را هسته دختر می‌نامند. ساده‌ترین وضعیت وقتی اتفاق می‌افتد که هسته دختر پایدار است. اگر چند نسل پیایی از هسته‌های دختر پرتوزا باشد، می‌گوییم واپاشی پرتوزای زنجیری وجود دارد.

۴-۲ الف) واپاشی یک تک رادیو ایزوتوپ منفرد

واقعیت اساسی تجربی در واپاشی پرتوزا این است که احتمال واپاشی هر هسته در فاصله زمانی کوچک dt مستقل از هرگونه تاثیر خارجی^(۲)، از جمله واپاشی هسته دیگر، است. تمام هسته‌های یک ویژه هسته مفروض دارای واپاشی یکسانی هستند. از اینرو احتمال $P(dt)$ یک واپاشی پرتوزا در مدت dt فقط متناسب با dt است، در صورتی که dt به مقدار کافی کوچک باشد، به طوری که $P(dt) \ll 1$. ضریب ثابت تناسب λ ، موسوم به ثابت واپاشی، برای ویژه هسته‌ها و مدهای واپاشی مختلف، متفاوت است. بنابراین

$$P(dt) = \lambda dt \quad (۴-۱)$$

برای محاسبه احتمال اینکه یک هسته معین در فاصله زمانی t باقی بماند، فاصله زمانی t را به n فاصله مساوی dt تقسیم می‌کنیم. احتمال پایداری در اولین فاصله زمانی برابر است با

$$1 - P(dt)$$

احتمال پایداری در دومین فاصله برابر است با

$$[1 - P(dt)]^2$$

۲ - در وضعیتهای خیلی خاص، ممکن است بتوان نیمه عمر گیراندازی الکترون (بخش ۴-۶ و) یک رادیو ایزوتوپ را تا چند درصد با وارد کردن آن در چند ترکیب شیمیایی مختلف تغییر داد (ر. ک.، مثلاً، مقاله Rasmussen و Cooper, Hollander ۱۹۶۵).

و احتمال پایستگی در n امین فاصله برابر است با

$$[1 - P(dt)]^n$$

که با استفاده از معادله (۱-۴) می توان نوشت

$$(1 - \lambda dt)^n = \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n \xrightarrow[n \rightarrow \infty]{dt \rightarrow 0} e^{-\lambda t} \quad (2-4)$$

این احتمال پایستگی برای یک هسته است. اگر در ابتدا N_0 هسته یکسان وجود داشته باشد تعدادی که، با احتمال زیاد، بعد از زمان t باقی می ماند برابر است با

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3-4)$$

این معادله را می توان به طریق ساده تری نیز به دست آورد: اگر N اتم وجود داشته باشد، تعدادی که احتمالاً در مدت زمان dt وا می پاشد عبارت است از

$$\begin{aligned} -dN &= P(dt)N \\ &= \lambda dt N \end{aligned} \quad (4-4)$$

علامت منفی به علت آن است که هر واپاشی، N را کاهش می دهد. با یک انتگرال گیری ساده به معادله (۲-۴) می رسیم.

معادله (۴-۴) به این معنا نیست که در هر فاصله زمانی dt دقیقاً تعداد همسان dN هسته از تعداد کل N تجزیه می شود، بلکه فقط احتمال ترین تعداد dN محاسبه می شود، زیرا معادله (۱-۴) بیانی پیرامون احتمال است. به سهولت می توان نشان داد که در فاصله های زمانی بین واپاشی های متوالی باید تغییراتی وجود داشته باشد. بالعکس، در هر فاصله زمانی معین باید افت و خیزهایی در تعداد هسته های واپاشنده موجود باشد.

نمونه ای حاوی N هسته را در نظر بگیرید. از معادله (۴-۴) زمان متوسط بین واپاشی های متوالی برابر است با

$$t = \frac{dt}{|dN|} = \frac{1}{\lambda N} \quad (5-4)$$

اگر t در مقایسه با $1/\lambda$ کوچک باشد، احتمال وقوع یک واپاشی در تمامی نمونه در یک فاصله زمانی کوچک dt برابر است با dt/t . احتمال عدم واپاشی در فاصله زمانی متناهی ($t \ll 1/\lambda$)

با همان استدلالی که منتهی به معادله (۴-۲) شد، برابر است با $(1 - dt/t)^{1/dt}$ ، بنابراین، احتمال عدم واپاشی در مدت زمان t ، ولی یک واپاشی در فاصله بین t و $t + dt$ برابر است با

$$\left[1 - \frac{dt}{t}\right]^{1/dt} \xrightarrow{dt \rightarrow 0} e^{-\lambda t} \frac{dt}{t} \quad (4-6)$$

این عبارت، توزیع فاصله‌های زمانی بین واپاشیهای پیاپی را می‌دهد و حاکی از این است که فاصله‌های زمانی کوتاه، محتملتر از فاصله‌های زمانی بلند است.

بالعکس، در فاصله‌های زمانی مساوی مکرر، تعداد هسته‌هایی که در یک نمونه معین وا می‌پاشد باید دارای افت و خیزهای آماری حول محتملترین مقدار متوسط باشد (با چشم - پوشی از کاهش نمونه در اثر واپاشی). می‌توان نشان داد^۳ که اگر محتملترین تعداد تجزیه در فاصله زمانی t_1 مساوی N_1 باشد، تقریباً با احتمال ۶۸ درصد تعداد واقعی واپاشیها بین $N_1 - \sqrt{N_1}$ و $N_1 + \sqrt{N_1}$ خواهد بود.

نیمه‌عمر $t_{1/2}$ واپاشی پرتوزا عبارت از فاصله زمانی است که در آن تعداد هسته‌ها به نصف مقدار اولیه‌اش کاهش می‌یابد [با معادله (۴-۳) مقایسه کنید].

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (4-7)$$

عمر متوسط τ عبارت از زمان متوسط بقا، یک هسته پرتوزاست. از روابط (۴-۳) و (۴-۴) داریم

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\int t dN}{\int dN} = \frac{\int_0^{\infty} t N_0 e^{-\lambda t} \lambda dt}{N_0} \\ &= \frac{1}{\lambda} \end{aligned} \quad (4-8)$$

واپاشی هر هسته پرتوزا با گسیل یک ذره واپاشی (پرتو آلفا، بتا یا گاما) صورت می‌گیرد. تعداد ذرات واپاشی (تابش) dN_r که در مدت زمان dt از نمونه‌ای شامل N هسته پرتوزا گسیل می‌شود، طبق رابطه (۴-۴) برابر است با

$$dN_r = -dN = \lambda N dt \quad (4-9)$$

آهنگ تولید ذرات واپاشی را فعالیت می‌نامند. طبق روابط (۴-۶) و (۴-۳) فعالیت برابر است با

$$\begin{aligned}\frac{dN_r}{dt} &= \lambda N \\ &= \lambda N_0 e^{-\lambda t} \\ &= \left(\frac{dN_r}{dt}\right)_0 e^{-\lambda t}\end{aligned}\quad (4-10)$$

واحدهای متداول فعالیت " عبارتند از کوری " (واپاشی بر ثانیه $10^6 \times 3.7 \times 10^4 = 1C$) و رانرفورد (واپاشی بر ثانیه $10^6 = 1R$). اگر یک ویژه هسته منفرد بتواند با بیش از یک فرایند وا بپاشد، مثلاً با گسیل آلفا و بتا، احتمال واپاشی افزایش می‌یابد. احتمالات مدهای واپاشی مختلف، جمع پذیرند زیرا امکان گسیل آلفا مستقل از امکان گسیل بتاست. در نمونه‌ای شامل N هسته، کاهش N در مدت زمان dt ناشی از هردو مد واپاشی است.

$$\begin{aligned}-dN &= dN_\alpha + dN_\beta \\ &= \lambda_\alpha N dt + \lambda_\beta N dt\end{aligned}\quad (4-11)$$

با انتگرال‌گیری داریم

$$N = N_0 e^{-(\lambda_\alpha + \lambda_\beta)t} = N_0 e^{-\lambda_{tot}t} \quad (4-12)$$

نسبت شاخه‌های برای واپاشی آلفا می‌نامیم. نیمه عمر تجربی برابر است با $(\ln 2)/\lambda_{tot}$.

فعالیت آلفا برابر است با

$$\begin{aligned}\frac{dN_\alpha}{dt} &= \lambda_\alpha N \\ &= \lambda_\alpha N_0 e^{-(\lambda_\alpha + \lambda_\beta)t}\end{aligned}\quad (4-13)$$

۴- بنا به قرارداد بین المللی پیشنهاد شده است که کوری را اختصاراً " با Ce یا Ci بنویسند تا با علامت کولن اشتباه نشود. در اینجا، نمادگذاری قدیمتر را به کار می‌بریم زیرا اشتباهی رخ نخواهد داد.

و عبارت مشابهی نیز برای فعالیت بتا تعریف می‌شود. واپاشی، با عامل $\lambda_\alpha + \lambda_\beta$ صورت می‌گیرد زیرا اگر حتی فقط واپاشی آلفا مشاهده شود، هیچ عاملی ویژه هسته را از گسیل بتا باز نمی‌دارد [معادله (۲-۳۸) مقایسه کنید].

۲-۴ ب) تولید رادیوایزوتوپ با بمباران هسته‌ای

فرض کنید نمونه‌ای از یک ماده را توسط نوترون بمباران کنیم و یک رادیوایزوتوپ با آهنگ دائم Q تولید شود.^۵ رادیوایزوتوپ حاصله با آهنگ λN واپاشی می‌یابد که در آن N تعداد هسته‌های پرتوزای موجود است. بنابراین، آهنگ تغییر خالص N عبارت است از

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N \quad (۴-۱۴)$$

با مرتب کردن، داریم

$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

یا

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda dt$$

با انتگرال‌گیری خواهیم داشت

$$Q - \lambda N = (Q - \lambda N)_{t=0} e^{-\lambda t} \quad (۴-۱۵)$$

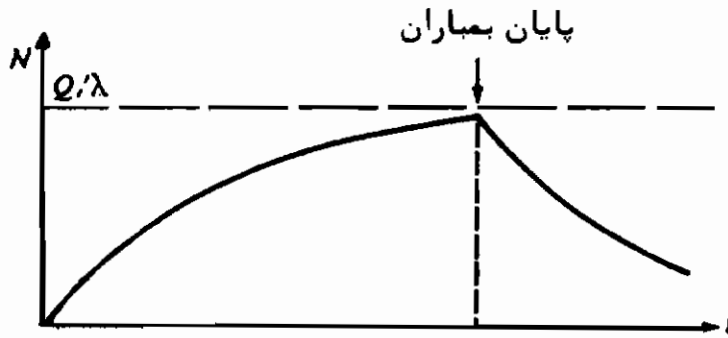
اگر $N_{t=0} = 0$ باشد، داریم

$$N = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (۴-۱۶)$$

به محض توقف بمباران، رادیوایزوتوپ طبق معادله (۴-۲) واپاشی می‌یابد. تعداد هسته‌های پرتوزا به صورت تابعی از زمان در شکل (۴-۱) رسم شده است. معمولاً ادامه بمباران برای مدتی طولانی‌تر از دو تا سه برابر نیمه عمر ارزشی ندارد چه تا این هنگام $\frac{3}{4}$ تا $\frac{7}{8}$ تعداد ماکزیمم

۵ - این مطلب می‌رساند که بمباران، ماده اولیه را چندان مصرف نمی‌کند؛ فرضی مناسب به جز در بمبارانهای با رآکتورهای با شار زیاد.

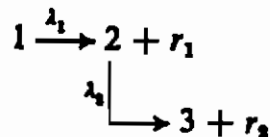
هسته‌های پرتوزا (Q/λ) به وجود می‌آیند. توجه کنید که فعالیت در خلال بمباران با λN داده می‌شود نه با $-dN/dt$.



شکل ۴-۱: تولید رادیوایزوتوپ توسط بمباران هسته‌ای.

۴-۲ ج) تولید رادیوایزوتوپ توسط واپاشی هسته مادر

فرض کنید هسته مادر ۱ با ثابت واپاشی λ_1 واپاشد و هسته دختر ۲ تابش r_1 را تولید کند، و هسته دختر نیز به نوبه خود با ثابت واپاشی λ_2 به هسته پایدار ۳ و تابش r_2 تبدیل شود



اگر N_1 ، N_2 و N_3 به ترتیب تعداد هسته‌های پرتوزای موجود در زمان همین باشند، داریم:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (۱۷-۴)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (۱۸-۴)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (۱۹-۴)$$

در محاسبه معادله (۱۸-۴) فقط کافی است بدانیم که هر هسته واپاشنده ۱ تولید یک هسته ۲ می‌کند. چون ۲ نیز پرتوزاست، خود نیز واپاشد.

اگر N_{10} تعداد اولیه هسته‌های ۱ باشد، از معادله (۴-۱۷) [ر. ک. معادله (۴-۳)] خواهیم داشت

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t} \quad (۴-۲۰)$$

با جایگزاری در معادله (۴-۱۸) داریم

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (۴-۲۱)$$

جواب کامل این معادله دیفرانسیل ناهمگن، شامل یک جواب عمومی معادله همگن

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0 \quad (۴-۲۲)$$

بعلاوه یک جواب خصوصی معادله اصلی (۴-۲۱) است. جواب عمومی معادله (۴-۲۲) عبارت است از

$$N_2 = Ce^{-\lambda_2 t} \quad (۴-۲۳)$$

که در آن C عدد ثابتی است که از روی شرایط اولیه به دست می‌آید. یک جواب خصوصی معادله (۴-۲۱) به شکل $N_2 = Ke^{-\lambda_1 t}$ را می‌توان امتحان کرد. با جایگزاری در معادله (۴-۲۱) داریم، بنابراین، جواب کامل معادله (۴-۲۱) عبارت است از

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + Ce^{-\lambda_2 t} \quad (۴-۲۴)$$

اگر در لحظه اول هسته‌های ۲ حضور نداشته باشند، می‌توان C را حساب کرد و به نتیجه زیر رسید

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (۴-۲۵)$$

با جایگزاری N_2 در معادله (۴-۱۹) و یک انتگرال‌گیری ساده داریم

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + C' \quad (۴-۲۶)$$

اگر در $t = 0$ ، $N_2 = 0$ باشد، ثابت C به دست می‌آید و خواهیم داشت

$$N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \quad (27-4)$$

۴-۲ د) موارد خاص

اگر در مثال قبل هستهٔ مادر (۱) در مقایسه با دختر (۲) کوتاه عمرتر باشد، یعنی $\lambda_1 > \lambda_2$ ، بعد از یک زمان طولانی ($t \gg 1/\lambda_1$) داریم

$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

به طوری که از معادله (۴-۲۵) خواهیم داشت

$$N_2 \approx \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (28-4)$$

بنابراین، واپاشی ۲ بعد از یک زمان طولانی فقط توسط نیمه عمر خودش تعیین می‌شود. این مطلب را به طور طرح وار در شکل (۴-۲ الف) نشان داده‌ایم.

اگر هستهٔ مادر ۱ نسبت به دختر ۲ عمر بیشتری داشته باشد، یعنی $\lambda_2 > \lambda_1$ ، بعد از یک زمان طولانی ($t \gg 1/\lambda_2$) داریم

$$N_2 \approx \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (29-4)$$

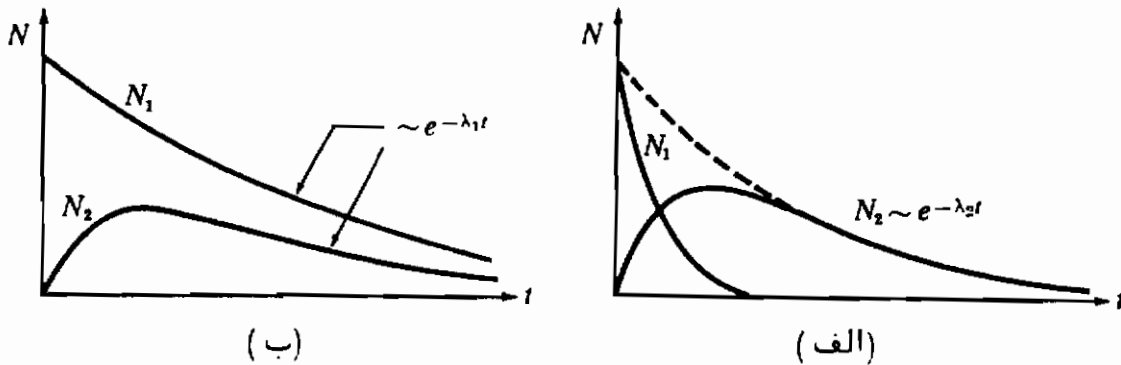
بنابراین واپاشی ۲ بعد از یک زمان طولانی توسط نیمه عمر ۱ تعیین می‌شود (مطابق شکل ۴-۲ ب). همچنین تحت این شرایط،

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (30-4)$$

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\text{فعالیت ۲}}{\text{فعالیت ۱}}$$

$$\approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (31-4)$$

این وضعیت را "تعادل گذرا می‌نامند. اگر $\lambda_1 \ll \lambda_2$ باشد، فعالیتها برابری و تعادل دیرپا حاصل می‌شود.



شکل ۴-۲: واپاشی یک دختر پرتوزا (الف) عمر مادر، کمتر (ب) عمر مادر، بیشتر

۴-۳ پهنای حالت‌های واپاشنده :

واپاشی خود بخود یک حالت هسته‌ای را می‌توان از دیدگاه مکانیک کوانتومی بررسی کرد. طول عمر متناهی یک حالت باعث بوجود آمدن یک عدم قطعیت در انرژی آن می‌شود. در هر آزمایش، انرژی دارای یک پاشیدگی، موسوم به پهنای، است که توسط معادله (۲-۱۶۳) داده می‌شود

$$\Gamma = \hbar \lambda = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4-22)$$

که در آن τ عمر متوسط حالت است [معادله (۴-۱۸)]. اکنون این عبارت را به دست می‌آوریم.

طول عمرهای متوسط نوعی فرایندهای واپاشی هسته‌ای، بین 10^{-16} ثانیه تا 10^{-16} سال است. حتی کوتاهترین طول عمر، چندین بار طولانیتر از زمان تناوب یک حرکت هسته‌ای نوعی است که از مرتبه زمان پیمایش ابعاد هسته (۲-۱۴۴)، یعنی تقریباً 10^{-22} ثانیه می‌باشد. لذا از این دیدگاه حالت هسته‌ای مورد بحث عملاً "پایدار است و می‌توان تابع موج آنرا به شکل (۲-۱۶) نوشت

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i(EV/\hbar)t} \quad (4-23)$$

که در آن λ به طور نمادی معرف تمام مختصات هسته‌ای و W انرژی کل (یا جرم) هسته است. اما به هر حال هسته وا می‌پاشد، و احتمال پیدا کردن آن در یک عنصر حجم مفروض باید طبق معادله (۳-۴) کاهش یابد، یعنی Ψ باید دارای خاصیت

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 = |\Psi(\mathbf{r}, t = 0)|^2 e^{-\lambda t} \quad (۳۴-۴)$$

باشد که در آن λ ثابت واپاشی است.

با جایگزاری معادله (۳۳-۴) در (۳۴-۴) مشاهده می‌کنیم که W باید یک کمیت مختلط باشد. اگر قسمت حقیقی آنرا E_0 بنامیم، از مقایسه معادلات (۳۳-۴) و (۳۴-۴) خواهیم داشت

$$W = E_0 - \frac{1}{2} i \hbar \lambda \quad (۳۵-۴)$$

یعنی

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i(E_0/\hbar)t - \lambda t/2} \quad (۳۶-۴)$$

بنابراین، یک حالت واپاشنده حالتی با یک انرژی معین E به شکل $\psi(\mathbf{r}) e^{-i(E/\hbar)t}$ نیست. با این وجود، می‌توان آنرا به صورت یک برهم‌نهی از حالت‌هایی که انرژی‌های E ی آنها اندکی باهم متفاوت است نشان داد که هر کدام دارای یک دامنه متفاوت $A(E)$ می‌باشند.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i(E/\hbar)t} dE \quad (۳۷-۴)$$

با به کار بردن روش‌های آنالیز فوریه، می‌توان نشان داد که انرژی‌های E حول یک انرژی متوسط E_0 با پاشیدگی حدود $\hbar \lambda$ توزیع می‌شوند. با مساوی قرار دادن معادلات (۳۶-۴) و (۳۷-۴)، می‌توان $A(E)$ را از رابطه

$$e^{-\lambda t/2} = \int_{-\infty}^{\infty} A(E) e^{-i[(E-E_0)/\hbar]t} dE \quad (۳۸-۴)$$

محاسبه کرد. بنابر قضیه فوریه^۶، هر تابع خوش‌رفتار $f(t)$ را می‌توان به صورت زیر نمایش داد

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \int_{-\Omega}^{\Omega} e^{-i\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t'} f(t') dt' \quad (۳۹-۴)$$

با اعمال این فرمول بر تابع $e^{-\lambda t/2 - i(E_0/\hbar)t}$ خواهیم داشت

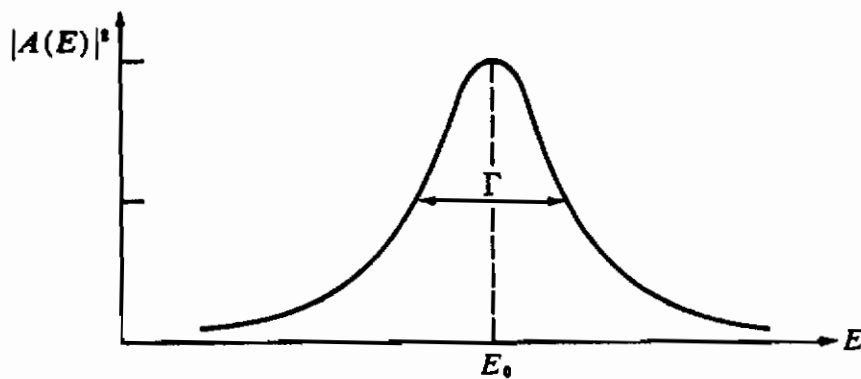
$$A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} e^{i((E-E_0)/\hbar - \lambda/2)t'} dt' \\ = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{E - E_0 + i\hbar\lambda/2} \quad (40-4)$$

که در آن فرض کرده‌ایم که سیستم واپاشنده در لحظه $t = 0$ بوجود آمده باشد. احتمال یافتن سیستم با یک انرژی مفروض E متناسب با قدر مطلق مربع دامنه $A(E)$ است

$$|A(E)|^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\hbar\lambda/2)^2} \quad (41-4)$$

این منحنی، که در شکل ۳-۴ نمایش داده شده است، دارای شکل لورنتسی است. قله آن در انرژی متوسط E_0 ، دارای پهنای Γ در نیم ارتفاع است که توسط معادله (۳۲-۴) داده می‌شود. با جایگذاری مقادیر عددی خواهیم داشت

$$\Gamma \text{ (in eV)} = 0.66 \times 10^{-15} / \tau \text{ (in sec)} \\ = 0.46 \times 10^{-15} / t_{1/2} \text{ (in sec)} \quad (42-4)$$



شکل ۳-۴: احتمال یافتن یک حالت واپاشنده با انرژی معین E . این حالت دارای پهنای $\Gamma = \hbar\lambda$ است که در آن λ ثابت واپاشی است.

که در آن، $t_{1/2}$ نیمه عمر حالت است.

۴-۴ واپاشی گامایی:

یک هسته را می توان به طرق مختلف به حالت های برانگیخته درآورد. مثلاً، واپاشی آلفا و بتا هسته را برانگیخته باقی می گذارد، و در بسیاری از واکنش های هسته ای، هسته های برانگیخته تولید می شوند.

یک هسته برانگیخته همواره می تواند با گسیل تابش الکترومغناطیسی یا تبدیل داخلی (ر.ک بخش ۴-۴ ه) به حالت کم انرژی تر واپاشد. در ساده ترین حالت، که در آن هردو تراز مورد نظر، حالت های تک پروتونی هستند^۷، واپاشی مشتمل است بر گذار پروتون از حالت بالاتر به حالت پایین تر. این، مانسته گذار یک الکترون برانگیخته در یک اتم از یک تراز بالاتر به یک تراز پایین تر است، که با گسیل امواج الکترومغناطیسی یا بیرون انداختن الکترون اوزه همراه است. به طور کلی، حالت های هسته ای، حالت های تک ذره ای نیستند (شکل ۲-۳ را ملاحظه کنید)، به طوری که در خلال واپاشی گاما، آرایش نوکلئونها به طرز پیچیده ای دگرگون می شود.

مظاهر اساسی گسیل امواج الکترومغناطیسی را می توان به کمک مفاهیم کلاسیک منبعت از معادلات ماکسول، درک کرد، ولی توجیه جزئیات دقیقتر آن به کمک مکانیک کوانتومی میسر است. اختلاف بین تکانه های زاویه ای و پاریمته های نسبی حالت های هسته ای شرکت کننده در گذار، نقش قاطعی در تعیین احتمال گذار بازی می کنند. این مطلب را بعد از توضیح مختصری در باره انرژی تحول مورد بحث قرار خواهیم داد.

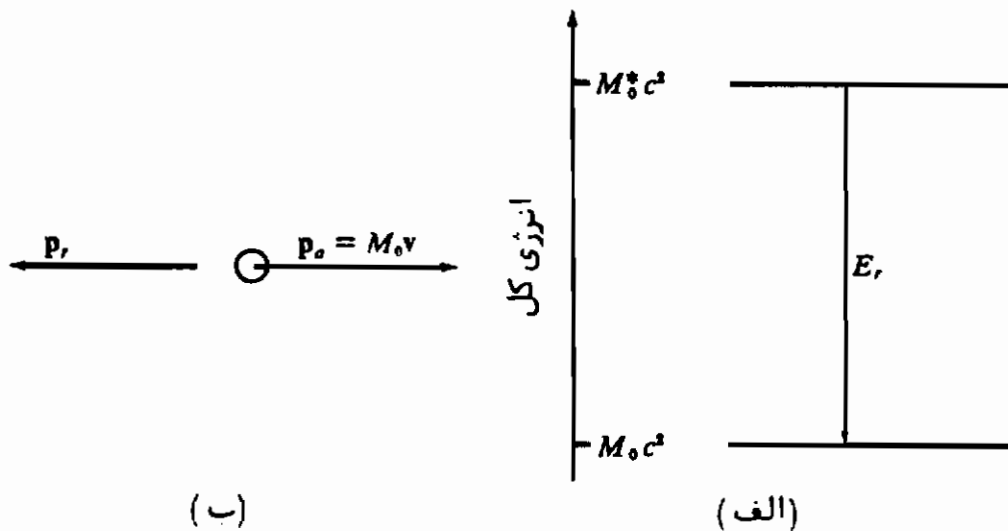
۴-۴ الف) سینماتیک واپاشی گامایی

اگر هسته برانگیخته اولیه دارای جرم سکون M_0^* و حالت نهایی دارای جرم سکون M_0 باشد پایستگی انرژی و تکانه (شکل ۴-۴) ایجاب می کند

$$M_0^* c^2 = M_0 c^2 + E_\gamma + T_0 \quad (4-43)$$

۷- در مانستگی با الکترو دینامیک کلاسیک انتظار داریم که فقط ذرات باردار باید تشعشع کنند. در واقع گذارهای نوترونی نیز می توانند تولید تشعشع کنند زیرا: اولاً پروتونها در هسته مجبور به تغییر مکان هستند تا مرکز جرم ثابت بماند، ثانیاً نوترونها نیز مانند پروتونها، به علت داشتن گشتاورهای مغناطیسی تشعشع می کنند.

$$0 = p_r + p_a \quad (4-44)$$



شکل ۴-۴: واپاشی گامایی در یک هسته (الف) نمودار انرژی. (ب) نمودار تکانه

که در آن

$$E_r, p_r = \text{انرژی و تکانه پرتو گاما}$$

$$T_a, p_a = \text{انرژی جنبشی و تکانهٔ پسرزنی هسته نهایی}$$

تندی پسرزنی هسته به قدری کم است که برای محاسبه T_a می‌توان از فرمول‌های غیرنسبیتی [معادلات (۱-۲) و (۳-۲)] استفاده کرد.

$$\begin{aligned} T_a &= \frac{p_a^2}{2M_0} \\ &= \frac{p_r^2}{2M_0} \\ &= \frac{E_r^2}{2M_0 c^2} \end{aligned} \quad (4-45)$$

اگر، نوعاً، $E_r = 2 \text{ Mev}$ و $A = 50$ باشد،

$$\begin{aligned} T_a &= \frac{2^2}{2 \times 50 \times 930} \text{ Mev} \\ &\approx 40 \text{ ev} \end{aligned}$$

این مقدار در اغلب موارد قابل چشم پوشی است^۸. بنابراین، انرژی پرتو گاما برابر است با

$$E_r \approx (M_0^* - M_0)c^2 \quad (4-46)$$

۴-۴-ب) ثابت واپاشی در واپاشی گامایی

واپاشی گامایی توسط یک هسته برانگیخته، درست مانند واپاشی یک اتم برانگیخته، مستلزم مدتی صرف وقت است. نیمه عمرهای حالت‌های اتمی برانگیخته نوعاً "برای الکترون‌های ظرفیت، حدود 10^{-8} ثانیه و برای حالت‌های حفره‌ای، که بعد از بیرون انداخته شدن الکترون از یک لایه الکترونی داخلی به وجود می‌آید، حدود 10^{-15} ثانیه است. حالت‌های برانگیخته هسته‌ای دارای نیمه عمرهایی از 10^{-16} ثانیه تا بیش از ۱۰۰ سال برای گسیل گاما می‌باشند. این نیمه عمرها را می‌توان به‌طور تقریبی براساس ملاحظات نیمه کلاسیک برآورد کرد. از معادلات ماکسول می‌توان نشان داد که یک بار نقطه‌ای شتابدار ϵ با آهنگ:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (4-47)$$

اشعه الکترومغناطیسی تابش می‌کند (تمام کمیتها برحسب یگا‌های الکتروستاتیکی) ، که در آن $a = (a_x^2 + a_y^2 + a_z^2)^{1/2}$ شتاب بار است. این فرمول در مورد یک توزیع بار گسترده صادق نیست زیرا در این حال باید اثرات تداخلی را در نظر گرفت. جهت ارائه یک مدل از فرایند گسیل، فرض می‌کنیم که بار تشعشع کننده (الکترون در اتم، پروتون در هسته) با یک حرکت هماهنگ ساده نوسان کند.

۸- اگر M_0 معرف جرم حالت پایه باشد و پرتو گامای با انرژی E_r جهت تحریک هسته دیگری از همان ویژه هسته به کار برده شود، ماگزیم انرژی برانگیختگی که می‌توان به آن رسید $M_0^* - 2T_0$ است؛ زیرا هسته دوم نیز، چون اغلب ترازهای مقید هسته‌ای دارای پهنایی کمتر از ۱ eV هستند، (ر. ک. معادلات ۴-۶۹)، حالت M_0^* نمی‌تواند برانگیخته شود مگر اینکه اتلاف انرژی مربوط به پس زنی را با حرکت دادن منبع یا هدف، برای کسب انرژی مناسب توسط انتقال دوپلر انرژی پرتو گاما، جبران کنیم.

۹- اگر واپاشی ذره‌ای بتواند صورت بگیرد (ر. ک. بخش ۲-۶)، نیمه عمرهای حالت‌های هسته‌ای می‌تواند به همان کوتاهی برآورد (۲-۱۴۴)، یعنی، 10^{-22} ثانیه باشد.

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (4-48)$$

همراه با معادلات مشابهی برای y و z . منطقی است که دامنه‌ها را طوری انتخاب کنیم که در

$$x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \approx R^2 \quad (4-49)$$

R شعاع اتم یا هسته است در این صورت

$$a \approx R\omega^2 \cos \omega t \quad (4-50)$$

با جایگزاری در معادله (۴-۴۷) ، میانگین انرژی تابش شده در چندین دوره تناوب از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} \approx \frac{e^2 R^2 \omega^4}{3c^3} \quad (4-51)$$

$$\cdot (\cos^2 \omega t)_{\text{ave}} = \frac{1}{2}$$

اگرچه این عبارت از معادلات کلاسیک به دست می‌آید ، معذالک باید در نظر داشت که تابش الکترومغناطیسی به صورت کوانتوم صورت می‌گیرد . برای رفتن از نظریه کلاسیک به نظریه کوانتومی ، فرض می‌کنیم هر فوتون در فاصله زمانی متوسط τ گسیل شود . به این ترتیب ، آهنگ متوسط گسیل انرژی از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ave}} = \frac{h\nu}{\tau} \quad (4-52)$$

که در آن τ عمر متوسط واپاشی گاما است ($\tau = 1/\lambda_\gamma$) . τ یک هادله (۴-۸) . ثابت واپاشی λ_γ را با طول موج تابش الکترومغناطیسی λ_γ اشتباه نکنید . با جایگزاری در معادله (۴-۵۱) و توجه به اینکه $\omega = 2\pi\nu$ داریم

$$\lambda_\gamma \approx \frac{e^2 R^2 E_\gamma^3}{3\hbar^4 c^3} \quad (4-53)$$

جرم ذره گسیلنده در این عبارت وارد نمی‌شود . با به کار بردن این فرمول در مورد یک اتم ($R \approx 10^{-8}$ cm) که فوتون 1-ev گسیل می‌کند، و در مورد یک هسته ($R \approx 5 \times 10^{-13}$ cm) که فوتون 1-Mev گسیل می‌کند ، برای اتم داریم

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2 (10^{-9})^2 (1.60 \times 10^{-12})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4 (3 \times 10^{10})^3} \approx 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 7 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

و برای هسته

$$\lambda_\gamma \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2 (5 \times 10^{-13})^2 (1.60 \times 10^{-6})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4 (3 \times 10^{10})^3} \approx 2 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 3 \times 10^{-16} \text{ sec}$$

اگرچه نیمه‌عمرهای اتمی، در واقع، از مرتبهٔ بزرگی مقدار محاسبه شده‌اند و بعضی از نیمه‌عمرهای هسته‌ای به همان کوتاهی مقدار برآورد شده می‌باشند، معذالک گسترهٔ وسیع نیمه‌عمرهای هسته‌ای واقعی برای گسیل گاما نشان می‌دهد که بعضی آثار مهم را در عبارت (۴-۵۳) منظور نکرده‌ایم.

۴-۴-ج) اثرات مکانیک کوانتومی

قبلاً متذکر شده‌ایم که در سیستم‌های اتمی و هسته‌ای مکان یک ذره مفهوم مشخصی ندارد، زیرا نمی‌توان آنرا بدون آشفتگی زیاد سیستم، تعیین کرد (اصل عدم قطعیت هایزنبرگ). فقط احتمال یافتن ذره در یک عنصر حجم خاص $dx dy dz$ ، یعنی $\Psi^* \Psi dx dy dz$ را می‌توان تعیین کرد. در بخش (۲-۲ج) نشان دادیم که برای پتانسیل‌های مستقل از زمان، این کمیت مستقل از زمان است.

وقتی یک سیستم، امواج الکترومغناطیسی گسیل می‌کند، تحت تاثیر یک پتانسیل وابسته به زمان است که توسط میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی نوسان‌کننده، که سیستم در آنها غوطه‌ور است، به وجود می‌آید، بنابراین، کمیت $\Psi^* \Psi$ دیگر مستقل از زمان نیست [معادلهٔ (۴-۳۴) را ملاحظه کنید]. در فرمول‌بندی کوانتومی فرایند گسیل^۱، که سیستم را از حالت اولیه i به یک حالت نهایی f می‌برد، پی می‌بریم که مختصهٔ مکانی x را باید توسط یک عنصر "ماتریس انتقال" جایگزین کنیم

$$\int \Psi_f^* x \Psi_i dx dy dz + \text{c.c.} = \left[\int \psi_f^* x \psi_i dx dy dz \right] e^{i[(E_f - E_i)/\hbar]t} + \text{c.c.} \\ = x_{if} e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad (۴-۵۴)$$

که در آن شرط کوانتومی $\hbar\omega = E_f - E_i$ را منظور داشته‌ایم و x_{fi} یک نماد اختصاری برای عنصر ماتریسی (مستقل از زمان) داخل کروشه است. حروف c.c. به معنای مختلط همیوگ عبارت قبلی است. عبارت مربوط به احتمال انتقال، شبیه معادله (۴-۵۳) است

$$\lambda_f = \frac{4e^2(|x_{fi}|^2 + |y_{fi}|^2 + |z_{fi}|^2)E_f^3}{3\hbar^4 c^3} \quad (4-55)$$

حائز اهمیت است که بعضی از خواص یک عنصر ماتریسی نوعی

$$x_{fi} = \int \psi_f^* x \psi_i dx dy dz \quad (4-56)$$

را مورد بحث قرار دهیم. اولاً، این عنصر ماتریسی، که از لحاظ فیزیکی یک کمیت مشاهده‌پذیر است،^{۱۱} نمی‌تواند به سیستم مختصات به کار رفته بستگی داشته باشد این عنصر باید همان مقداری را که مختصات چپگرد دارد در یک سیستم راستگرد نیز داشته باشد، یا به عبارت دیگر باید نسبت به عمل پاریته، یعنی $z \rightarrow -z$, $y \rightarrow -y$, $x \rightarrow -x$ ناوردا بماند (بخش ۲-۲ ح). حال، اگر حالت‌های i و f دارای یک پاریته باشند (بخش ۲-۲ ح را ببینید)، از معادله (۴-۵۹) ملاحظه می‌کنیم که تحت عمل پاریته

$$x_{fi} \rightarrow -x_{fi} \quad (4-57)$$

بنابراین x_{fi} باید صفر شود. چون همین استدلال برای y_{fi} و z_{fi} نیز صادق است، طبق معادله (۴-۵۵) باید $\lambda_f = 0$ باشد. این اولین مثال از یک قاعده^{۱۲} گزینش است. یک قاعده^{۱۳} گزینش معمولاً شرطی را بیان می‌دارد که برای وقوع یک فرایند مفروض، لازم است. در اینجا، شرط مورد نظر آن است که حالت‌های i و f باید دارای پاریته متضاد باشند تا واپاشی گاما که توسط عنصر ماتریسی (۴-۵۶) توصیف می‌شود، اتفاق بیفتد (چه در این صورت تحت عمل پاریتی $x_{fi} \rightarrow -x_{fi}$). اگر پاریته را با π مشخص کنیم، شرط فوق به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\pi_f = -\pi_i \quad (4-58)$$

۱۱- در مورد ساده (۴-۵۵) فقط قدر مطلق مربع عنصر ماتریس، مشاهده‌پذیر است، اما در وضعیت‌های دیگر خود عنصر ماتریسی را می‌توان تعیین کرد.

برحسب اتفاق، حتی اگر پاریمته‌های z و f متضاد هم باشند، x عنصر ماتریسی (۴-۵۶) صفر می‌شود مگر اینکه تکانه‌های زاویه‌ای I_1 و I_2 حالتها طوری باشند که از لحاظ برداری به اندازه برداریکه تکانه زاویه‌ای (البته به واحد β_i) با یکدیگر اختلاف داشته باشند، یعنی

$$(۴-۵۹) \quad 0 \text{ یا } I_1 - I_2 = \pm 1, \text{ مضافاً اینکه گذار } I_2 = I_1 = 0 \text{ ممنوع است}$$

لزوم تغییر بردار تکانه زاویه‌ای در حین گسیل گاما را می‌توان به‌طور کلاسیک درک کرد. تشعشع الکترومغناطیسی، گسیل شده از یک بار نوسان‌کننده از نوع (۴-۴۸)، مقداری تکانه زاویه‌ای با خود حمل می‌کند؛ این بدان معناست که اگر تشعشع توسط یک کره بزرگ، جاذب کامل، و توخالی که بار نوسان‌کننده در مرکز آن قرار دارد جذب شود، کره مقداری تکانه زاویه‌ای کسب می‌کند. طبق محاسبات کلاسیک، مبتنی بر معادلات ماکسول، سیستم تابش‌کننده با آهنگ پیوسته‌ای تکانه زاویه‌ای از دست می‌دهد. محاسبات کوانتومی، از طرف دیگر، نشان می‌دهد که تغییر تکانه زاویه‌ای باید با گامهای گسسته صورت بگیرد. [این اختلاف در فرایند گسیل انرژی نیز رخ می‌دهد. معادله ۴-۵۲ را ملاحظه کنید].

۴-۴ د) طبقه‌بندی واپاشیهای گامایی

از بحث قبل چنین به نظر می‌رسد که هیچ واپاشی گامایی نمی‌تواند بین ترازهای هسته‌ای رخ دهد مگر اینکه شرایط بسیار محدودکننده (۴-۵۸) و (۴-۵۹) را برقرار سازند. اما تمام محاسبات، مبتنی بر این فرض بود که تشعشع الکترومغناطیسی توسط یک بار نقطه‌ای متحرک ایجاد شود. درحقیقت، هسته یک توزیع بار گسترده است که در آن جریانهایی، ناشی از حرکت‌های مداری واسپین نوکلئونها، برقرار است. از اینرو، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی تولید شده در یک گذار، بسیار پیچیده‌تر از آن است که از رابطه (۴-۴۷) نتیجه می‌شود. در محاسبات کلاسیک، به‌طریق زیر عمل می‌کنیم: توزیع "بار-جریان" واقعی را بر حسب "گشاورهای چندقطبی" تجزیه می‌کنیم که هر یک دارای ابعاد معینی است. برای یک توزیع بارهای ایستای e_i که در (x_i, y_i, z_i) جایگزیده‌اند، گشاورهای چندقطبی برای یک گشاور از مرتبه L دارای ابعاد $\sum_i e_i x_i^L$ می‌باشند. مثلاً، اگر $L=0$ باشد، $\sum_i e_i$ معرف بار کل است. به‌ازای $L=1$ ، $\sum_i e_i x_i$ معرف یک مؤلفه از گشاور دوقطبی الکتریکی سیستم است. اگر ذرات علاوه بر بار الکتریکی، حامل گشاورهای مغناطیسی نیز باشند، می‌توان توزیع آهنربايشرا هم برحسب گشاور مغناطیسی چندقطبی بسط داد.

وقتی بارها نوسان می‌کنند، هر گشتاور چند قطبی یک طیف میدان مغناطیسی و الکتریکی خاص خود را گسیل می‌دارد (به جز گشتاور مربوط به $L = 0$). میدانهای گسیل شده را می‌توان اولاً بر حسب مرتبه گشتاور گسیلنده و ثانياً بر حسب اثر عمل پاریته گروه‌بندی کرد. بنا به قرارداد، معمولاً از "تشعش چند قطبی مغناطیسی و الکتریکی" صحبت می‌کنیم، هر چند که عموماً رابطه ساده‌ای با میدانهای چند قطبی ایستا وجود ندارد. مثلاً تشعش دو قطبی الکتریکی، که توسط رابطه (۴-۴۸) مشخص می‌شود، یک میدان الکتریکی گسیل می‌کند که تحت عمل پاریته تغییر علامت می‌دهد، در حالی که تشعش دو قطبی مغناطیسی که، مثلاً به وسیله یک جریان حلقوی نوسان‌کننده تولید می‌شود، تغییر علامت نمی‌دهد (شکل ۴-۵ را ملاحظه کنید. ۱۲).

اگرچه در یک مساله تشعش کلاسیک، ویژگی پاریته دارای اهمیت خاصی نیست، ولی در واپاشی گاما بین حالت‌های هسته‌ای از اهمیت شایان توجهی برخوردار است. در واقع، اگر تشعش چند قطبی خاص، بین حالت اولیه i و حالت نهایی f ، تغییر پاریته π_f را تولید کند، پایستگی پاریته ایجاب می‌کند که

$$\pi_i = \pi_f \pi_r \quad (۴-۶۰)$$

به‌طور تجربی دریافته‌اند که در واپاشیهای الکترومغناطیسی این قاعده گزینش با دقت بسیار زیاد پیروی می‌شود.

با محاسبات مکانیک کوانتومی^{۱۳} دریافته‌اند که هر گشتاور چند قطبی از مرتبه L_r تشعشی تولید می‌کند که حامل تکانه زاویه‌ای L_r/\hbar است، به‌طوری که پایستگی گشتاور زاویه‌ای ایجاب می‌کند که

$$I_i = I_f + L_r \quad (۴-۶۱)$$

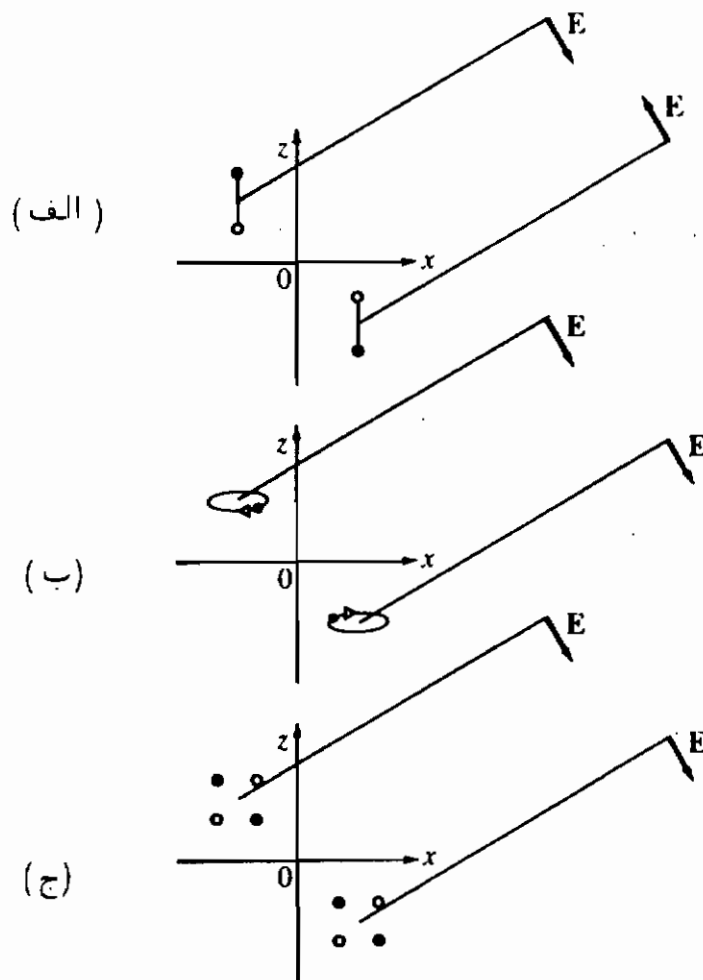
تغییر پاریته π_r مستقیماً به L_r بستگی دارد، و

$$\pi_r = (-1)^{L_r} \quad \text{— برای تشعش دو قطبی الکتریکی،} \quad (۴-۶۲)$$

$$\pi_r = -(-1)^{L_r} \quad \text{— برای تشعش دو قطبی مغناطیسی،}$$

در جدول (۴-۱) طبقه‌بندی چند نوع تشعش متداول آورده شده است. ملاحظه می‌کنیم که تشعش مورد بحث در بخش (۴-۴ ج) تشعش $E1$ است.

۱۲- شکل (۴-۵) فقط طرح‌وار است. برای اطلاع بیشتر ر. ک. De Benedetti، ۱۹۶۴، بخش



شکل ۴-۵: اثر عمل باربسته بر میدان الکتریکی E که طبق نظریه کلاسیک توسط
 الف) یک دو قطبی الکتریکی، ب) یک دو قطبی مغناطیسی، ج) یک چهار قطبی
 الکتریکی، گسیل می شود^{۱۴}.

جدول ۴-۱: طبقه‌بندی تشعشع گاما

نام	علامت اختصاری	L_p	π_p
دوقطبی الکتریکی	$E1$	1	-1
دوقطبی مغناطیسی	$M1$	1	+1
چهارقطبی الکتریکی	$E2$	2	+1
چهارقطبی مغناطیسی	$M2$	2	-1
هشت قطبی الکتریکی	$E3$	3	-1

اگر چه ممکن است این طبقه‌بندی پیچیده به نظر برسد، اما با توجه به اینکه عملاً در یک گذار معین معمولاً یک یا حداکثر دو تشعشع چندقطبی حائز اهمیت است، این مطلب بسیار ساده می‌شود؛ علت این است که در عبارت مربوط به احتمال گذار گاما، یعنی

$$\lambda_p = \lambda_p(E1) + \lambda_p(M1) + \lambda_p(E2) + \dots \quad (4-63)$$

بعضی از جمله‌ها توسط قواعد گزینش (۴-۶۰) حذف می‌شوند، و برای بقیه، ثابت واپاشی چندقطبی از کمترین مرتبه معمولاً با ضریبی حدود 10^2 تا 10^4 ، از تمام چندقطبیهای دیگر بیشتر است. در جدول (۴-۲) قواعد گزینش (۴-۶۱) و (۴-۶۲) را در مورد بعضی مثالهای خاص به‌کار برده‌ایم.

جدول ۴-۲: مثالهایی از واپاشیهای گاما

مد واپاشی برتر	حالت نهایی	حالت اولیه
$E2^\ddagger$	0^+	2^+
$M1^\ddagger$	0^+	1^+
$E1^\ddagger$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$
$M1$	2^+	2^+
$M4$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$
بدون واپاشی گامایی	0^+	0^+

† گشتاور زاویه‌ای کل و پاریته هر حالت داده شده است.

‡ تنها مد واپاشی ممکن برای این گذار

پیش‌بینی‌های نظری ثابت‌های واپاشی فقط تقریبی هستند، زیرا توابع موج‌هسته‌ای که وارد عناصر ماتریس انتقال می‌شوند، نظیر (۴-۵۶)، فقط به‌طور تقریبی معلومند. برای یک گذار تک-پروتونی که در آن حالت نهایی یک حالت s است، وایسکوف^{۱۵} تخمین زده‌است که برای هسته‌ای به شعاع R ، داریم

$$\lambda_\gamma(EL_r) \approx S \frac{e^2}{\hbar \lambda_r} \left(\frac{R}{\lambda_r} \right)^{2L_r} \quad (۴-۶۴)$$

و

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 10 \left(\frac{\hbar}{M_p c R} \right)^2 \lambda_\gamma(EL_r) \quad (۴-۶۵)$$

که در آن S یک ضریب آماری و M_p جرم پروتون است.

$$S = \frac{2(L_r + 1)}{L_r [1 \times 3 \times 5 \cdots (2L_r + 1)]^2} \left(\frac{3}{L_r + 3} \right)^2 \quad (۴-۶۶)$$

λ_r طول موج تشعشع الکترومغناطیسی تقسیم بر 2π است. از رابطه (۲-۲)، داریم

$$\lambda_r(\text{in F}) = \frac{197}{E_r(\text{in Mev})} \quad (۴-۶۷)$$

بنابراین، مقادیر نوعی R/λ_r تقریباً برابر $\frac{1}{4}$ است ($R = 5F, E_r = 1 \text{ Mev}$) به‌طوری‌که، حتی بدون ضریب S ، چندقطبی‌هایی که به اندازه یک واحد در مرتبه‌شان باهم اختلاف دارند با ضریب 10^{-3} در آهنگ واپاشی با یکدیگر فرق می‌کنند. علاوه بر این، S برای هر مرتبه، با ضریبی حدود 10^{-2} کاهش می‌یابد^{۱۶}؛ با فرض $R = 1.2A^{1/3} F$

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 0.3A^{-1/3} \lambda_\gamma(EL_r) \quad (۴-۶۸)$$

به‌طوری‌که تشعشع چندقطبی مغناطیسی کم احتمال‌تر از تشعشع چندقطبی الکتریکی از همان مرتبه است. معذالک توجه کنید که چون هارپته آنها برطبق رابطه (۴-۶۲) با یکدیگر فرق دارد، هرگز هردو باهم نمی‌توانند اتفاق بیفتند.

۱۵ — Blatt and Weisskopf, 1952, p. 627.

۱۶ — R. D. Evans, 1955, p. 214.

شکل (۴-۶) نتایج روابط (۴-۶۴) و (۴-۶۵) را برای هسته‌ای با $A = 55$ نشان می‌دهد. در واقع برای $L_p = 1$ ، رابطه (۴-۶۴) عملاً همان نتیجه‌ای را می‌دهد که از برآورد نیمه کلاسیک (۴-۵۳) به دست می‌آید. همچنین می‌توان روابط (۴-۶۴) و (۴-۶۵) را جهت برآورد پهنای‌های و پاشی گاما (بخش ۴-۳) به کار برد. با Γ_γ بر حسب eV و E_γ بر حسب MeV داریم

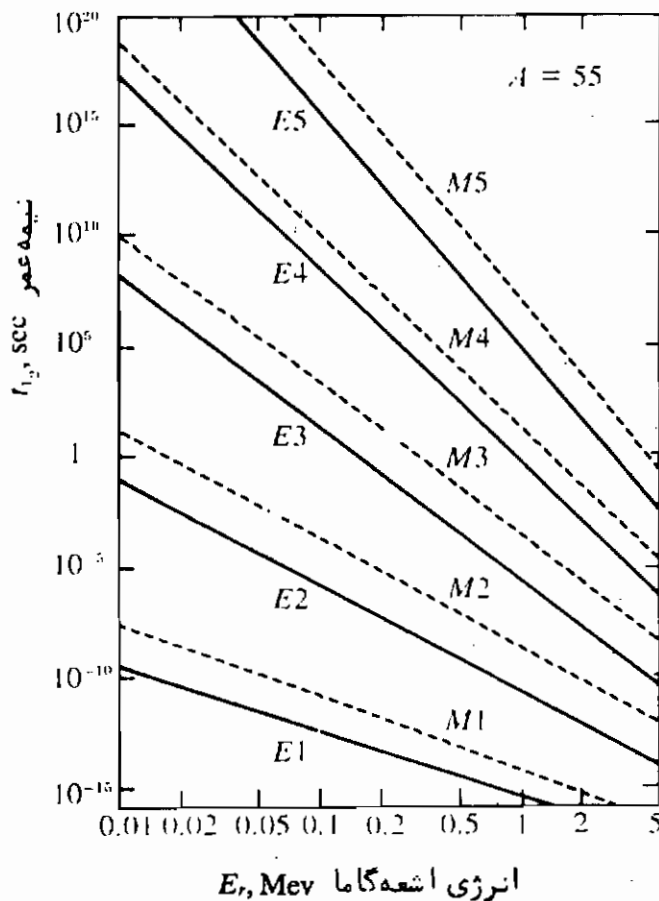
$$\Gamma_\gamma(E1) = 0.068 E_\gamma^3 A^{\frac{1}{2}}$$

$$\Gamma_\gamma(M1) = 0.021 E_\gamma^3$$

$$\Gamma_\gamma(E2) = 4.9 \times 10^{-8} E_\gamma^5 A^{\frac{1}{2}} \quad (4-69)$$

$$\Gamma_\gamma(M2) = 1.5 \times 10^{-8} E_\gamma^5 A^{\frac{1}{2}}$$

$$\Gamma_\gamma(E3) = 2.3 \times 10^{-14} E_\gamma^7 A^2$$



شکل ۴-۶: نیمه عمر برای گسیل چند قطبی پرتوگاما برطبق تخمین (۴-۶۴) و (۴-۶۵) و ایسکوف برای هسته‌های با $A = 55$ *

* A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, and R. Van Lieshout, "Nuclear Spectroscopy Tables," North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1959, as adapted by Burcham, 1963.

در شکل‌های (۷-۴) و (۸-۴) برخی طول عمرهای متوسط تجربی τ را با برآوردهای وایسکوف (۶۴-۴) و (۶۵-۴) مقایسه کرده‌ایم. در اغلب موارد عمر متوسط بیش از مقدار برآورده شده است^{۱۷}. یک گروه استثنایی توسط گذارهای E_2 ، که در نواحی اعداد نوکلئونی بین لایه‌های بسته بطور قابل ملاحظه‌ای سریعتر از مقادیر پیش بینی شده هستند، تشکیل می‌شود. این مطلب را می‌توان بر اساس مدل تجمعی (بخش ۲-۵ د) درک کرد؛ زیرا هسته‌های نوسان‌کننده و چرخنده باعث یک حرکت همدوس از چندین نوکلئون می‌شوند. بنابراین این، باید در ثابت واپاشی (۶۴-۴) به جای e مقدار $2(ne)$ را وارد کنیم، که در آن n تعداد موثر نوکلئونهایی است که به‌طور همدوس حرکت می‌کنند. همچنین راه‌های دیگری نیز برای بیان اثر همدوسی وجود دارد، بخصوص ثابت واپاشی E_2 ی یک هسته تغییر شکل یافته را می‌توان به‌گستاور چهارقطبی الکتریکی ایستای آن مربوط کرد.

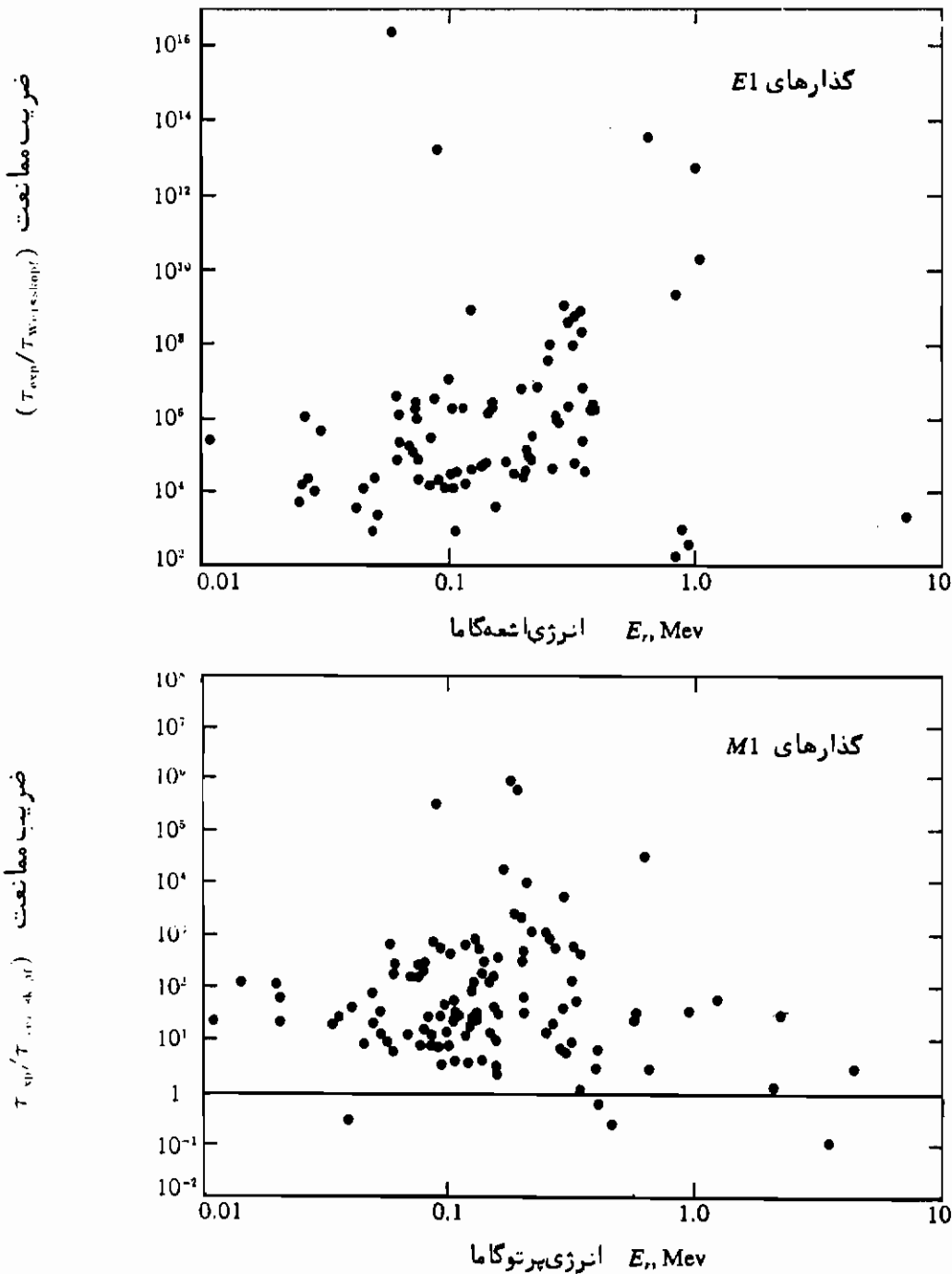
۴-۴) تبدیل داخلی

وقتی یک یا چند نوکلئون در هسته خود را در اثنای گذاری از یک حالت اولیه به حالت نهایی جابجا می‌کنند، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی برای مدت زمان بسیار کوتاهی آفریده می‌شوند و می‌توانند فرایند دیگری موسوم به تبدیل داخلی ایجاد کنند. در این حالت انرژی هسته‌ای ($E_i - E_f$) مستقیماً به یک الکترون اتمی منتقل می‌شود و آنرا با انرژی جنبشی.

$$T_e = E_i - E_f - E_B \quad (۷۰-۴)$$

بیرون می‌اندازد، که در آن E_B انرژی بستگی الکترون در لایه اتمی است که الکترون از آن بیرون انداخته شده است. (از انرژی پس زنی اتم در این رابطه صرف‌نظر شده است). اگر چه معادله (۷۰-۴) شبیه معادله (۴۹-۳) از اثر فوتوالکتریک خارجی است، ولی تبدیل داخلی یک اثر فوتوالکتریک داخلی نیست، بلکه فرایند دیگری است که به‌وسیله آن هسته می‌تواند علاوه بر گسیل گاما انرژی برانگیختگی خود را آزاد کند. علت این امر آن است که تبدیل داخلی توسط میدان کولنی (وابسته به زمان) تولید می‌شود که دارای یک راستای شعاعی است.

۱۷- این را با ضریب معانعت، که در شکل (۷-۴) برای گذارهای E_1 و M_1 نشان داده شده است، بیان می‌کنند. ضریب معانعت عبارتست از نسبت $\frac{\text{تجربی}}{\text{تئوری}}$ که در آن τ عمر متوسط واپاشی گاما ($= 1/\lambda_\gamma$) است.

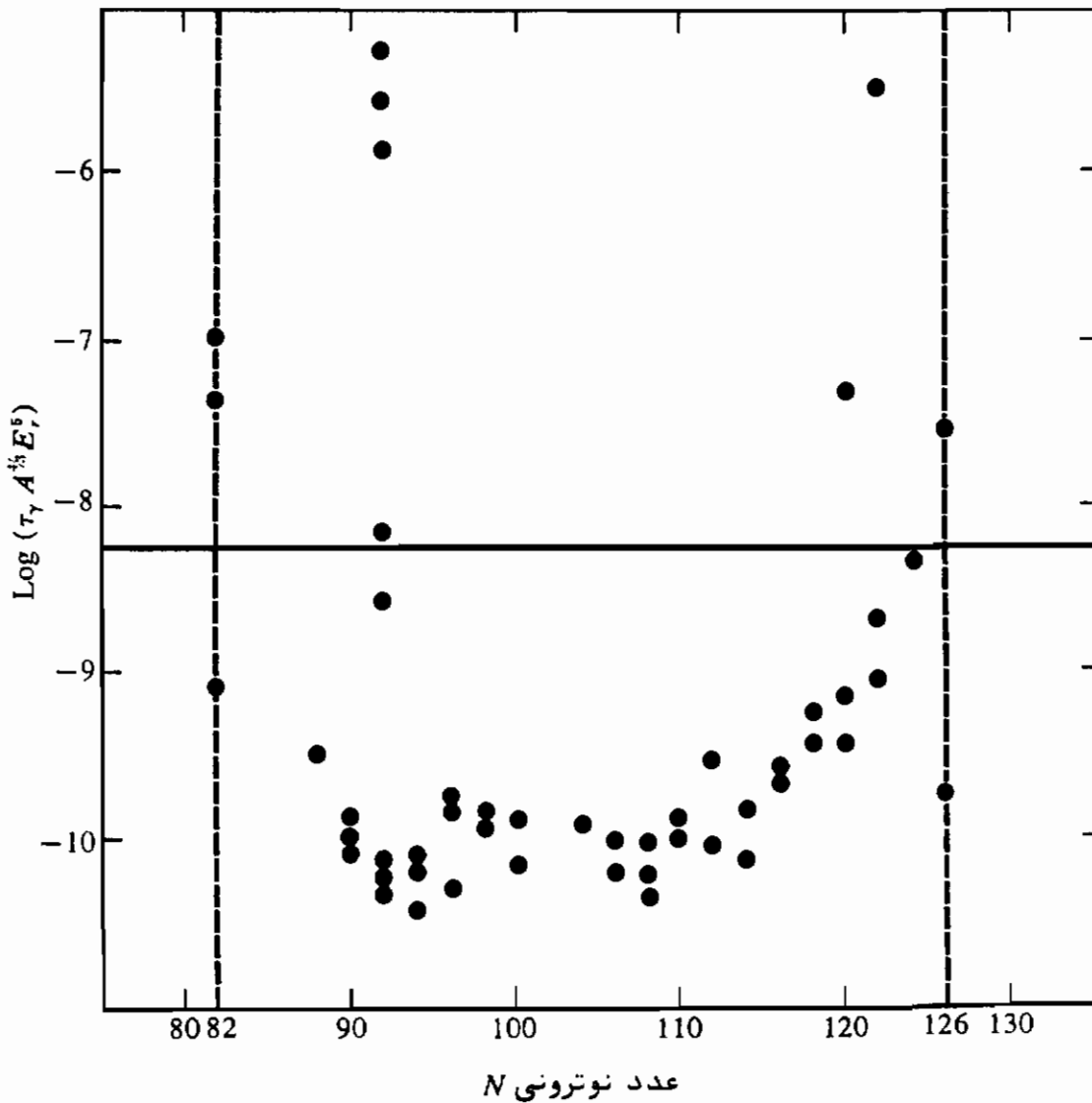


شکل ۴-۷ مقایسه طول عمرهای متوسط تجربی برای واپاشی گاما با برآوردهای وایسکوف [معادلات ۴۰-۶۴ و ۴۵-۶۵] بر حسب انرژی پرتو گاما. نسبت نیمه عمرها را ضریب ممانعت می نامند. منحنی بالایی برای گذارهای E1 و منحنی پایینی برای گذارهای M1 است.^{۱۸}

۱۸ — N. B. Gove, Beta and Gamma Transition Probabilities, in N. B. Gove and R. L. Robinson, (eds.), "Nuclear Spin and Parity Assignments," Academic Press Inc., New York, 1966.

گسیل گاما ناشی از میدانهای الکتریکی و مغناطیسی عرضی است. مولفه‌های میدان متفاوتی در دو فرایند وارد می‌شود و از این رو فرایندها مستقل از یکدیگرند. پس ثابت واپاشی کل برای برانگیختگی حالت عبارت است از

$$\lambda_{tot} = \lambda_{\gamma} + \lambda_e \quad (4-71)$$



شکل ۴-۸: عمر متوسط کاهش یافته پرتوگاما برای گذارهای چهارقطبی الکتریکی برحسب عدد نوترونی؛ برآورد وایسکوف (۴-۶۴) مربوط به خط افقی نشان داده شده است.^{۱۹}

۱۹ — W. M. Currie, "E2 Mean-Lives in Even-Even Nuclei," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 2, 1962.

که در آن λ_e احتمال واپاشی توسط تبدیل داخلی است و λ_p در قسمت‌های گذشته برآورد شده است. بسته به منشأ الکترون‌های بیرون انداخته شده، λ_p را می‌توان به احتمال واپاشی برای گسیل K ، L ، M ، ... تجزیه کرد

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \dots \quad (4-72)$$

از لحاظ تجربی، این فرایندها را می‌توان براساس انرژیهای متفاوت الکترونهای گسیل شده از یکدیگر تمیز داد.

اگرچه محاسبات ثابت واپاشی مطلق λ_e با اشکالاتی مشابه با اشکالات محاسبه ثابت واپاشی گامای λ_p مواجه است ولی نسبت

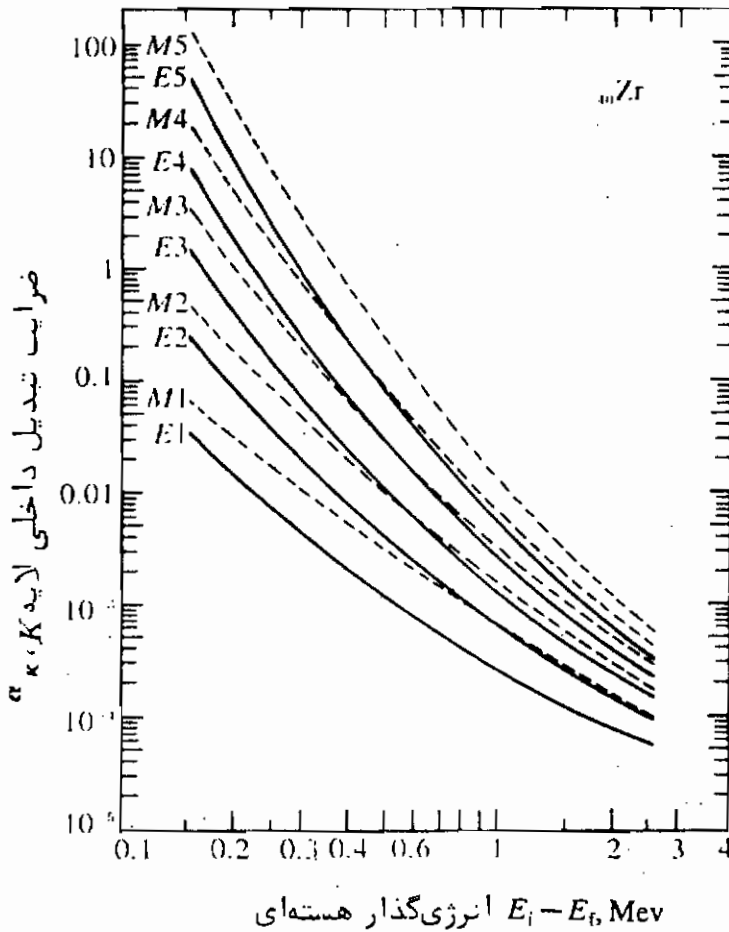
$$\frac{\lambda_e}{\lambda_p} = \alpha \quad (4-73)$$

راه که ضریب تبدیل نامیده می‌شود، می‌توان با تقریب چند درصد محاسبه کرد. اهمیت تبدیل داخلی در مطالعات مربوط به ساختار هسته در این واقعیت نهفته است که به ازاء یک اختلاف انرژی مفروض ($E_i - E_f$) و عدد اتمی Z هسته واپاشنده، ضریب تبدیل محسوساً به نوع و مرتبه قطبیت گذار الکترومغناطیسی متناظر بستگی دارد. این ضریب تابعی صعودی نسبت به L_p و Z و تابعی نزولی از ($E_i - E_f$) است. مقادیر نوعی یک ضریب تبدیل K یعنی $\alpha_K = \lambda_K/\lambda_p$ در شکل (۴-۹) نشان داده شده است.

اگرچه واپاشی گاما بین دو حالت هسته‌ای با اسپینها و پاریته‌های $0^+ \rightarrow 0^+$ ممنوع است، معذالک واپاشی توسط تبدیل داخلی می‌تواند رخ دهد. گذارهایی از نوع $0^+ \rightarrow 0^+$ فقط می‌توانند با گسیل دو فوتون رخ بدهند، مع دالک هنوز آشکار نشده‌اند.

تبدیل داخلی همیشه با یک فرایند ثانوی همراه است، زیرا در اثر آن اتم به یک حالت برانگیخته با انرژی E_B در می‌آید. این انرژی توسط پرتوهای x یا الکترونهای اوزه (بخش ۴-۳ را ملاحظه کنید) آزاد می‌شود.

برای انرژیهای گذار $E_i - E_f \geq 2m_0c^2$ ، که در آن m_0 جرم سکون الکترون است، واپاشی می‌تواند با ایحاد یک زوج الکترون - پوزیترون نیز رخ بدهد. مانند تبدیل داخلی، این تولید زوج داخلی نیز یک مد واپاشی اضافی است که شامل انتقال مستقیم انرژی واپاشی به الکترونهای مجازی با انرژی منفی است (ر. ک. شکل ۲-۲۳). احتمال این فرایند در مقایسه با واپاشی گاما تقریباً 10^{-3} است. در مورد گذارهای $0^+ \rightarrow 0^+$ ، اگر انرژی واپاشی به قدر کافی زیاد باشد، این فرایندها می‌توانند بر تبدیل داخلی برتری داشته باشند.



شکل ۴-۹: ضرایب تبدیل داخلی لایه K برای $Z = 40$ برحسب انرژی گذار 20° .

۴-۴ (و) اطلاعاتی از ساختار هسته با استفاده از واپاشی گامایی

مطالعه‌ای واپاشی گامایی مفید بودن مدل‌های هسته‌ای را تأیید می‌کند. بخصوص، مدل لایه‌ای تک‌ذره‌ای راهنمای خوبی برای درک احتمال واپاشی است. چون واپاشی را رویه‌م افتادگی فضایی نواح موج اولیه و نهایی تعیین می‌کند [ر. ک. مثلاً عبارت (۴-۵۶)]. جزئیات دقیق از توابع موج ظاهر می‌شوند. در حال حاضر، تمام این جزئیات روشن نیست و اساس تحقیقات آینده را تشکیل می‌دهد. در موارد معدود، از هسته‌هایی که یک نوکلئون از هسته‌های مرموز مضاعف کمتر دارند، این امکان وجود داشته است که ناشی‌های واپاشی تجربی را با استفاده از نظریه‌های موجود به دست آورید. همچنین، برای هسته‌های تغییر شکل یافته دائمی، احتمال و اساسی بین حالت‌های دورانی (بخش ۲-۵ د) بحوی شناخته شده است.

۴-۵ واپاشی آلفایی :

پرتوزایی آلفا برای مدت زمانی طولانی مورد بررسی قرار گرفته است زیرا مواد پرتوزای طبیعی که منجر به کشف پرتوزایی شدند (بکرل، ۱۸۹۶) گسیلنده‌های آلفا بودند (کوری، راترفورد). از نقطه نظر ساختار هسته‌ای، واپاشی آلفا معرف واپاشی ذره از یک تراز هسته‌ای مجازی است (شکل ۲-۲۹) و می‌تواند به عنوان نمونه‌ای از این پدیده مورد بررسی قرار گیرد. در مطالعه واکنش‌های هسته‌ای (بخش ۵-۵) بار دیگر با این نوع واپاشی سروکار خواهیم داشت. همانطور که ذیلاً بطور مفصل اثبات خواهیم کرد، اغلب ویژه هسته‌های با $A > 150$ نسبت به واپاشی آلفا ناپایدارند. برای ویژه هسته‌های سبکتر، احتمال واپاشی آلفا بسیار کم است. با کاهش انرژی واپاشی، ثابت واپاشی بطور نمایی کاهش می‌یابد و نزدیک $A=150$ ، انرژی واپاشی عملاً صفر است (شکل ۴-۱۱) ویژه هسته‌های نزدیک $N=82$ مستثنی هستند زیرا آثار لایه‌ای ایجاد انرژی واپاشی اضافی می‌کنند. در اطلاعات تجربی پیرامون واپاشی آلفا، چند روند منظم مشهود است اولاً، وابستگی انرژی واپاشی به A (یا Z یا N) عادی است مگر در نزدیکی اعداد مرموز. این روند منطبق بر فرمول نیمه تجربی جرم است^۱ (بخش ۲-۴). ثانیاً، برای ویژه هسته‌های با Z مفروض و ویژه برای هسته‌های زوج-زوج، نیمه عمر یک تابع هموار از انرژی واپاشی است. این رابطه، سازوکار واپاشی را منعکس می‌کند. ثالثاً، طیفهای انرژی ذرات آلفا اطلاعاتی در باره طرح ترازهای هسته‌های مادر یا دختر به دست می‌دهند.

۴-۵ الف) سینماتیک واپاشی آلفایی

اگر هسته مادر M دارای جرم هسته‌ای M_M و هسته دختر D دارای جرم هسته‌ای M_D باشد، پایستگی انرژی و تکانه ایجاب می‌کند (شکل ۴-۱۰ را ملاحظه کنید)

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_D + M_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (4-74)$$

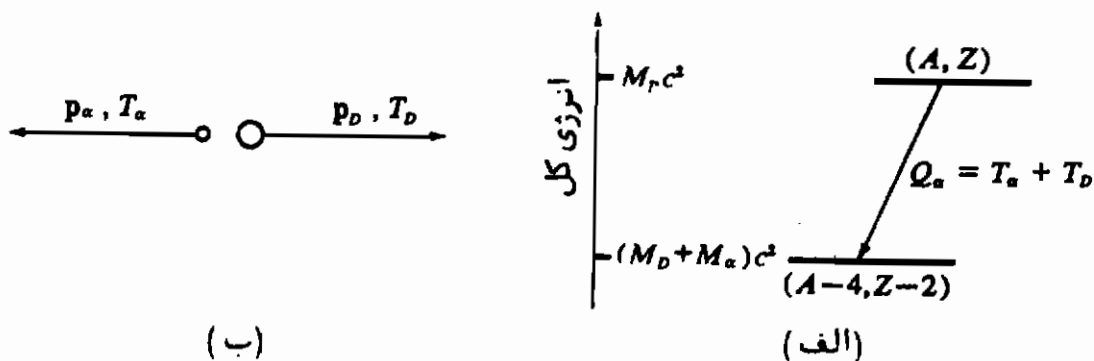
$$0 = p_D + p_\alpha \quad (4-75)$$

که در آن

$M'_\alpha =$ جرم هسته‌ای ذره آلفا .

$T_\alpha, p_\alpha =$ انرژی جنبشی و تکانه ذره آلفا .

$T_D, p_D =$ انرژی جنبشی پس زنی و تکانه هسته دختر .



شکل ۴-۱۰: واپاشی آلفایی یک هسته . (الف) نمودار انرژی . (ب) نمودار تکانه

چون معمولاً در جدولها جرمهای اتمی به جای جرمهای هسته‌ای مندرج است، بهتر است جرمهای الکترونیهای اتمی و انرژیهای بستگی آنها را به دوطرف معادله (۴-۷۴) اضافه کنیم

$$M_P c^2 = (M_D + M_\alpha) c^2 + T_D + T_\alpha \quad (۴-۷۶)$$

بنا به تعریف "انرژی واپاشی" Q_α برابر است با مجموع انرژیهای جنبشی :

$$Q_\alpha = T_D + T_\alpha \quad (۴-۷۷)$$

از معادله (۴-۷۶) نتیجه می شود که Q_α همچنین برابر است با اختلاف بین جرمهای اولیه و نهایی

$$Q_\alpha = [M_P - (M_D + M_\alpha)] c^2 \quad (۴-۷۸)$$

ویژگی این واپاشی ، و نیز واکنشهای هسته‌ای ، این است که مقادیر Q را می توان توسط طیف نمایی ذرات ، یعنی اندازه گیریهای انرژی جنبشی ، یا توسط طیفسنجی جرم به دست آورد . از اینرو هویت مقادیر اندازه گیری شده Q ، پایستگی و هم ارز بودن جرم - انرژی ، که معادله (۴-۷۶) مبتنی بر آن است ، را نشان می دهد .

انرژیهای جنبشی T_D و T_α کم هستند به طوری که می توان عبارتهای غیرنسبیتی را برای محاسبه آنها به کار برد .

$$\begin{aligned}
 T_D &= \frac{p_D^2}{2M_D} \\
 &= \frac{p_\alpha^2}{2M_D} \\
 &= \frac{M_\alpha}{M_D} T_\alpha \quad (79-4)
 \end{aligned}$$

انرژی جنبشی پس زنی T_D ، برخلاف آنچه که در واپاشی گامایی دیدیم، قابل چشم‌پوشی نیست. با جایگزاری معادله (79-4) در (77-4) داریم

$$\begin{aligned}
 Q_\alpha &= \frac{M_D + M_\alpha}{M_D} T_\alpha \\
 &\approx \frac{A}{A-4} T_\alpha \quad (80-4)
 \end{aligned}$$

که A عدد جرمی هسته مادر است. انرژی جنبشی ذره آلفا T_α همیشه کمتر از انرژی واپاشی Q_α است.

از نکات فوق روشن است که واپاشی آلفایی نمی‌تواند رخ دهد مگر اینکه Q_α مثبت باشد. با توجه به معادله (119-2) و تعریف مربوط به انرژی جدایی آلفا (S_α) از معادله (78-4) ملاحظه می‌کنیم که

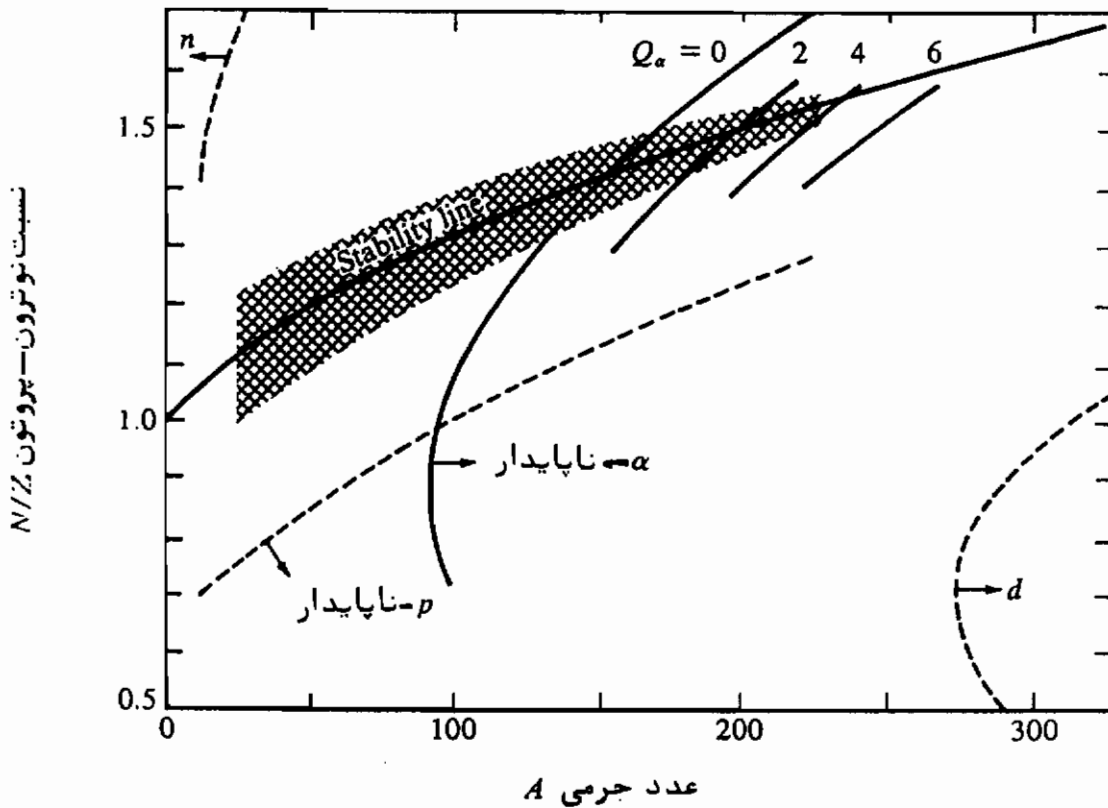
$$Q_\alpha = -S_\alpha \quad (81-4)$$

از اینرو می‌توان Q_α را به انرژیهای بستگی کل هسته‌ها توسط معادله (121-2) مربوط ساخت.

$$Q_\alpha = B_{\text{tot}(D)}(A-4, Z-2) + B_{\text{tot}(\alpha)}(4,2) - B_{\text{tot}(P)}(A,Z) \quad (82-4)$$

با جاگذاری معادله نیمه تجربی انرژی بستگی (127-2)، نواحی پایدار نسبت به گسیل آلفا که در شکل (11-4) نشان داده شده است، مشخص می‌شود. برای هسته‌های پایدار، $Q_\alpha > 0$ در صورتی مثبت می‌شود که $A > 150$ باشد. منحنی‌های نشان داده شده، آثار لایه‌ای را دربر ندارند، معذالک از معادله (82-4) ملاحظه می‌شود که وقتی هسته دختر $(A-4)$ و $(Z-2)$ مرموز است، یعنی، انرژی بستگی زیادی دارد، انرژی واپاشی آلفایی مخصوصاً زیاد است. بالعکس، هرگاه هسته مادر مرموز باشد، انرژی واپاشی مخصوصاً پایس است. این موضوع را در شکل 4-12 به نحو بارزی نمایش داده‌ایم. مثلاً به‌ازای $N_D = 126$ مقدار Q_α زیاده و

بهازاء $N_p = 126$ مقدار Q_α کم است. همچنین برای $Z_D = 82$ ، مقدار Q_α زیاد است، برای $Z_p = 82$ ، مقدار Q_α منفی است واپاشی آلفایی وجود ندارد^{۲۲}. همچنین در ناحیهء خاکبهای کمیاب، به علت این آثار لایه‌ای، برای ویژه‌هسته‌های با $N_D \geq 82$ واپاشی آلفایی دیده می‌شود.



شکل ۴-۱۱: محدوده‌های پایداری پیش‌بینی شده توسط فرمول نیمه تجربی جرم. برای مقادیر مختلف Q_α (بر حسب Mev)، محدوده‌های پایداری نشان داده شده است. ناحیهء هسته‌های زوج-زوج که نسبت به گسیل بتا پایدار است را توسط هاشورهای متقاطع نشان داده‌ایم. محدوده‌های پایداری برای گسیل n, p و d (به ترتیب، توسط هسته‌های با N فرد، با Z فرد، و فرد-فرد) نیز داده شده‌اند^{۲۳}.

۲۲- مقادیر منفی Q_α در شکل (۴-۱۲)، که فقط شامل انرژیهای مشاهده شده واپاشی است، نشان داده نشده‌اند.

۲۳- G. C. Hanna. Alpha Radioactivity, in E. Segrè, (ed.), "Experimental Nuclear Physics," vol 3, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1959.

با مراجعه مجدد به شکل (۴-۱۱)، متذکر می‌شویم که تمام منحنی‌ها مربوط به حالت‌های پایه هسته‌های مورد نظرند. حالت‌های به قدر کافی "برانگیخته" هسته می‌توانند در هر ناحیه‌ای از Z و A ذرات آلفا گسیل دارند، زیرا به‌ازای مقادیر به اندازه کافی بزرگ M_p طرف راست معادله (۴-۷۸) را می‌توان همیشه مثبت کرد.

شکل (۴-۱۱) همچنین نواحی ناپایدار نسبت به گسیل نوترون، پروتون و دوترون را، که توسط فرمول نیمه تجربی جرم پیش بینی شده است، نشان می‌دهد. ملاحظه می‌کنیم که حالت‌های پایه هسته‌های واقع در نزدیکی خط پایداری (بخش ۲-۴ ج) در مقابل این مدهای واپاشی پایدار است. علت اینکه واپاشی آلفایی رخ می‌دهد بزرگی استثنایی مقدار $B_{tot(\alpha)} (= 28.3 \text{ Mev})$ است، که اجازه می‌دهد Q_α در معادله (۴-۸۲) برای ناحیه خاصی از Z و N در نزدیکی خط پایداری مثبت باشد.

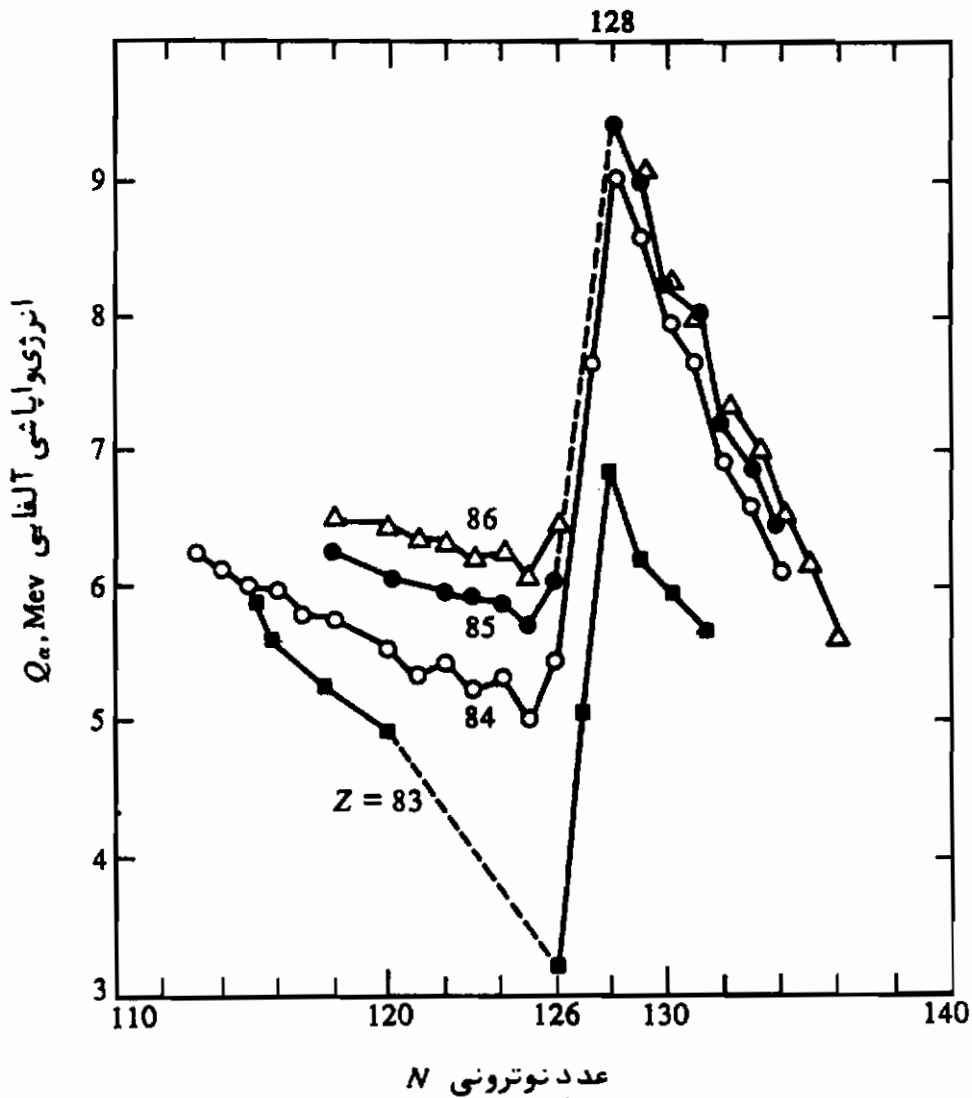
۴-۵ ب) ثابت واپاشی در واپاشی آلفایی

اولین شناسایی روندهای منظم در ثابت واپاشی برای واپاشی آلفایی توسط گایکرونوتال (۱۹۱۱) انجام پذیرفت. آنها رابطه‌ای خطی بین لگاریتم ثابت واپاشی و لگاریتم برد ذرات آلفای حاصل از یک زنجیر واپاشی طبیعی مفروض، پیدا کردند. از آن هنگام تا کنون معلوم شده است که این رابطه مبتنی بر سیستماتیک انرژی واپاشی و طول عمر است و فقط برای گستره محدودی از ویژه هسته‌ها معتبر است. آزمایش‌های اخیر نشان می‌دهند که برای واپاشی‌های حالت پایه بین ویژه هسته‌های زوج-زوج رابطه زیر، که ذیلاً آنرا به دست خواهیم آورد، برقرار است

$$\log t_{\frac{1}{2}} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}} \quad (۴-۸۲)$$

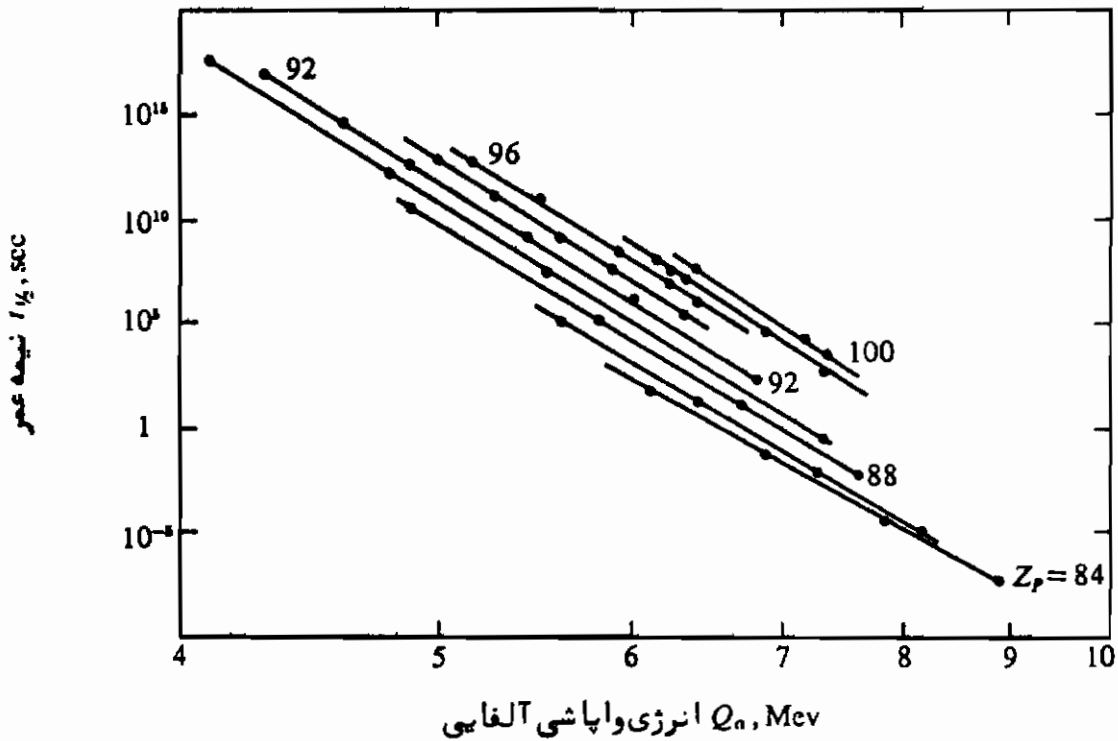
a و b توابعی از Z هستند. اگر Q_α بر حسب Mev و $t_{\frac{1}{2}}$ بر حسب ثانیه باشد، داریم ۲۴ .

$$\begin{aligned} a &\approx -1.61Z_D^{\frac{2}{3}} - 21.4 \\ b &\approx 1.61Z_D \end{aligned} \quad (۴-۸۴)$$

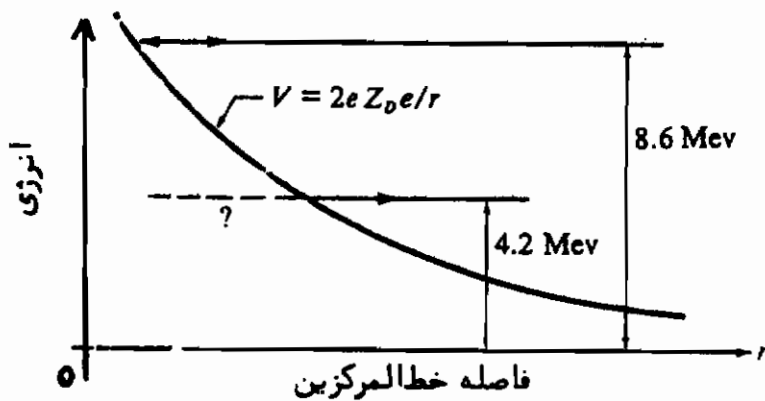


شکل ۴-۱۲ انرژیهای واپاشی آلفایی برحسب عدد نوترونی هسته مادر به ازاء اعداد پروتونی مختلف ۲۵.

شکل (۴-۱۳) برطبق معادله (۴-۸۳) و از روی اطلاعات موجود رسم شده است. برای واپاشیهای به حالت‌های برانگیخته یا برای واپاشیهای بین هسته‌های A -فرد (یا فرد-فرد)، معمولاً نیمه‌عمرها بیشتر از نیمه‌عمر هسته‌های زوج-زوج مجاور با همان انرژی واپاشی است. صریحی که نیمه‌عمر به آن اندازه بیشتر است را "ضریب معانعت" می‌نامند. البته، هر نظریه واپاشی آلفایی، ملزم به توضیح رابطه (۴-۸۳) و ضرایب معانعت است.



شکل ۴-۱۳: سیستماتیک نیمه‌عمر بر حسب انرژی واپاشی برای هسته‌های سنگین زوج-زوج. داده‌ها بر طبق معادله (۴-۸۳) رسم شده‌اند، یعنی محور عرضها لگاریتمی است، و محور طولها تغییرات $\sqrt{Q_{\alpha}}$ را مشخص می‌کند. نقاطی را که بدیک Z_p ی معین مربوطند با خطوط مستقیم بهم وصل کرده‌ایم ۲۶.



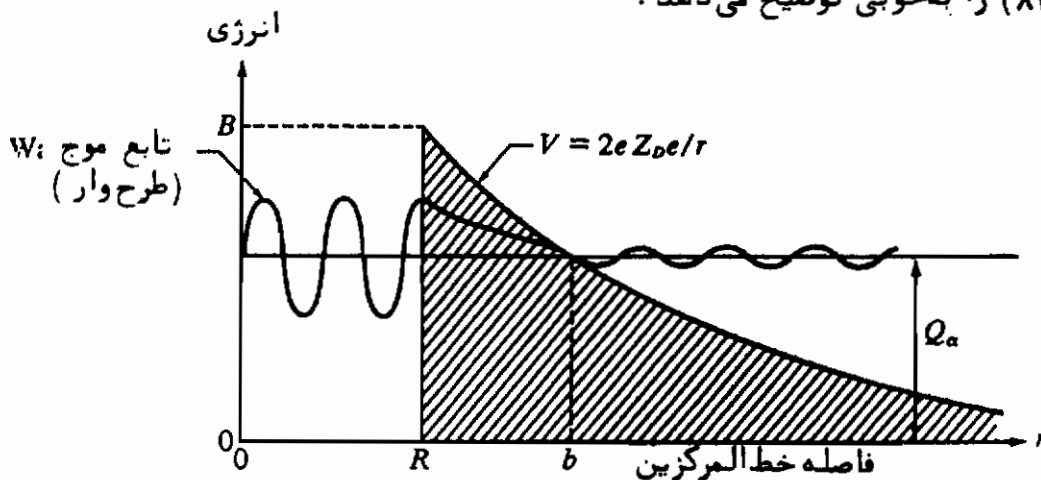
شکل ۴-۱۴: سد کولنی برای $Z = 90$ یا $Z = 92$. از نقطه نظر کلاسیکی نمی‌توان درک کرد چطور ذرات آلفای 4.2 Mev می‌توانند توسط ^{238}U گسیل شوند، در حالی که ثابت شده است سد کولنی بیش از 8.6 Mev می‌باشد ۲۷.

۲۶ — C. J. Gallagher and J. O. Rasmusson, *J. Inorg. Nucl. Chem.* 3: 333 (1957).

۲۷ — After Evans, 1955.

فیزیکدانهایی که سعی به توضیح گسیل آلفا، قبل از کشف مکانیک کوانتومی کردند، با مشکل زیر روبرو شدند. به عنوان مثال، معلوم شده بود که با آلفاهای 8.6-Mev هیچ اشکالی در قانون پراکندگی ذرات آلفای راترفورد بر روی ${}_{92}\text{U}^{238}$ پیش نمی آمد. (ر. ک. بخش ۱-۲ ب). از اینرو، تا فاصله معینی از هسته ${}_{92}\text{U}^{238}$ ، پتانسیلی که ذرات آلفا با آن مواجه می شوند، همان گونه که در شکل ۴-۱۴ نشان داده شده است، پتانسیل خالص کولنی است. با این همه، ${}_{92}\text{U}^{238}$ ذرات آلفای 4.2-Mev گسیل می دارد و ایجاد ${}_{90}\text{Th}^{234}$ می کند. از طرفی چون پتانسیل کولنی در U و Th چندان فرقی نمی کند، پس چگونه است که ذرات آلفا می توانند به بیرون هسته راه یابند، یعنی، از روی سد پتانسیلی که باید بیش از 8.6 Mev باشد عبور کنند؟

گاموف (۱۹۲۸) و گرنی و کیندن (۱۹۲۸)، "مستقلاً" توانستند جواب این سؤال را با یک محاسبه کوانتومی، که در زیر مورد بحث قرار خواهیم داده، پیدا کنند. آنها فرض کردند که ذره آلفا که در هسته وجود دارد، توسط یک پتانسیل هسته‌ای به شکل تقریبی (۴-۱۵) محبوس شده باشد. برای نشان دادن اثر کولنی در داخل هسته، فرض می شود که پتانسیل در داخل هسته صفر باشد. عمق دقیق پتانسیل در داخل هسته تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر نتیجه نهایی ندارد. هر چند که امروزه عقیده بر این است که به احتمال قوی ذرات آلفا از قبل در داخل هسته وجود ندارند، بلکه در ناحیه سطحی تشکیل می شوند. نظریه مذکور، معادله (۴-۸۳) را به خوبی توضیح می دهد.



شکل ۴-۱۵: سازرو کار واپاشی آلفایی بر طبق نظریه گاموف و گرنی و کیندن. ذره آلفا در داخل چاه پتانسیل حاصل از نیروهای کولنی و هسته‌ای وجود دارد. دامنه تابع موج آن در داخل چاه زیاد است، ولی احتمال کمی هم وجود دارد که ذره از سد پتانسیل بگذرد.^{۲۸}

از نقطه نظر نیمه کلاسیکی، احتمال واپاشی در واحد زمان (λ_p) برابر است با حاصلضرب تعداد برخوردهایی که ذره α با دیوارهٔ چاه پتانسیل محبوس‌کننده در واحد زمان انجام می‌دهد، در احتمال (P) نفوذ ذره از سد پتانسیل. با تقریب یک‌ضریب عددی کوچک، داریم

$$\lambda_p \approx \frac{v_{in}}{R} P \quad (۸۵-۴)$$

که در آن v_{in} تنیدی ذره α در داخل هسته است. در محدودهٔ کاربرد روش نیمه‌کلاسیک، تقریبهای مختلفی را می‌توان برای تخمین P به عمل آورد که ساده‌ترین آن معادلهٔ (۲-۱۰۶) است.

$$P \approx e^{-\gamma} \quad (۸۶-۴)$$

که γ از رابطهٔ (۲-۱۰۸) به دست می‌آید. اگر ze بار ذره α باشد، فرمول عمومی زیر را برای کاربردهای بعدی در نظر می‌گیریم

$$\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_R^b \left[2M_0 \left(\frac{zZ_D e^2}{r} - Q_\alpha \right) \right]^{1/2} dr \quad (۸۷-۴)$$

فاصلهٔ b در شکل (۴-۱۵) مشخص شده است. به علت آثار پیرزنی، جرم کاهش یافتهٔ ذره α (M_0) در این معادله ظاهر می‌شود (بخش ۲-۲ هـ)

$$M_0 = \frac{M_\alpha M_D}{M_\alpha + M_D} \quad (۸۸-۴)$$

انتگرال معادلهٔ (۴-۸۷) را می‌توان مستقیماً محاسبه کرد

$$\gamma = \frac{4zZ_D e^2}{\hbar v} [(\cos^{-1} \sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{1/2}] \quad (۸۹-۴)$$

که در آن v سرعت نسبی ذره α و هستهٔ دختر است. همچنین مطابق شکل داریم

$$y = R/b = Q_\alpha/B \quad (۹۰-۴)$$

آخرین تساوی را می‌توان از معادلات (۴-۹۱) و (۴-۹۲)، در زیر، نتیجه گرفت. ارتفاع سد کولنی B ، مطابق شکل (۴-۱۵)، از رابطه زیر به دست می‌آید

$$B = \frac{zZ_D e^2}{R} \quad (۹۱-۴)$$

و متذکر می‌شویم که با توجه به تعریف "نقطه برگشت" b (ر. ک. شکل‌های ۲-۶ و ۴-۱۵)

$$Q_\alpha = \frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{zZ_D e^2}{b} \quad (۹۲-۴)$$

برای سدهای ضخیم، یعنی $R \gg b$ یا $Q_\alpha \ll B$ می‌توان کرشه معادله (۴-۸۹) را بسط داد^{۲۹}

$$(\cos^{-1} \sqrt{y}) - \sqrt{y}(1-y)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2}\pi - 2\sqrt{y} \quad (۹۳-۴)$$

بنابراین

$$\gamma \approx \frac{2\pi z Z_D e^2}{\hbar v} - \frac{4}{\hbar} (2z Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} \quad (۹۴-۴)$$

با خلاصه کردن معادلات (۴-۸۵) (۴-۸۶) و (۴-۹۴) برای واپاشی آلفایی از طریق یک سد ضخیم، خواهیم داشت

$$\lambda_\alpha \approx \frac{v_{in}}{R} \exp \left[-\frac{4\pi Z_D e^2}{\hbar v} + \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (۹۵-۴)$$

با جایگذاری v از معادله (۴-۹۲)، ملاحظه می‌کنیم که شکل معادله (۴-۸۳) و وابستگی (۴-۸۴) به Z دوباره به دست می‌آید. یک افزایش در Z_D ، سد را ضخیم‌تر می‌کند و باعث کاهش λ_α خواهد شد. همچنین افزایشی در R ، ضخامت سد را کاهش داده و لذا λ_α را افزایش خواهد داد.

به منظور بی‌بردن به مرتبه بزرگی جمله‌های موجود در معادله (۴-۹۵)، آنرا برای ذرات آلفای 4.2-Mev از ${}_{88}^{238}\text{U}$ ، با چشم پوشی از آثار پس زنی، برآورد می‌کنیم. از معادله (۴-۹۲) داریم.

$$\begin{aligned} v &\approx \left(\frac{2 \times 4.2 \times 1.60 \times 10^{-8}}{4 \times 1.65 \times 10^{-24}} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 1.43 \times 10^9 \text{ cm/sec} \\ R &= 1.4(234)^{\frac{1}{2}} 10^{-13} \\ &= 8.6 \times 10^{-13} \text{ cm} \end{aligned}$$

چون برای پتانسیل مفروضی (شکل ۴-۱۵)، تنیدی v_{in} ذره در داخل هسته برابر سرعت آن در فاصله دور از هسته است.

$$\frac{v_{in}}{R} \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1} \quad (۹۶-۴)$$

جمله اول در قسمت نمایی معادله (۴-۹۵) برابر است با

$$\begin{aligned} \frac{-4\pi Z_D e^2}{\hbar v} &= \frac{-4\pi \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{1.05 \times 10^{-27} \times 1.43 \times 10^9} \\ &= -173 \end{aligned} \quad (۹۷-۴)$$

دومین جمله در قسمت نمایی برابر است با

$$\begin{aligned} \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} &= \frac{8}{1.05 \times 10^{-27}} [90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2 \times 4 \times 1.65 \times 10^{-24} \\ &\quad \times 8.6 \times 10^{-13}]^{\frac{1}{2}} \\ &= 83 \end{aligned} \quad (۹۸-۴)$$

بنابراین

$$P = e^{-90} \approx 10^{-39} \quad (۹۹-۴)$$

که مبین احتمال گذر بسیار کوچکی است که مشخصه واپاشی آن است. از ترکیب این معادله با معادله (۴-۹۶) داریم

$$\lambda_e \approx 1.7 \times 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{\frac{1}{2}} \approx 4.1 \times 10^{17} \text{ sec} = 1.3 \times 10^{10} \text{ years}$$

نیمه عمر تجربی $10^1 / 45$ سال است، که با توجه به تقریبهایی که برای سهولت در نظر گرفتیم به خوبی توافق دارد.

از معادله (۴-۹۱) می‌توان مقدار B را برآورد کرد

$$\begin{aligned} B &= \frac{2 \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{8.6 \times 10^{-13}} \text{ ergs} \\ &= 30 \text{ Mev} \end{aligned} \quad (۱۰۰-۴)$$

و از معادله (۴-۹۰) داریم

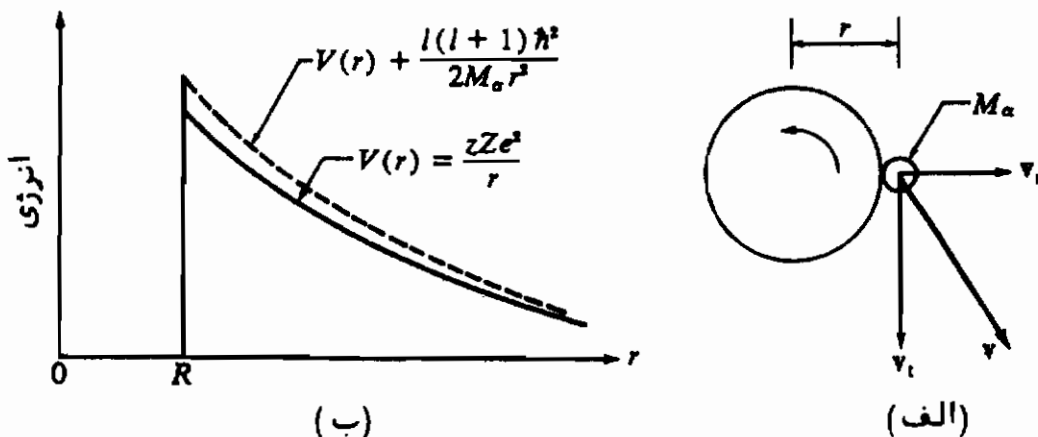
$$b = \frac{RB}{Q_\alpha} = \frac{8.6 \times 10^{-13} \times 30}{4.2} = 61 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (۴-۱۰۱)$$

در واقع این سد ضخیمی است و تقریب (۴-۹۳) را توجه می‌کند. از مقایسه معادله (۴-۹۵) با اطلاعات تجربی (شکل ۴-۱۳) می‌توان مقدار R را به دست آورد، زیرا λ_2 نسبت به R بسیار حساس است. از محاسبه (۴-۹۸) ملاحظه می‌کنیم که ۲ درصد تغییر در R ، مقدار λ_2 را با ضریب ۲ تغییر می‌دهد. داده‌های موجود با رابطه $R = R_0 A^{1/3}$ سازگار است و ایجاب می‌کند که R_0 بین $1/4$ و $1/5$ فر می‌باشد.

۴-۵ ج) ضرایب معانعت

نظریه‌ای که در بالا ارائه شد فقط مختص واپاشیهای حالت پایه بین هسته‌های زوج-زوج است، چه در این صورت ذره آلفا حامل هیچ تکانه زاویه‌ای نیست. اگر واپاشی از یک حالت برانگیخته هسته مادر به یک حالت برانگیخته هسته دختر اتفاق بیفتد (بخش ۴-۵ د)، عموماً یک تغییر تکانه زاویه‌ای ایجاد خواهد شد (ر. ک. شکل ۲-۲۸ برای یک تراز نوعی). این امر، بر روی ثابت واپاشی اثر می‌گذارد.

حتی به‌طور کلاسیک نیز می‌توان تجسم کرد که ذره آلفا هسته را به‌طریقی ترک می‌کند که هسته دختر تکانه زاویه‌ای به دست آورد. اگر، مطابق شکل (۴-۱۶ الف)، ذره آلفا



شکل ۴-۱۶: اثر تغییر تکانه زاویه‌ای در واپاشی آلفایی
 (الف) تعبیر کلاسیک (ب) اصلاح ضخامت موثر سد.

هسته را با سرعت v ، که مولفه مماسی آن v_r است ، ترک کند ، پایستگی تکانه زاویه‌ای 3° ایجاد می‌کند که هسته دختر یک تکانه زاویه‌ای برابر با

$$L = M_e v r \quad (102-4)$$

به دست آورد. همچنین ، انرژی جنبشی ذره آلفا را می‌توان به یک قسمت شعاعی

$$\frac{1}{2} M_e v_r^2 \quad (103-4)$$

و یک قسمت مماسی

$$\frac{1}{2} M_e v_t^2 = \frac{L^2}{2M_e r^2} \quad (104-4)$$

تجزیه کرد. از این بابت بهمان نتیجه‌گیری ارائه شده در بخش (۲-۲) می‌رسیم. با چشم پوشی از اثرات پس زنی ، پایستگی انرژی ایجاد می‌کند که

$$\frac{1}{2} M_e v_r^2 + \frac{L^2}{2M_e r^2} + V(r) = E \quad (105-4)$$

دومین جمله سمت چپ را می‌توان به عنوان انرژی پتانسیل مرکز گریز تلقی کرد و آنرا با انرژی پتانسیل $V(r)$ ترکیب نمود. بنابراین ، تغییر تکانه زاویه‌ای در واپاشی آلفایی ، ضخامت مؤثر سرد را افزایش می‌دهد (شکل ۴-۱۶ ب) و نیمه عمر واپاشی را زیاد می‌کند. این افزایش بستگی به نسبت

$$\sigma = \frac{\text{ارتفاع سد مرکز گریز}}{\text{ارتفاع سد کولنی}}$$

$$= \frac{l(l+1)\hbar^2}{2M_e z Z e^2 R} \quad (106-4)$$

برای $Z \approx 90$ و $R \approx 10^{-13}$ cm

دارد^{۳۱} و مشتمل بر ضرب جمله دوم واقع در معادله (۴-۹۴) یا واقع در نمای معادله (۴-۹۵) در $(1 - \frac{1}{2}\sigma)$.

۳۰- پایستگی تکانه زاویه‌ای حول مرکز جرم برقرار است. برای سهولت ، در روابط (۴-۱۰۲) تا (۴-۱۰۴) فرض می‌کنیم که مرکز جرم عملاً در مرکز هسته دختر است.

است. در مثال آخر بخش ۴-۵ ب، ضریب معانت به دست آمده برای $l=2$ باید برابر باشد با [معادله (۴-۹۸) را ملاحظه کنید] :

$$\exp\left(82 \times \frac{1}{4} \times 0.002 \times 2 \times 2\right) = 1/6$$

که البته در مقایسه با اثر Q یا R اندک است.

در هسته‌های فرد-فرد یا A -ی فرد، مدل لایه‌ای احتمال ضعیفی برای یافتن یک پیکره ذره α در داخل هسته پیش‌بینی می‌کند. بنابراین، از واپاشی α فایبی در چنین هسته‌هایی، حتی اگر هیچ تکانه α توسط ذره α حمل نشود، نسبت به هسته‌های زوج-زوج معانت می‌شود.

واپاشی α فایبی از هسته‌های جهت‌دار نشان داده است که هسته‌هایی که از پیکربندیهای لایه - بسته دور هستند، در واقع، بر طبق پیش‌بینی مدل جمعی، تغییر شکل یافته‌اند (ر.ک بخش ۲-۵ د). در این هسته‌ها، پتانسیل هسته‌ای، شکل بیضوی توزیع جرم را به خود می‌گیرد. در جایی که سد پتانسیل نازکتر است، انتظار احتمال واپاشی بیشتری می‌رود. این مطلب با سمت دادن به هسته‌ها و مشاهده توزیع زاویه‌ای ذرات α نسبت به امتداد سمتگیری هسته‌ای تأیید شده است.

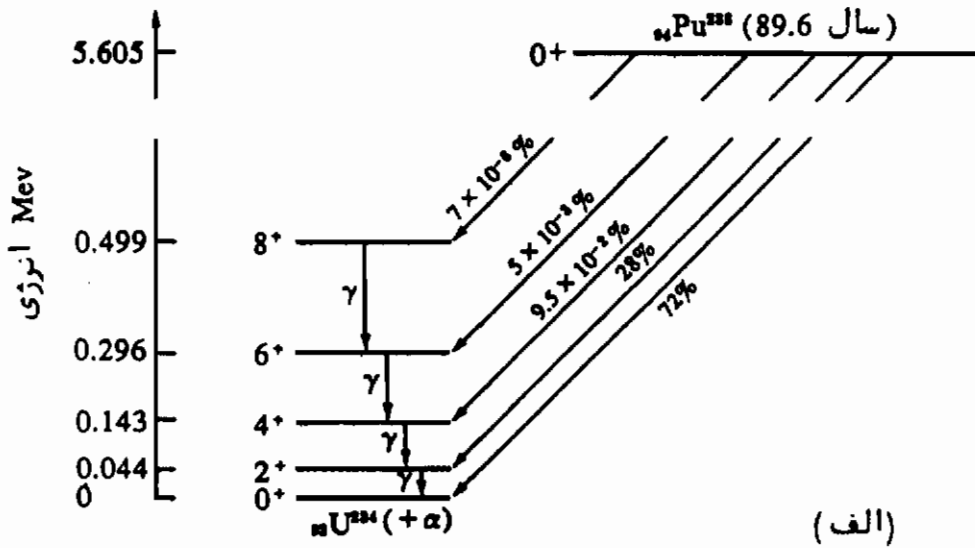
۴-۵ (د) طیفهای ذره α فایبی

در بسیاری از واپاشیهای α ، ممکن است هسته‌های دختر در چندین حالت برانگیخته باشند و باعث پیدایش "ساختار ریز" در طیفهای α شوند. یک واپاشی نوعی را در شکل (۴-۱۷-الف) نشان داده‌ایم، اختلافهای موجود در نسبتهای انشعابها ^{212}Po ، بیشتر ناشی از اختلافهایی در انرژی واپاشی است، هر چند که تکانه زاویه‌ای حمل شده توسط ذرات α نیز در این اختلاف چندان بی تأثیر نیست.

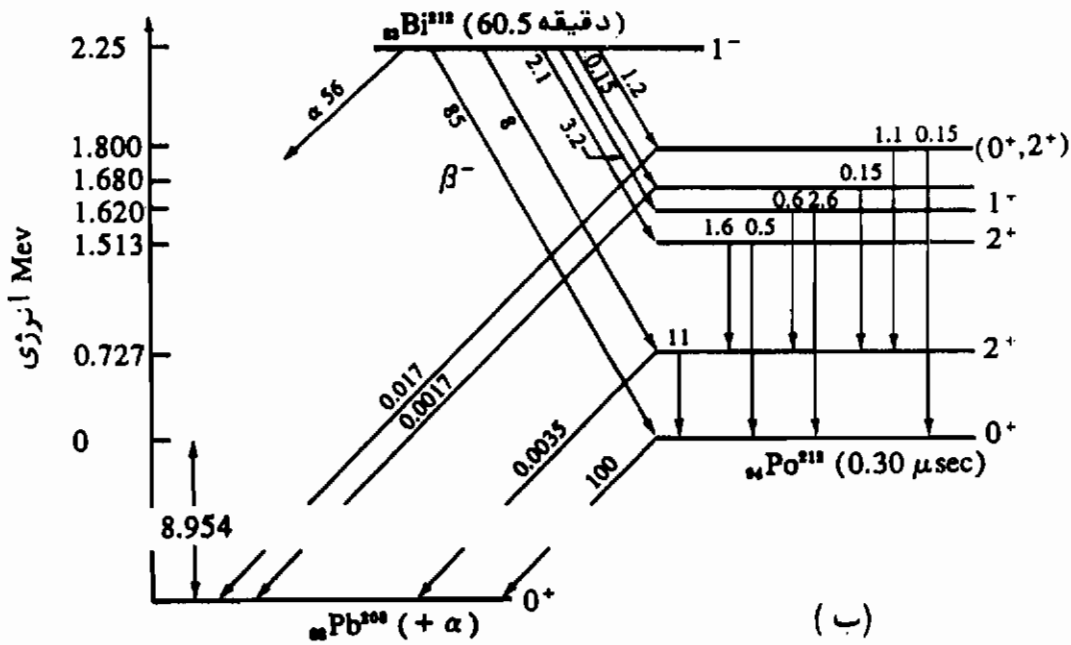
واپاشی α ممکن است از حالت‌های برانگیخته هسته مادر نیز صورت بگیرد، همان گونه که در شکل (۴-۱۷) برای ^{212}Po نشان داده‌ایم، ذرات α فای بلند - برد تولید کند. در آن مورد، شدت هر شاخه α بستگی به:

(۱) - شاخه از آن تراز و (۲) - به رقابت بین واپاشی α فایبی و گامایی دارد.

۳۲- نسبت شاخه‌ای عبارت از احتمال واپاشی نسبی، معمولاً بر حسب درصد، از یک حالت اولیه مفروض یک سیستم به یکی از چند حالت نهایی ممکن سیستم است.



(الف)



(ب)

شکل ۴-۱۷: طرح واژه‌های نوعی واپاشی آلفایی، الف) واپاشی به حالت‌های برانگیخته، یک هسته دختر، اسپین و پاریتت ترازا مشخص شده است. ب) واپاشی از ترازهای برانگیخته یک هسته مادر (^{212}Po). اعداد مجاور هر گداوم مشخص‌کننده شدت نسبی، نسبت به ۱۰۰ گذار حالت پایه ^{212}Po است.*

* Segrè, 1964, and from K. Way, N. B. Gove, C. L. McGinnis, R. Nakasima, Energy Levels of Nuclei, $A = 21$ to $A = 212$, and J. Scheer, Energy Levels of the Heavy Nuclei, $A = 213$ to $A = 257$, in A. M. and K. H. Hellwege, Editors. Landolt-Bornstein, group 1, vol. 1, "Energy Levels of Nuclei, $A = 5$ to $A = 257$," Springer-Verlag, OHG, Berlin, 1961.)

هر دو نوع طیف آلفا در بررسی ترازهای هسته‌ها، بخصوص وقتی با مطالعات واپاشی گاما توأم باشند، بسیار مفیدند. به این طریق می‌توان قابلیت کاربرد مدل لایه‌ای و مدل تجمعی را در نواحی مختلف جدول تناوبی، در بیش از $A = 150$ ، مطرح کرد.

۶-۴ واپاشی بتایی :

واپاشی بتا متداولترین نوع واپاشی پرتوزاست زیرا تمام ویژگی‌هسته‌هایی که در دره پایداری (ر.ک شکل ۴-۱۱ یا ۲-۱۵) نیستند آمادگی گسیل بتا را دارند. این فرآیند، مشتمل بر گسیل مستقیم یک الکترون از هسته است. در بعضی موارد ممکن است از یک ویژگی هسته الکترونیهای منفی و مثبت گسیل شوند. راترفورد و سدی (۱۹۰۳) به طریق شیمیایی نشان دادند که عدد اتمی یک ویژگی هسته در هنگام گسیل بتای منفی به اندازه یک واحد افزایش می‌یابد. سپس نشان داده شد که در هنگام گسیل پوزیترون (که در سال ۱۹۳۴ توسط کوری و ژولیت کشف شد) عدد اتمی به اندازه یک واحد تنزل می‌کند.

در بررسیهای اولیه پرتوزایی بتا، الکترونیهای تبدیل داخلی را با الکترونیهای گسیل شده از هسته عوضی می‌گرفتند، تا اینکه چادویک (۱۹۱۴) نشان داد که، در حالی که الکترونیهای تبدیل داخلی تک انرژی هستند، الکترونیهای واپاشی بتایی یک ویژگی هسته مشخص، دارای توزیع انرژی پیوسته‌ای می‌باشند^{۳۳}.

۴-۶ الف) فرضیه نوترینو

توزیع پیوسته انرژی الکترونیها (یا پوزیترونیها) در واپاشی بتا به صورت یک معمای بزرگ در آمده بود، هر چند که ماگزیم توزیع انرژی دقیقاً مترادف با آنی بود که از اختلاف جرم هسته‌های دختر و مادر انتظار می‌رفت. با چشم پوشی از پس زنی هسته دختر، که حدود $(m_0/M'_D)T_e(\max)$ است، و در آن T_e انرژی جنبشی الکترون هسته‌ای است، می‌توان نوشت

$$T_e(\max) = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 \quad (4-107)$$

در این معادله، جرمهای پریمدار همان جرمهای هسته‌ای و m_0 جرم سکون الکترون است.

۳۳ - یک هسته منفرد فقط یک الکترون با یک انرژی جنبشی معین گسیل می‌کند.

علاوه بر نقص احتمالی پایداری انرژی توسط تمام الکترونها، به جز الکترونها با ماگنیم انرژی، به نظر می‌رسد که قانون پایداری برای تکانه زاویه‌ای نیز نقص شود. یادآوری می‌کنیم که بر اساس فرضیه پروتون - نوترون، انتظار می‌رود تمام هسته‌های با A -ی فرد دارای تکانه زاویه‌ای نیمه صحیح باشند (بخش ۱-۲ ج). در واقع همین‌طور است، زیرا الکترون گسیل شده خود دارای اسپین $\frac{1}{2}$ است که باعث تغییر تکانه زاویه‌ای هسته به همین مقدار می‌شود^{۳۴}. بنابراین یک واپاشی از نوع



ایجاب می‌کند، که علی‌رغم واقعیتها، تکانه زاویه‌ای ${}^3_2\text{He}$ یک عدد صحیح باشد. اگرچه بررسیهای زیادی متعاقب فرضیه نوترینو به عمل آمده، معذالک به نظر می‌رسد که واپاشی بتا قانون پایداری تکانه خطی را نیز نقص کند. شکل (۴-۱۸) تصویری از واپاشی (از سکون)



را در اطاقک ابری نشان می‌دهد که در آن به‌وضوح بردارهای تکانه فرآورده‌های نهایی، برخلاف آنچه انتظار می‌رود، برآیندشان صفر نمی‌شود.

تمام اشکالات پیرامون قوانین پایداری، با فرضیه نوترینوی پاولی (۱۹۳۳) مرتفع شد. وی پیشنهاد کرد که در واپاشی بتا علاوه بر الکترون ذره دیگری گسیل می‌شود. پاولی به این ذره بار صفر، جرم صفر یا تقریباً صفر (به‌طور تجربی معلوم شده است که این جرم حدود $1/2000$ جرم الکترون است)، و تکانه زاویه‌ای ذاتی $\frac{1}{2}$ را نسبت داد. اگر جرم سکون این ذره دقیقاً صفر باشد، می‌تواند مقداری انرژی و تکانه خطی، طبق معادلات (۲-۹) و (۲-۱۰) با خود حمل کند

$$W = T = pc \quad (110-4)$$

بنابراین واپاشیهای بتای (۴-۱۰۸) و (۴-۱۰۹) به شکل زیر خواهند بود



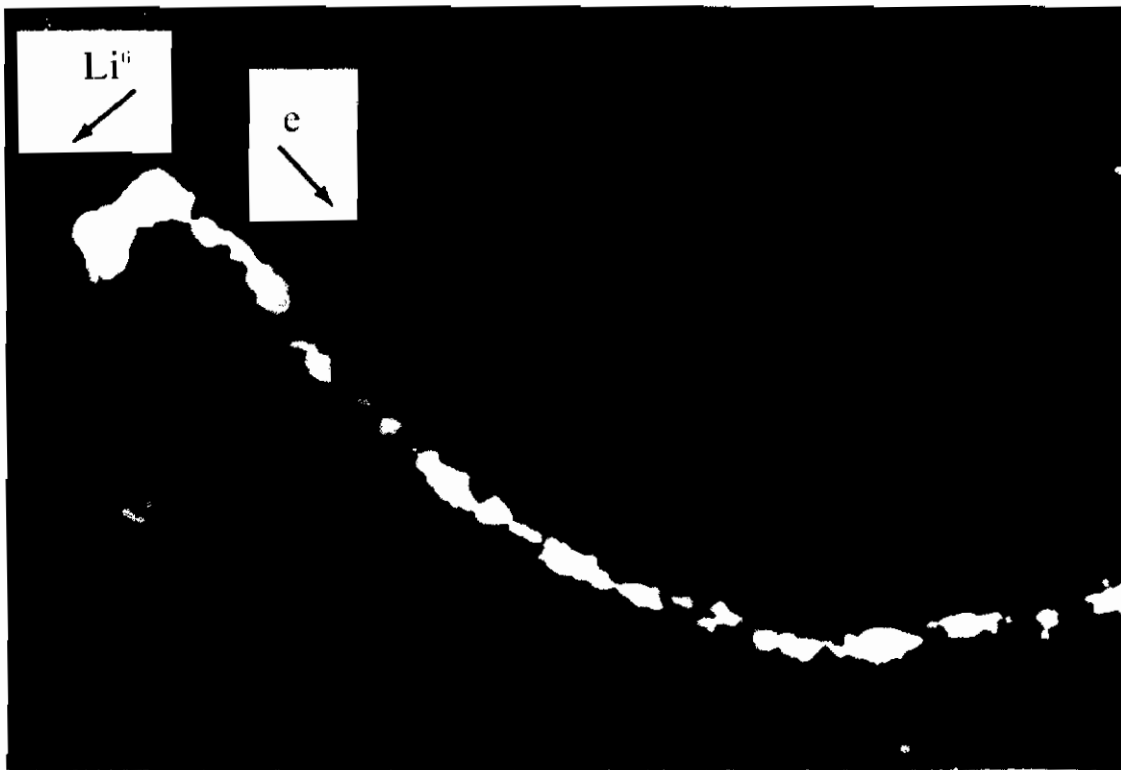
۳۴- اگر تکانه زاویه‌ای الکترون را نیز در نظر بگیریم، الکترون می‌تواند $(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}, \frac{5}{3}, \dots)$ و $(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{5}{3}, \dots)$ واحد از تکانه زاویه‌ای را با خود حمل کند.

که، بنا به تعریف، $\bar{\nu}$ را "پادنوترینو" گویند^{۳۵}. یک واپاشی پوزیترون نوعی به صورت زیر است



که $\bar{\nu}$ را نوترینو گویند. بنابراین فرض، انرژی جنبشی T_e الکترون یا پوزیترون از رابطه زیر به دست می آید

$$T_e = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2 - W_{(\nu)} \quad (114-4)$$



شکل ۴-۱۸: عدم پایستگی مشهودتکانه خطی در واپاشی بتایی ${}^{36}_{2}\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6 + e^-$

۳۵- چون نوترینو دارای اسپین $\frac{1}{2}$ است انتظار می رود که از نظریه دیراک (بخش ۳-۴ د) پیروی کند. به علاوه در مقابل هر نوترینو یک پاد ذره، به نام پادنوترینو باید وجود داشته باشد. اختلاف بین این ذرات را در بخش (۴-۶ ز) مورد بحث قرار خواهیم داد. درست همان طور که الکترون یک نام عمومی برای یوربترونها و الکترونها منعی است، نوترینو سر اغلب برای نوترینو یا پاد نوترینو به کار می رود. معمولاً هیچ سردرگمی پیش نمی آید.

که در آن $W_{(v)}$ انرژی (۴-۱۱۰) حمل شده توسط پادنوترینو یا نوترینو است^{۳۷}. بنابراین، هرچند که اختلاف جرم در یک واپاشی معین ثابت است، ولی الکترونها می‌توانند دارای توزیع پیوسته‌ای از انرژی باشند. همچنین، در واپاشیهای (۴-۱۱۱) تا (۴-۱۱۳) تکانه زاویه‌ای و خطی می‌توانند متوازن باشند.

اگرچه از بحث فوق ممکن است این‌طور به‌نظر برسد که فرض وجود نوترینو را صرفاً "به‌این خاطر پیش‌کشیده‌ایم که قوانین پایستگی فیزیک را نجات بدهیم، ولی اکنون دیگر در وجود واقعی آن شکی باقی نمانده است. چون نوترینو فاقد بار (و همچنین گشتاور مغناطیسی) است، نمی‌تواند ایجاد یونش کند و لذا نمی‌توان مستقیماً آنرا آشکار کرد. به علاوه نوترینو مانند فوتون میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ندارد و نیروهای الکترومغناطیسی بر الکترون وارد نمی‌کند. اما در برهم‌کنش با هسته، نوترینو می‌تواند یک واکنش معکوس واپاشی بتا تولید کند و این رفتار آشکار شده است (ر. ک. بخش ۴-۶ ز)

۴-۶ ب) سینماتیک واپاشی بتایی

پایستگی انرژی و تکانه ایجاب می‌کند:

$$M'_P c^2 = M'_D c^2 + T_D + m_0 c^2 + T_e + W_{(v)} \quad (4-115)$$

جرمهای هسته‌ای دوباره پدیدارند، و

$$0 = p_D + p_e + p_{(v)} \quad (4-116)$$

که در اینجا علاوه بر کمیت‌های سابق الذکر، انرژی جنبشی T_D و تکانه p_D ی پس‌زنی هسته دختر را نیز منظور داشته‌ایم. می‌توان نشان داد که مرتبه بزرگی T_D مساوی $(T_e + W_{(v)}) \times (m_0/M'_D)$ است. بنابراین، اکثر اوقات می‌توان از آن صرف‌نظر کرد.

نظیر واپاشی آلفایی بهتر است معادله (۴-۱۱۵) را برحسب جرمهای اتمی بازنویسی کنیم. چون عدد اتمی هسته دختر در واپاشی الکترون برابر با $Z_P + 1$ و در واپاشی پوزیترون $Z_P - 1$ است. برای واپاشی الکترونی داریم

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_{e^-} + T_{\nu} \quad (4-117)$$

^{۳۷}- در این رابطه از انرژی جنبشی پس‌زنی هسته دختر صرف‌نظر شده است.

و در واپاشی پوزیترونی داریم

$$M_P c^2 = M_D c^2 + 2m_0 c^2 + T_{e^+} + T_\nu \quad (۴-۱۱۸)$$

در این عبارتها فرض کرده‌ایم که نوترینو دارای جرم سکون صفر باشد و اختلافهای انرژی بستگی الکترونیهای اتمی قابل صرفنظرند. تعاریف مربوط به مقادیر Q ی متناظر عبارتند از

$$Q_{\beta^-} = T_{e^-} + T_\nu = T_{e^-}(\max) \quad (۴-۱۱۹)$$

$$Q_{\beta^-} = (M_P - M_D) c^2 \quad (۴-۱۲۰)$$

$$Q_{\beta^+} = T_{e^+} + T_\nu = T_{e^+}(\max) \quad (۴-۱۲۱)$$

$$Q_{\beta^+} = (M_P - M_D - 2m_0) c^2 \quad (۴-۱۲۲)$$

که خطوط اول، تعاریف و خطوط دوم از معادلات (۴-۱۱۷) و (۴-۱۱۸) نوشته شده‌اند. بنابراین، واپاشی الکترون منفی وقتی مقدور است که $M_P(z) > M_D(z+1)$ باشد، واپاشی پوزیترون فقط وقتی امکان پذیر است که $M_P(z) > 2m_0 + M_D(z-1)$ فرایند دیگری، موسوم به گیراندازی الکترون، می‌تواند همیشه وقتی $M_P(z) > M_D(z-1)$ است رخ دهد. این مطلب را در بخش (۴-۶) مورد بحث قرار خواهیم داد.

چون انرژیهای واپاشی بتا مستقیماً اختلاف جرم ایزوبارها را می‌دهند، می‌توان از آنها جهت رسم سهمی جرم (شکل ۲-۱۵) استفاده کرد و پیش بینی‌های فرمول نیمه تجربی جرم را با آن مقایسه نمود. در مورد هسته‌های آینه‌ای، انرژیهای واپاشی می‌توانند مقادیری برای شعاع هسته‌ای [معادلات (۲-۱۶۸) و (۲-۳۲)] به دست دهند. آثار لایه‌ای هسته نیز در این انرژیها منعکس است.

۴-۶ ج) ثابت واپاشی در واپاشی بتایی

نیمه عمرهای اندازه گیری شده برای واپاشی بتا تقریباً بین 10^{-3} تا 10^{16} سال تغییر می‌کنند. مانند واپاشی گامایی، می‌توانیم انواع مختلف واپاشیهای بتایی را توسط تکانه زلوهیهای مداری، که الکترون و نوترینو با خود حمل می‌کنند، و توسط تغییر پارامترهای که رخ می‌دهد دسته بندی کنیم. علاوه، می‌توانیم واپاشیهای را که در آنها اسپینهای ذاتی الکترون و نوترینو تقریباً موازی می‌باشند (واپاشیهای گاموف - تلر) از واپاشیهای که در آنها این اسپینها پادموازی هستند (واپاشیهای فرمی) تمیز دهیم. در متداولترین رده واپاشیهای بتایی، یعنی گذارهای

مجاز (که در آنها نکانه زاویه‌ای مداری صفر حمل می‌تود) ، ثابت واپاشی تقریباً متناسب با توان پنجم انرژی واپاشی افزایش می‌یابد. این آثار در نظریه واپاشی بتایی، که توسط فرمی ابداع شد (۱۹۳۴)، توضیح داده می‌شوند.

در توضیح فرایند واپاشی بتایی، دیگر می‌توان بر مفاهیم کلاسیک متکی بود، زیرا اکنون با آفرینش دوزره روبرو هستیم که قبلاً در هسته وجود نداشته‌اند. تنها نظریه کلاسیک مربوط به فرایند آفرینش، گسیل تابش الکترومغناطیسی از یک بار شناه‌دار است. آهنگ تابشی [معادله (۴-۴۷)] از طبیعت خاص میدانهای مغناطیسی و الکتریکی منشاء می‌گیرد و از ایزرومی توان آنرا مستقیماً در مورد میدان "الکترون - نوترینو" پیاده کرد. با وجود این، فرمی نظریه کوانتومی واپاشی بتایی را در مانستگی با نظریه کوانتومی الکترو-مغناطیسی توسعه داد. برای اینکه زمینه‌ای در مورد نظریه اخیر داشته باشیم لازم است مختصراً آنرا مطالعه کنیم.

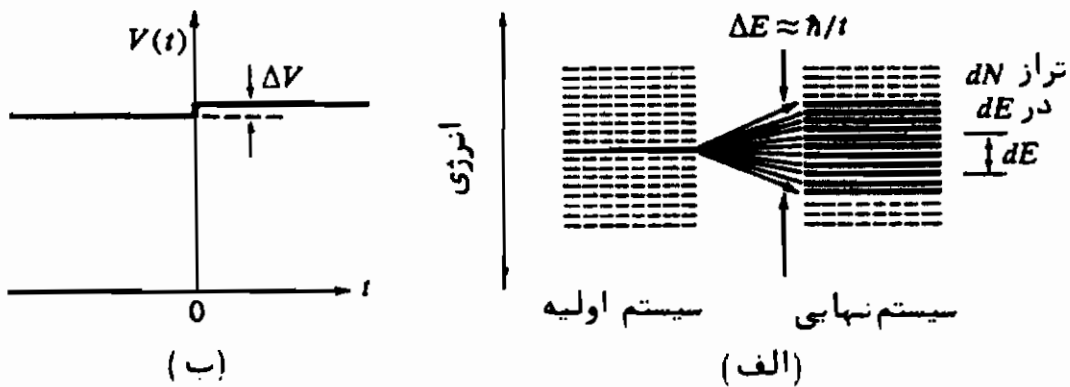
در بررسی کوانتومی یک احتمال گذار، تمامی سیستم را، که در اینجا شامل هسته و میدان مغناطیسی حول آن است، در نظر می‌گیریم. گذار، سیستم را از یک حالت اولیه (هسته برانگیخته + تشعشع صفر) به یک حالت نهایی (هسته نهایی + تشعشع) می‌برد. فرض می‌کنیم فقط یک آشفتگی اندک برای انجام گذار لازم باشد تا احتیاجی به اضافه کردن انرژی به سیستم نباشد. و گذار در یک انرژی ثابت رخ دهد. توجه ما بر این واقعیت است که زمانهای واپاشی پرتوزا، یعنی طول عمرها، نسبت به زمانهای تناوب هسته‌ای بسیار طولانی است. در نتیجه، در یک مقیاس زمانی هسته‌ای، گذار فوق‌العاده کند صورت می‌گیرد، و سیستم عملاً در مقیاس زمانی هسته‌ای ناشفته است. به عبارت دیگر، برای انجام فرایند باید سیستم اولیه را فقط به مقدار بسیار اندکی آشفته کرد.

برای سهولت، سیستم را در یک جعبه بزرگ بسته در نظر می‌گیریم^{۳۸}، که نتیجه آن حالت‌های انرژی‌ای است که می‌توان آنها را شماره گذاری کرد (بخش ۲-۲ و). در داخل این جعبه، میدان تشعشعی امواج ایستاده ایجاد می‌کند، که هر یک از آنها مطابق شکل (۴-۱۹ الف) دارای انرژی معینی است. در حالت اولیه، هسته برانگیخته + تشعشع صفر فقط یک تراز انرژی مشخص را اشغال می‌کنند. حالت‌های دیگر خالی هستند. از معادله کامل شرودینگر^{۳۹} (۲-۱۴) می‌توان نشان داد که اگر سیستم تحت تأثیر یک پتانسیل (واسته به زمان) مطابق

۳۸- برای سهولت، جعبه را مکعبی و با حجم L^3 در نظر می‌گیریم. به طوری که هسته در مرکز جعبه فرار داشته باشد (ر. ک. بخش ۲-۲ ج).

۳۹- Schiff بخش ۲۹، سال ۱۹۵۵

شکل (۴-۱۹ ب) باشد، می‌تواند یک گذار به ترازهای نزدیک به تراز اولیه انجام دهد. هر یک از این ترازها متناظر با هسته نهایی + یک فوتون است. پاشیدگی انرژی ΔE ی گروه ترازها که می‌توانند در زمان t ، بعد از وارد عمل شدن پتانسیل پریشونده ΔV ایجاد شوند، طبق اصل عدم قطعیت تقریباً برابر است با \hbar/t . وقتی t زیاد می‌شود ΔE به سمت صفر میل می‌کند، به طوری که بالاخره پایداری انرژی حاصل می‌شود.



شکل ۴-۱۹: بررسی کوانتومی احتمال گذار. (الف) گذار از حالت اولیه به گروهی از حالت‌های نهایی. ترازهای خط چین خالی هستند، ترازهای با خطوط پیوسته، اشغال شده‌اند. (ب) پتانسیل پریشونده، گذار را تولید می‌کند.

بهمر صورت، ثابت واپاشی (احتمال گذار در واحد زمان) متناسب با dN/dE ، یعنی تعداد ترازهای نهایی در واحد انرژی، است. عبارت کامل برای ثابت واپاشی به صورت زیر است

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_2^*(\text{سیستم}) \Delta V \psi_1(\text{سیستم}) dx dy dz \right|^2 \frac{dN}{dE} \quad (4-123)$$

انتگرال بر روی حجم جعبه‌ای است که سیستم را در بر دارد. توجه کنید که تابع موج مربوط به تمامی سیستم است. در واپاشی گاما

$$\psi_1 = \psi(\text{هسته برانگیخته}) \quad (4-124)$$

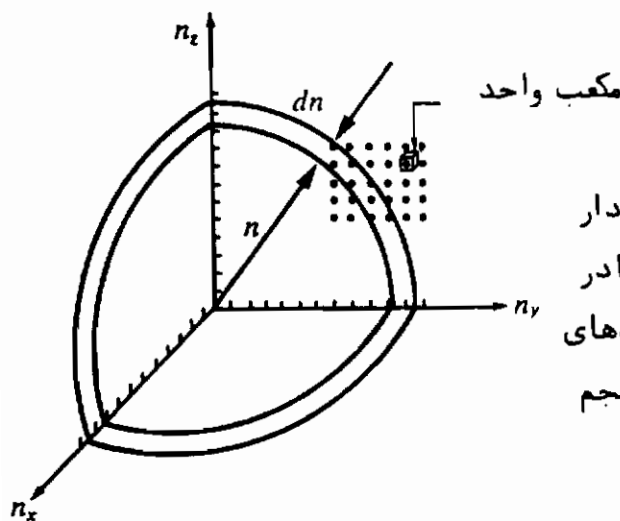
$$\psi_2 = \psi(\text{فوتون}) \psi(\text{هسته نهایی}) \quad (4-125)$$

۴۰- اگر سیستمی، برای مدت t تحت تأثیر هر نوع شرط تجربی یا مشاهده‌ای قرار گیرد، انرژی به میزان \hbar/t نامعین است. با بخش ۳-۴ مقایسه کنید که در آن یک سیستم برای یک مدت زمان مؤثر τ مورد مشاهده قرار می‌گیرد.

همانطور که در فوق اشاره شد، فرض می‌کنیم که تابع موج فوتون ایجاد امواج ایستاده در داخل جعبه مسدود نماید، به طوری که شرایط (۲-۸۱) و (۲-۸۳) در مورد بردار موجی k ی تشعشع برقرار باشد. از این مطلب می‌توان به آسانی "چگالی حالتها" dN/dE را محاسبه کرد. تابع موج فوتون ψ شباهت زیادی به معادله (۲-۱۱۲) دارد؛ به هر مجموعه از اعداد صحیح n_x ، n_y ، و n_z یک حالت فوتون تعلق دارد. برای محاسبه dN/dE ، از این واقعیت استفاده می‌کنیم که طول n بردار شعاع در فضای n (شکل ۴-۲۰) مستقیماً متناسب با تکانه p ی فوتون است

$$\begin{aligned} p &= (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \hbar(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} n \end{aligned} \quad (4-126)$$

که برای نوشتن آنها از روابط (۲-۲۷)، (۲-۸۱) و (۲-۸۳) استفاده شده است. تعداد



شکل (۴-۲۰): حجم در فضای n . طول بردار شعاعی متناسب با تکانه است. تعداد حالتها در یک گستره معین برابر است با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح مثبت n_x ، n_y ، و n_z واقع در حجم مربوط به گستره تکانه.

حالتهای dN مربوط به تکانه‌های بین p و $p + dp$ برابر است با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح مثبت n_x ، n_y ، و n_z که بین n و $n + dn$ قرار دارند. از رابطه (۴-۱۲۶) داریم

$$dn = \frac{L}{\pi\hbar} dp \quad (4-127)$$

چون حجم فضای مربوط n به هر مجموعه‌ای از اعداد صحیح n_x, n_y, n_z یک مکعب به حجم واحد است، هر حجمی در فضای n از لحاظ عددی برابر با تعداد مجموعه‌های اعداد صحیح n_x, n_y, n_z داخل آنست. بنابراین

$$dN = \frac{1}{8} 4\pi n^3 dn = \frac{p^3 dp L^3}{2\pi^2 \hbar^3} \quad (4-128)$$

پس

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p^3 (dp/dE) L^3}{2\pi^2 \hbar^3} \quad (4-129)$$

برای فوتون داریم $E_p = pc$ [معادلات (۱-۲) و (۲-۲)] به طوری که

$$\frac{dN}{dE_p} = \frac{E_p^3 L^3}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \quad (4-130)$$

که در آن ضریب ۲ به علت وجود دو جهت ممکن در قطبش عرضی تابش الکترومغناطیسی است که نماینده ترازهای مستقل برای فوتونهاست.

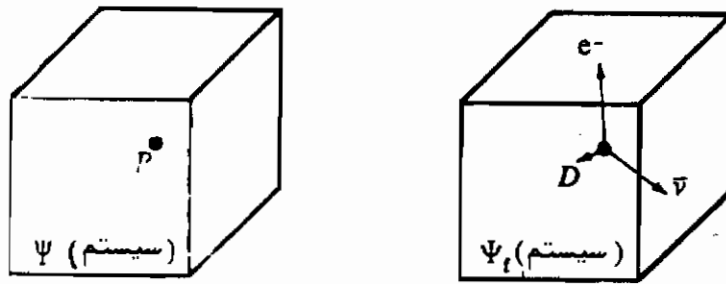
محاسبه ثابت واپاشی گاما مستلزم پیدا کردن مربع عنصر ماتریسی در معادله (۴-۱۲۳) است. توجه کنید که ضریب L^3 در معادله (۴-۱۳۰) توسط ضریب $1/L^3$ ی مربوط به بهنجارش (فوتون) ψ حذف می‌شود [با معادله ۲-۱۲ مقایسه کنید]. همچنین برای تشعشع دوقطبی الکتریکی، معادله (۴-۵۵) بعد از محاسبه کامل معادله (۴-۱۲۳) به دست می‌آید.

حال با برگشتن به واپاشی بتا، می‌توانیم صورتبندی معادله (۴-۱۲۳) را برای واپاشی الکترون (منفی) بنویسیم

$$\psi_1 (\text{سیستم}) = \psi (\text{هسته مادر}) \quad (4-131)$$

$$\psi_2 (\text{سیستم}) = \psi (\text{هسته دختر}) \quad \psi (\text{الکترون}) \quad \psi (\text{پادنوترینو}) \quad (4-132)$$

برای محاسبه چگالی حالتها، یعنی، برای پیدا کردن حالتها قابل شمارش، سیستم را مطابق شکل (۴-۲۱) در مرکز یک جعبه بزرگ در نظر می‌گیریم. تعداد حالتها نهایی در واحد انرژی برابر است با تعداد dN_{tot} حالتها الکترون - پادنوترینو در یک گستره انرژی dQ_p [معادله (۴-۱۱۹)]. چون برای هر حالت الکترون، یک مجموعه مستقل dN_e از



شکل ۴-۲۱: واپاشی بتا (برای گسیل الکترون منفی). از نظر محاسباتی، سیستم را در یک جعبه بزرگ به حجم L^3 در نظر می‌گیریم. P ، هسته مادر و D هسته دختر است.

حالت‌های پادنوترینو وجود دارد

$$dN_{\text{tot}} = dN_{e^-} - dN_{\bar{\nu}_e} \quad (4-133)$$

که در آن dN_{e^-} و $dN_{\bar{\nu}_e}$ هرکدام توسط عبارت (۴-۱۲۸) داده می‌شوند. از معادله (۴-۱۲۳)، احتمال گذار بتا در واحد زمان برابر است با

$$\frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 \frac{dN_{\text{tot}}}{dQ_{\beta^-}} \quad (4-134)$$

که، با استفاده از معادلات (۴-۱۳۱) و (۴-۱۳۲) داریم

$$\mathcal{M} = \int \psi_D^* \psi_e^* - \psi_{\bar{\nu}}^* \Delta V \psi_P dx dy dz \quad (4-135)$$

زیرنویسهای D و P به ترتیب مشخص‌کننده هسته دختر و هسته مادر است.

عبارت (۴-۱۳۴) شامل مربع یک عنصر ماتریسی معین \mathcal{M} و چگالی حالت‌های $dN_{\text{tot}}/dQ_{\beta^-}$ است. چون چگالی حالت‌ها اساساً "شکل یک طیف بتا را تعیین می‌کند، ابتدا در مورد آن بحث می‌کنیم.

۴-۶) شکل طیف بتا

محاسبه dN_{tot}/dQ_{β^-} بستگی به نوع مشاهده تجربی به کار رفته دارد. مثلاً، اگر الکترونها را در یک گستره ثابت تکانه δp_e با انرژی δT_e آشکار سازی کنیم، از معادله (۴-۱۱۹) و با بکار بردن معادلات (۴-۱۳۳) و (۴-۱۲۸) داریم

$$\begin{aligned} \frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} &= \frac{dN_{tot}}{dT_e} \\ &= p_e^{-2} \delta p_e - p_e^2 \frac{dp_e}{dT_e} \frac{L^6}{4\pi^4 \hbar^6} \end{aligned} \quad (4-136)$$

معادلات (۴-۱۱۰) و (۴-۱۱۹) خواهند داد

$$\frac{dp_e}{dT_e} = \frac{1}{c} \quad (4-137)$$

و

$$p_e = \frac{T_e - (T_e)_{max}}{c} \quad (4-138)$$

به طوری که

$$\frac{dN_{tot}}{dQ_{\beta^-}} = p_e^2 [T_e(max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{L^6}{4\pi^4 c^3 \hbar^6} \quad (4-139)$$

که در آن، علامت منفی را از شاخصهای پائین حذف کرده ایم زیرا معادله برای واپاشی پوزیترون نیز به کار می رود.

با جایگذاری در عبارت (۴-۱۳۴)، احتمال گسیل یک الکترون با تکانه بین p_e و $p_e + \delta p_e$ در واحد زمان برابر است با ^{۴۱}

$$\Lambda(p_e) \delta p_e = p_e^2 [T_e(max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|\mathcal{M}|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \quad (4-140)$$

همچنین می توان این رابطه را با استفاده از معادلات (۲-۱۹) و (۲-۱۰)، که p_e را به T_e مربوط می کنند، به احتمال در واحد زمان برای اینکه انرژی جنبشی الکترون بین T_e و $T_e + \delta T_e$

۴۱- در تمام معادلات، ضریب L^6 و $|\mathcal{M}|^2$ ادغام شده است، زیرا توسط ثابتهای بهنجارش

ψ_e و $\psi_{\bar{e}}$ حذف می شود.

قرار داشته باشد، تبدیل کرد. (در واپاشی بتایی، معمولاً الکترونها با تندیهای نسبیته گسیل می‌شوند بهطوری که تقریبهای غیرنسبیتی کافی نیستند

$$\Lambda(T_e)\delta T_e = p_e(T_e + m_0c^2)[T_e(\max) - T_e]^2\delta T_e \frac{|\mathcal{M}|^2}{2\pi^3c^3\hbar^7} \quad (141-4)$$

در متداولترین نوع واپاشی بتایی، کمیت $|\mathcal{M}|^2$ عملاً مستقل از انرژی الکترون است ولی بعد از محاسبه معلوم می‌شود که شامل یک ضریب نفوذکولنی نیز می‌باشد. از لحاظ غیرنسبیتی این با معادله (۸۶-۴) یکسان است که در آن γ توسط اولین جمله معادله (۹۴-۴) داده می‌شود^{۴۲}. برای الکترون $z = -1$ و برای پوزیترون $z = +1$ است. بنابراین، قسمت کم - انرژی توزیع انرژی الکترون تشدید می‌شود، یعنی الکترون توسط میدان الکتریکی هسته "کشیده" می‌شود. پوزیترونها توسط هسته "دفع" می‌شوند و قسمت کم - انرژی طیف انرژی حذف می‌گردد. این اثرها در شکل (۲۲-۴) نشان داده شده است. معمولاً اثرهای نفوذپذیری را از $|\mathcal{M}|^2$ جدا می‌کنند و نفوذپذیری (۸۶-۴) را با $F(Z_D, p_e)$ که تابع فرمی نامیده می‌شود نشان می‌دهند به این ترتیب،

$$\Lambda(p_e)\delta p_e = F(Z_D, p_e)p_e^2[T_e(\max) - T_e]^2\delta p_e \frac{|\mathcal{M}'|^2}{2\pi^3c^3\hbar^7} \quad (142-4)$$

که در آن علامت پریم روی \mathcal{M}' مبین حذف اثرهای نفوذپذیری است.

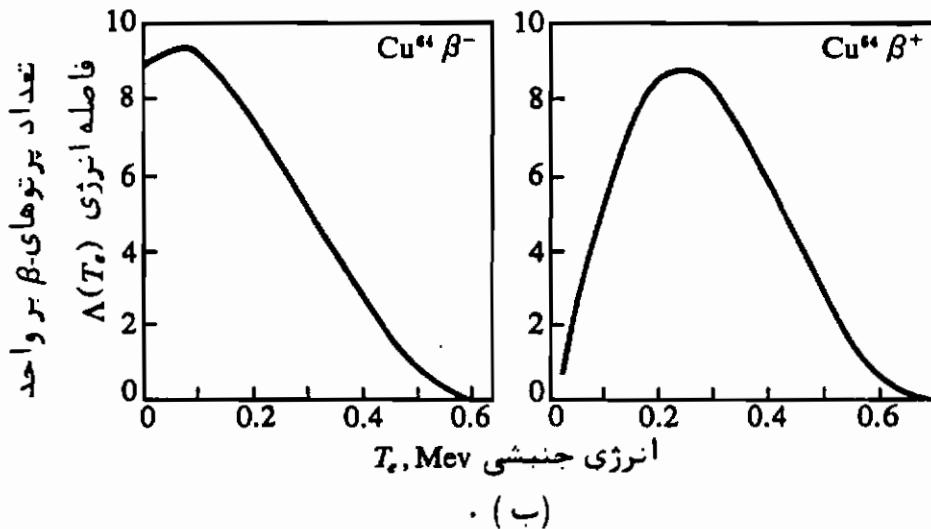
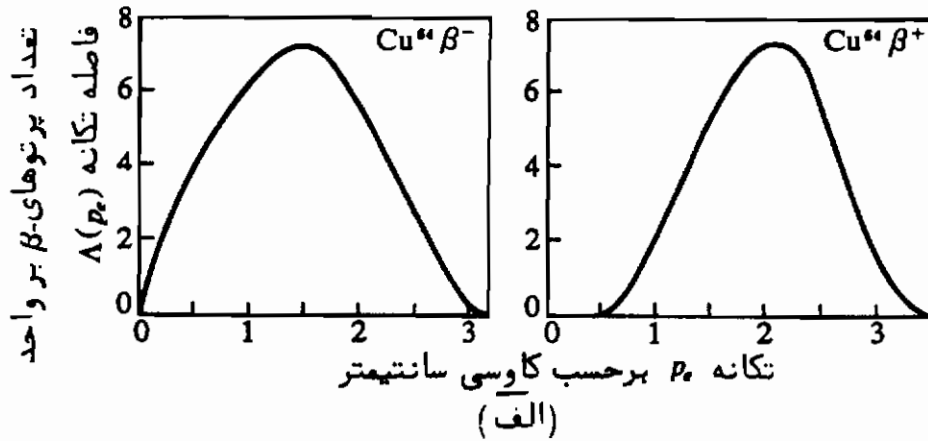
معادله (۱۴۲-۴)، اساس نمودار کوری در طیفهای بتاست که می‌توان آنرا به سهولت برای $T_e(\max)$ به کار برد. در یک طیف سنج بتا می‌توان مستقیماً کمیتی متناسب با $\Lambda(p_e)$ را پیدا کرد. بنابراین اگر \mathcal{M}' مستقل از p_e باشد تغییرات

$$\frac{[\Lambda(p_e)/F(Z_D, p_e)]^{\frac{1}{2}}}{p_e} \quad (143-4)$$

بر حسب T_e به صورت یک خط مستقیم است. این خط مستقیم محور طولها را در $T_e = T_e(\max)$ قطع می‌کند. اگرچه طیفهایی از پرتو بتا پیدا می‌شود که در آنها \mathcal{M}' مستقل از انرژی است، ولی انحرافهای زیادی از نمودار خط مستقیم کوری ممکن است رخ دهد. علت این امر ممکن است پراکندگی

۴۲- چون در دومین جمله معادله (۹۴-۴) باید M_0 را با جرم الکترون جایگزین کنیم، همانطور که از محاسبات (۹۷-۴) و (۹۸-۴) مشاهده می‌شود، جمله دوم قابل چشم پوشی است.

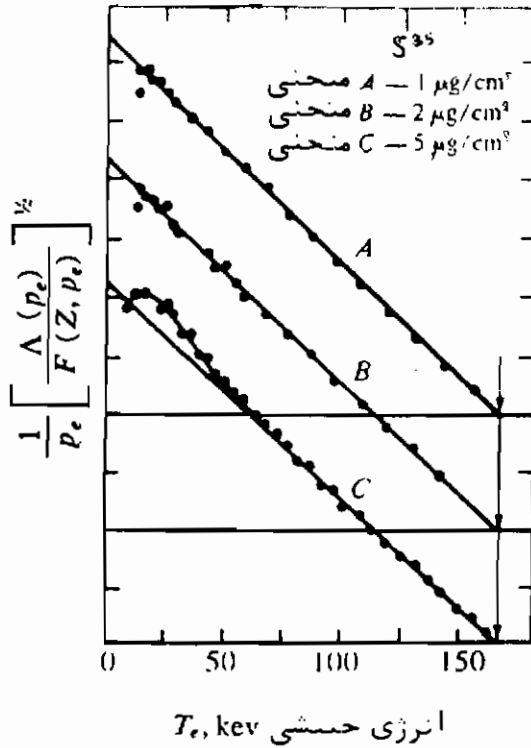
و اتلاف انرژی الکترونها در چشمه پرتوزا باشد (شکل ۴-۲۳). از شکل نمودار کوری در نزدیکی $T_e(\max)$ نیز در تعیین حد بالایی برای جرم نوترینو استفاده شده است^{۴۳}.



شکل (۴-۲۲): شکلهای تجربی طیفهای پرتوبتا. (الف) تعداد ذرات بتا در واحد فاصله تکانه، برحسب تکانه الکترون. واحد تکانه گاوس- سانتیمتر است، زیرا حاصلضرب B_p را می توان برای اندازه گیری تکانه به کار برد [معادله ۳-۲۱] را ملاحظه کنید]. (ب) تعداد ذرات بتا در واحد فاصله انرژی بر حسب انرژی جنبشی. در هر دو مورد، تقویت قسمت کم-انرژی در طیف β^- و تضعیف آن در طیف β^+ قابل ملاحظه است^{۴۴}.

۴۳ - Burcham, 1963, p. 605.

۴۴ - J. R. Reitz, *Phys. Rev.* 77: 10 (1950), and Evans, 1955.



شکل ۴-۲۳: نمودار کوری در مورد طیف بتای حاصل از S^{35} . منحنی‌های A و B به‌طور عمودی جایجا شده‌اند تا واضح‌تر باشد. منحنی‌ها اثر افزایش ضخامت چشمه بتا را نشان می‌دهند که در آنجا قسمت کم انرژی طیف، به علت برآکندگی و اتلاف انرژی در ماده سرچشمه، تقویت می‌شود. ۴۵

۴ - ۶) طول عمر و طبقه بندی واپاشیهای بتایی

ثابت واپاشی در واپاشی بتایی با استکرا لگیری عبارت (۴-۱۴۲) بر روی تمامی

طیف به دست می‌آید

$$\lambda_{\beta} = \int_0^{p_e(\max)} \Lambda(p_e) dp_e$$

$$= \int_0^{\eta_0} F(Z_D, \eta) \eta^2 (w_0 - w)^2 d\eta \left| \mathcal{M}' \right|^2 \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \quad (4-144)$$

که برای سهولت، یک تکانه، کاهش یافته

$$\eta = \frac{p_e}{m_0 c} \quad \eta_0 = \frac{p_e(\max)}{m_0 c} \quad (4-145)$$

و یک انرژی کل کاهش یافته

$$w = \frac{W}{m_0 c^2} = \frac{T_e}{m_0 c^2} + 1 \quad w_0 = \frac{T_e(\max)}{m_0 c^2} + 1 \quad (146-4)$$

را معرفی کرده‌ایم. انتگرال (۱۴۴-۴) به‌طور عددی محاسبه می‌شود. اگر M مستقل از انرژی باشد، داریم

$$\lambda_p = f(Z_D, w_0) |M'|^2 \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^2 \hbar^7} \quad (147-4)$$

در شکل (۲۴-۴) تابع f را رسم کرده‌ایم. این تابع تقریباً متناسب با $T_e^5(\max)$ است. اگرچه نظیر تخمین وایسکوف برای λ_p [معادله (۶۴-۴)]، تخمین کلی برای $|M'|^2$ وجود ندارد، ولی معادله (۱۴۷-۴) را می‌توان برای طبقه‌بندی واپاشی بتایی به‌کار برد. معمولاً از مرتبه بزرگی g ی پتانسیل برهم کنش ΔV [معادله (۱۳۵-۴)] را به دست آورده و معادله (۱۴۷-۴) را به‌صورت زیر می‌نویسند

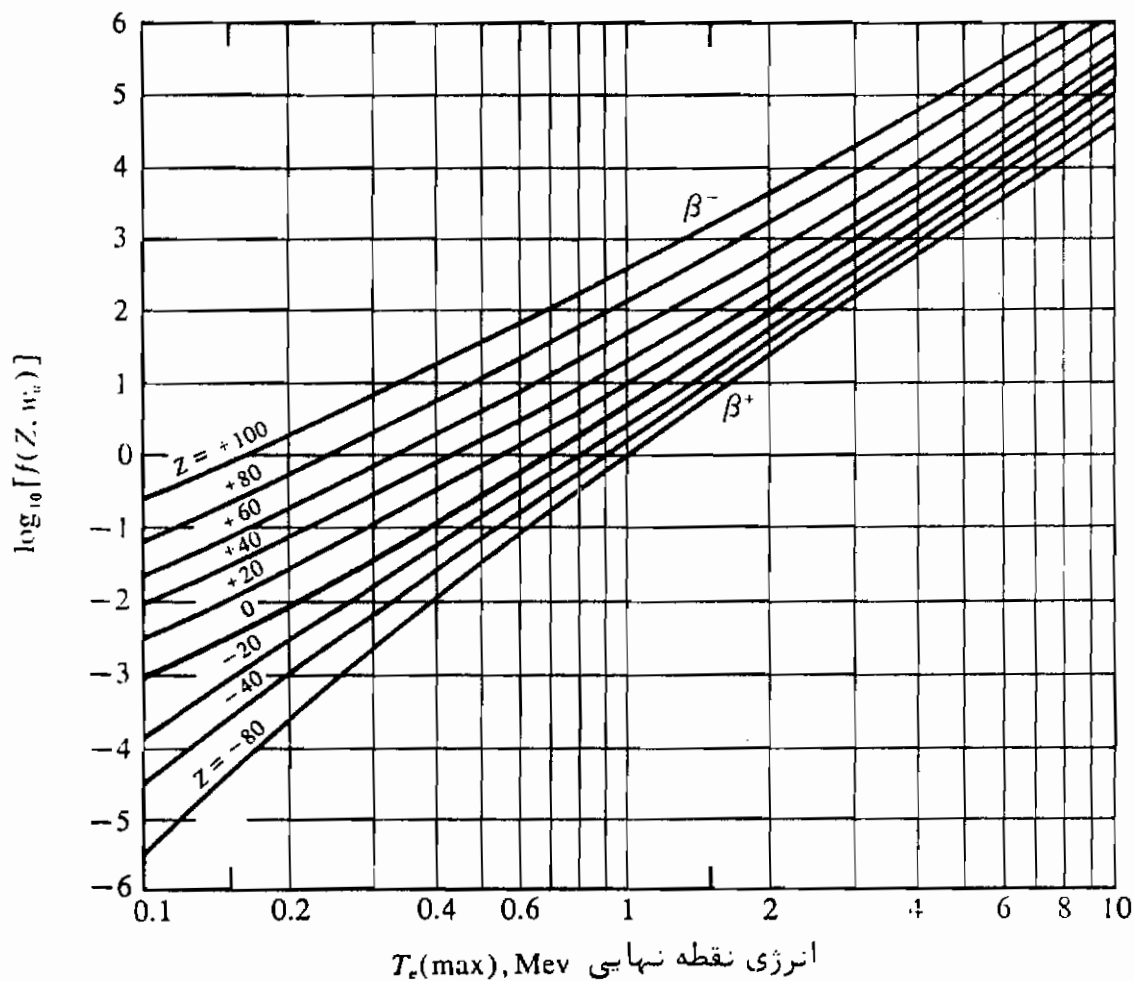
$$f(Z_D, w_0) t_{\frac{1}{2}} = \frac{t_0}{|M|^2} \quad (148-4)$$

$$t_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^7 \ln 2}{m_0^5 c^4 g^2} \quad \text{که در آن}$$

$$\approx 6,000 \text{ sec} \quad (149-4)$$

$$M = \frac{M'}{g} \quad (150-4)$$

معادله (۱۴۸-۴)، ضرایب سینماتیک در واپاشی بتایی را از اثرهای هسته‌ای نهفته در M (یا M') به‌طور ظریفی جدا می‌کند. مانند واپاشی گامایی، M نسبت به قواعد گرینش و تکانه مداری $L_p \hbar$ که توسط زوج الکترون - نوترینو حمل می‌شود، حساس است. وقتی L_p به اندازه یک واحد تغییر می‌کند، بزرگی $|M|^2$ تقریباً به اندازه 10^{-2} تا 10^{-4} کاهش می‌یابد. چون زوج الکترون - نوترینو تکانه زاویه‌ای اسپین ذاتی $S_p \hbar$ را نیز با خود حمل می‌کند، پایستگی تکانه زاویه‌ای ایجاب می‌کند



شکل ۴-۲۴: نمودار تابع f بر حسب ماگزیم انرژی جنبشی پرتو بتا، برای گسیلنده‌های یوزینرون و الکترون. Z عدد اتمی هسته دختر است. برای مقادیر $T_e(\max) > 1 \text{ Mev}$ مقدار f تقریباً متناسب با توان پنجم $T_e(\max)$ است. ۴۶

$$I_p = I_D + L_\beta + S_\beta \quad (۱۵۱ - ۴)$$

که، مثل گذشته، شاخصهای پائیس p و D دلالت بر مادر و دختر می‌کند، می‌توان نشان داد که تغییر پاریمته در واپاشی بتا برابر است با $(-1)^{L_\beta}$ ، به طوری که پاریته‌ایجاب می‌کند

$$\pi_P = (-1)^{L_P} \pi_D \quad (152-4)$$

کمیت $|M|^2$ را می‌توان برحسب قوای صعودی L_P بسط داد. این بسط، مانسته بسط (۴-۶۳) برای واپاشی گامایی می‌باشد.

$$|M|^2 = |M(L_P = 0)|^2 + |M(L_P = 1)|^2 + |M(L_P = 2)|^2 + \dots \quad (153-4)$$

کمترین مقدار L_P که در معادلات (۴-۱۵۱) و (۴-۱۵۲) صدق می‌کند، جمله برتر را در $|M|^2$ ، و از این رو بزرگی $f_{i\beta}$ یا λ_P را تعیین خواهد کرد.

واپاشیهای با $L_P = 0$ به نام مجاز، با $L_P = 1$ به نام اولین ممنوع، با $L_P = 2$ به نام دومین ممنوع و غیره خوانده می‌شوند. در بخش (۴-۶ ج) متذکر شدیم که واپاشیهای با $S_P = 0$ (واپاشیهای فرمی) از واپاشیهای با $S_P = 1$ (واپاشیهای گاموف-تلر) متمایزند، ولی اختلاف در $|M|^2$ برای این دونوع واپاشی محسوس نیست. قواعد گزینش (۴-۱۵۱) و (۴-۱۵۲) را برای چند مثال خاص در جدول (۴-۳) درج کرده‌ایم.

جدول ۴-۳: مثالهایی برای انواع واپاشیهای بتایی

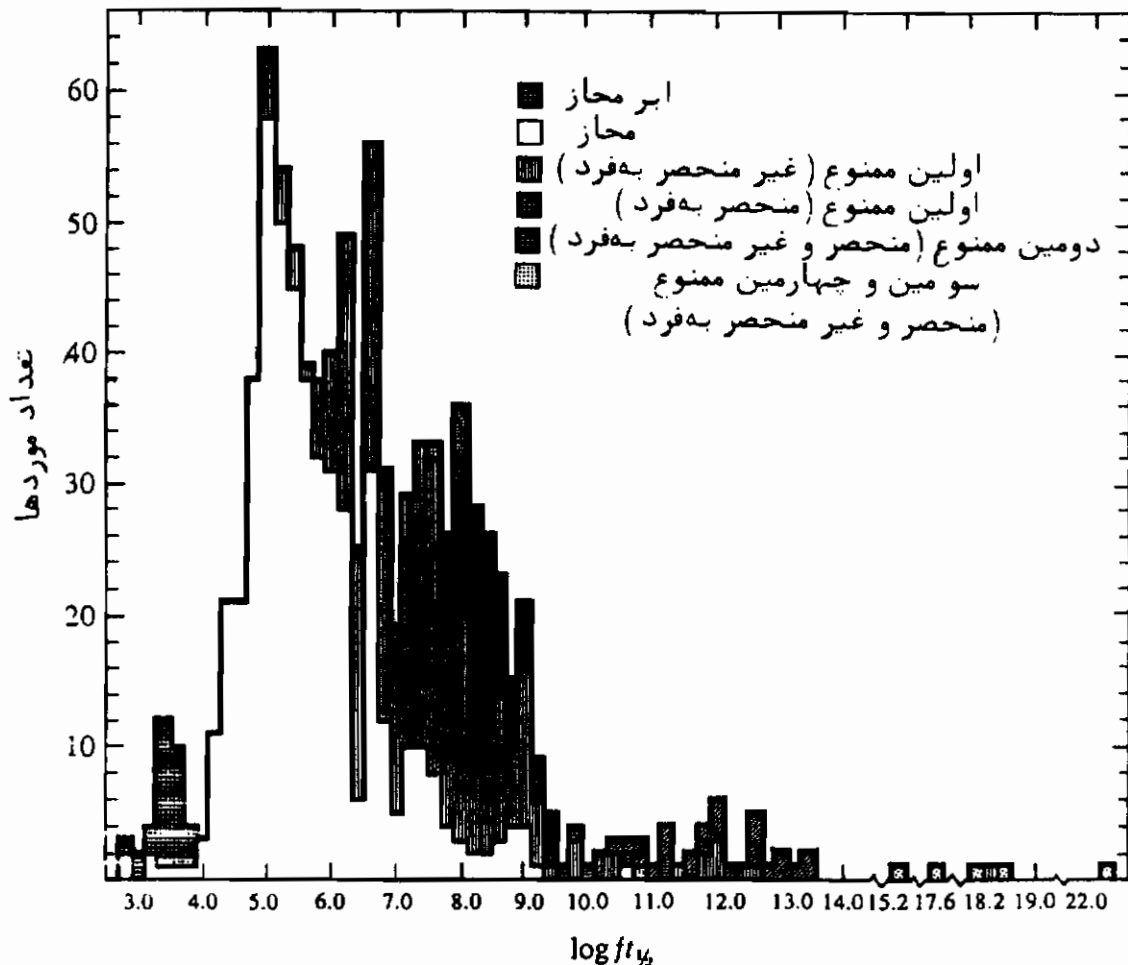
† هسته اولیه	هسته نهایی	مد واپاشی برتر
${}^2\text{He}^6 \quad (0^+)$	${}^3\text{Li}^6 \quad (1^+)$	محاز G.T. ‡
${}^8\text{O}^{14} \quad (0^+)$	${}^7\text{N}^{14*} \quad (0^+)$	محاز F. ‡
${}^0\text{n}^1 \quad (\frac{1}{2}^+)$	${}^1\text{H}^1 \quad (\frac{1}{2}^+)$	مخلوط F. و G.T. محاز
${}^{16}\text{S}^{35} \quad (\frac{3}{2}^+)$	${}^{17}\text{Cl}^{35} \quad (\frac{3}{2}^+)$	مخلوط F. و G.T. محاز
${}^{38}\text{Y}^{91} \quad (\frac{1}{2}^-)$	${}^{40}\text{Sr}^{91} \quad (\frac{3}{2}^+)$	G.T. ‡ اولین ممنوع
${}^{17}\text{Cl}^{38} \quad (2^-)$	${}^{18}\text{A}^{38*} \quad (2^+)$	G.T. ‡ و اولین ممنوع مخلوط
${}^4\text{Be}^{10} \quad (0^+)$	${}^5\text{B}^{10} \quad (3^+)$	G.T. ‡ و دومین ممنوع

† تگانه زاویهای و پارپته هر حالت داده شده است.

‡ تنها مد واپاشی ممکن، موسوم به گذار منحصر به فرد است.

مقادیر تجربی $\log f_{i\beta}$ در شکل (۴-۲۵) نشان داده شده‌اند. واپاشیهای با کمترین مقدار، متمرکز در اطراف $3/5$ ، بین هسته‌های آینه‌ای صورت می‌گیرد (بخش ۲-۷). ایسین واپاشیها موسوم به ابر مجازند زیرا توابع موج اولیه و نهایی هستهها طوری کاملاً بر روی هم

می‌افتند که مقدار $|M|^2$ [معادله (۴-۱۵)] تقریباً برابر واحد می‌شود^{۴۷}. در مدل لایسه‌ای تک‌ذره‌ای، فرض می‌کردیم که مثلاً "آخرین پروتون، یک پوزیترون و نوترینو گسیل می‌کند، و تبدیل به یک نوترون می‌شود. در یک هسته آینه‌ای، تابع موج نوترون و پروتون یکی است، به طوری که رویهم افتادگی کاملی بین توابع موج آنها وجود دارد. در اغلب هسته‌های دیگر، آخرین پروتون و نوترون در لایسه‌های متفاوتی هستند. شکل (۴-۲۵) نشان می‌دهد که این مطلب، احتمال واپاشی را تقریباً 10^{-2} بار کاهش می‌دهد. حساسیت فوق‌العاده آهنگ واپاشی بتا به همپوشی توابع موج اولیه و نهایی هسته‌ای، موجب پاشیدگی وسیعی در میان مرتبه‌های گوناگون واپاشی بتایی می‌شود که در شکل (۴-۲۵) می‌توان آنرا ملاحظه کرد.



شکل (۴-۲۵) توزیع فراوانی مقادیر $\log ft_{1/2}$ برای گسیلنده‌های شناخته‌شده بتا^{۴۸}.

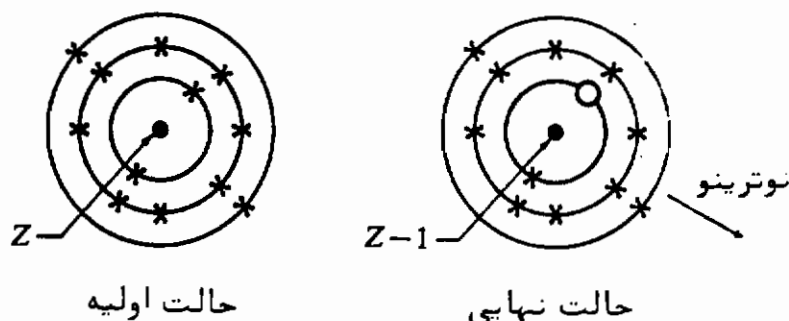
۴۷- برای محاسبات دقیقتر، ر. ک کتاب Segre، ۱۹۶۴، بخش ۹-۹

۴۸- C. E. Gleit, C. W. Tang, and C. D. Coryell, "Beta-Decay Transition Probabilities," Nuclear Data Sheets, vol. 5, set 5, 1963.

همچنین این مطلب معمولاً "تشخیص مرتبه" یک واپاشی معین را به تنهایی از مقدار f_{β} غیر ممکن می‌سازد. در این صورت باید اطلاعات مستقلی پیرامون اسپینها و پاریتتها در دسترس باشد، که در واقع در مورد شکل (۴-۲۵) چنین بوده است و برای رسم این شکل از آنها استفاده کرده‌ایم.

۴-۶ و) واپاشی گیراندازی الکترونی

فرایند دیگری که مانسته واپاشی پوزیترون است توسط آلوارز (۱۹۳۷) کشف شد. تحت بعضی شرایط، یک الکترون اتمی می‌تواند توسط یک هسته گیر بیفتد و یک نوترینو گسیل شود. محتملترین گیراندازی از الکترونهای لایه K صورت می‌گیرد زیرا یک الکترون K بیشترین احتمال را برای بودن در داخل هسته دارد^{۴۹}.



شکل ۴-۲۶: فرایند گیراندازی الکترون - در مثال نشان داده شده، یک الکترون K گیر می‌افتد، هرچندکه ممکن است گیراندازی از یک لایه خارجی‌تر اتم نیز صورت بگیرد.

سینماتیک فرایند را می‌توان از شکل (۴-۲۶) تشخیص داد. در حالت اولیه یک اتم مادر وجود دارد. در حالت نهایی یک اتم دختر برانگیخته و یک نوترینو وجود دارد. توجه کنید که در حالت نهایی، بار هسته‌ای و تعداد الکترونهای اتمی با هم متوازن هستند. از پایستگی انرژی

۴۹- تابع موج الکترونی، در مبداء متناهی است [با توابع موج یک چاه مربعی شکل (۴-۲۴) مقایسه کنید]. در اغلب موارد، احتمال گیراندازی از لایه L تقریباً ۱۰٪

لایه K است. Robinson and Fink, 1960

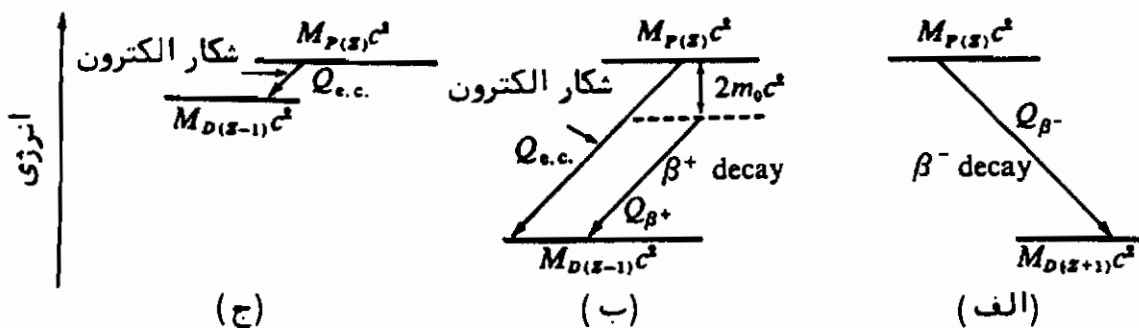
$$M_P c^2 = M_D c^2 + E_B + T_v \quad (۱۵۴-۴)$$

که در آن E_B انرژی بستگی الکترون (از دست‌رفته) در هسته دختر است. جرمهای اتمی، مربوط به اتمها در حالت پایه آنهاست. از انرژی پس‌زنی هسته دختر نیز صرف‌نظر کرده‌ایم. مقدار Q در گیراندازی الکترون برابر است با انرژی جنبشی نوترینو

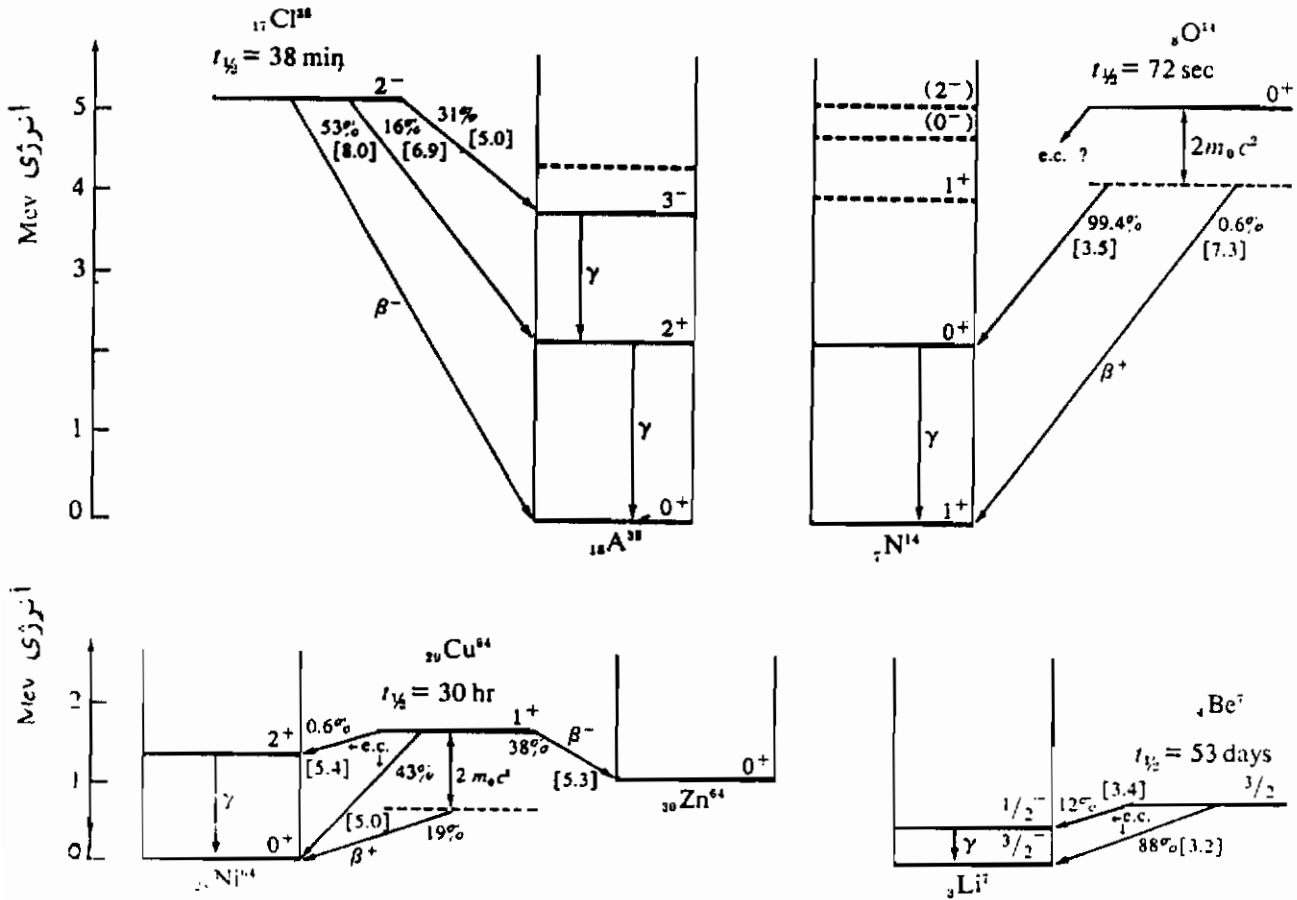
$$\begin{aligned} Q_{e.c.} &= T_v \\ &= (M_P - M_D)c^2 - E_B \end{aligned} \quad (۱۵۵-۴)$$

چون برای الکترون والانس $E_B \approx 0$ ، اگر $M_{P(Z)} > M_{D(Z-1)}$ ، گیراندازی الکترون رخ خواهد داد. گیراندازی الکترون از یک لایه داخلی تر اتم، با یک فرایند ثانوی، نظیر گسیل پرتوهای x یا الکترونهاى اوزه (ر.ک بخش ۳-۴ ج) توسط اتم دختر همراه است. در شکل (۴-۲۷) سینماتیک سه فرایند واپاشی بتایی را خلاصه کرده‌ایم. هر سه نوع واپاشی بتایی نیز می‌توانند به یک حالت برانگیخته منجر شوند و واپاشیهای نوعی در شکل (۴-۲۸) نشان داده شده است.

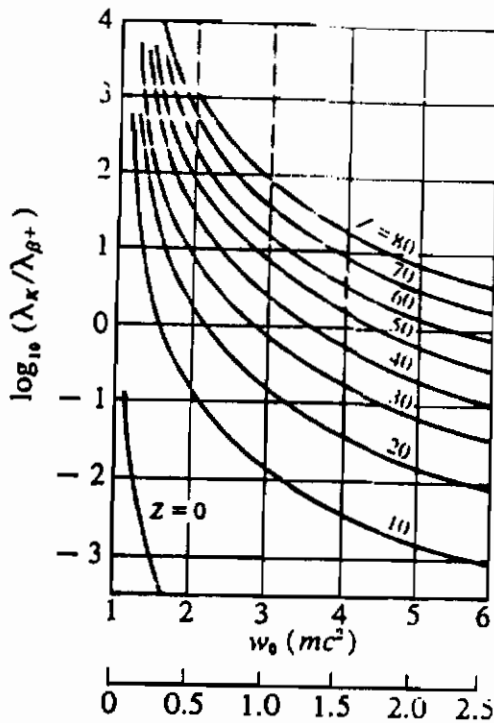
ثابت واپاشی $\lambda_{e.c.}$ ی گیراندازی الکترون را می‌توان مطابق همان نظریه‌ای که قبلاً" ارائه کردیم محاسبه کرد. چون فقط یک ذره گسیل می‌شود، عبارت (۴-۱۲۹) برای چگالی حالتها به کار می‌رود. برای گذارهای مجاز، مقدار $\lambda_{e.c.}$ متناسب با T_v^2 است. T_v معادل $\lambda_{e.c.}$ (۴-۱۳۰) نسبت $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ عملاً" مستقل از هر نوع آثار هسته‌ای است، از اینرو آزمون خوبی برای نظریه واپاشی بتایی است. شکل (۴-۲۹) نسبت محاسبه شده را برای گیراندازی K در مقایسه با گسیل پوزیترون نشان می‌دهد. توافق خوبی با تجربه پیدا شده است. هنگامی که نظریه توسط تجربه تأیید شد، می‌توان از نسبت $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ برای برآورد انرژیهای واپاشی استفاده کرد.



شکل (۴-۲۷): سینماتیک واپاشی بتایی. الف) واپاشی β^- (ب) واپاشی β^+ و گیراندازی الکترونی. واپاشی β^+ وقتی میسر است که $M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} > 2m_0$ ج) گیراندازی الکترون وقتی صورت می‌گیرد که $0 < M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} < 2m_0$ باشد.



شکل ۴-۲۸ نمودارهای نوعی گسیلنده‌های بتا. ترازهای هسته‌ای که در واپاشی بتایی دخالتی ندارند با نقطه چین نشان داده شده‌اند (این ترازاها از روی واکنشهای هسته‌ای پیدا شده‌اند). نسبت‌های شاخه‌ای به درصد داده شده و مقادیر $\log f t_{1/2}$ در گروه نوشته شده‌اند.



انرژی نقطه نهایی $T_e(\max)$. MeV

شکل ۴-۲۹: احتمال گیراندازی الکترون K در مقایسه با واپاشی پوزیترونی، برحسب انرژی نقطه نهایی طیف پوزیترون برای اعداد اتمی متعدد هسته دختر. نمودار، فقط مربوط به طیف‌های مجاز است.

[E. Feenberg and G. Trigg, *Rev. Mod. Phys.* 22: 399 (1950), adapted by Evans, 1955.]

۴ - ۶ ز) واپاشی معکوس بتایی

نظریه واپاشی بتایی پیش‌بینی می‌کند که نوترینوها باید دارای یک احتمال برهم‌کنش خیلی کوچک، ولی متناهی (غیرصفر)، با هسته‌ها باشند که تقریباً 10^{-19} مرتبه کوچکتر از واکنش‌های هسته‌های معمولی است. در بخش (۴-۶ الف) متذکر شدیم که چنین برهم‌کنشی توسط رانیز و کوان (۱۹۵۳) پیدا شد. آنها دنبال واکنش



می‌گشتند که در آن پادنوترینوها توسط واپاشیهای بتایی داخل یک راکتور هسته‌ای تولید شوند. این واکنش، معکوس واپاشی بتایی نوترون است



زیرا طبق نظریه دیراک (بخش ۳-۴ د) آفرینش یک الکترون توام با نابودی یک پوزیترون است. به عبارت دیگر، فرایند



کاملاً" معادل با واپاشی بتایی می باشد .

در واکنش (۴-۱۵۶) ، آفرینش یک نوترون با آشکارسازی تشعشع انهدامی حاصل از پوزیترون مشخص می شد که چند میکروثانیه پس از آشکارسازی تشعشع گامای حاصل از گیراندازی نوترون کند صورت می گرفت (بخش ۵-۵ ج) . چنین دنباله‌ای از رویدادها ، واکنش (۴-۱۵۶) را از تمام واکنشهای ممکن زمینه متمایز می سازد . با روشن و خاموش کردن راکتور مولد پادنوترینو ، می توان احتمال تولید واکنش را بررسی و معلوم نمود که با نظریه به خوبی سازگار است .

در آزمایش مشابه ، دیویس (۱۹۵۵) ، سعی کرد فرایند معکوس گیراندازی الکترون



را ایجاد کند ولی نتوانست واکنش



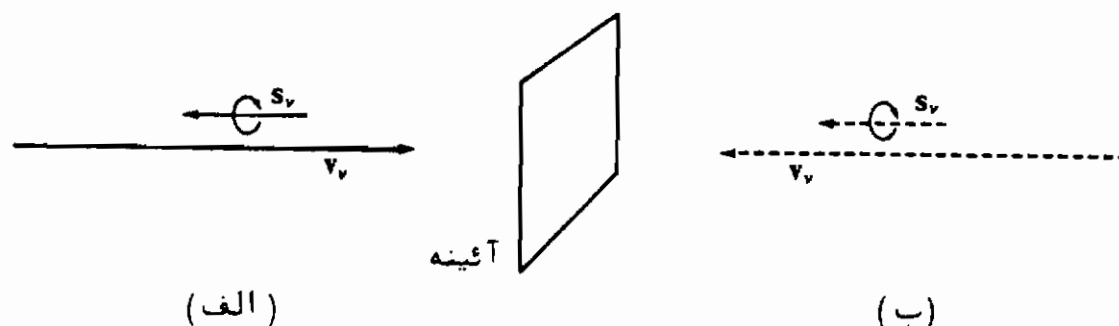
را در مجاورت یک راکتور آشکار سازد . زیرا راکتورها پادنوترینو ایجاد می کنند^{۵۱} ؛ این به وضوح نشان می دهد که نوترینوها و پادنوترینوها ذرات متفاوتی هستند . ما امروزه می دانیم که این دو ذره از لحاظ جهت اسپین ذاتی شان از یکدیگر متمایزند ؛ جهت اسپین ذاتی نوترینوها پاد موازی با جهت حرکت است . در صورتی که جهت اسپین پادنوترینوها با جهت حرکتشان موازی است [گلدهابر ، گرودرزین ، سونیر (۱۹۵۸)]^{۵۲} .

۴-۶ ج) ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی

خاصیت نوترینوها که در فوق ذکر کردیم ، پاریته را پایسته نمی دارد و در توافق با تجربه منجر به نوعی ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی می شود . مطابق شکل (۴-۳ الف) نوترینویی را در نظر بگیرید که به سمت راست در حرکت است . تکانه زاویه‌ای اسپین آن $s\hbar$ به سمت چپ است . اگر این خاصیت نوترینو پاریته را پایسته می داشت ، وضعیت آینه‌ای ، شکل

۵۱- گیراندازی نوترون توسط ویژه هسته‌های پایدار ، معمولاً " ایجاد ویژه هسته‌های پرتوزای بتا می کند که گسیلنده پادنوترینو می باشند .

۳-۴ ب، نیز باید امکان پذیر می‌بود، زیرا جهت بردار تکانه زاویه‌ای در این تجربه آینه‌ای تغییر نمی‌کند.^{۵۳}



شکل ۳-۴: خاصیت ناپایستگی پاریته در نوترینو. (الف) نوترینو با سرعت v_v به سمت راست حرکت می‌کند. (ب) تجربه آنطور که در آینه دیده می‌شود. این وضعیت برای نوترینو در طبیعت اتفاق نمی‌افتد.

ولی، این وضعیت برای نوترینو نمی‌تواند رخ دهد، زیرا، همانطور که در بالا بیان کردیم، اسپین تمام نوترینوها با بردار سرعت آنها پادموازی است. وضعیت نشان داده شده در شکل (۳-۴ ب) مربوط به یک پادنوترینو است. به عبارت دیگر، تجربه آینه‌ای فقط وقتی امکان پذیر است که ذره به پادذره تبدیل شود.

این ناپایستگی پاریته نوترینوها نخستین بار در یک رشته آزمایش که توسط "لی ویانگ" (۱۹۵۶) انجام شد کشف گردید. آنها از روی بعضی واپاشیهای مزونی دریافتند که تجربیات آینه‌ای در واپاشی بتا در طبیعت اتفاق نمی‌افتند، مگر اینکه هریک از ذرات سبک (الکترون، پادنوترینو) به پادذره خودش (پوزیترون، نوترینو) تبدیل شود. مخصوصاً،^{۵۳} دو اثر از ناپایستگی پاریته پیش‌بینی و پیدا شدند:

- ۱- توزیع زاویه‌ای پرتوهای بتا از هسته‌های قطبیده نسبت به صفحه‌ای که از هسته می‌گذرد و عمود بر محور قطبش است، متقارن نیست.
- ۲- الکترونهای گسیل شده در واپاشی بتایی، جهت اسپینشان بیشتر پادموازی با جهت حرکتشان است، و در مورد پوزیترونها وضعیت برعکس است. اینکه، این دو خاصیت پاریته را پایسته نمی‌دارند، ممکن است با ملاحظاتی نظیر آنچه که در رابطه با شکل (۳-۴)

۵۳- اگر فرض کنیم که تکانه زاویه‌ای نوترینو را بتوان مانند تکانه زاویه‌ای یک جسم دوار در نظر گرفت، ملاحظه می‌شود که جهت دوران در آینه تغییر نمی‌کند (شکل ۳-۴).

بوصیح دادیم اتاب کرد^{۵۴}.

انرژیهای پناپایستگی یارینه، فقط برای دراب سک درواپاشی بتایی رخ می دهند. حالت‌های هسته‌ای دارای یک یارینه معین با دقت فوق العاده زیاد هستند به طوری که قواعد کریش (۴-۱۵۲) باید رعایت شود. همچنین، الکترونیهای معمولی دارای هیچگونه جهت قطبش خاصی نیستند.

۴ - ۶ ط) اطلاعاتی در مورد ساختار هسته از روی واپاشی بتایی

قسمتی از اطلاعات مربوط به ساختار هسته از روی واپاشی بتایی، نظیر اطلاعاتی است که از واپاشی گامایی به دست می آید. انرژیهای واپاشی برای آزمویدن روندهای منظم انرژی در هسته‌ها، بخصوص فرمول نیمه تجربی حرم و انرژیهای لایه‌ای، معدند. عنصر مانریسی [معادله (۴-۱۳۵)] نسبت به همیوشی توابع موج ویژه هسته‌های دختر و مادر بسیار حساس است. در هسته‌های آبندهای، همیوشی عملاً کامل است. این مطلب تائید دیگری بر تقارن برهم کشهای هسته‌ای نسبت به گذارهای بتا س ترازهای مربوط، هر جا که از نظر انرژی مجاز هستند، امر مجاز می باشد. این، مؤید همیوشی کامل بین توابع موج است و استقلال از بار سروهای هسته‌ای را تائید می کند (بحث ۲-۷).

تانسیل برهم کنش ΔV [معادله (۴-۱۳۵)] نیز محتوی اطلاعات با ارزشی است، که ایده‌های جدیدی از نقش مزونهای مختلف در هسته را ارائه خواهد داد. امروزه، فقط محدودیت‌های عمومی چندی را بر ΔV ، که ناشی از انرژی تقارن و ناپایستگی یارینه است، می توانم درک کنیم. بزرگی β ی تانسیل برهم کنش هنوز توضیح داده نشده است. به طور تجربی معلوم شده است که اس صریب تقریباً 10^{+6} مرتبه کوچکتر از برهم کنشهای هسته‌ای یا 10^{+4} بار کوچکتر از برهم کنشهای الکترومغناطیسی است. از اینرو برهم کنش واپاشی بتایی را برهم کنش ضعیف می نامند. پیش بینی می شود که عامل این برهم کنش میدان نیرویسی است، که نه هسته‌ای است، نه الکترو مغناطیسی، و نه گرانشی.

مسائل

- ۱-۴ یک منبع پرتوزا شامل مخلوطی از دوویژه هسته پرتوزاست که فعالیت اولیه آنها مساوی است. یکی از ویژه هسته‌ها با نیمه عمر $\frac{1}{3}$ سال و دیگری با نیمه عمر $\frac{1}{4}$ سال و می‌باشد. بعد از یک سال چه کسری از فعالیت اولیه باقی می‌ماند؟
- ۲-۴ فراوانی طبیعی ^{235}U برابر $0/72\%$ در صد و ^{238}U برابر $99/3\%$ درصد است. به فرض آنکه در فرایند تشکیل ماده، فراوانی هر دو ایزوتوپ یکسان بوده باشد، زمان پیدایش عناصر را حدس بزنید. نیمه عمرهای ^{235}U و ^{238}U به ترتیب برابر $4/8 \times 10^8$ سال و $4/6 \times 10^9$ سال است.
- ۳-۴ یک نمونه پرتوزای تولید شده در یک راکتور هسته‌ای دارای منحنی واپاشی زیر است

فعالیت شمارش در ثانیه	زمان مشاهده (به دقیقه)	فعالیت شمارش در ثانیه	زمان مشاهده (به دقیقه)
128	10	366	0
99	15	289	1
78	20	241	2
63	25	210	3
50	30	189	4
42	35	173	5
35	40	161	6
30	45	151	7

- بعد از چند ساعت، یک زمینه ثابت به اندازه ۱۵ شمارش در ثانیه اندازه گیری می‌شود؟ نیمه عمر و فعالیت‌های نسبی اولیه ایزوتوپهای پرتوزا را در نمونه محاسبه کنید.
- ۴-۴ ویژه هسته پرتوزای Na^{24} (ساعت $t_{1/2} = 14/8$) از بمباران Na^{23} توسط نوترون به دست می‌آید. اگر آهنگ تولید Na^{24} برابر $10^8/\text{sec}$ بوده و بمباران با نمونه تازه Na^{23} انجام شود، مطلوب است: (الف) ماکزیموم فعالیت Na^{24} (بر حسب کوری) (ب) زمان بمباران لازم جهت ایجاد ۹۰ درصد فعالیت ماکزیموم (ج) تعداد آنها پرتوزای Na^{24} ، سه ساعت پس از توقف بمباران (ب).

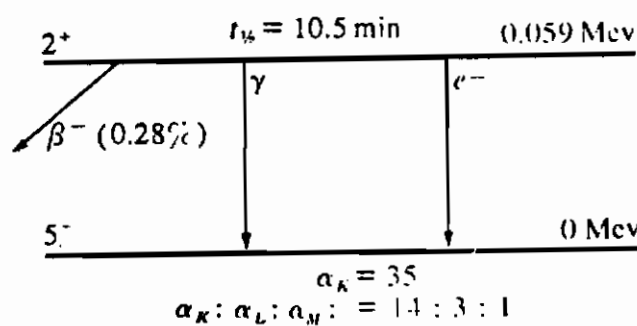
۴-۵ الف) یک گرم از عنصر بیسم، تعداد ۲۹ دره β^- در ناسه، برابر واپاشی K^{40} گسل می‌کند. (فراوانی طبیعی برابر ۵/۵۱۲ انم درصد است). به‌غلبت رقابت واپاشی کیرانداری الکترونی و ایجاد یک حالت برانگیخته 0.840 ، بردهای کاما سر گسل می‌توند. نسبت $N_{\beta^-}/N_{\beta^+} = 0/12$. هیچ واپاشی کیراندازی الکترونی که منجر به حالت پایه 0.840 شود وجود ندارد. سعه عمر K^{40} چقدر است؟ (ب) این واپاشی برتورا را می‌توان جهت تعیین عمر زمین‌ساختی یک کانی، با اندازه‌گیری غلظت K^{40} و 0.840 ، به‌کار برد. فرض می‌کنیم که تمام 0.840 موجود از واپاشی K^{40} نتیجه شود و هیچ 0.840 کانی فرار نکرده باشد. (ج) عمر یک کانی که برای آن $N(A^{40})/N(K^{40}) = 0.5$ است چقدر است؟

۴-۶ الف) یک سوکلثید مادر برنوزا، دارای یک دختر برنوزا است. اگر عنصر برنوزایی مادر در ابتدا خالص باشد، یک رابطه برای زمانی پیدا کنید که در آن فعالیت دختر ماکزیموم باشد. در این لحظه نسبت فعالیت مادر به دختر چقدر است؟ (ب) یک نمونه خالص Th^{227} (روز $t_{1/2} = 18/2$) با گسیل آلفا به Ra^{223} (روز $t_{1/2} = 11/7$) واپاشی می‌کند. عنصر Ra^{223} نیز گسلنده آلفا است. چه موقع فعالیت آن ماکزیموم است؟ (ج) نسبت فعالیت Th^{227} به فعالیت Ra^{223} بعد از چندین ماه چقدر است؟

۴-۷ رادیوم (Ra^{226} ، سال $t_{1/2} = 1622$) به رادون (روز $t_{1/2} = 3/82$) و Rn^{222} که یک کار تک انعی است واپاشی می‌کند. یک نمونه خالص رادیوم 1000mC ، بعد از چند ماه با فراورده‌های واپاشی خود به حالت تعادل در می‌آید. مطلوبست محاسبه تعداد اتمهای موجود رادون در آن زمان. در شرایط متعارفی (NTP)، این گاز چه حجمی را اشغال می‌کند؟

۴-۸ یک نمونه خالص 100mC از RaE (Bi^{210} ، سال $t_{1/2} = 5/01$) به پلونیوم (Po^{210}) و روز $t_{1/2} = 138/4$) واپاشی می‌کند. ماکزیموم فعالیت پلونیوم را حساب کنید.

۴-۷ مطابق شکل، ویژه هسته Co^{60} دارای یک تراز ایزومری است. (الف) ثابتهای واپاشی مجزا برای واپاشی α, β, γ چیست؟ (ب) برآورد مناسب وایسکوف برای ثابت واپاشی گامایی چیست؟ (ج) بهنای تراز ایزومری Co^{60} (به ev) چقدر است؟



- ۴-۱۰ در B_{11} ، یک گذار گاما از تراز $9/28 \text{ Mev}$ (اسپین-پاریته $5/2^+$) به تراز $4/46 \text{ Mev}$ (اسپین پاریته $3/2^-$) صورت می‌گیرد. مرتبه قطبیت برتر در این گذار چیست؟ بر طبق مدل وایسکوف، پهنای مورد انتظار گاما را (به ev) حساب کنید (مقدار اندازه‌گیری شده Γ_γ برابر $5/4 \text{ ev}$ است).
- ۴-۱۱ در Z_{89} یک تراز ایزومری در $2/315 \text{ Mev}$ دارای نیمه عمر $0/83$ ثانیه است. این تراز دارای یک شاخه 16 درصد به یک حالت 2182 Mev و یک شاخه 84 درصد به حالت پایه است. ضرایب تبدیل K ی این دو گذار، به ترتیب، $2/5$ و 4×10^{-4} است. با به کار بردن معادله $(4-69)$ و شکل $(4-9)$ مرتبه چند قطبیتی این گذارها و اسپین و پاریته ممکن ترازها را حدس بزنید.
- ۴-۱۲ واپاشی بتای 137 Cs 55 به یک تراز ایزومری 137 Ba 56 منجر می‌شود، که این تراز نیز با یک گذار $0/6616 \text{ Mev}$ و $0/6616 \text{ Mev}$ می‌باشد. انرژی الکترونیهای تبدیل داخلی K و L را محاسبه کنید. (انرژیهای بستگی K و L برای Cs به ترتیب برابر $25/9 \text{ keV}$ و $5/7 \text{ keV}$ و برای Ba به ترتیب $27/4 \text{ keV}$ و $6/0 \text{ keV}$ است).
- ۴-۱۳ در شکل $(4-17)$ الف) انرژی واپاشی آلفای 238 Pu و انرژی ترازهای برانگیخته 234 U داده شده‌اند. مطلوبست محاسبه انرژی جنبشی گروه ذرات آلفایی که منجر به تراز برانگیخته $0/499 \text{ Mev}$ در 234 U می‌شود.
- ۴-۱۴ الف) از روی فرمول نیمه تجربی جرم نشان دهید که برای یک ایزوتوپ همبند، باید شیب انرژی واپاشی آلفا بر حسب عدد نوترونی منفی باشد. (ب) مقادیر شیب را برای $Z=86$ و $N=120$ و 130 با به کار بردن هر مجموعه سازگار از پارامترهای انرژی محاسبه کنید [با شکل $(4-12)$ مقایسه کنید].
- ۴-۱۵ الف) از روی فرمول نیمه تجربی جرم نشان دهید که برای یک ایزوتون همبند باید شیب انرژی واپاشی آلفایی بر حسب عدد اتمی مثبت باشد. (ب) مطلوبست محاسبه این شیب برای $N=120$ در نزدیک $Z=84$ با استفاده از هر مجموعه سازگار از پارامترهای انرژی [با شکل $(4-12)$ مقایسه کنید].
- ۴-۱۶ ویژه هسته 144 Nd ، ذرات آلفای $1/82 \text{ Mev}$ گسیل می‌کند. از رابطه $(4-95)$ جهت تعیین نیمه عمر آن استفاده کنید (نیمه عمر تجربی برابر است با $2/4 \times 10^{15}$ سال).
- ۴-۱۷ فرض کنید دو ایزوتوپ عنصر 98 Cf ($A \approx 250$)، که تفاوت عدد نوترونی آنها 4 است، دارای انرژیهای واپاشی آلفای یکسانی باشند. الف) کدام ایزوتوپ دارای نیمه عمر بیشتری است؟ (ب) اختلاف درصد مورد انتظار را در نیمه عمرها محاسبه

کنید .

۴-۱۸ انرژی نقطه نهایی طیف بتای نوترون (به Mev) را از روی جرمهای نوترون و نئیدرژن به دست آورید .

۴-۱۹ نشان دهید که اگر انرژی نقطه نهایی یک گسیلنده بتا کمتر از m_0c^2 باشد ، نسبت انرژی متوسط بتا به انرژی نقطه نهایی $\frac{1}{3}$ است . فرض کنید که تابع فرمی در فاصله انرژی مورد بحث تقریباً ثابت باشد .

۴-۲۰ در شکل (۴-۱۸) فرض کنید که زاویه بین هسته Li^6 پس زده و الکترون ۹۰ درجه باشد . فقط از این فرض نتیجه بگیرید که انرژی جنبشی الکترون نشان داده شده باید کمتر از نصف ماکزیموم انرژی موجود باشد (ممکن است یک جواب نموداری مفید باشد) .

۴-۲۱ فرض کنید که در شکل (۴-۱۸) زاویه بین هسته Li^6 پس زده و الکترون ۹۰ و بزرگی تکانه هسته Li^6 و الکترون یکی باشد . انرژیهای جنبشی سه ذره فرآورده این واپاشی (β^- و e^- و Li^6) را محاسبه کنید . انرژی واپاشی He^6 ۲/۷۵ Mev است .

۴-۲۲ با استفاده از اصل عدم قطعیت نشان دهید که پاشیدگی انرژی جنبشی الکترونها در داخل هسته ^{12}C در مقایسه با بیشترین انرژیهای نقطه نهایی پرتوهای بتای هستههای سبک (۱۵ Mev \approx) زیاد است . (از فرمولهای نسبیتی استفاده کنید ، می توانید فرض کنید که برای الکترون فرضی داخل هسته ، $p \gg m_0c$ است) . از این ناسازگاری گاهی برای رد وجود الکترون در هستهها استفاده می شود .

۴-۲۳ با فرض اینکه هسته Be^7 قبل از وقوع یک گیراندازی K ساکن باشد ، بعد از فرایند گیراندازی K ، چه سرعت (به cm/sec) و انرژی (به ev) به آن داده می شود؟ جرم سکون نوترینو را صفر فرض کنید (اختلاف جرم اتمی بین Be^7 و Li^7 برابر Mev ۰/۸۶ می باشد) .

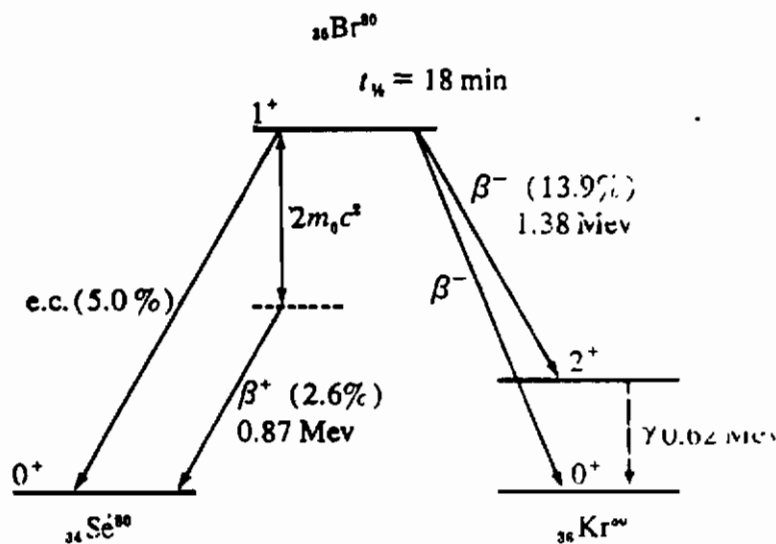
۴-۲۴ یک آمپول به حجم $2/57 \text{ cm}^3$ دارای گاز تریتیوم در شرایط متعارفی (NTP) است و با آهنگ $0/1909 \text{ cal/hour}$ حرارت تولید می کند . نیمه عمر تریتیوم ۱۲/۴۶ سال و طیف بتای آن دارای انرژی نقطه نهایی ۱۹/۴ keV است . (الف) فعالیت نمونه تریتیوم را بر حسب کوری به دست آورید (ب) انرژی متوسط درات بتای گسیل شده چقدر است؟ (ج) نسبت انرژی متوسط به انرژی ماکزیمم چقدر است؟ (مساله ۴-۱۹ را ملاحظه کنید) .

۴-۲۵ در جدول زیر، بعضی از حالت‌های اولیه و نهایی هسته‌ای داده شده‌اند. بیان کنید آیا واپاشی پرتوزای طبیعی بین این ترازها مجاز است یا نه؟ و اگر جواب مثبت است، دقیقترین مد واپاشی برتر را توضیح دهید. فرض کنید که همیشه

$$(M_{\text{initial}} - M_{\text{final}})c^2 = 2 \text{ Mev.}$$

هسته نهایی				هسته اولیه				
A	Z	I	پاریتت	A	Z	I	پاریتت	
A	Z	1	+	A	Z	1	-	(۱)
A	Z	$\frac{7}{2}$	+	A	Z	$\frac{3}{2}$	+	(۲)
A	Z	0	-	A	Z	0	-	(۳)
A	Z	4	+	A	Z	5	+	(۴)
A	Z-1	3	-	A	Z	3	-	(۵)
A	Z-1	$\frac{1}{2}$	-	A	Z	$\frac{9}{2}$	+	(۶)
A	Z+1	0	-	A	Z	0	-	(۷)
A	Z+1	1	-	A	Z	2	+	(۸)
A	Z-2	2	+	A	Z	0	+	(۹)
A-4	Z-2	2	+	A	Z	0	+	(۱۰)

۴-۲۶ شکل زیر، طرح وار واپاشی ^{90}Br را نشان می‌دهد. (الف) با استفاده از اطلاعات داده شده و شکل ۴-۲۴ مقادیر $\log ft$ ی سه واپاشی بتا را حساب کنید. (ب) با استفاده از شکل (۴-۲۹) نسبت مورد انتظار K/β^+ را برای شاخه پوزیترون حساب کنید. (ج) شاخه‌های مختلف را بر حسب مرتبه و نوع دسته‌بندی کنید.





فصل

واکنشهای هسته‌ای

۱-۵ مقدمه :

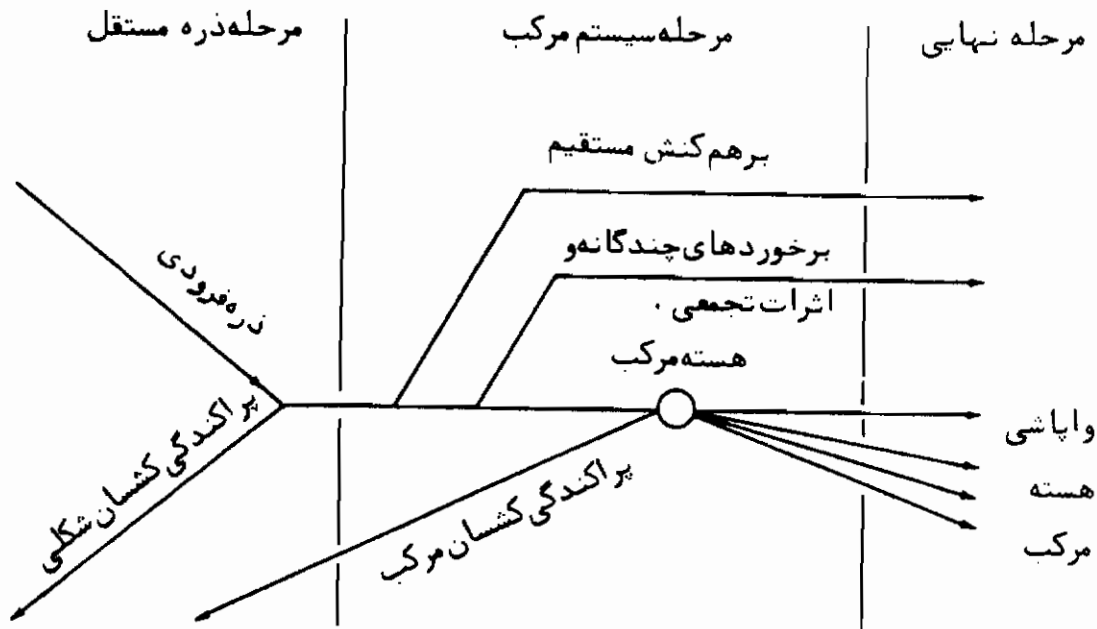
بین ۱۹۱۹، که راترفورد کشف تبدیل هسته‌ای^۱ مصنوعی



را اعلام کرد و ۱۹۳۹، که شکافت هسته کشف شد (هان و اشتراس من، منتر و فریش)، تقریباً تمام فرایندهای هسته‌ای شناخته شده که می‌توانست توسط انرژیهای بمبارانی تقریباً تا ۱۰ Mev انجام گیرد، پیدا شده بود. از آن هنگام تا کنون، انرژیهای بمبارانی تقریباً به ۱۰ Bev گسترش یافته، و انواع جدید بسیاری از واکنشها، به ویژه آنهایی که شامل مزونها و ذرات ناپایدار دیگرند، تولید شده‌اند. هرچند که اکنون روش شده است مزونها نقش مهمی را در نیروهای هسته‌ای بازی می‌کنند، ولی بحث فعلی، محدود به واکنشهای هسته‌ای در زیر آستانه تولید مزون (150 Mev) است. نظریه‌های مفصل واکنش هسته‌ای به تدریج توسط دو مدل به ظاهر متناقض قطره‌ای و لایه‌ای ساختار هسته که در فصل دوم متذکر شده‌ایم، تکمیل شدند. در یک نظریه، فرض شده بود (بوهر - ۱۹۳۶) که یک پرتابه هسته‌ای که بر روی یک هسته فرود می‌آید به شدت با تمام نوکلئونهای آن قویاً برهم‌کنش کرده و انرژی‌اش را سریعاً بین آنها تقسیم می‌کند. هسته مرکبی که به این شکل پدید می‌آید، مستقل از چگونگی تشکیل آن و می‌باشد. در نظریه واکنش مبتنی بر مدل لایه‌ای (بت، ۱۹۴۰، فرنباخ، سر بر و تیلور، ۱۹۴۹، پرتر، و وایسکوف، ۱۹۵۴) پیشنهاد شده بود که یک نوکلئون فرودی از طریق پتانسیل مدل لایه‌ای با هسته برهم‌کنش می‌کند و احتمال جذب آن و ایجاد هسته مرکب

۱ - یک عکس اطافک ابری این واکنش در شکل ۵-۷ نشان داده شده است.

نسبتاً کم است. این جنبه‌های متفاوت از واکنش هسته‌ای را می‌توان در یک نظریه منفرد گنجانده (وایسکوف، ۱۹۵۷، فشباح، ۱۹۵۸).

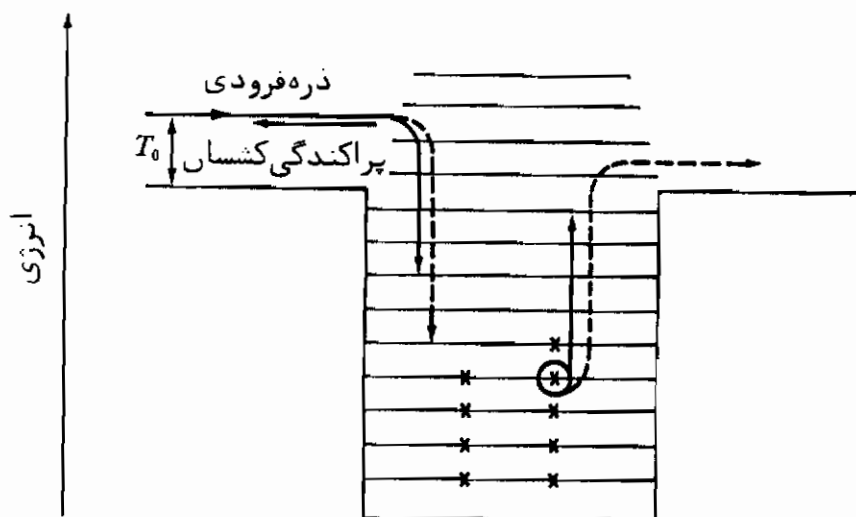


شکل ۱-۵: رشته مراحل یک واکنش هسته‌ای بر طبق نظریه وایسکوف (وایسکوف، ۱۹۵۷).

طبق نظریه وایسکوف، هر واکنش هسته‌ای از طریق یک رشته مراحل مختلف، که به طور طرح وار در شکل (۱-۵) آمده است، انجام می‌شود. وقتی ذره فرودی به لبه پتانسیل هسته‌ای می‌رسد، اولین برهم کنش عبارت خواهد بود از انعکاس جزئی تابع موج موسوم به پراکندگی کشان. یادآوری می‌کنیم که هر نا پیوستگی پتانسیل دارای یک ضریب انعکاس متناهی برای موج فرودی است (معادله ۲-۱۶۲) که مستقل از جهت حرکت موج است. بخشی از تابع موج که وارد هسته می‌شود دستخوش جذب قرار می‌گیرد. فشباح پیشنهاد می‌کند که اولین مرحله در فرایند جذب مشتمل بر برخورد دوجسم است. به عبارت دیگر، اگر ذره فرودی یک نوکلئون منفرد باشد با یک نوکلئون منفرد در هسته برهم کنش کرده آنرا به یک تراز انرژی پرنشده می‌برد (شکل ۵-۲). اگر نوکلئون مورد اصابت، هسته را ترک کند، یک واکنش مستقیم رخ می‌دهد. ظاهراً این فرایند در انرژیهای زیاد محتملتر است، چه در این حال لااقل یک نوکلئون شانس دریافت انرژی کافی جهت ترک هسته را خواهد داشت.

اگر نوکلئون مورد اصابت، هسته را ترک نکند، برهم کنشهای پیچیده تری می‌توانند به وجود آیند، نوکلئون فرودی (یا نوکلئون مورد اصابت) می‌تواند با نوکلئون دومی

در هسته برهم‌کنش کند و آنرا به یک تراز برانگیخته پرنشده ببرد. در این صورت، تحت شرایط مناسب، هسته می‌تواند به یک حالت تجمعی برانگیخته شود (ر.ک. بخش ۲-۵)، و یکی از نوکلئونها می‌تواند هسته را ترک کند. اگر این امر رخ ندهد، هرکدام از نوکلئونها (سه نوکلئون) که اکنون در ترازهای پرنشده‌ای در هسته می‌باشند می‌توانند با نوکلئونهای دیگر برهم‌کنش کنند تا اینکه بالاخره تسهیم انرژی پیش‌بینی شده توسط نظریه هسته مرکب ایجاد شود.



شکل ۲-۵: مرحله نخست در یک واکنش هسته‌ای بر طبق نظریه وحدت فشاج. ذره فرودی با یک نوکلئون در هسته برخورد می‌کند و آنرا به یک تراز بالاتر می‌برد. اگر نوکلئون هسته را ترک کند، یک واکنش مستقیم رخ می‌دهد (نشان داده شده با نقطه چین). نوترونها و پروتونها در روی نمودار متمایز نیستند.

هسته مرکب در یک مجموعه از برهم‌کنشهای چنان پیچیده‌ای بوجود می‌آید که احتمالاً جزئیات مرحله اولیه تشکیلش را "به خاطر" نمی‌آورد. از اینرو، واپاشی آن باید مستقل از نحوه تشکیلش باشد. ممکن است اتفاق افتد که ذره فرودی (یا ذره‌ای از همان نوع ذره فرودی) از هسته مرکب با همان انرژی (c.m.) اولیه‌اش گسیل شود. این کیفیت را پراکندگی کشسان مرکب گویند. ذره‌ای که این چنین گسیل می‌شود را نمی‌توان، جز به احتمالاً با یک درنگ زمانی اندک، از ذره پراکنده شده کشسان شکل تمیز داد.

همچنین از این جنبه واکنش هسته‌ای می‌توان پی برد که وقتی انرژی فرودی T_0 (c.m.) را تغییر دهیم (شکل ۲-۵) ممکن است این انرژی متناظر با یک تراز مجازی از پتانسیل هسته‌ای (شکل ۲-۲۹) باشد. در این صورت، احتمال یافتن ذره فرودی در داخل هسته زیاد است و احتمال واکنش هسته‌ای، دارای یک تشدید "پتانسیلی" تک ذره‌ای است. بررسی

احتمال تشکیل هسته مرکب با چندین تشدید (تشدیدهای هسته مرکب) مشکل‌تر است همین قدر مذکور می‌شود که هر سسم کوانتومی با برانگیختگی زیاد^۲، دارای ترازهای نزدیک به هم بسیاری است. در این صورت وضعیت‌های برانگیختگی متفاوت بسیاری می‌توانند با انرژیهای برانگیختگی مشابه، وجود داشته باشند. امروزه انرژی و پهنای تشدیدهای هسته مرکب را فقط می‌توان بر حسب مابتهای تجربی بیان کرد (بخش ۵-۵)، معذالک بدرک نظری آن نیز در حال تکوین است.

بعضی از جذب‌های واکنشهای هسته‌ای مستقل از سازو کار مفصل برهم‌کنش‌اند و می‌توان آنها را از پایستگی انرژی، تکانه خطی و تکانه زاویه‌ای نتیجه گرفت. پارامتره بزرگ تا حد زیادی پایسته است. به علاوه، تعداد و نوع نوکلئونها در هر واکنش ثابت می‌ماند، مگر اینکه انرژیها آنقدر زیاد باشند که زوجهای نوکلئون - پاد نوکلئون را ایجاد کنند^۳. کاربرد این قوانین پایستگی را در واکنشهای هسته‌ای، قبل از در نظر گرفتن جزئیات احتمال برهم‌کنش یا سطح مقطع، مورد بحث قرار خواهیم داد.

۲-۵ کاربرد قوانین پایستگی:

در انرژیهای بمبارانی زیر 100 Mev، واکنشهای هسته‌ای معمولاً دو فراورده تولید می‌کنند، یعنی این واکنشها از نوع زیر هستند



که در آن

$$a = \text{پرتابه}$$

$$X = \text{هدف (ساکن، در سیستم lab.)}$$

$$b = \text{فراورده سبک واکنش.}$$

$$Y = \text{فراورده سنگین واکنش.}$$

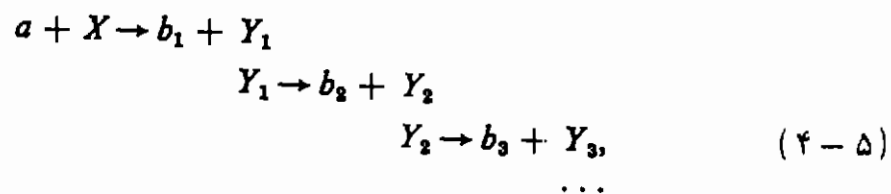
۲- انرژی برانگیختگی هسته مرکب $S + T_0$ است، که در آن S انرژی جدایی ذره، فرودی از حالت پایه هسته مرکب است (شکل ۵-۲۲). مقدار S برای پروتونها و نوترونها حدود 8 Mev است.

۳- اگر تعداد پاد نوکلئونها را با اعداد منفی بیان کنیم، تعداد کل نوکلئونها در تمام واکنشهای شناخته شده پایسته است.

به منظور کوتاه کردن نمادگذاری، واکنش از نوع (۵-۲) را به شکل زیر می‌نویسیم



معمولاً به علت انرژیهای بستگی هسته‌های ذریعته، یک فراورده واکنش سبک و دیگری سنگین است. در بعضی موارد b و Y جرمهایشان حدود یکدیگر (واکنش اسپلاشی یا شکافت)، یا مساوی باهم است. اگر b یک پرتو گاما باشد، از واکنش "گیراندازی" صحبت می‌شود که در آن Y هسته مرکب است. در اغلب مواردی که در آنها بیش از دو فراورده ظاهر می‌شود، می‌توان فرایند را به صورت یک تسلسل سریع از واکنشهای دو - فراورده‌ای توصیف کرد:



واکنش (۵-۱) نمونه‌ای از نوع (۵-۲) است. توجه کنید که تعداد نوترونها و پروتونها پایسته است. تا به حال، تعداد واکنشهای شناخته شده، بیش از چندین هزار است.

۵-۲ الف) سینماتیک، پایستگی تکانه خطی

چون تعداد پروتونها در یک واکنش بدون تغییر باقی می‌ماند، تمام جرمها را می‌توان به صورت جرمهای اتمی نوشت و از اختلاف چند ev انرژی بستگی الکترونها صرف نظر کرد. بنابراین، با استفاده از پایستگی انرژی در مورد واکنش (۵-۲) می‌توان نوشت

$$M_a c^2 + T_a + M_X c^2 = M_b c^2 + T_b + M_Y c^2 + T_Y \quad (۵-۵)$$

که در آن T معرف انرژی جنبشی (آزمایشگاهی) هر ذره است. جرمهای a و X ، جرمهای حالت پایه هستند، از سوی دیگر، بسیاری از واکنشها Y را در حالت‌های برانگیخته باقی می‌گذرانند، در آن مورد، M_Y معرف انرژی جرمی کل آن حالت است.

ارزش Q واکنش را به صورت اختلاف بین انرژی‌های جنبشی نهایی و اولیه تعریف می‌کنند. (ر. ک. معادله ۴-۷۷).

$$Q = T_b + T_Y - T_a \quad (۶-۵)$$

$$Q = [M_a + M_X - (M_b + M_Y)]c^2 \quad (۷-۵)$$

اگر Q مثبت باشد، واکنش را "انرژی‌زا" و اگر منفی باشد آنرا "انرژی‌گیر" می‌خوانیم، یک واکنش اتفاق نمی‌افتد مگر اینکه ذرات b و Y با انرژی‌های جنبشی مثبت گسیل شوند، یعنی،

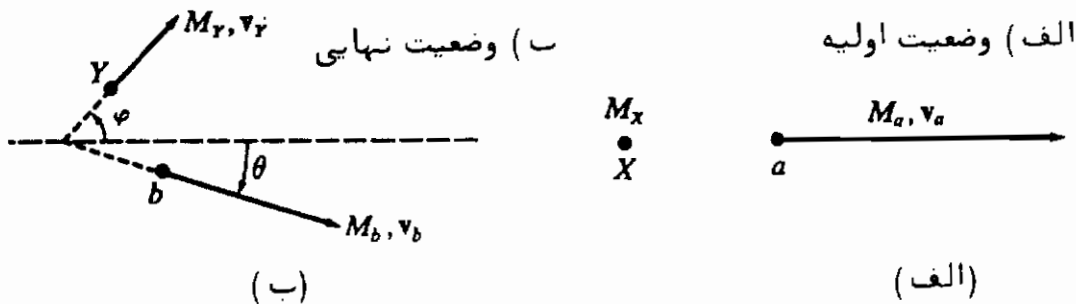
$$T_b + T_Y \geq 0$$

$$Q + T_a \geq 0 \quad (۸-۵)$$

اگر چه این شرط لازم است، ولی کافی نیست.

ارزش Q یک کمیت مهم در یک واکنش‌های هسته‌ای است که می‌توان آنرا از طیف‌نمایی جرم (معادله ۷-۵) یا با اندازه‌گیری انرژی‌های جنبشی تعیین کرد (معادله ۶-۵)، می‌توان نشان داد که، به‌عنوان نتیجه‌ای از پایستگی تکانه خطی، فقط T_b و زاویه θ ی b نسبت به جهت a تعیین شود. (شکل ۵-۳). در سیستم آزمایشگاهی داریم

$$\begin{aligned} M_a v_a &= M_Y v_Y \cos \phi + M_b v_b \cos \theta \\ 0 &= M_Y v_Y \sin \phi - M_b v_b \sin \theta \end{aligned} \quad (۹-۵)$$



شکل ۵-۳: واکنش هسته‌ای در سیستم آزمایشگاهی

برای حذف ϕ ، $Mv = (2MT)^{\frac{1}{2}}$ را برای هر ذره، جایگزین می‌کنیم و معادلات زیر را می‌نویسیم

$$\begin{aligned} (M_a T_a)^{\frac{1}{2}} - (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \cos \phi \\ (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \sin \theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \sin \phi \end{aligned} \quad (۱۰-۵)$$

با مربع کردن هر دو معادله و جمع آنها داریم

$$M_a T_a - 2(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta + M_b T_b = M_Y T_Y \quad (۱۱-۵)$$

با حذف T_Y به کمک معادله^۴ (۵-۶) خواهیم داشت

$$Q = T_b \left(1 + \frac{M_b}{M_Y} \right) - T_a \left(1 - \frac{M_a}{M_Y} \right) - \frac{2}{M_Y} (M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta \quad (12-5)$$

این رابطه را معادله Q می‌نامند. موارد خاص مورد نظر به از $\theta = 90^\circ$ و حالت‌هایی که در آن انرژی بمباران (T_a) صفر است به دست می‌آید. مورد اخیر فقط با نوترون‌ها امکان پذیر است زیرا سد کولنی از وقوع واکنشهای هستهای توسط ذرات باردار با انرژی صفر جلوگیری می‌کند. بنابراین از لحاظ انرژی، وضعیت شبیه معادله (۴-۸) است.

بخشی از انرژی فرودی T_a صرف انرژی جنبشی مرکز جرم می‌شود و برای خود واکنش هستهای مفید نیست. اگرچه تمام آثار تعیین‌کننده را می‌توان توسط^۴ معادله (۵-۱۲) مطالعه کرد، ولی اگر واکنش را در سیستم مرکز جرم^۵ در نظر بگیریم، شکل ۴-۵، (همچنین شکل ۳-۱۱ را ملاحظه کنید)، درون بینی بیشتری پیدا خواهیم کرد. انرژی جنبشی مرکز جرم برابر است با

$$T_{c.m.} = \frac{1}{2} (M_a + M_X) v_0^2 \quad (13-5)$$

که در آن $v_0 = v_a M_a / (M_a + M_X)$ تندی مرکز جرم است. انرژی جنبشی T_0 ذرات اولیه در سیستم مرکز جرم به دو طریق معادل محاسبه می‌شود

$$T_0 = T_a - T_{c.m.} \quad (14-5)$$

یا

$$T_0 = \frac{1}{2} M_a V_a^2 + \frac{1}{2} M_X V_X^2 \quad (15-5)$$

که V معرف تندی هر ذره در سیستم c.m. (شکل ۵-۴) است. از دو معادله^۴ (۵-۱۴) و (۵-۱۵) نتیجه می‌شود

۴ - R. D. Evans، ۱۹۵۵، فصل ۱۲، بخش ۲.

۵ - چون جرم سیستم از $M_a + M_X$ به $M_a + M_Y$ تغییر می‌کند، سیستم مرکز جرم برای فرآورده‌های اولیه و نهایی یکی نیست. تا وقتی که تمام سرعتها غیرنسبیتی هستند و اختلاف جرم نسبی کم است، می‌توان از این اثر صرف نظر کرد. در صورتی که این اثر قابل چشم‌پوشی نباشد بهتر است که یک سیستم مرکز تکانه تعریف کنیم که در خلال واکنش تغییر نمی‌کند.

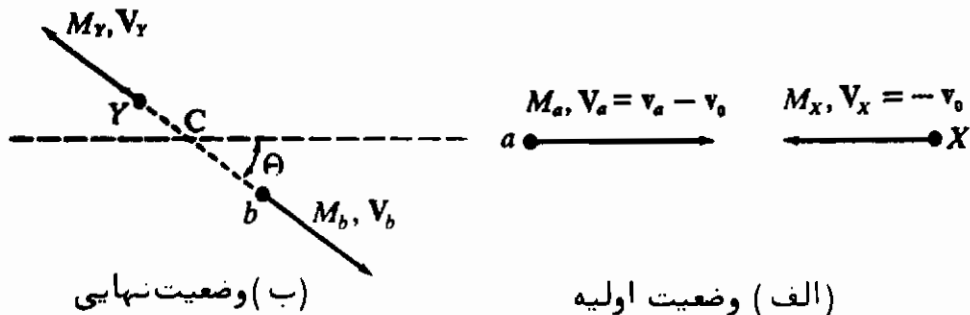
$$T_0 = \frac{M_X}{M_a + M_X} T_a \quad (16-5)$$

انرژی قابل دسترس برای واکنش هسته‌ای عبارت است از

$$Q + T_0 \quad (17-5)$$

که مساوی است با انرژی جنبشی فرآورده‌های واکنش در سیستم مرکز جرم

تندی مرکز جرم عبارت است از $v_0 = v_a M_a / (M_a + M_X)$ همچنین $M_b V_b = M_Y V_Y$



شکل ۵-۴: واکنش هسته‌ای در سیستم c.m. (با شکل ۳-۱۱) مقایسه کنید .

$$Q + T_0 = \frac{1}{2} M_b V_b^2 + \frac{1}{2} M_Y V_Y^2 \quad (18-5)$$

اثبات این رابطه آسان است، چه با اضافه کردن $T_{c.m.}$ به طرفین رابطه (۱۸-۵) نتیجه همسان با (۶-۵) می‌شود.

شرط لازم و کافی برای وقوع واکنش این است که طرف راست معادله (۱۸-۵) مثبت

باشد، یعنی

$$Q + T_0 \geq 0 \quad (19-5)$$

این شرط، خودبه‌خود معادله (۸-۵) را برقرار می‌سازد. با به‌کاربردن معادله (۱۶-۵) همین شرط به صورت زیر در می‌آید

$$T_a \geq \frac{-Q(M_a + M_X)}{M_X} \quad (20-5)$$

در مورد یک واکنش انرژی گیر ($Q < 0$) معادله (۲۰-۵) انرژی آستانه واکنش را می‌دهد.

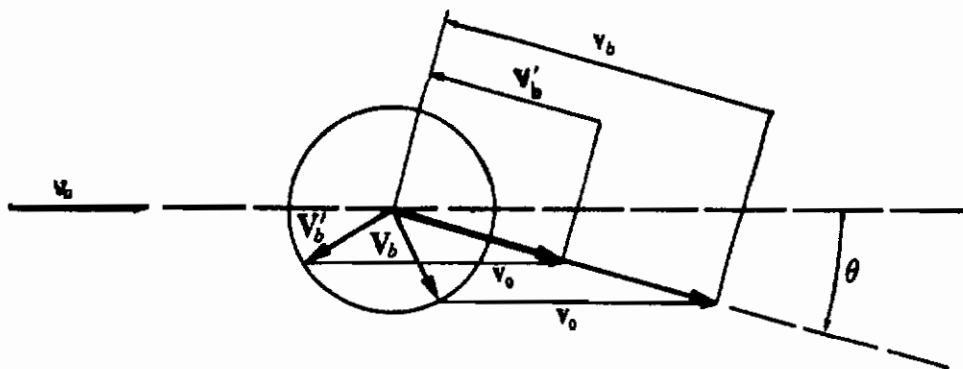
همچنین انرژی آستانه را می توان با توجه به این که در آستانه، ذرات b و Y هردو با تنیدی v_0 در سیستم lab حرکت می کنند به دست آورد.

$$(T_b + T_Y)_{\text{thresh}} = \frac{1}{2}(M_b + M_Y)v_0^2 \quad (21-5)$$

پس از یک محاسبه کوتاه، با استفاده از $M_b + M_Y \approx M_a + M_X$ ، معادله (۲۰-۵) به دست می آید.

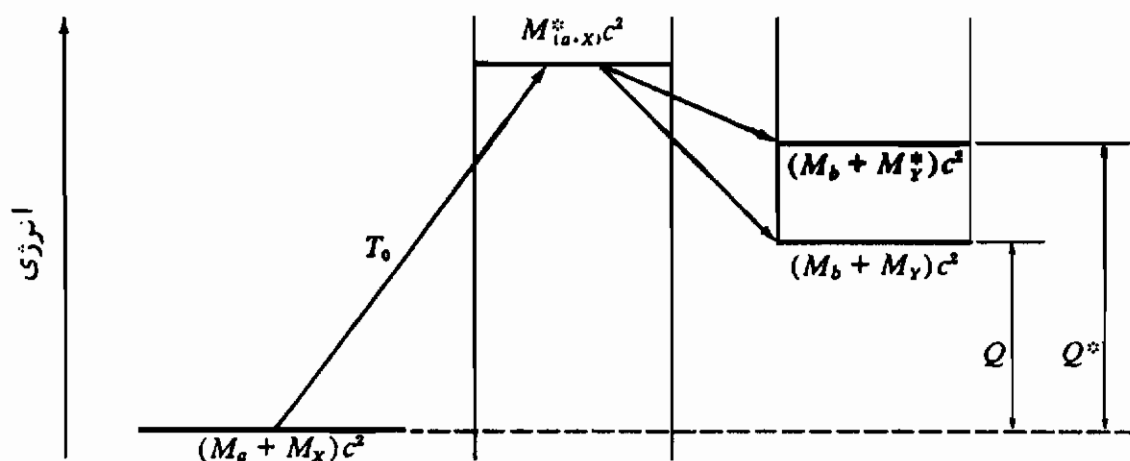
از شکل (۵-۴ ب) می توان با اضافه کردن سرعت v_0 به سرعت های نشان داده شده به سیستم lab برگشت. به این ترتیب، وضعیت های جالب متعددی را می توان به طور هندسی بررسی کرد. به عنوان مثال، در مورد یک واکنش انرژی گیر، در صورتی که T_a فقط اندکی بیش از انرژی آستانه باشد، ذرات b می توانند با دوانرژی جنبشی مختلف در یک زاویه آزمایشگاهی θ ظاهر شوند. علت وقوع این پدیده این است که T_a صرفاً تنیدی V_b در مرکز جرم [به معادله (۵-۱۸) و تساوی $M_b V_b = M_Y V_Y$ توجه شود] را تعیین می کند نه امتداد سرعت V_b آنرا.

مطابق شکل (۵-۵) تحت شرایط مناسب، دو سرعت مختلف V_b و V'_b با بزرگی یکسان می توانند ذرات b را در یک زاویه آزمایشگاهی θ و دو سرعت مختلف v_b و v'_b ایجاد کنند.



شکل ۵-۵: نمودار سرعت برای ذره b با انرژی کمی بیش از آستانه یک واکنش انرژی گیر. در بعضی زوایای آزمایشگاهی θ ، ذره b تحت دوانرژی جنبشی مختلف $\frac{1}{2}M_b v_b'^2$ و $\frac{1}{2}M_b v_b^2$ ظاهر می شود.

بهبتر است اطلاعات جرم - انرژی مرکز جرم را برای یک واکنش هسته‌ای بر روی نموداری شبیه شکل ۵-۶ رسم کنیم. مثال داده شده، یک واکنش انرژی گیر ($Q < 0$) را نمایش می‌دهد.

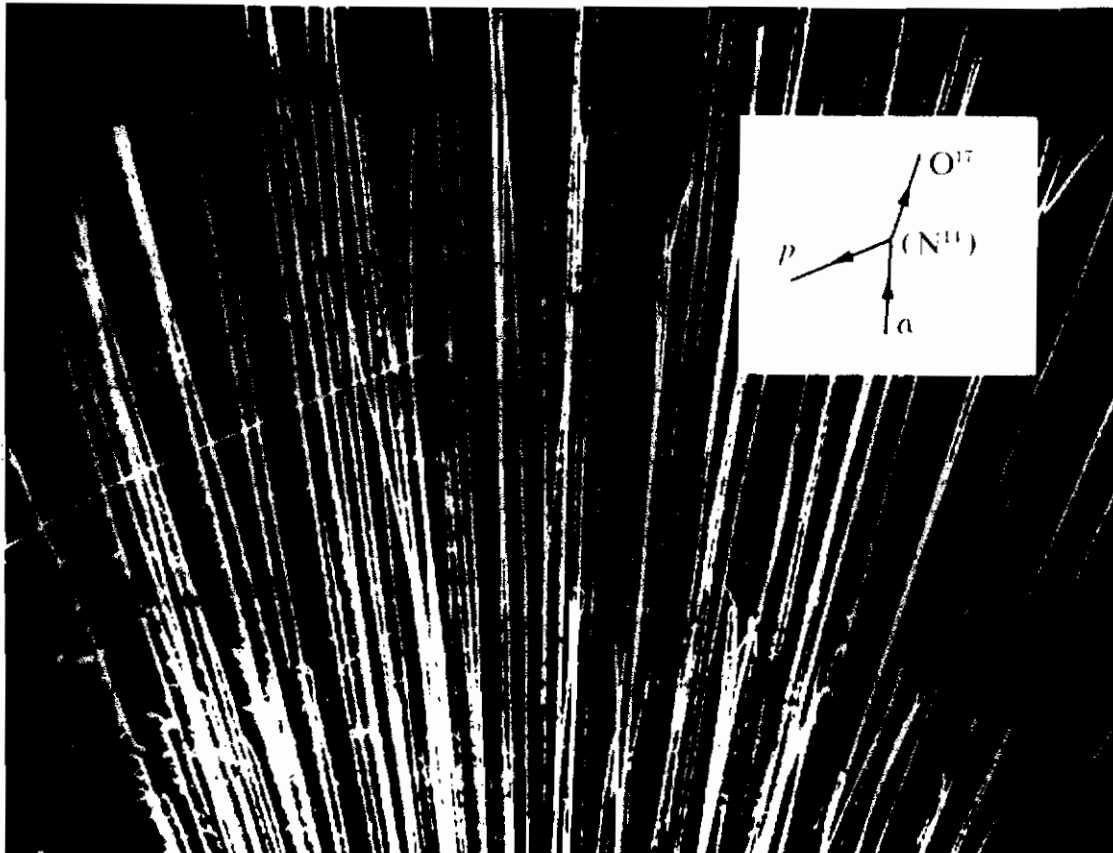


شکل ۵ - ۶: سینماتیک مرکز جرم یک واکنش هسته‌ای. نمودار، مربوط به یک واکنش انرژی گیر است، یعنی $Q = (M_a + M_x)c^2 - (M_b + M_y)c^2 < 0$. انرژی جرم سیستم مرکب نیز نشان داده شده است.

در شکل (۷-۵) عکس^۷ معروف اطاقک ابری از واکنش هسته‌ای (انرژی گیر) (۵ - ۱) $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ نشان داده شده است. ذرات آلفا توسط یک چشمه فعال توریم^۸ گسیل می‌شوند که گروههای اصلی ذرات آلفای $8/8 \text{ Mev}$ را از $Po^{212} (\text{Th } C')$ و $6/1 \text{ Mev}$ را از $Bi^{212} (\text{Th } C)$ تولید می‌کند. از طول مسیر ذره آلفای برهم‌کنشی (شکل ۷-۵)، انرژی آن در محل برخورد $3/9 \text{ Mev}$ محاسبه شده است. با استفاده از زاویه و برد پروتون گسیل شده می‌توان Q را از معادله^۹ (۵-۱۲) به دست آورد؛ نتیجه $Q = -1.2 \text{ Mev}$ است. احتمال ضعیف یک برهم‌کنش هسته‌ای (ر. ک. بخش ۵-۴) را می‌توان با توجه به اینکه در 400000 رد پای ذرات آلفا فقط هشت واکنش از نوع نشان داده شده در شکل ۷-۵ پیدا شده است، درک کرد.

۷ - سال ۱۹۳۲، Blackett and Lees

۸ - طرح واره^{۱۰} یک واپاشی جزئی در شکل (۴-۱۷) نشان داده شده است. توجه کنید که مقادیر Q_α و T_α داده شده‌اند. برای جزئیات بیشتر به کتاب Evans, 1955, p. 516, fig. 1-3 مراجعه کنید.



شکل ۵-۷: واکنش هسته‌ای $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ در یک اتاقک ابری. یک رسوب فعال توربوم، که در شکل نشان داده نشده است، گروه‌های درات آلفای انرژی ۶/۱ Mev و ۸/۸ Mev تولید می‌کند. یک دره آلفا از گروه انرژی بالاتر، با انرژی محاسبه شده ۳/۹ Mev در محل برخورد، ایجاد واکنش نشان داده شده را می‌کند^۹.

۵-۲ ب) سایر قوانین پایستگی

واکنشهای هسته‌ای را به ساده‌ترین شکل می‌توان در سیستم c.m. مورد بحث قرار داده در این صورت، پایستگی تکانه زاویه‌ای در واکنش $X(a,b)Y$ ایجاب می‌کند

$$I_a + I_X + I_{a,X} = I_b + I_Y + I_{b,Y} \quad (۵-۲۲)$$

۹ - P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc. (London)* A136: 325 (1932).

Reproduced from W. Gentner, H. Maier-Leibnitz, and W. Bothe, "An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs," Pergamon Press, London, 1954.

که در آن I تکانه زاویه‌ای کل هر هسته (به واحد \hbar)، و l تکانه زاویه‌ای مداری هر زوج از ذرات حول مرکز جرم^۹ است. پایستگی پاریته ایجاب می‌کند

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a, X} = \pi_b \pi_Y (-1)^{l_b, Y} \quad (۲۳ - ۵)$$

که در آن π پاریته^۹ هر تراز هسته‌ای موجود در واکنش است. این قوانین پایستگی محدودیت‌هایی را بر احتمال واکنش اعمال می‌کنند، ولی حتی اگر قوانین پایستگی وقوع یک واکنش را مجاز بدارند، آهنگ واکنش ممکن است گاهی اوقات به قدری کم باشد که نتوان وقوع آنرا با وسائل موجود آشکار کرد.

۳-۵ انواع واکنشهای هسته‌ای :

بسته به شرایط، واکنشهای هسته‌ای را بهتر است با نوع ذره پرتابه، انرژی پرتابه، هدف، یا فراورده واکنش طبقه‌بندی کرد. در مورد اول داریم :

– واکنشهای ذره – باردار، تولید شده توسط $p, d, \alpha, C^{12}, O^{16}$ (پروتون p ، دو ترون $d =$ ذره^{۱۰} آلفا α ، دو واکنش آخر موسوم به واکنشهای یون سنگین هستند، واکنشهای نوترونی

– واکنشهای فوتو هسته‌ای، تولید شده توسط پرتوهای گاما

– واکنشهای الکترون – القاء

اگر انرژی پرتابه مشخص شده باشد، از اصطلاحات غیررسمی زیر صحبت می‌شود :

– انرژیهای حرارتی $\approx 10^{-2} \text{ eV}$

– انرژیهای فوق حرارتی $\approx 1 \text{ eV}$

– انرژیهای نوترون کند $\approx 1 \text{ keV}$

– انرژیهای نوترون سریع $\approx 0.1 - 10 \text{ MeV}$

– ذرات باردار کم انرژی $\approx 0.1 - 10 \text{ MeV}$

– انرژیهای بالا $\approx 10 - 100 \text{ MeV}$

۹ – از نقطه نظر کلاسیک، برای یک سیستم دودره‌ای، تکانه زاویه‌ای مداری کل حول مرکز جرم برابر است با $M_0 v \times r$ ، که در آن $M_0 = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ جرم کاهش یافته، v سرعت نسبی ذرات و r بردار مکان نسبی یک ذره نسبت به دیگری است. معادله شرودینگر مربوطه، همان معادله (۲-۷۱) با معادله (۲-۱۴۶) است که به‌حای m_0 ، جرم کاهش یافته می‌نشیند (بخش ۲-۲ ه).

هدفها غالباً" به صورت زیر نامگذاری می شود:

– هسته‌های سبک، اگر $A \leq 40$ باشد .

– هسته‌های متوسطه اگر $40 < A < 150$ باشد .

– هسته‌های سنگین ، اگر $A \geq 150$ باشد .

اگر فرآوردهٔ سبک واکنش با ذرهٔ فرودی یکسان و دارای همان انرژی باشد (در سیستم c.m.) ، واکنش را پراکندگی کشسان می نامیم . اگر تنها انرژی مرکز جرم متفاوت باشد ، پراکندگی ناکشسان رخ می دهد . هرگاه فقط پرتوهای گاما گسیل شود ، از یک واکنش گیراندازی صحبت می کنیم . اگر هسته‌های فرآورده دارای جرمهای نزدیک هم باشند ، واکنش را اسپلاشی یا شکافت می خوانیم .

برای نمونه ، مثالهای زیر را به صورت نمادهای تندنویسی (۵-۳) ارائه می کنیم :

$N^{14}(p,p)N^{14}$ – پراکندگی کشسان پروتون

$N^{14}(p,p')N^{14*}$ – پراکندگی ناکشسان پروتون^{۱۰}

$N^{14}(p,\alpha)C^{12}$ or C^{12*} – واکنش (p,α)

$N^{14}(p,\gamma)O^{15}$ or O^{15*} – واکنش گیراندازی پروتون

$N^{14}(\gamma,p)C^{13}$ or C^{13*} – واکنش فوتو هسته‌ای

$N^{14}(n,Li^6)Be^9$ or Be^9* – واکنش اسپلاشی

$Be^9(Li^6,n)N^{14}$ or N^{14*} – واکنش یون سنگین

اگر سازوکار واکنش از روی اطلاعات تجربی معلوم باشد ، آنرا نیز می توان مشخص کرد . واکنشهای مستقیم و واکنشهای هسته مرکب را از هم تمیز می دهیم (شکل ۵-۱ را ملاحظه کنید) . تحت بعضی شرایط ، درات باردار می تواند هنگام عبور از کنار هستهٔ هدف بدون نفوذ به قلمرو "شعاع هسته‌ای" آنرا از طریق تب میدان الکتریکی ایجاد شده در محل هسته برانگیزند . این عمل "برانگیختگی کولنی نامیده می شود .

انواع واکنشهای هسته‌ای که می توانند روی بدهند را در جدول (۵-۱) خلاصه کرده ایم (اختلافهای جزئی با نامگذاری فوق وجود دارد) . اگر چه ممکن است این جدول پیچیده به نظر برسد ، ولی مظاهر مشترک زیادی بین واکنشهای هسته‌ای وجود دارد ، که دیلاً" به بحث پیرامون آنها خواهیم پرداخت .

۱۰ – مانند قبل ، یک هستهٔ برانگیخته را با یک ستاره در شاخص بالا نشان می دهیم . علامت (۱) بر روی فرآوردهٔ سبک به معنای پراکندگی ناکشسان است .

۵-۴ سطح مقطعها :

احتمال وقوع یک واکنش هسته‌ای را می‌توان به نحو مطلوبی بر حسب مفهوم سطح مقطع بیان کرد.

۵-۴ الف) تعریف سطح مقطع

چون برهم‌کنشهای یک واکنش با تک تک هسته‌های هدف به طور مستقل از هم انجام می‌شود بهتر است که احتمال یک واکنش هسته‌ای را به یک هسته هدف نسبت بدهیم. فرض کنید که در یک آزمایش مفروض یک بَره نازک^{۱۲} از ماده هدف توسط یک باریکه تک انرژی شامل I ذره در واحد زمان، که مطابق شکل (۵-۸ الف) به طور یکنواخت بر روی سطح A توزیع شده است، مورد اصابت قرار گیرد، و N ذره سبک در واحد زمان تولید کند، می‌توان این طور تصور کرد که با هر هدف، یک سطح (عمود بر باریکه فرودی) همراه است به طوری که اگر مرکز ذره پرتابه به داخل σ بخورد یک "برخورد" وجود دارد و یک واکنش تولید می‌شود، و اگر مرکز ذره پرتابه به σ نخورد، واکنشی تولید نمی‌شود. کمیت σ را سطح مقطع گویند که بیانگر احتمال واکنشی بر هر هسته هدف است. این سطح مقطع یک سطح تصوری است که الزاماً نباید آنرا با مساحت مقطع (πR^2) ی هسته هدف مربوط دانست.

جدول (۵-۱) واکنشهای هسته‌ای با هسته‌های متوسط و سنگین^{۱۱}!

این جدول واکنشهایی را که در هر گروه رخ می‌دهند، نشان می‌دهد. نماد دلالت بر ذره خروجی در یک واکنش می‌کنند، که توسط نوع هدف، نوع ذره فرودی (ستونها)، و گستره انرژی (سطرها) مشخص می‌شود، ترتیب نمادها در هر گروه تقریباً دلالت بر مرتبه بهره‌های واکنشهای متناظر دارد، واکنشهایی که بهره آنها معمولاً کمتر از 10^{-2} برابر واکنش اصلی است حذف شده‌اند.

علامت اختصاری: ei = کشسان، $inel$ = ناکشسان، res = تشدید، c = برانگیختگی کولونی، علامت اختصاری (res) دلالت بر تمام واکنشهای مندرج در هر قسمت می‌کند چون پراکندگی کشسان ذرات باردار را نمی‌توان به آسانی از پراکندگی کولونی غیرهسته‌ای، مجزا کرد، آنها نیز حذف شده‌اند، شکافت را نیز حذف کرده ایم زیرا فقط در چند عنصر سنگین اتفاق می‌افتد.

۱۱ - اقتباس از Blatt و Weisskopf، ۱۹۵۲، فصل ۴

۱۲ - بَره باید به قدری نازک باشد که یک ذره فرودی به بیش از یک هسته برخورد نکند.

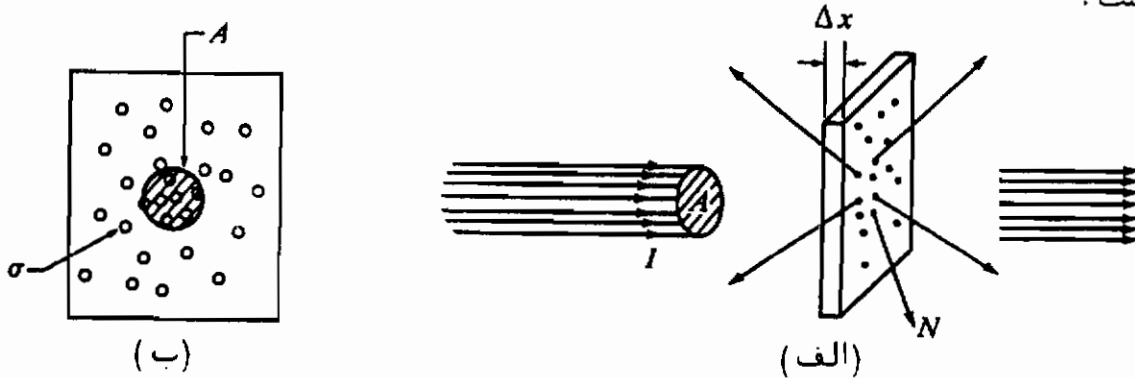
جدول (۵-۱) واکنشهای هستهای با هستههای متوسط و سنگین.

هستههای سنگین				هستههای متوسط				نوع هسته
d	α	p	n	d	α	p	n	نوترون پروتون درون هستههای سنگین
(N)	(N)	(N)	γ n(el) (res)	(N)	(N)	(N) [†]	n(el) γ (res)	کم 0 - 1 kev
(S)	(S)	(S) [‡]	n(el) γ (res)	p n c	n γ p c (res)	n γ α c (res)	n(el) γ (res)	میانی 1-500 kev
p n pn 2n c	n p γ c	n p α α (inel)	n(el) n(inel) p γ	p n pn 2n c	n p α α (inel) c	n p α c n p α c (res)	n(el) n(inel) p α	بالا 0.5-10 Mev
p 2n np 3n d(inel)	2n n p np 2p α (inel)	2n n p np 2p α	2n n p pn 2p α	p 2n pn 3n d(inel)	2n n p np 2p α	2n n p np 2p α	2n n(inel) n(el) p np 2p α	بسیار بالا 10-50 Mev
سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	سه ذره یا بیشتر	انرژیهای تشدید برای انرژیهای کمتر

(N) = احتمال وقوع واکنش محسوس نیست

(S) = احتمال واکنش بسیار ضعیف است

می‌توانستیم همچنین احتمال واکنش را توسط نسبت (N/I) توصیف کنیم، ولی این کمیت بستگی به چگالی هدف و ضخامت (Δx) آن دارد، در حالی که σ وابسته به هر هسته هدف است.



شکل ۵-۸: آرایش اساسی تجربی برای تعیین سطح مقطع یکنواکنش هسته‌ای.
الف) نمای جانبی ب) نما، در امتداد باریکه

احتمال اینکه هر یک از ذرات هدف یک برخورد داشته باشد برابر است با N/I و یا برابر است با تصویر سطح مقطع کل تمام هسته‌های هدف واقع در مساحت A ، وقتی در امتداد باریکه نگاه کنیم^{۱۳} (شکل ۵-۸ ب)، تقسیم بر A . اگر n هسته در واحد حجم ماده هدف وجود داشته باشد، تعداد $nA\Delta x$ هسته در معرض هر ذره پرتابه از باریکه است. با هر هسته هدف یک سطح مقطع σ همراه است به طوری که

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\Delta x\sigma}{A} \quad (24-5)$$

این رابطه را می‌توان به دو طریق به کاربرد: "اول" اینکه با نوشتن

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)(nA\Delta x)} \quad (25-5)$$

$$= \frac{\text{تعداد ذرات فرآورده} \times \text{سبک در واحد زمان}}{\text{شار فرودی} \times \text{واحد هسته} \times \text{هدف}}$$

۱۳ - فرض می‌کنیم هدف به قدری نازک باشد که هیچ سطح مقطع هسته‌ای σ توسط هسته دیگر هدف پوشانده نشود.

۱۴ - شار در اینجا به صورت تعداد ذرات بر واحد زمان، بر واحد مساحت سطح مقطع عمود بر باریکه یعنی I/A ، تعریف می‌شود. همچنین پانویس دوم را در بخش (۲-۲) ملاحظه کنید.

واحد سطح مقطع cm^2 یا بارن است ($1\text{b} = 10^{-24} \text{cm}^2$) . در محاسبات نظری Δx را عموماً طوری انتخاب می‌کنند که $nA \Delta x = 1$ باشد و شار ذرات به صورت زیر نوشته می‌شود .

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \quad (26-5)$$

که در آن

n_a = تعداد ذرات پرتابه در واحد حجم باریکه .

v_a = سرعت نسبی بین ذرات پرتابه و هسته‌های هدف .

"دوم" اینکه ، رابطه (۲۴-۵) را می‌توان در صورت معلوم بودن σ برای محاسبه بهره N فراوردهٔ سبک واکنش ، به‌کار برد .

$$N = n\sigma \Delta x I \quad (27-5)$$

این رابطه مبتنی بر این فرض است که بُره بقدری نازک باشد که هیچ تقلیل قابل ملاحظه‌ای در باریکه اتفاق نیفتد . اگر بُره ضخیمتر از آن باشد که بتوان این فرض را به‌کار برد ، چون هر واکنش ، یک ذره از باریکه کم می‌کند ، برای یک ضخامت dx ، داریم

$$\begin{aligned} dN &= -dI \\ &= n\sigma dx I \end{aligned} \quad (28-5)$$

با انتگرال‌گیری بر روی تمام ضخامت l ی بُره (ر. ک شکل ۳-۱۴) خواهیم داشت

$$I_l = I_0 e^{-n\sigma l} \quad (29-5)$$

که از لحاظ ریاضی شبیه معادله (۳-۲۴) است . بنابراین ، $n\sigma$ ضریب تضعیف خطی باریکه است . نسبت I_l/I_0 را گاهی ضریب عبور از بُره می‌نامند .

به منظور پی بردن به مرتبهٔ بزرگی آن ، فرض می‌کنیم که $b \approx 0.1$ و σ برهم‌کنش در یک اطاقک ابری در فشار جو اتفاق بیفتد ($\Delta x \approx 10 \text{cm}$ ، $n \approx 3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) از معادله (۳۷-۵) ، برای احتمال برهم‌کنش بر ذره باریکه خواهیم داشت

$$\begin{aligned} \frac{N}{I} &\approx 3 \times 10^{19} \times 0.1 \times 10^{-24} \times 10 \\ &\approx 3 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

این از مرتبه بزرگی احتمال واکنش تجربی است که در انتهای بخش (۵-۲ الف) در ارتباط با واکنش $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ ذکر کردیم (شکل ۵-۷). در یک جامد، چگالی‌های اتمی نوعی (معادله ۳-۲۰) عبارتند از $n \approx 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

در حالت کلی، یک ذره پرتابه و هدف مفروض می‌توانند به طرق مختلف واکنش کنند (مثال انتهای بخش ۵-۳ را ملاحظه کنید) و انواع مختلف فرآورده‌های سبک N_2 ، N_1 ، N_3 ، ... در واحد زمان تولید نمایند. در این صورت سطح مقطع کل در مانستگی با معادله (۵-۲۵) به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + \dots}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (۵-۳۰)$$

بهرتر است که یک سطح مقطع جزئی نیز برای فرایند i ام توسط فرمول زیر بیان کنیم

$$\sigma_i = \frac{N_i}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (۵-۳۱)$$

به طوری که

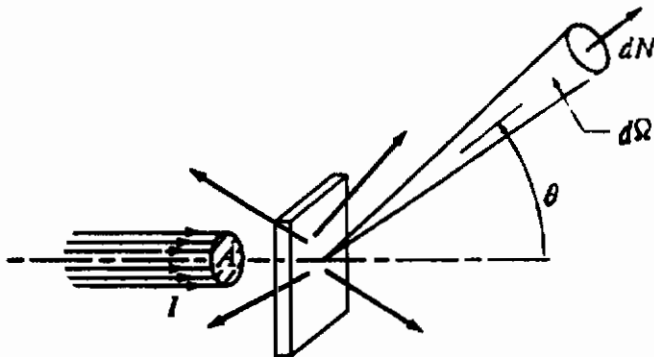
$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_i \sigma_i \quad (۵-۳۲)$$

اگر سطح مقطعهای جزئی معلوم باشند، معادله (۵-۳۱) را می‌توان برای محاسبه آهنگ تولید هر فرآورده خاص، به شکل (۵-۲۷) بازنویسی کرد. برای یک بُره ضخیم، معادله‌ای شبیه به (۳-۳۸) را باید برای محاسبه این آهنگ به کار برد.

$$\frac{N_i}{I_0} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{\text{tot}}} (1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}t}) \quad (۵-۳۳)$$

در بسیاری از واکنشهای هسته‌ای، ذرات سبک حاصله به طور همسانگرد نسبت به راستای باریکه تولید نمی‌شوند. از این رو سطح مقطع دیفرانسیلی $d\sigma/d\Omega$ را بر حسب تعداد فرآورده‌های سبک واکنش dN که در واحد زمان در زاویه کوچک فضائی $d\Omega$ واقع در یک زاویه θ نسبت به باریکه (شکل ۵-۹)، گسیل می‌شود تعریف کنیم، از معادله (۵-۲۴) داریم

$$\frac{1}{I} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{nA \Delta x}{A} \frac{d\sigma/d\Omega}{A} \quad (۵-۳۴)$$



شکل ۵ - ۹: آرایش اساسی تجربی برای سطح مقطع دیفرانسیلی واکنش آشکارساز فراورده‌های سبک واکنش، یک زاویه فضائی کوچک $d\Omega$ در هدف را در بر می‌گیرد.

به طوری که سطح مقطع دیفرانسیلی (به‌ازاء هر هسته هدف) توسط رابطه زیر داده می‌شود

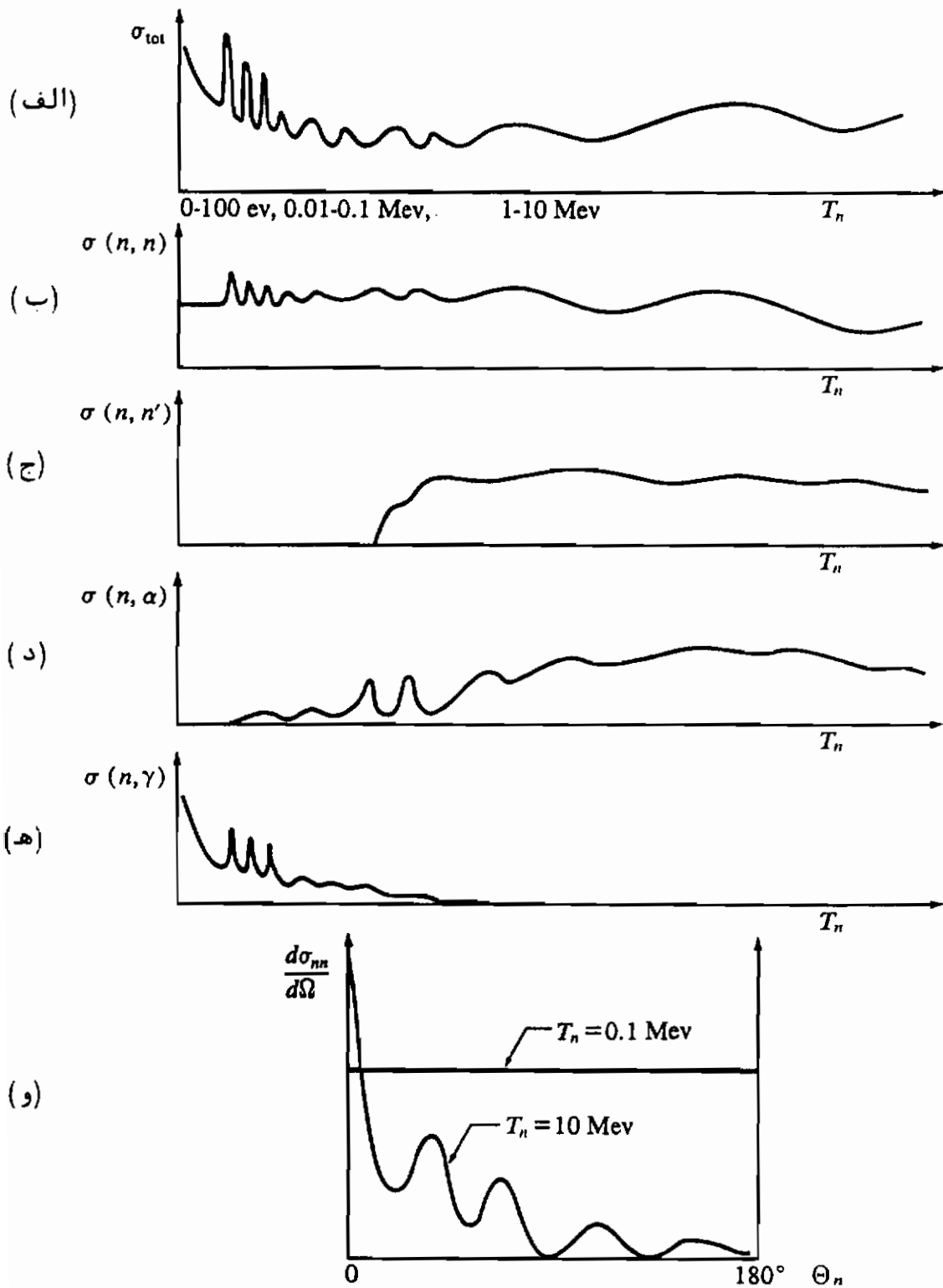
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (۵-۳۵)$$

برای تمیز دادن σ از $d\sigma/d\Omega$ ، سطح مقطع σ را گاهی سطح مقطع انتگرال گرفته شده می‌نامیم، زیرا

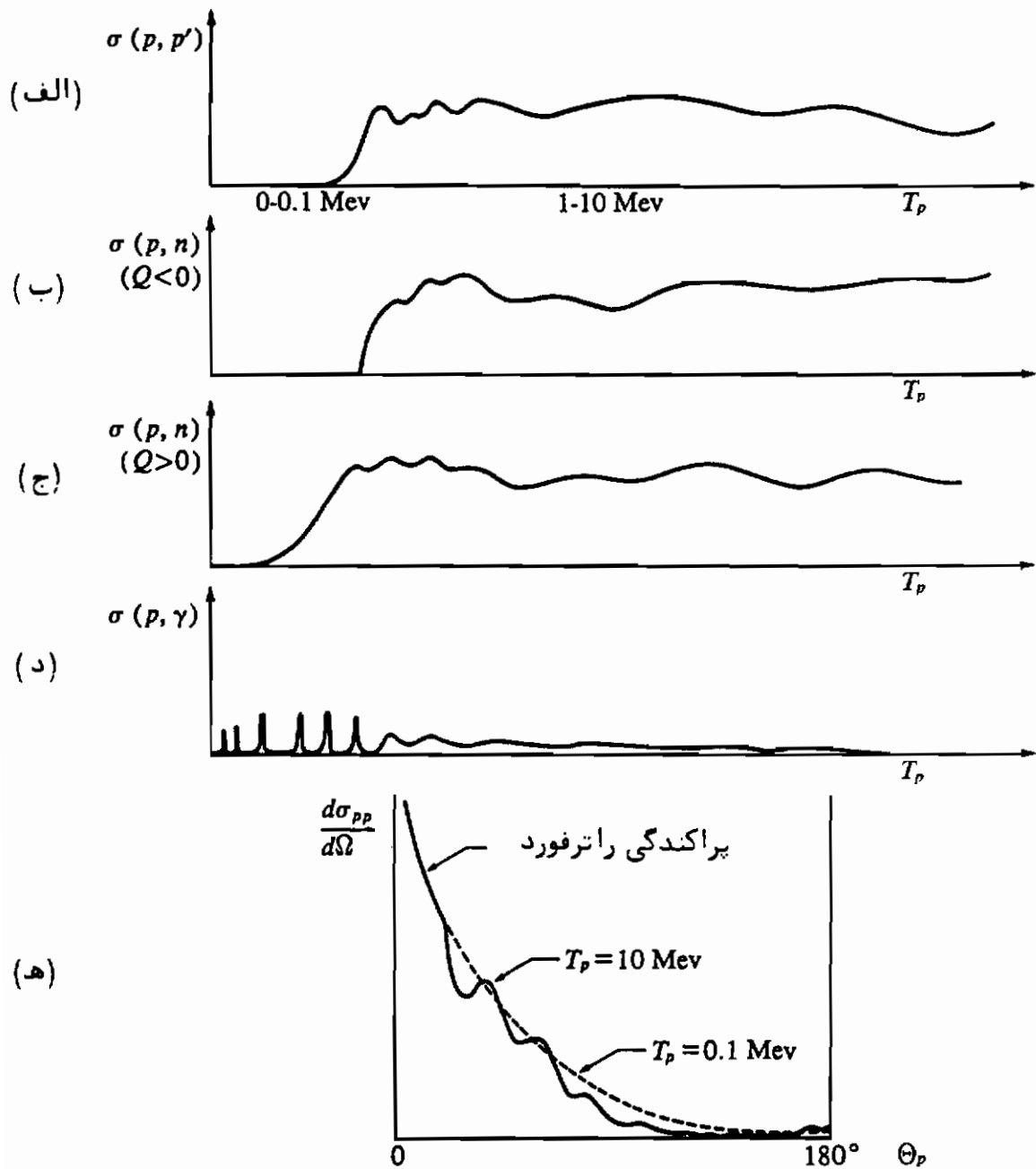
$$\sigma = \int_{\text{تمام فضا}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (۵-۳۶)$$

۵-۴ ب) وابستگی سطح مقطعی تجربی به انرژی و زاویه

هدف هر نظریه واکنشهای هسته‌ای، توضیح وابستگی سطح مقطعی به انرژی و زاویه برحسب بعضی پارامترهای هسته‌ای است. اغلب سطح مقطعی رفتاری نوعی دارند، که به‌طور طرح‌وار برای نوترونها در شکل (۵-۱۰) و برای پروتونها در شکل (۵-۱۱) نشان داده شده‌اند (فرض کرده‌ایم که هدف یک ویژه هسته با وزن متوسط باشد) بعضی از سطح مقطعی واقعی را در بخش‌های بعدی نشان خواهیم داد. متأسفانه، هیچ مجموعه کاملی از سطح مقطع برای یک هسته وجود ندارد.



شکل ۵ - ۱۰: سطح مقطعهای نوترونی طرح‌وار برای هسته‌های با وزن متوسط
 (الف) سطح مقطع کل. (ب) سطح مقطع پراکندگی کشسان. (ج) سطح مقطع
 پراکندگی ناکشسان. (د) سطح مقطع واکنش $[(n, \alpha)]$. (ه) سطح مقطع
 گیراندازی (و) سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان.



شکل ۵ - ۱۱: سطح مقطعهای پروتونی طرح‌وار برای هسته‌های با وزن متوسط (الف) سطح مقطع پراکندگی ناکشسان، (ب) سطح مقطع یک‌واکنش انرژی‌گیر نوعی $[(p, n)]$ ، (ج) سطح مقطع یک‌واکنش انرژی‌زای نوعی (د) سطح مقطع گیراندازی (ه) سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی کشسان. برای ذرات باردار مفهوم سطح مقطع کل بی‌معنی است چه سطح مقطع پراکندگی کشسان انتگرال گرفته شده از لحاظ نظری نامتناهی است (ر. ک. بخش ۵ - ۴ ج).

۵-۴ ج) سطح مقطع کولنی

پراکندگی کشان ذرات باردار کم انرژی، صرفاً توسط نیروهای کولنی صورت می‌گیرد. چون می‌توان سطح مقطع دیفرانسیلی را به‌توسط مفاهیم کلاسیکی محاسبه کرد، این حالت را به‌عنوان کاربردی از معادله (۵-۳۵) تلقی می‌کنیم. از لحاظ نظری سطح مقطع پراکندگی کشان انتگرال گرفته‌شده نامتناهی است و از این رو σ_{tot} برای ذرات باردار معنی ندارد. فرض کنید یک باریکه از I ذره باردار در واحد زمان برگه نازکی را بمباران کند. مطابق شکل (۵-۱۲ الف)، اثر یک هسته هدف منفرد را در نظر بگیرید. به‌سهولت می‌توان نشان داد که ذره‌ای که پارامتر برخورد آن y است تحت یک زاویه مرکز-جرم θ منحرف خواهد شد که توسط رابطه

$$\tan \frac{1}{2}\theta = \frac{D}{2y} \quad (۵-۳۷)$$

داده می‌شود که در آن D نزدیکترین فاصله کلاسیک (معادله ۵-۱) در یک برخورد شاخ‌به‌شاخ است. برای ذره‌ای که انرژی جنبشی آن در دستگاه مرکز جرم عبارت از $T_0 = \frac{1}{2}M_0V_0^2$ است.

$$D = \frac{zZe^2}{T_0} \quad (۵-۳۸)$$

اگر در این رابطه، M_0 جرم کاهش یافته (معادله ۴-۷۹) و V_0 سرعت نسبی بین یک ذره از باریکه و هسته هدف، هنگامی که این دو به‌قدر کافی از هم دور هستند، باشد، آثار پس‌زنی نیز به حساب خواهد آمد.

اگر توجه کنیم که تمامی تغییر تکانه ذره ناشی از ضربه نیروی کولنی است (شکل ۵-۱۲ ب)، می‌توان به‌سهولت معادله (۵-۳۷) را نتیجه گرفت. این ضربه را می‌توان به‌کمک قانون پایستگی تکانه زاویه‌ای حول مرکز جرم محاسبه کرد. نیروی کولنی یک نیروی مرکزی است و از این رو، تکانه زاویه‌ای نسبت به مرکز نیرو در خلال برخورد پایسته است.

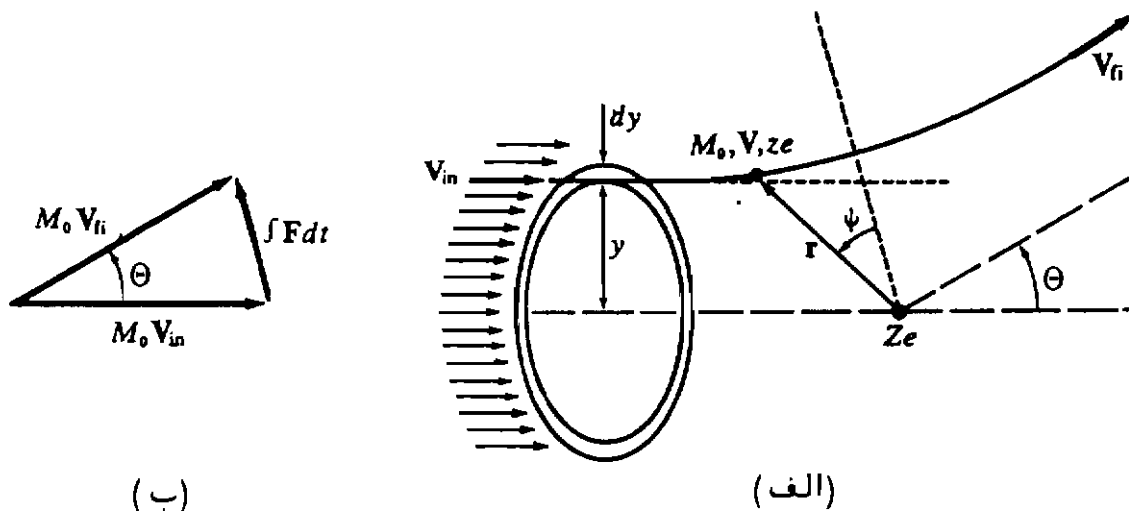
$$M_0V_0y = M_0v^2 \frac{d\psi}{dt} \quad (۵-۳۹)$$

که در آن ψ زاویه بین نیمساز جهات اولیه و نهائی v و شعاع بردار r ذره است. حال، با

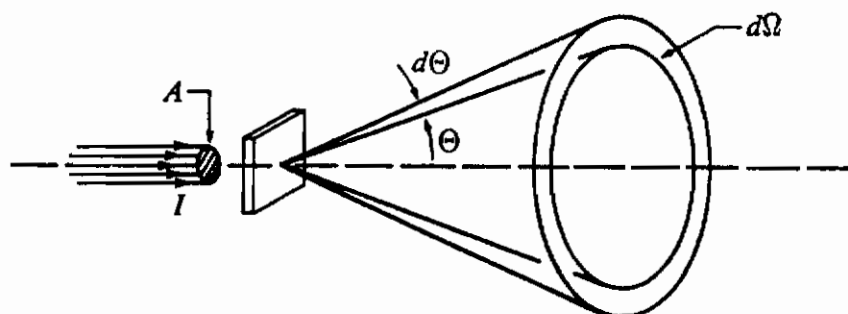
گرفتن تمام مؤلفه‌ها در امتداد نیمساز، از نمودار تکانه شکل (۱ ب)، (چون $V_{in} = V_{II} = V_0$) داریم:

$$\begin{aligned} 2M_0V_0 \sin \frac{1}{2}\Theta &= \int F \cos \psi dt \\ &= \int \frac{zZe^2}{r^2} \cos \psi \frac{r^2 d\psi}{V_0 y} \\ &= \frac{zZe^2}{V_0 y} \int \cos \psi d\psi \end{aligned} \quad (40-5)$$

که در آن معادله (۳۹-۵) را برای حذف dt به‌کار برده‌ایم. با انتگرال‌گیری آخرین عبارت از $-\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$ تا $+\frac{1}{2}(\pi - \Theta)$ ، معادله (۳۷-۵) به‌دست می‌آید.



شکل ۱۲-۵: اثر یک هسته هدف منفرد با بار Ze بر روی یک باریکه از ذرات باردار با بار ze (الف) یک ذره با پارامتر برخورد y تحت زاویه Θ منحرف می‌شود. ψ زاویه بین نیمساز جهات اولیه و نهایی v و شعاع بردار لحظه‌ای (r) ذره است. (ب) نمودار تکانه.



شکل ۵-۱۳: یک عنصر زاویه فضایی برای محاسبه سطح مقطع کولنی.

وقتی یک باریکه از I ذره در واحد زمان، در گستره‌ای به مساحت A ، به هدفی برخورد می‌کند، برای محاسبه سطح مقطع باید بدانیم که در واحد زمان چند ذره از باریکه به داخل زاویه فضایی کوچک $d\Omega$ پراکنده می‌شود (شکل ۵-۱۳ را ملاحظه کنید). از شکل (۵-۱۲ الف) ملاحظه می‌کنیم که تمام ذرات باریکه که با پارامترهای برخورد بین y و $y + dy$ وارد می‌شوند به داخل زاویه فضایی $d\Omega$

$$d\Omega = 2\pi \sin \Theta |d\Theta| \quad (۴۱-۵)$$

که در شکل (۵-۱۳) نشان داده شده است، پراکنده خواهند شد. کسری از ذرات که به این طریق پراکنده می‌شود برابر است با $2\pi y dy/A$ ، و برای $dN/d\Omega$ داریم

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{I 2\pi y dy/A}{2\pi \sin \Theta |d\Theta|} \quad (۴۲-۵)$$

با جایگذاری در معادله (۵-۳۵) و با توجه به اینکه فقط یک هسته هدف منفرد مورد نظر است ($nA \Delta x = 1$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{y dy}{\sin \Theta |d\Theta|} \quad (۴۳-۵)$$

از رابطه (۵-۳۷) داریم

$$dy = \frac{D |d\Theta|}{4 \sin^2 \frac{1}{2} \Theta} \quad (۴۴-۵)$$

۱۷- وقتی y افزایش می‌یابد، Θ کاهش پیدا می‌کند. بنابراین برای یک مقدار مثبت $d\Theta$ ، dy منفی است.

با نوشتن $\sin \Theta = 2 \sin \frac{1}{2}\Theta \cos \frac{1}{2}\Theta$ ، داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D^2}{16 \sin^4 \frac{1}{2}\Theta} \quad (۴۵-۵)$$

این رابطه را سطح مقطع کولنی " یا راترفورد" می‌نامیم . به منظور برآورد مرتبه بزرگی، متذکر می‌شویم که، مثلاً" برای پروتونهای با انرژی $5/2 \text{ Mev}$ که توسط ^{59}Co پراکنده می‌شوند (شکل ۵-۱۴)، مقدار $D \approx 7.6 \text{ F}$ ، و $D^2/16 \approx 0.036 \text{ b}$

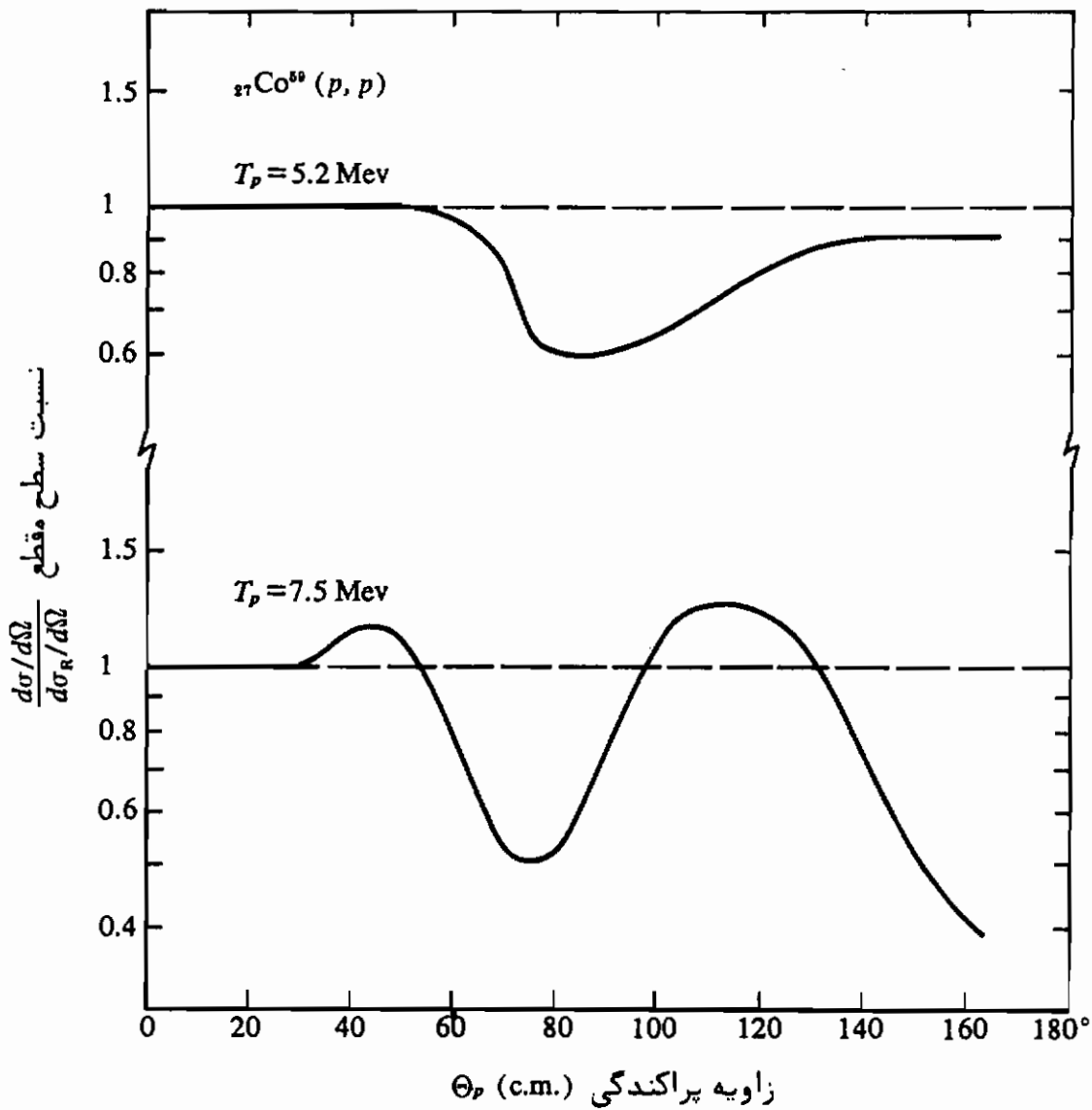
در بخش (۱-۲) ب) متذکر شدیم که اگر نزدیکترین فاصله جدایی به مرتبه شعاع هسته (R) برسد دیگر معادله (۴۵-۵) قابل قبول نیست . در یک برخورد معمولی (شکل ۵-۱۲ الف) این مسافت r_{\min} بستگی به زاویه پراکندگی Θ دارد و برابر است با^{۱۸}

$$r_{\min} = \frac{D}{2} \left(\frac{1}{\sin \frac{1}{2}\Theta} + 1 \right) \quad (۴۶-۵)$$

از شکل (۵-۱۴) ملاحظه می‌شود که برای پروتونهای فرودی بر روی Co^{59} ، قانون پراکندگی راترفورد در زاویه $\Theta \approx 50^\circ$ برای $T_p = 5.2 \text{ Mev}$ و در $\Theta \approx 30^\circ$ برای $T_p = 7.5 \text{ Mev}$ اعتبار خود را از دست می‌دهد . با جایگزاری در رابطه (۴۶-۵) ، هر دوی این نقاط یک مقدار سازگار $r_{\min} \approx 13 \text{ F}$ را می‌دهند ، که خیلی بزرگتر از مجموع شعاع Co^{59} ، ($\approx 5.5 \text{ F}$) و شعاع پروتون ($\approx 1.4 \text{ F}$) محاسبه شده از فرمول (۵-۱) است . این ، تاکید دیگری است بر این که نباید تصور کرد که نیروی هسته‌ای به‌طور ناگهانی در سطح هسته ناپدید می‌شود (شکل ۱-۱ را ملاحظه کنید) .

وقتی از رابطه (۴۵-۵) در تمام فضا انتگرال بگیریم ، یک نتیجه نامتناهی به دست می‌آید ، زیرا برطبق معادله (۴۷-۵) هر پارامتر برخورد ، هرچقدر هم بزرگ باشد ، یک انحراف ناچیز به یک ذره باردار می‌دهد .

۱۸ - R. D. Evans، ۱۹۵۵، پیوست ب ، بخش g ۲ . توجه کنید که D نزدیکترین فاصله جدایی در یک برخورد شاخ به شاخ است. ($\Theta = 180^\circ$) ولی r_{\min} برای یک برخورد عمومی است .



شکل ۵-۱۴: سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشان پروتون بر روی Co^{59} تقسیم بر سطح مقطع راترفورد، بر حسب زاویه پراکندگی پروتون در دستگاه مرکز جرم^{۱۹}.

۱۹ — F. K. McGowan, W. T. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.)

از اینرو، هیچ ذره‌ای از باریکه، مستقل از پارامتر برخورد آن، وجود ندارد که تحت تأثیر یک هسته هدف قرار نگیرد، و سطح مقطع انتگرال گرفته شده نامتناهی است^۲.
در زوایای خیلی کوچک، پراکندگی راترفورد همیشه بر سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کسان ذرات باردار برتری دارد. بنابراین بهتر است، همان‌گونه که در شکل (۵-۱۴) انجام داده‌ایم، سطح مقطع اندازه گرفته شده را بر عبارت (۵-۴۵) تقسیم کنیم.

۵-۴ د) بحث کیفی سطح مقطعیهای نوترون

قبل از در نظر گرفتن جزئیات نظریه مکانیک کوانتومی سطح مقطعیها، بهتر است مظاهر کیفی آنها را مورد بحث قرار دهیم به منظور اجتناب از پیچیدگیهای مربوط به اثرهای کولنی، سطح مقطعیهای نوترون را در نظر خواهیم گرفت.
یک باریکه نوترون را باید توسط یک تابع موج (در حال حرکت) به شکل (۲-۳۲) نمایش داده برای حرکت در جهت $(+x)$ ، این تابع به صورت زیر خواهد بود.

$$\psi(\text{باریکه فرودی}) = ae^{ikx} \quad (۵-۴۷)$$

مهمترین جنبه این تابع، عدد موجی یا طول موج کاهش یافته دوبروی $\lambda = \lambda/(2\pi) = 1/k$ است. مقدار آن، که توسط معادله (۲-۱۱) داده می‌شود، برای نوترون (یا پروتون) عبارت است از

$$\lambda \text{ (in F)} = \frac{4.55}{[T \text{ (in Mev)}]^{1/2}} \quad (۵-۴۸)$$

حدول (۵-۲) مقادیر این عبارت را برای چند انرژی نوعی می‌دهد.

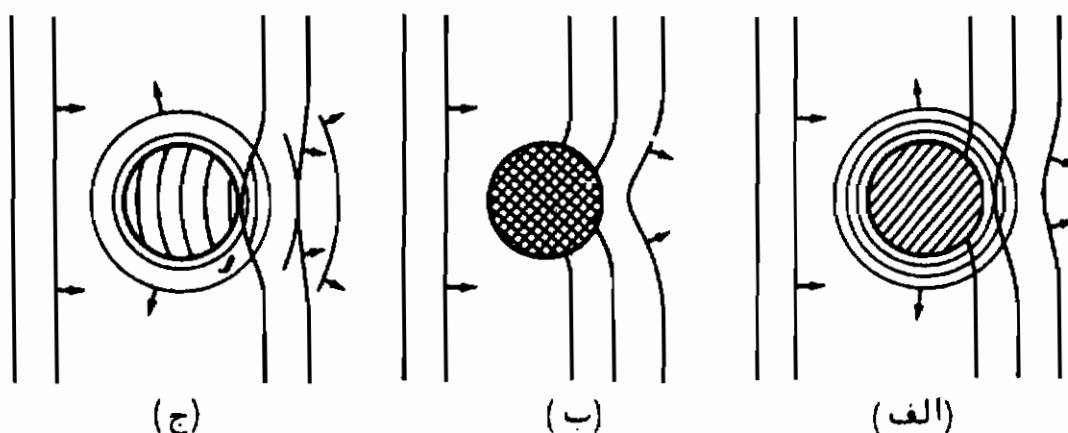
T	$\lambda(F)$
1 ev	4550
100 ev	455
10 kev	45.5
1 Mev	4.55
100 Mev	0.443†

حدول ۲-۵ طول موجهای کاهش یافته دوبروی برای نوترون
† مقدار نسبی

۲۰- در یک ماده حقیقی، الکترونهاى اتمی برای پارمترهای برخوردی y بزرگتر از 10^{-8} cm بار هسته‌ای را حفاظت خواهند کرد. این مربوط به زوایای انحراف چنان کوچکی است (معادله ۵-۳۷ را ملاحظه کنید) که ذرات پراکنده شده هنوز جزء باریکه اولیه هستند. بنابراین، در اغلب وضعیتها سطح مقطع انتگرال گرفته شده را نمی‌توان تعیین کرد.

شعاعهای هسته‌ای [معادله (۱-۵)] هسته‌های با وزن متوسط بین ۵ و ۸ فرمی است، به طوری که تا انرژیهای بیش از حدود 1 Mev ، $\lambda > R$ است. بنابراین می‌توان انتظار داشت که خواص ذره‌ای نوترونها برای انرژیهای خیلی کمتر از 1 Mev در واکنشهای هسته‌ای چندان مهم نباشد و در این انرژیها طبیعت موجی نوترونها برتری داشته باشد. برخورددهای مستقیم (شکل ۵-۱) بین نوترون فرودی و یک نوکلئون در هسته می‌بایستی فقط سطح مقطعهای نوترونها را در انرژیهای خیلی بیش از 1 Mev تحت تاثیر قرار دهد.

حال برخورددهای ایده‌آل مختلف یک نوترون را بایک هسته در نظر می‌گیریم. اگر یک باریکه از نوترونها به یک هسته کاملاً منعکس‌کننده برخورد کند، فقط پراکندگی کشسان می‌تواند رخ دهد. تابع موج نوترون، همان‌گونه که به طور طرح‌وار در شکل (۵-۱ الف) نشان داده‌ایم، توسط هسته منعکس و پراشیده می‌شود. این دو موج باهم تداخل می‌کنند. سطح مقطع (انتگرال گرفته شده) پراکندگی کشسان در انرژیهای کم ($\lambda \gg R$) برابر $4\pi R^2$ است^{۲۱}.



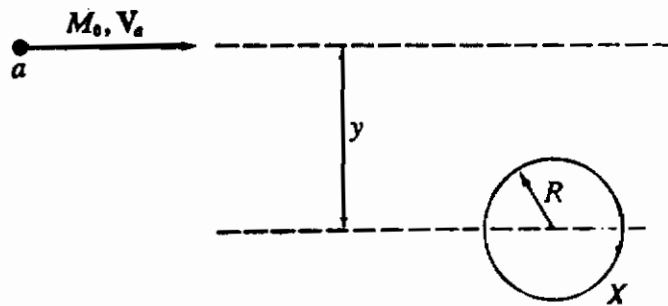
شکل ۵-۱: اثر یک هسته روی یک موج نوترون (طرح‌وار) (الف) هسته کاملاً منعکس‌کننده. (ب) هسته کاملاً جاذب؛ فقط پراش رخ می‌دهد. (ج) هسته نیمه شفاف، موجی که از هسته عبور می‌کند می‌تواند با امواج انعکاسی و پراشیده تداخل نماید.

اگر هسته کاملاً جاذب باشد، موج انعکاسی وجود نخواهد داشت، ولی پراکندگی پراشی رخ خواهد داد (شکل ۵-۱ ب). سطح مقطع پراکندگی کشسان در انرژی زیاد مقدار تقریبی πR^2 را دارد، و سطح مقطع کل تقریباً برابر $2\pi R^2$ است^{۲۲}.

۲۱ - Burcham - ۱۹۶۴، صفحات ۵۱۸ تا ۵۲۰

۲۲ - ر. ک. هیوست الف ۲، معادله (الف - ۲۷)

اگر هسته نسبت به نوترونهای فرودی نیمه‌شفاف باشد، موج عبور کرده با امواج انعکاسی و پراشیده تداخل خواهد کرد (شکل ۵-۱۵ ج). به‌ازای بعضی انرژیها، با طول موجها، انتظار تداخل سازنده می‌رود، و به‌ازای برخی دیگر تداخل ویرانگره تشدید در سطح مقطعها، نتیجه چنین پدیده‌های تداخلی است. در جایی که تشدید رخ می‌دهد، سطح مقطع بیشتر از مرتبه $\pi\lambda^2$ هستند تا $4\pi R^2$ ، که فی‌مابین تشدیدها برقرار است؛ از اینرو، سطح مقطعهای نوترونهای کند می‌تواند خیلی بیشتر از سطح مقطعهای هندسی باشد.



شکل ۵-۱۶: تعبیر کلاسیک تکانه زاویه‌ای مداری وارد شده در یک واکنش هسته‌ای. M_0 جرم کاهش یافته $M_0 M_X / (M_0 + M_X)$ است.

در بحث مفصلتر سطح مقطعها، مقید است که تکانه زاویه‌ای مداری وارد شده به سیستم (ذره پرتابه + هسته هدف) را توسط واکنش مدنظر قرار دهیم زیرا ممکن است این تکانه، به‌علت قواعد گزینش (۵-۲۲) و (۵-۲۳)، بر سطح مقطعها تاثیر بگذارد. از لحاظ کلاسیک، اگر ذره پرتابه دارای پارامتر برخورد (y) نسبت به هسته باشد (شکل ۵-۱۶)، تکانه زاویه‌ای مداری در مرکز جرم برابر $M_0 V_0 y$ است (ر. ک معادله ۵-۳۹ و پانوشت بعد از معادله ۵-۲۲)، که در آن V_0 سرعت نسبی دو ذره در موردی است که دودره خیلی از هم دورند. با این همه، در واقع تکانه زاویه‌ای مداری کوانتیده و برابر $l_{0,x} \hbar$ است (در زیر به‌صورت $l_0 \hbar$ خلاصه شده است) از این جهت با تقریب می‌توان نوشت ^{۲۳}.

$$l_0 \hbar \approx M_0 V_0 y \quad (۵-۴۹)$$

$$l_0 \approx \frac{y M_0 V_0}{\hbar}$$

$$\approx \frac{y}{\lambda} \quad (۵-۵۰)$$

۲۳ - می‌توان نشان داد که این گونه استدلال بر طبق اصل توافق بوهر برای اعداد کوانتومی بزرگ صحیح‌تر از اعداد کوچک است. به‌دنباله بحث معادله (۲-۸۹) مراجعه شود.

که در آن λ طول موج کاهش یافته دوبروی نوترون در دستگاه مرکز جرم است .
 اگر $R > \lambda$ باشد (شکل ۵-۱۶)، ذره پرتابه نباید چندان اثری بر هسته هدف داشته
 باشد زیرا در این صورت خارج از بردنیروی هسته‌ای خواهد بود . بنا بر این ، انتظار می‌رود
 مهمترین برهم‌کنشهای هسته‌ای با آن ذراتی انجام بگیرد که دارای تکانه‌های زاویه‌ای مداری
 کمتر یا مساوی مقدار ماگزیم

$$l_0(\max) \approx \frac{R}{\lambda} \quad (5-51)$$

باشند . با مراجعه به جدول (۵-۲) ، درمی‌یابیم که برهم‌کنشهایی که با انرژیهای بمبارانی
 تقریباً کمتر از 0.1 Mev رخ می‌دهند باید بیشتر از امواج s ، یعنی دارای $l_0 = 0$
 باشند . (برای هدف هیدروژن ، این مورد برای نوترونهای با انرژی حدود 10-Mev در دستگاه
 آزمایشگاهی رخ می‌دهد) . در نتیجه ، سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون تا
 این انرژیها در سیستم c.m. همسانگرد است^{۲۴} . این با مشاهده موافق است .
 تجزیه موج فرودی به پاره موجهایی که هر کدام وابسته به یک تکانه زاویه‌ای مداری
 معین است "تحلیل پاره موجی" نامیده می‌شود و به‌طور اختصار در پیوست (الف - ۲) ارائه
 خواهد شد ؛ جزئیات مفصلتر را در منابع دیگر می‌توان یافت^{۲۵} .

۵-۵ واکنشهای هسته مرکب :

معمولاً واکنشهای هسته‌ای برای انرژیهای زیر ۱/۵ تا ۱ مگا الکترون ولت از طریق
 سازوکار هسته مرکب صورت می‌گیرند (شکل ۵-۱) . دلیل این مطلب آن است که وقتی یک
 ذره خود را در هسته می‌یابد ، ضریب انعکاس در لبه چاه پتانسیل (شکل ۵-۲) نزدیک
 واحد است^{۲۶} . برای یک پرتابه با انرژی T_0 که وارد یک چاه مربعی به عمق V_0 می‌شود ،
 ضریب انعکاس ، که توسط معادله^{۲۷} (۲-۱۶۲) داده می‌شود ، تقریباً برابر است با

۲۴ - از این واقعیت در اثبات معادله^{۲۷} (۳-۳۰) استفاده کردیم . همچنین بخش (الف - ۲) را
 ملاحظه کنید .

۲۵ - Burcham ، ۱۹۶۳ ، بخش ۱۴-۲

۲۶ - عبارت مربوطه به ضریب انعکاس در جایی که پتانسیل ناپیوسته است ، مستقل از جهت
 حرکت است .

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

اگر $V_0 \sim 40 \text{ Mev}$ ، یک مقدار نوعی ، ضریب انعکاس برای $T_0 = 0.1 \text{ Mev}$ تقریباً مساوی 0.8 است. بنابراین به نظر می‌رسد که ذره مدت زمان قابل ملاحظه‌ای را در دورن هسته بگذراند ، و زنجیر فرایندهای نشان داده شده در شکل (۵-۱) می‌تواند منجر به مرحله هسته مرکب شود .

ویژگی مشخص سطح مقطعهای تجربی در این گستره انرژی ، ظهور قله‌های تیز متعدد است (شکل‌های ۵-۱۷ و ۵-۱۸) . همان‌طور که در بخش ۵-۱ متذکر شدیم ، توصیف مفصل طبیعت این تشدیدها برحسب مدل لایه‌ای آسان نیست ، بلکه شامل برانگیختگی‌های بسیار پیچیده نوکلئونهای هسته است . ولی از نقطه نظر موجی تشدیدها ناشی از تداخل بین موج صادره از هسته با امواج انعکاسی و پراشیده پرتابه است^{۲۷} (شکل ۵-۱۵ ج) .

فرض اساسی مدل هسته مرکب آن است که این هسته به گونه‌ای پیچیده‌ای تشکیل می‌شود که چگونگی تشکیلش را "فراموش" می‌کند . به این ترتیب سطح مقطع واکنش $X(a,b)Y$ را می‌توان به یک سطح مقطع تشکیل هسته مرکب C^* متناظر با فرایند



و یک احتمال نسبی که C^* به ذرات $b + Y$ بشکند ، تقسیم کرد^{۲۸} . بنابراین می‌توان نوشت

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

که در آن T_0 انرژی بمباران در (c.m.) و E انرژی برانگیختگی هسته مرکب است . این انرژیها مطابق شکل (۵-۱۹) به یکدیگر مربوطند .

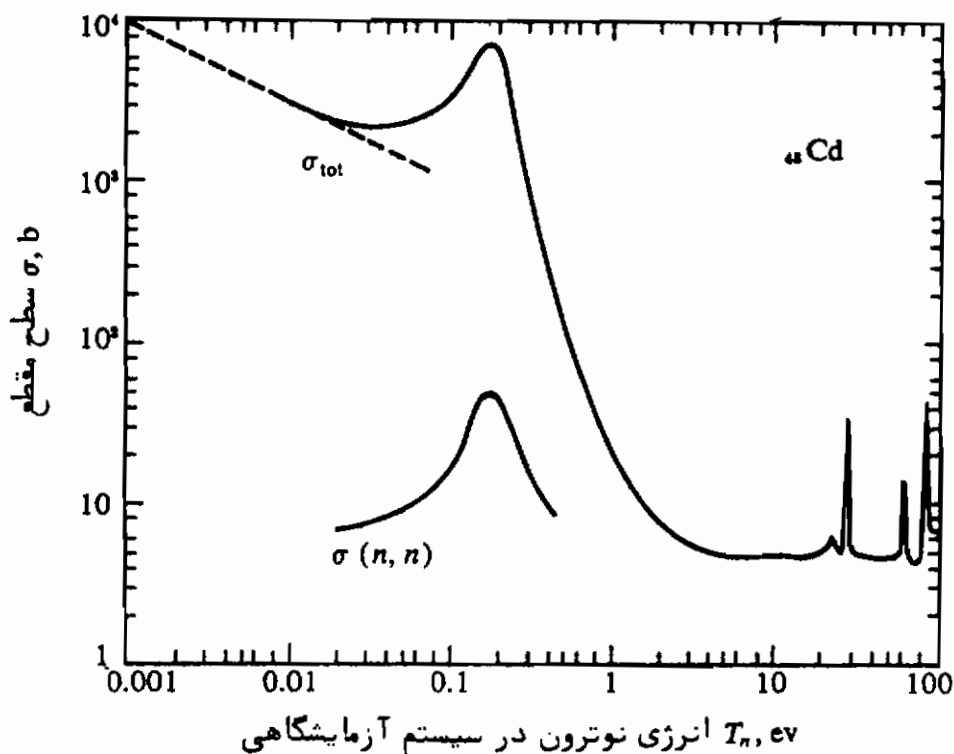
۵-۵ الف) تشکیل هسته مرکب

موقتا فرض خواهیم کرد که A ذره‌ای بدون اسپین و خنثی باشد ، به طوری که بتوان از اثرهای اسپینی و کولنی صرف نظر کرد . اگر انرژی بمباران T_0 طوری باشد که C در یک حالت

۲۷ - Weisskopf و Blatt ، ۱۹۵۲ ، فصل ۸ ، بخش ۷ .

۲۸ - هر مد خاص شکستن را یک کانال می‌نامند . مثلاً $a + X$ ، $a' + X^*$ و $b + Y$

کانالهای متفاوت هستند .



شکل ۵-۱۷: سطح مقطع پراکندگی کشسان نوترون از کادمیم. تشدید واقع در ev ۱۸/۵ ناشی از Cd^{113} (با فراوانی ۱۲ درصد) است. خطوط نقطه‌چین در انرژیهای پائین نشان دهنده وابستگی $1/v$ سطح مقطع است 29 .

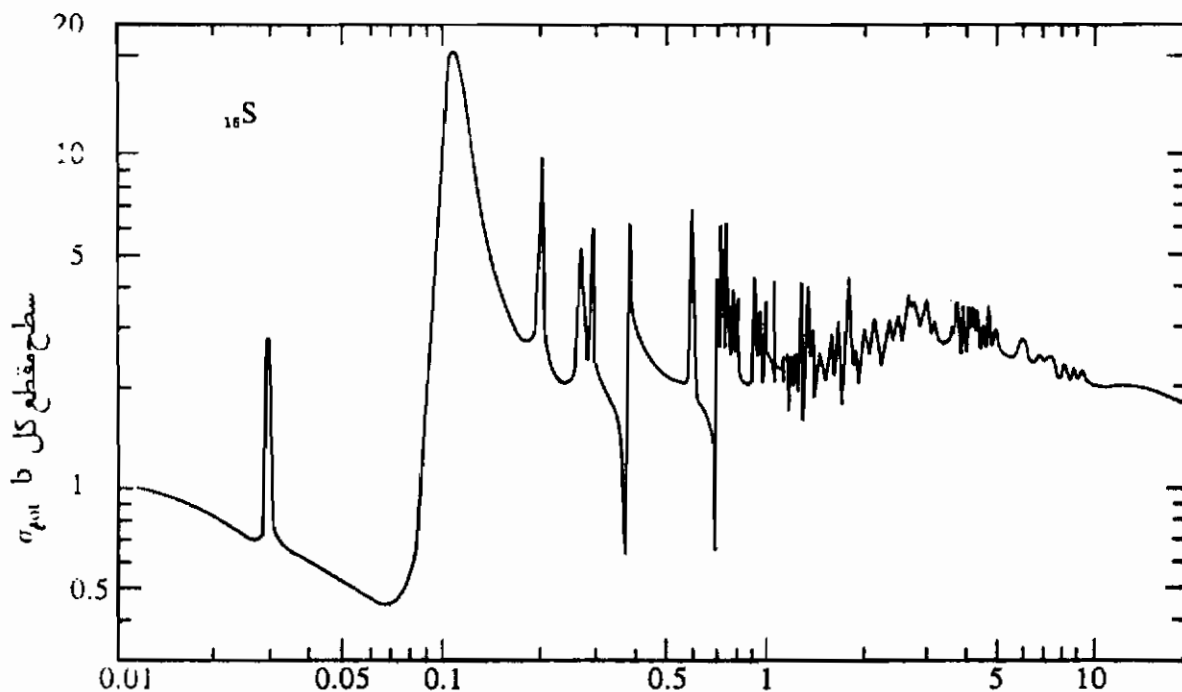
برانگیخته با انرژی E^* تشکیل شود، این حالت البته یک حالت مجازی خواهد بود، زیرا می‌تواند همیشه با واپاشی به $X + a$ برگردد. پس این حالت می‌تواند، به‌خاطر طول عمر متناهی، دارای یک پهنای متناهی (غیرصفر) Γ [معادله (۴-۳۲)] باشد. انتظار می‌رود سطح مقطع تشکیل هسته مرکب متناسب با احتمال یافتن هسته در یک انرژی E ، که توسط معادله (۴-۴۱) داده می‌شود، باشد. محاسبه کامل مکانیک کوانتومی نشان می‌دهد که 30

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

۲۹ - D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed., and D. J. Hughes and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," 2d ed., Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1958.

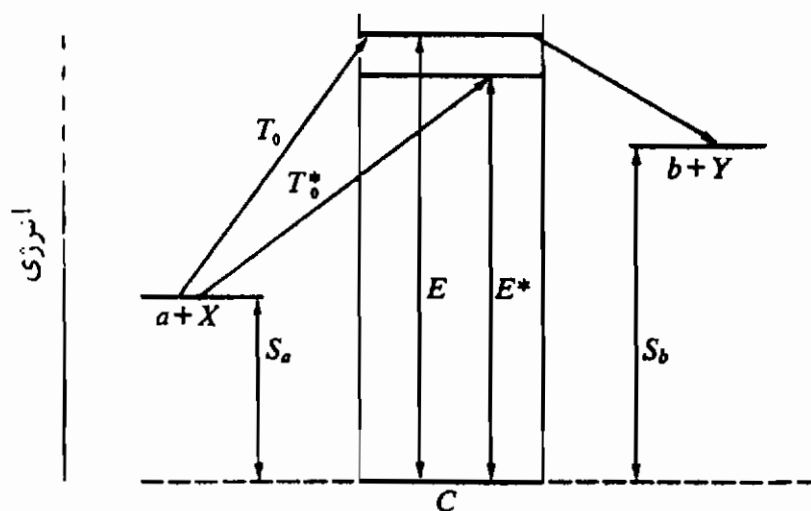
۳۰ - Weisskopf و Blatt, ۱۹۵۲, صفحات ۳۹۸ به بعد. برای اثبات، با شروع از معادله

(۴-۴۱) ر. ک. Burcham, ۱۹۶۳, صفحه ۵۳۲.



انرژی نوترون در سیستم آزمایشگاهی T_n , Mev

شکل ۵-۱۸: سطح مقطع کل نوترون روی گوگرد (^{32}S) (۹۵٪). 31



شکل ۵-۱۹: واکنش $X(a, b)Y$ از طریق یک هسته مرکب. شکل را با شکل ۵-۶ مقایسه کنید. S_b و S_a به ترتیب انرژیهای جدایی a و b از C می باشند. T_0 انرژی ذره a در سیستم مرکز جرم است. $[T_0 = T_a M_X / (M_a + M_X)]$

۳۱- D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed., and D. J. Hughes and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," 2d ed., Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1958.

که در آن ثابت واپاشی برای واپاشی حالت مرکب به کانال $a + X$ است Γ_0 را پهنای کل حالت و Γ_a را پهنای جزیی برای واپاشی به $a + X$ می‌نامیم. به‌طور کلی

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_c + \Gamma_d + \dots \quad (5-56)$$

که در آن Γ_b, \dots پهنای جزیی برای کانالهای دیگری که از لحاظ انرژی مجاز هستند می‌باشند. این رابطه به‌سهولت از رابطه بین ثابتهای واپاشی کل و جزیی (با رابطه ۴-۱۲ مقایسه کنید) به‌دست می‌آید.

طول موج λ در معادله (۵-۵۵) طول موج کاهش یافته دوبروی a در سیستم c.m. است. متذکر می‌شویم که برای نوترونها (یا پروتونها)

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

بهتر است که انرژی تشدید E^* را برحسب انرژی بمباران T_0^* (در c.m.) بیان کنیم (شکل ۵-۱۹ را ملاحظه کنید) تا معادله (۵-۵۵) به‌صورت زیر درآید

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

جدولبندی‌های مختلفی انرژیهای آزمایشگاهی T_a و T_a^* متناظر با T_0 و T_0^* را می‌دهند. اگر این انرژیها را در معادله (۵-۵۸) به‌کار ببریم، پهنایها را نیز باید با به‌کاربردن رابطه‌ای شبیه (۵-۱۶) به‌سیستم lab برگردانیم.

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

اگر اسپین را در نظر بگیریم، باید طرف راست معادله (۵-۵۸) را در عامل

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

ضرب کنیم، که در آن رگشتاور زاویه‌ای کل حالت مرکب است و اسپینهای دیگر را قبلاً" تعریف کرده‌ایم (معادله ۵-۲۲). یک حالت مرکب مفروض تنها می‌تواند توسط آن گشتاورهای زاویه‌ای مداری l_a تشکیل شود که در روابط زیر صدق کنند

$$I_a + I_X + I_a = J \quad (۵-۶۱)$$

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a} = \pi_J \quad (۵-۶۲)$$

که در آن π_J پارامتر حالت مرکب است. به علاوه، شرایط (۵-۲۲) و (۵-۲۳) نیز باید، برقرار باشند.

۵- ذب) واپاشی هسته مرکب

از تعریف (۵-۵۶) نتیجه می‌شود که احتمال واپاشی P_b ی یک حالت مرکب J معادله (۵-۵۴) به کانال $b + Y$ از رابطه زیر به دست می‌آید

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (۵-۶۳)$$

که در آن Γ_b پهنای جزئی مربوطه است. با ترکیب این معادله با معادلات (۵-۵۸) و (۵-۶۰) خواهیم داشت

$$\sigma(a,b) = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۵-۶۴)$$

این فرمول به فرمول "تشدید برایت ویگنر" موسوم است. معادله (۵-۶۴) برای تمام کانالها به جز کانال پراکندگی کشسان، که در آن تداخل با پراکندگی پراشی و انعکاسی را باید در نظر گرفت برای پراکندگی کشسان نوترونها می‌توان به رابطه زیر رسید:

$$(۵-۶۵)$$

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

که در آن ϕ_n یک کمیت وابسته به انرژی است که به "انتقال فاز کوچه سخت" موسوم است. به ازاء $\phi = R/\lambda$ ، $l_n = 0$

از معادله (۵-۶۹) ملاحظه خواهیم کرد که وقتی $T_0 \rightarrow 0$ ، $\Gamma_n \rightarrow 0$ ، چون تحت همین شرایط یکسان، $\sin \phi \rightarrow R/\lambda$ ، سطح مقطع پراکندگی کشسان در انرژیهای بمباران خیلی کم به $4\pi R^2$ نزدیک می‌شود. معمول است که در فیزیک نوترونهای با انرژی پایین، سطح مقطع

پراکندگی کشسان را بر حسب اصطلاح "طول پراکندگی" a بیان می‌کنند، به طوری که

$$\sigma(n, n)_{T_0 \rightarrow 0} = 4\pi a^2 \quad (۶۶-۵)$$

در حالت ساده فوق‌الذکر، $|a| = R$ ، ولی عموماً این مطلب صحیح نیست، زیرا یا $a \neq 0$ یا تا سر تسددها قابل صرفنظر نیست (ر. ک بخش ۵-۶ الف).

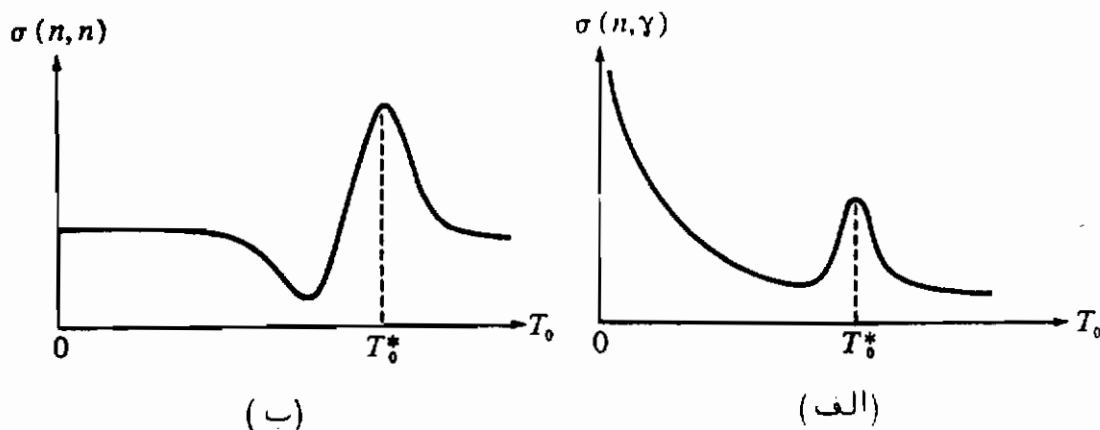
شکل (۵-۲۰) بعضی از سطح مقطع‌های نوعی محاسبه‌شده توسط معادلات (۵-۶۴) و (۵-۶۵) را نشان می‌دهد. هر دو شکل را می‌توان در شکل‌های (۵-۱۷) و (۵-۱۸) ملاحظه کرد.

قبل از بحث کاربردهای خاص فرمول برایت - ویگنر، نکاتی را پیرامون پهنای حزی متدکر می‌شویم. هر پهنای حزی Γ_0 ، به سهولت راه دیگری از نمایش ثابت واپاشی λ_0 برای فرایند



است. این درست مانند واپاشی پرتوزا (آلفا یا گاما) است و از این رو می‌توان مفاهیم مستتر در معادلات (۴-۶۹)، (۴-۹۵) یا (۴-۱۲۳) را به کار برد. از معادله آخری می‌توان پی برد که پهنای باید متناسب با چگالی حالت‌های نهایی (۴-۱۲۹) باشد که برای ذرات متناسب است با

$$p^2 \frac{dp}{dE} = pM_{00} \sim v_0 \quad (۶۸-۵)$$



شکل ۵-۲۰: شکل‌های نوعی تشدید برایت - ویگنر. (الف) سطح مقطع

واکس. (ب) سطح مقطع پراکندگی کشسان برای نوترون‌های با موج s .

یعنی سرعت نسبی ذرات در کانال $(b + Y)$.
 در اینجا M_{0b} جرم کاهش یافته کانال $b + Y$ است . از معادله^(۴-۹۵) نتیجه می شود که این پهنا برای ذرات باردار باید با یک ضریب نفوذ کولنی نیز متناسب باشد ، اما حتی در غیاب سد کولنی ، سد مرکز گریز (شکل ۴-۱۶ ب) می تواند به تنهایی پهنا را کاهش دهد . برای احتساب هر دو ضریب می توان نوشت

$$\Gamma_b = 2k_b R P(b, Y) \gamma_b^2 \quad (۵-۶۹)$$

که در آن ضریب ۲ برای سهولت آورده شده است ، و

$$k_b = \text{عدد موجی c.m. کانال} = M_{0b} v_b / \hbar$$

$$R = \text{شعاع هسته (عدد جرمی } A) \approx R_0 (A_b^{1/3} + A_Y^{1/3})$$

$$P(b, Y) = \text{ضریب نفوذ که برای نوترونهای با موج } s \text{ برابر واحد است .}$$

$$\gamma_b^2 = \text{ثابت تجربی ، موسوم به پهناهای کاهش یافته}$$

بزرگترین پهنا می تواند داشته باشد با رابطه تخمینی زیر

داده می شود

$$\Gamma_b(\text{max}) \approx \frac{\hbar}{t} \quad (۵-۷۰)$$

که در آن (t) زمان لازم برای عبور ذره b از کنار هسته است

$$t \approx \frac{R}{v_b} \quad (۵-۷۱)$$

$$\Gamma_b(\text{max}) \approx \frac{\hbar v_b}{R} \approx k_b R \left(\frac{\hbar^2}{M_{0b} R^2} \right) \quad (۵-۷۲)$$

فرمول آخر را به شکل معادله^(۵-۶۹) نوشته ایم . کمیت داخل پرانتز را پهناهای تک ذره می نامند (معادله^(۲-۱۴۵) را ملاحظه کنید)^{۳۳} ، و اغلب پهناهای کاهش یافته تجربی را با آن مقایسه می کنند . اگر $\gamma_b^2 \approx \hbar^2 / (M_{0b} R^2)$ باشد ، می توان تصور کرد که حالت مرکب مورد بحث

۳۳- پهنا در معادله^(۲-۱۴۵) دلالت بر یک حالت شبه مقید می کند در صورتی که پهناهای تخمینی در معادله^(۵-۷۲) مربوط به یک ذره آزاد هستند . تفاوت ، در زمان t نهفته است ؛ در معادله^(۲-۱۴۱) ، دلالت بر زمان عبور از میان هسته می کند ، ولی در معادله^(۵-۷۰) ، t زمان لازم جهت عبور از کنار هسته است .

عمدتاً "متشکل از ذره b است که در پتانسیل حاصل از γ حرکت می‌کند. مقادیر عرضهای کاهش یافته معمولاً 10^{-6} برابر پهنای تک‌ذره است، که حکایت از طبیعت پیچیده‌ی حالت‌های هسته مرکب می‌کند.

پهنای پرتوهای گاما مستقیماً توسط رابطه^(۴-۶۹) داده می‌شود. معمولاً اگر انرژی جنبشی ذره در یک کانال خاص بیش از 1 keV باشد، پهنای ذره‌ای (۵-۶۹) از پهنای پرتوی گاما بیشتر می‌شود. از این رو برای ترازهای (مجاری) هسته مرکب، واپاشی گاما کمیاب است مگر اینکه ترازها در فاصله چند keV از پائین‌ترین انرژی جدائی قرار گرفته باشند، یا شرایط خاصی، واپاشی ذره را ممنوع کنند.

۵-۵ ج) موارد خاص.

۱- سطح مقطعهای واکنش نوترون کم انرژی

سطح مقطع واکنشهای نوترونی که از لحاظ انرژی برای نوترونهای با انرژی صفر مجاز است (واکنشهای گیراندازی یا انرژی‌زا)، در صورتی که هیچ تشدید در نزدیکی انرژی جدایی نوترون هسته مرکب (یعنی، نزدیک انرژی جنبشی صفر نوترون) قرار نداشته باشد، دارای وابستگی $1/v$ است. تحت این شرط، می‌توان از T_0 در مقابل T_0^* در معادله^(۵-۶۴) صرف‌نظر کرد

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

اگر $T_0 \ll T_0^*$ ، یا اگر Γ به نحو حساسی به انرژی نوترون بستگی نداشته باشد، در این صورت چون $1/v_n \sim \lambda$ [معادله^(۵-۴۸)] و $\Gamma_n \sim v_n$ [معادله^(۵-۶۹)] داریم

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

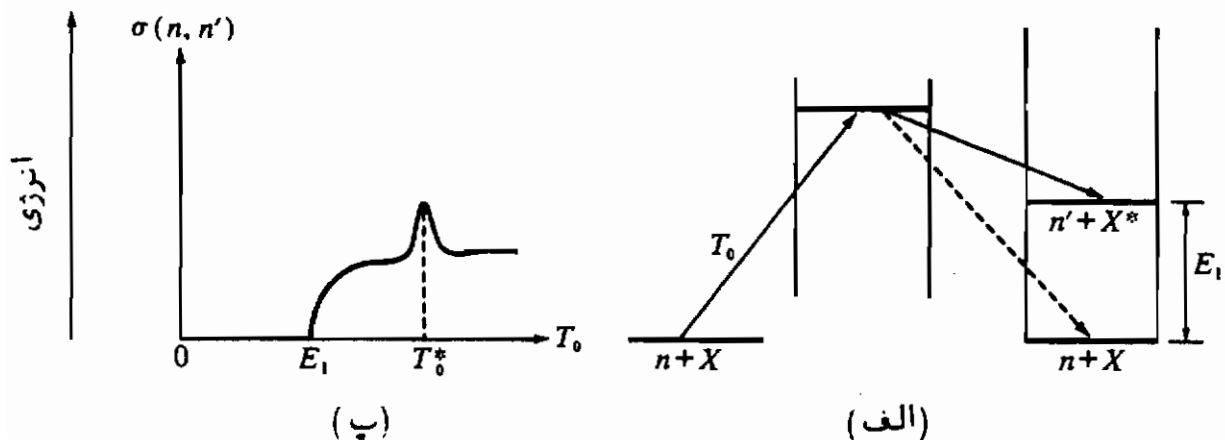
این نوع رفتار در انرژی‌های کم را می‌توان در شکل (۵-۱۷) ملاحظه کرد. در حقیقت، قسمت اعظم سطح مقطع کل نوترون با انرژی‌های کم از Cd ناشی از واکنش $Cd^{113}(n,\gamma)$ است و از اینرو معادله^(۵-۶۴) را می‌توان در مورد تشدید برتر اعمال کرد. برازش دقیق سطح مقطعهای (n,γ) و (n,n) در انرژیهای کمتر از 2 eV، مقادیر زیر را برای پارامترهای تشدید به دست می‌دهد.

$$T_0^* = 0.18 \text{ ev}$$

$$\Gamma_n = 0.65 \times 10^{-3} \text{ ev} \quad (J=1 \text{ فرض})$$

$$\Gamma_\gamma = 0.11 \text{ ev} \quad (J=1 \text{ فرض})$$

از مقایسه Γ_n با معادله (۵-۶۹)، نتیجه می‌شود که برای پهنای کاهش یافته، $\gamma_n^2 = 0.15 \text{ ev}$ است، که نمی‌توان آنرا با پهنای تک ذره [معادله (۵-۷۲)] که تقریباً 1 Mev است مقایسه کرد. یعنی این حالت خاص هسته مرکب Cd^{114} دارای ساختار بسیار پیچیده‌ای است. به طریق تجربی معلوم شده است که فقط ۱/۵ درصد از پرتوهای گاما به حالت پایه Cd^{114} می‌روند^{۳۴} به طوری که پهنای آن گذار، حدود 10^{-4} ev است. برآورد وایسکوف برای تک - ذره (معادله ۴-۶۹) در مورد یک گذار $M1$ با انرژی 9 Mev، مربوط به گذار $0^+ \rightarrow 1^+$ حالت پایه، برابر 15 ev است که نشان می‌دهد حالت مرکب به هیچ صورت مثل یک تک - ذره نیست.



شکل ۵-۲۱: پراکندگی ناکشان نوترون. (الف) سیستماتیک (ب) سطح مقطع نوعی T_0^* مربوط یک تشدید هسته مرکب است.

۲- پراکندگی ناکشان نوترون
برای این واکنش از معادله (۵-۶۴) داریم

$$\sigma(n, n') = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۵-۷۵)$$

۳۴- شناختن طیفهای گامای ناشی از گیراندازی نوترونها، وسیله مناسبی در مطالعات ترازهای هسته‌ای است. ر. ک. Groshev، و بقیه، ۱۹۵۹

در نزدیکی آستانه واکنش، که ممکن است متناظر با انرژی E_1 اولین حالت برانگیخته هسته هدف باشد (شکل ۵ - ۲۱ الف)، وابستگی معادله (۵-۷۵) به انرژی توسط Γ_n تعیین می‌شود. اگر نوترونهای با موج s ایجاد شوند، به طوری که ضریب نفوذ در معادله (۵-۶۹) برابر واحد شود، داریم

$$\begin{aligned} \Gamma_n &\sim v_n \\ &\sim (T_0 - E_1)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (۵-۷۶)$$

در شکل (۵-۲۲ ب) این وابستگی به انرژی Γ که به طور طرح‌وار در شکل (۵-۲۱) نمایش داده شده است Γ در ساختار تشدید ناپدید می‌شود.

۳- گسیل ذرات باردار

اگر در یک واکنش نوترونی انرژی‌زا ذرات باردار گسیل شوند، وابستگی به انرژی سطح مقطع در ناحیه انرژی‌های کم توسط وابستگی $1/v_n$ تعیین می‌شود. در یک واکنش انرژی‌گیر وابستگی به انرژی در نزدیکی آستانه بیشتر به واسطه ضریب نفوذ کولنی (۴-۸۶) در معادله (۵-۶۹) است.

$$\Gamma_0 \sim e^{-\gamma} \quad (۵-۷۷)$$

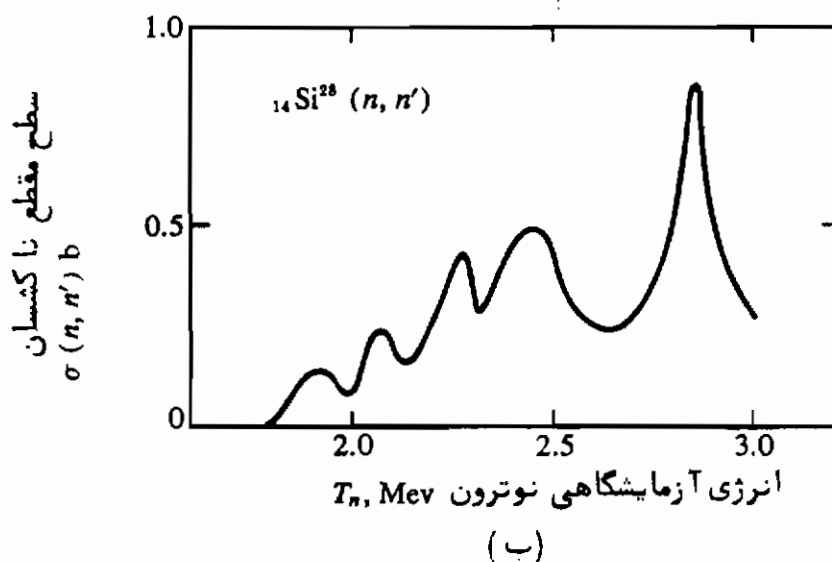
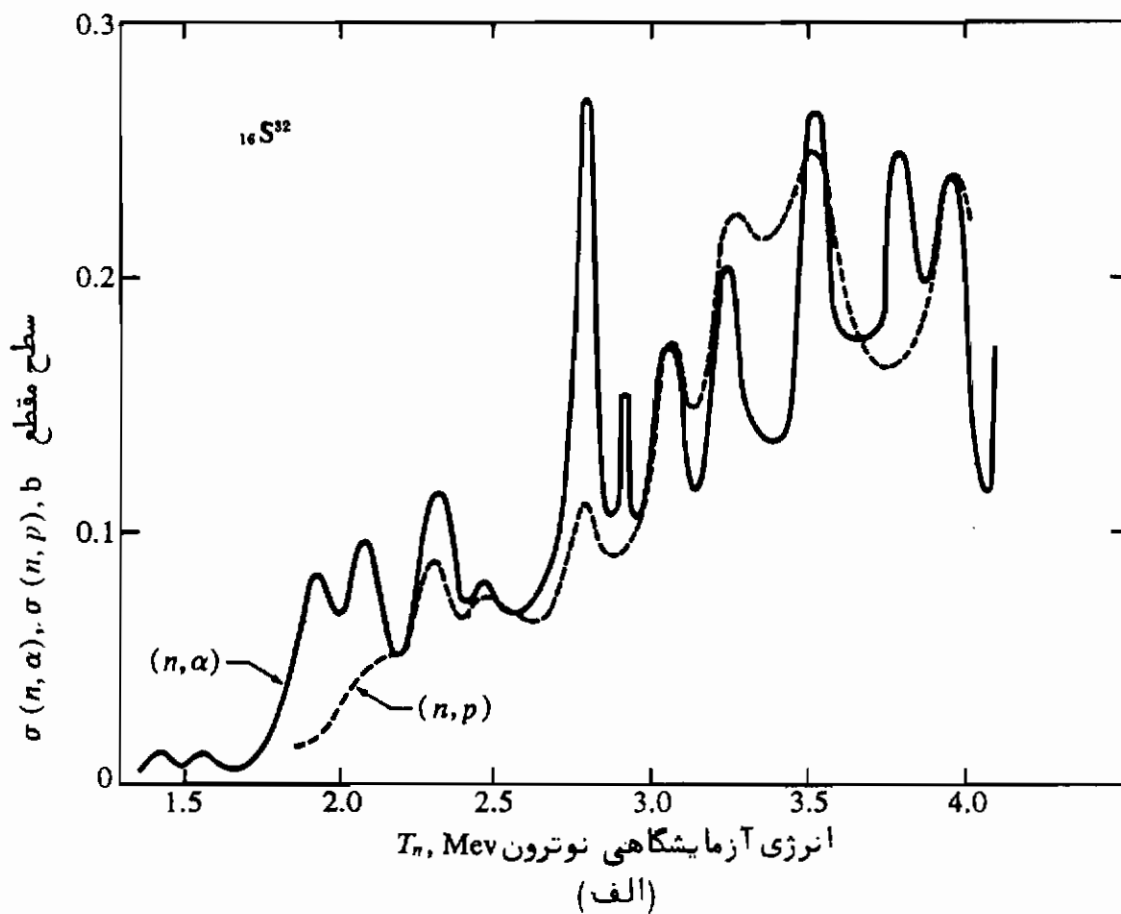
که در آن، برطبق معادله (۴-۹۴)

$$\gamma \sim \frac{1}{v_0} \quad (۵-۷۸)$$

بنابراین سطح مقطع در بالای آستانه، همان‌طور که در شکل (۵-۱۰ د) نشان داده شده است به‌کندی افزایش می‌یابد. سطح مقطعهای تجربی در شکل (۵-۲۲ الف) نشان داده شده است.

۴- واکنشهای القاء شده توسط ذرات باردار

در انرژیهای کم، تمام واکنشهای انرژی‌زا از این نوع، توسط ضریب نفوذ کولنی ذره فرودی ایجاد می‌شوند. واکنشهای انرژی‌گیر ذرات باردار در نزدیکی آستانه، به ترتیب برای گسیل نوترون یا ذره باردار دارای یک وابستگی به انرژی به صورت (۵-۷۶) یا (۵-۷۷) هستند. شکل (۵-۲۳) مثالی از یک واکنش انرژی‌گیر است که در آن نوترون گسیل می‌شود.



شکل ۵ - ۲۲: (الف) سطح مقطعهای واکنش نوترونی برای $^{16}\text{S}^{32}$ (ب) سطح مقطع ناکشسان نوترون برای $^{14}\text{Si}^{28}$

۶-۵ واکنشهای مستقیم:

از بحث کلی در بخشهای ۱-۵ و ۵-۵، چنین به نظر می‌رسد که با افزایش انرژی ذره فرودی، اولین مرحله فرایند برهم‌کنش نشان داده شده در شکل ۱-۵ اهمیت بیشتری یافته و مراحل بعدی کم اهمیت‌تر می‌شوند. شواهد تجربی زیادی وجود دارد مبنی بر اینکه روی هم‌رفته، این مطلب صحیح است، هرچند که در مواردی از واکنشها دیده شده است که از طریق حالت‌های مرکب قویاً برانگیخته صورت می‌گیرند.

۵-۶ الف) مدل اپتیکی

در نظریه‌ای که تاکید بر اولین مرحله واکنش هسته‌ای (شکل ۱-۵) می‌کند، برهم‌کنش ذره فرودی با هسته را می‌توان توسط یک پتانسیل نشان داد. اگر جذب به یک سیستم مرکب، یک اثر نسبتاً فرعی باشد، می‌توان آنرا به یک روش پدیده شناختی با اضافه کردن یک جمله مختلط به پتانسیل موثر، یعنی،

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

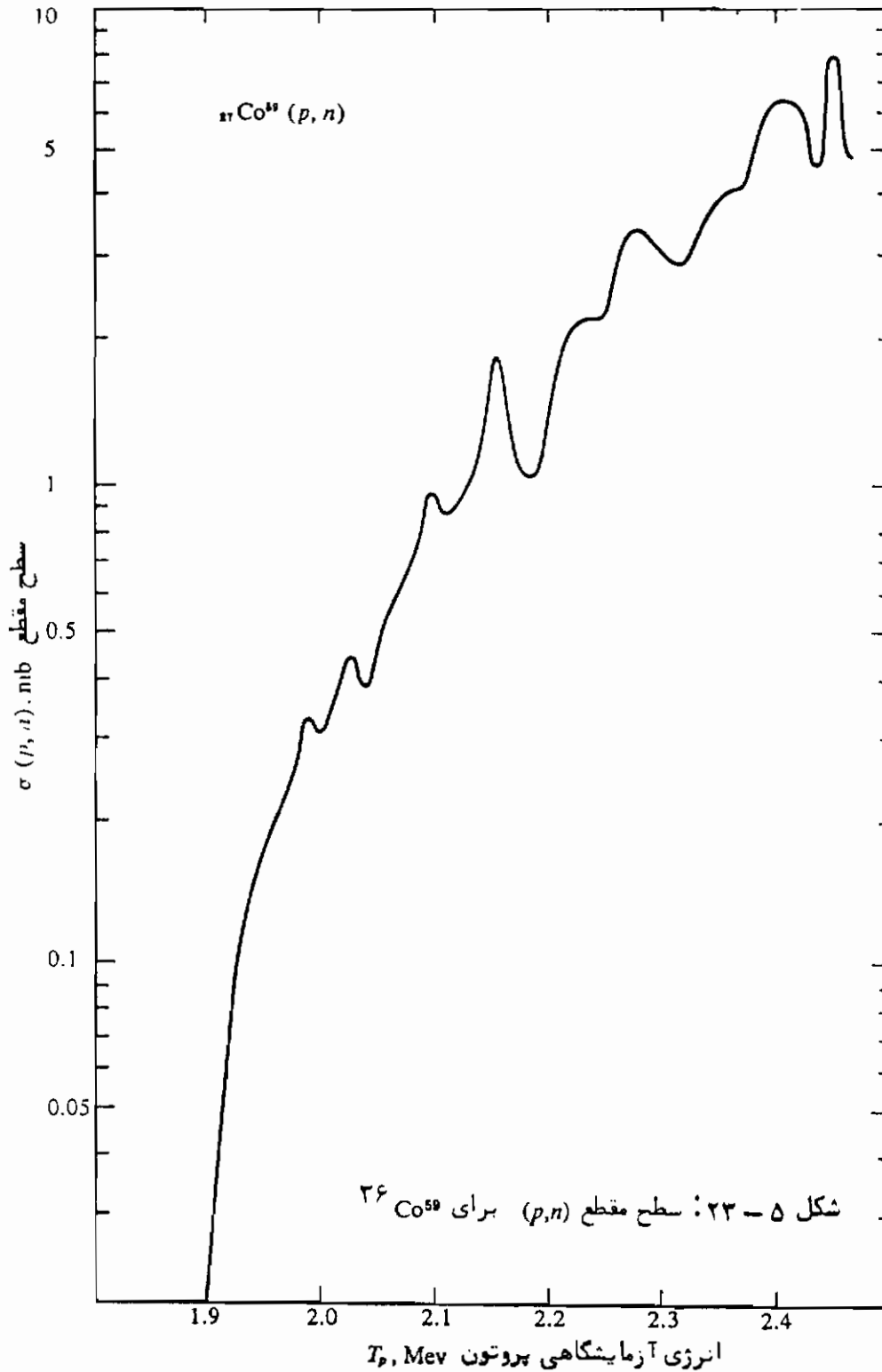
به حساب آورد. یک محاسبه ساده یک‌بعدی نشان می‌دهد که این پتانسیل جذب یک تابع موج را ایجاد خواهد کرد.

یک باریکه درات به جرم M_0 را در نظر بگیرید که به یک پتانسیل پله‌ای مختلط مطابق شکل (۵-۲۴ الف) برخورد کند. در خارج از پله پتانسیل، شکل موج ورودی به صورت ae^{ikz} [معادله (۵-۲۷)] را ملاحظه کنید. در داخل پله پتانسیل، تابع موج به شکل

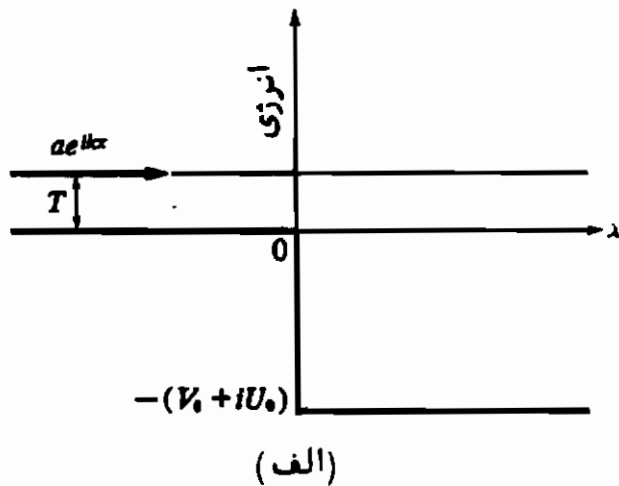
$$a'e^{ik'z} \quad (5-80)$$

خواهد بود که در آن k' طوری است که (شکل ۵-۲۴ الف را ملاحظه کنید)

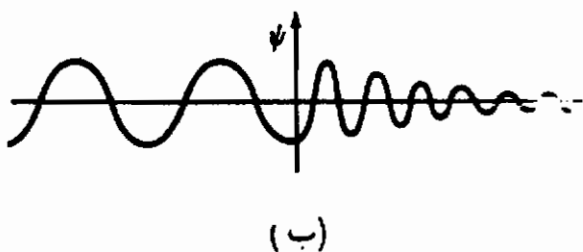
$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2M_0} = T + V_0 + iU_0 \quad (5-81)$$



۲۶ — F. K. McGowan, W. I. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.



شکل ۵-۲۴: اثر یک پتانسیل مختلط بر روی یک تابع موج.
 (الف) نمودار انرژی پتانسیل.
 (ب) تابع موج طرح‌وار (تابع موج مختلط است).



انرژی جنبشی فرودی را با $T = \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 / M_0$ مشخص کردیم. از معادله (۵-۸۱) به‌وضوح پیداست که k' باید مختلط باشد. با معرفی قسمت‌های موهومی و حقیقی آن توسط

$$k' = K + \frac{i}{L} \quad (۵-۸۲)$$

و با جایگذاری در معادله (۵-۸۰)، تابع موج در داخل به‌صورت زیر خواهد بود

$$a' e^{-i(LK + x)} \quad (۵-۸۳)$$

یعنی موج هنگام نفوذ به‌پله پتانسیل جذب می‌شود. با جایگذاری معادله (۵-۸۲) در (۵-۸۱) خواهیم داشت

$$L = \frac{\hbar^2 K}{U_0 M_0} \quad (۵-۸۴)$$

و

$$K \approx \left[\frac{2M_0(T + V_0)}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (۵-۸۵)$$

در صورتیکه $K \ll 1/L$ باشد.

این مدل برهم‌کنش هسته‌ای به‌ویژه در تشریح سطح مقطعهای کل و کشسان در انرژیهای بالاموفقیت‌آمیز بوده‌است. از روی برازشهای دقیق سطح مقطعهای تجربی، مقادیر V_0 و U_0 مندرج ۳۷ در جدول (۵-۲) به دست آمده‌است. مقادیر محاسبه شده K و L از معادلات (۵-۸۴) و (۵-۸۵) را نیز در جدول آورده‌ایم. وقتی انرژی ورودی افزایش می‌یابد، هسته‌ها جاذب‌تر می‌شوند (L افزایش می‌یابد).

جدول ۵-۳ پارامترهای تقریبی مدل اپتیکی برای پروتونها و نوترونها

$T,$ 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

این مدل تشدیدهای پهنی را در سطح مقطعها بر حسب انرژی پیش‌بینی می‌کند. یکی از این تشدیدها را می‌توان در شکل (۵-۱۸) نزدیک 3 Mev تشخیص داد. البته تشدیدهای مرکب از توصیف برهم‌کنش در جمله‌های عبارت (۵-۷۹) حذف می‌شوند. معذالک، مدل گفته شده پیش‌بینی می‌کند که بعضی از جنبه‌های اولین مرحله فرایند برهم‌کنش باید حتی در مرحله هسته مرکب، خودی نشان بدهد. مثلاً هرگاه ذره پرتابه در یک حالت مجازی چاه پتانسیل باشد، افزایش سطح مقطعهای هسته مرکب پیش‌بینی می‌شود. یک حالت مجازی مستلزم آن است که ذره فرودی ایجاد تقریباً یک موج ایستاده در چاه پتانسیل نماید (معادله ۲-۱۳۶) [ملاحظه شود].

$$R \approx \lambda \left(\text{داخل} \right) \quad (۵-۸۶)$$

۳۷ - مقادیر موجود در جدول (۵-۳) مربوط به یک چاه گرد شده (بخش ۲-۵ ب) است و فقط مرتبه‌های بزرگی را می‌دهد.

† 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.

که در آن $n =$ یک عدد صحیح .

$$\lambda(\text{داخل}) \approx 2\pi/K$$

$$R = \text{شعاع هسته}$$

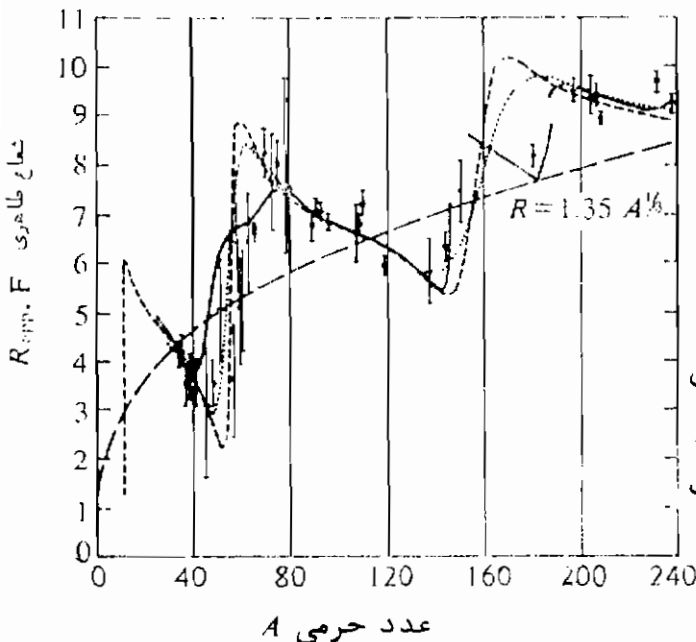
با جایگذاری مقدار K از جدول (۳-۵) ، در انرژیهای کم ، پیش‌بینی می‌کنیم که سطح مقطعهای افزایش یافته باید برای هسته‌های با اعداد جرمی ^{۳۸}

$$A \approx 2n^3 \tag{۵-۸۷}$$

$$\approx 2, 16, 54, 128, 250$$

رخ بدهد . تجربه ، چنین اثراتی را نشان داده است . مثلاً ، سطح مقطع پراکندگی کشسان نوترون کم انرژی ، به‌حای اینکه مقدار $4\pi R^2$ را بر طبق رابطه (۵-۶۵) داشته باشد ، دارای قله‌هایی در نزدیکی های پیش‌بینی شده توسط رابطه (۵-۸۷) است . این مطلب را در شکل (۵-۲۵) نشان داده‌ایم . پهنای‌های کاهش یافته γ_n^2 نیز به‌همین طریق تحت تاثیر قرار می‌گیرند .

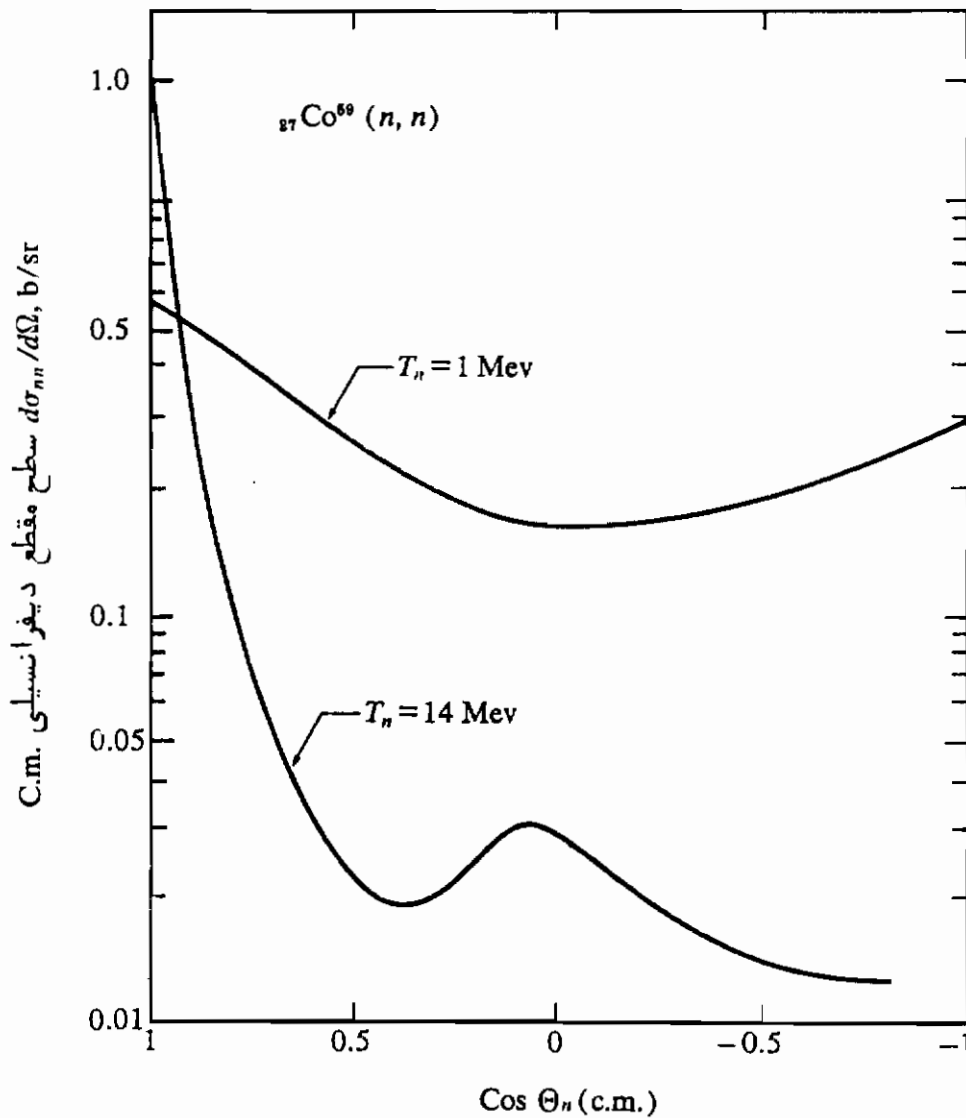
مدل ایتیکی همچنین در توضیح قله‌های سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون در زوایای جلو ، و در انرژیهای زیاد ، که شکل (۵-۲۶) یک مثال نوعی از آن است ، موفق بوده است . قله‌های زوایای جلو ، مربوط به اثرات تداخلی است که در رابطه شکل (۵-۱۵) آنرا مورد بحث قرار داده‌ایم .



شکل ۵-۲۵ : شعاع ظاهری هسته R_{app} از روی سطح مقطعهای پراکندگی نوترونهای کم انرژی $\sigma(n,n) = 4\pi(R_{app})^2$ به‌صورت تابعی از عدد جرمی A . نقطه چین‌ها تجربی هستند و خط چین‌ها معرف $R_{app} = 1.35A^{1/3}$ است . سایر منحنی از روی نظریه‌های مختلف مدل ایتیکی به دست آمده‌اند ^{۳۹} .

۳۸- این رابطه برای هسته‌های تعبیرشکل یافته دائمی (بحسب ۲-۵) در نزدیکی $A \approx 150$ ، تغییر می‌کند .

۳۹- K. K. Seth, quoted in Marion and Fowler, 1963.



شکل ۵-۲۶: سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نوترون از Co^{59} در انرژیهای (lab) از یک تا چهارده Mev برحسب کسینوس زاویه پراکندگی^{۴۱}.

۵-۶) مدل برهم‌کنش سطحی

از جدول (۳-۵) ملاحظه می‌کنیم که برای انرژیهای فرودی زیاد، مسیر آزاد میانگین ($\frac{1}{2}L$) به حدود شعاع هسته می‌رسد^{۴۰}، اگر حد این اثر را در نظر بگیریم، می‌توانیم فرض

۴۰ - مسیر آزاد میانگین در هسته مساوی L است، زیرا برای شارذرات تعریف می‌شود. از معادله (۵-۸۳)، شار متناسب است با $|a'|^2 e^{-2z/L}$ (ر.ک پانویست دوم در بخش ۲-۲-ز).

۴۱ - M. D. Goldberg, V. M. May, and J. R. Stehn, "Angular Distributions in Neutron Induced Reactions," 2d ed., vol. 2, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1962.

کنیم که در این انرژیها تمام برهم‌کنشهای هسته‌ای فقط در سطح انجام می‌شوند. به‌ویژه برای ذرات فرودی مرکب که برای آنها مسیر آزاد میانگین کمتر از مسیر نوترون‌ها و پروتون‌ها است، این مدل مناسب است.

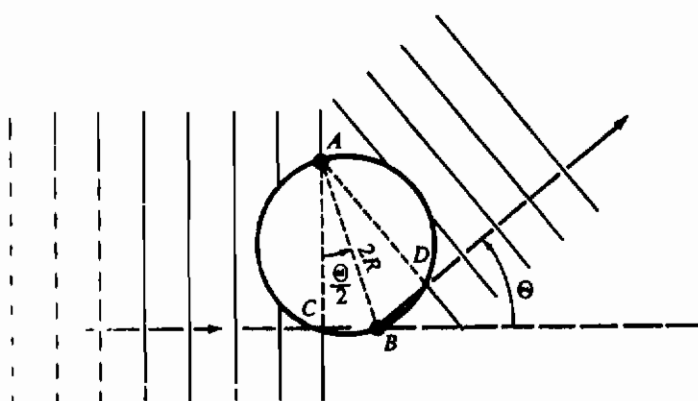
می‌توان نشان داد که این مدل برای پراکندگی کشسان منجر به آثار پراشی خواهد شد. نمایش ساده شده برهم‌کنش سطحی را در شکل (۵-۲۷) نشان داده‌ایم. اگر به فرض تنها نقاط A و B در هسته باعث پراکندگی دوباره موج فرودی شوند، تداخل سازنده در زاویه Θ (در c.m.) مستلزم آن است که

$$CB + BD = n\lambda \quad (5-18)$$

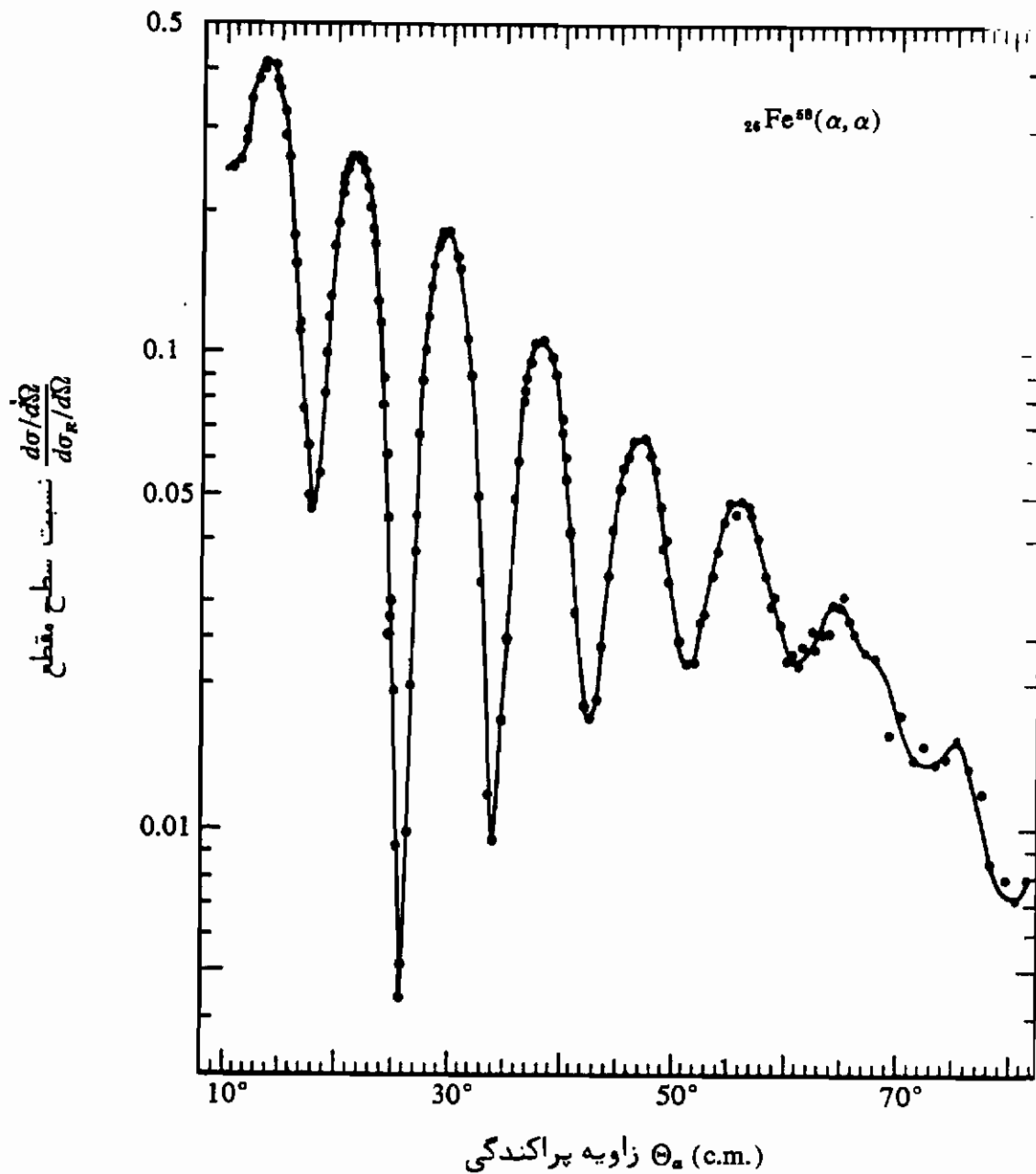
که در آن n یک عدد صحیح و λ طول موج تابشی فرودی است. در نتیجه قله‌های مقطع پراکندگی کشسان وقتی اتفاق می‌افتد که

$$2 \cdot 2R \sin \frac{1}{2}\Theta = n\lambda \quad (5-19)$$

شکل‌های (۵-۱۴) و (۵-۲۸) سطح مقطعهای دیفرانسیلی پراکندگی کشسان را برای پروتون‌ها و ذرات آلفا که در آنها قله‌های پراشی تقریباً از رابطه (۵-۱۹) پیروی می‌کنند، نشان می‌دهند. ملاحظه می‌کنیم که از اینجا می‌توان شعاع هسته را به دست آورد. در واقع عبارت (۵-۱) از روی چنین آزمایشهایی به دست آمده است.

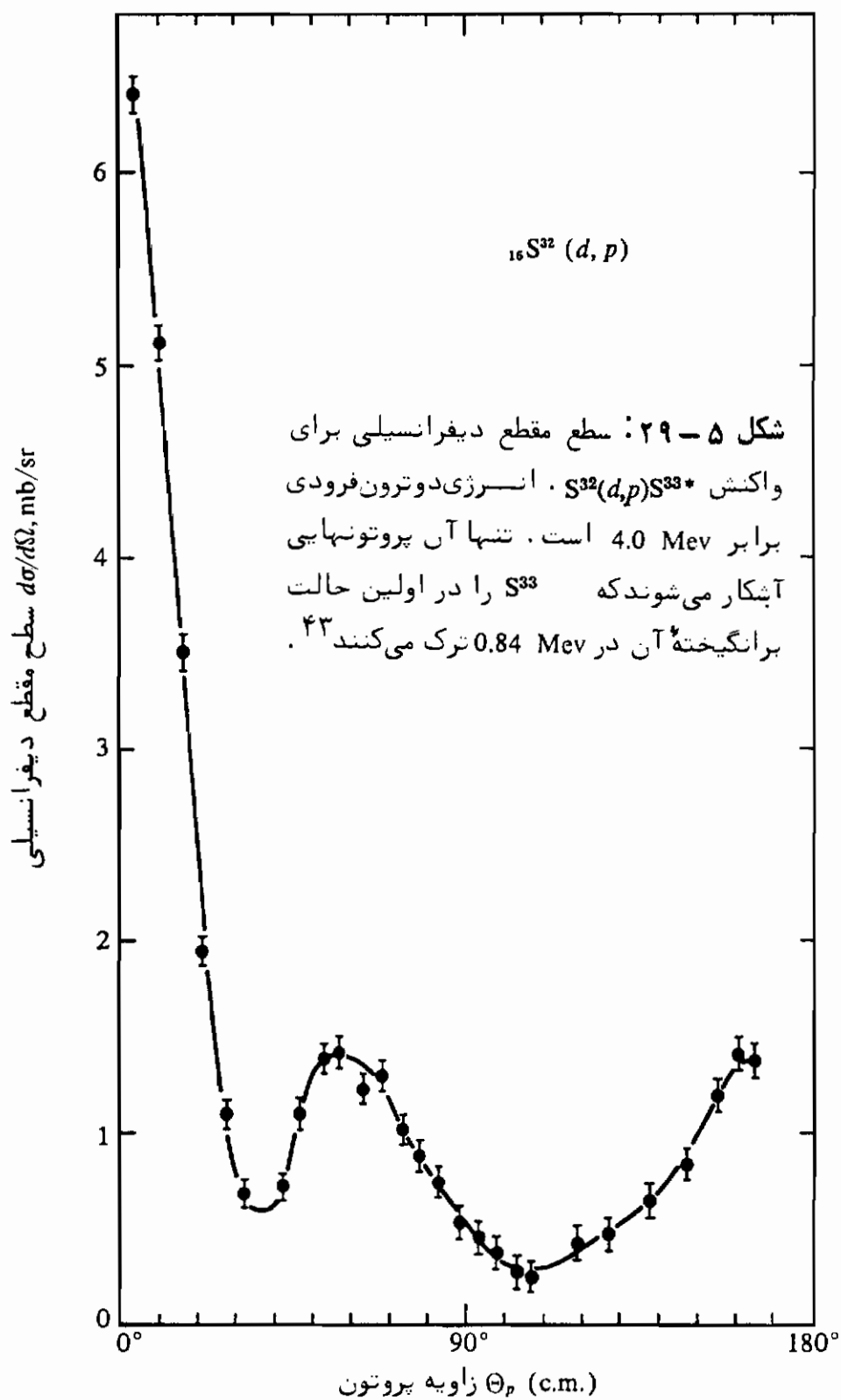


شکل ۵-۲۷: نمایش ساده شده مدل برهم‌کنش سطحی. در شکل فرض شده است که تنها A و B از سطح هسته، ذرات فرودی را در زاویه Θ پراکنده می‌کنند. فرض بر این است که تمام ذرات دیگر کلاً جذب می‌شوند.



شکل ۵-۲۸: سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کسان ذرات القا از ^{58}Fe که بر سطح مقطع پراکندگی را تر فرود تقسیم شده است، بر حسب زاویه پراکندگی در c.m. انرژی فرودی (lab) برابر 64 Mev است ^{۴۲}.

۴۲ — F. K. McGowan, W. I. Milner, and H. J. Kim, "Nuclear Cross Sections for Charged-Particle Induced Reactions," vol. ORNL-CPX-1, Charged Particle Cross-Section Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1964.



۵-۶ ج) واکنشهای کندنی

اگر یک ذره فرودی مرکب، با یک هسته برخورد کند، ممکن است هنگام برخورد طوری بشکند که فقط یک قسمت از آن قویاً با هسته برهم‌کنش کند و قسمت دیگر بدون اینکه عملاً برهم‌کنشی با هسته داشته باشد آنرا ترک کند. شواهد تجربی چنین فرایندهایی، به‌ویژه برای دوترونهای فرودی و سایر ساختارهای با پیوستگی نسبیاً ضعیف، پیدا شده‌اند. یکی از مشخصات این واکنشها اینست که بخش نا برهم‌کنشی ذره پرتابنده بیشتر در امتداد جلو، یعنی در امتداد باریکه فرودی، حرکت می‌کند. شکل (۵-۲۹) مثالی نوعی از این مورد را نشان می‌دهد.

۵-۷ شکافت :

واکنش $X(a,b)Y$ را در صورتی واکنش شکافت می‌نامند که جرمهای Y و b حدود یکدیگر باشند. بعضی از هسته‌ها خود بخود شکافته می‌شوند. معمولاً شکافت فقط وقتی رخ می‌دهد که انرژی کافی توسط گیراندازی یک نوترون کند فرودی یا بمباران توسط n, p ، یا پرتوهای گاما به هسته هدف داده شود. تا جایی که می‌دانیم، فرایند شکافت همیشه از طریق یک مرحله هسته مرکب انجام می‌شود. هسته مرکب با گسیل چند نوترون آبی به دو بخش تقسیم می‌شود؛ دلیل آنرا هم اکنون بیان می‌کنیم.

فرایند شکافت را برای اولین دفعه "هان و اشتراسن" توسط آزمایشهای پرتو-شیمیایی کشف کردند (۱۹۳۹). آنها نشان دادند که بمباران اورانیم توسط نوترون ایجاد عناصری می‌کند که در اواسط جدول تناوبی هستند نه عناصر سنگین‌تر از اورانیم که قبلاً پیش‌بینی می‌کردند.

دو مؤلفه هسته‌ای اصلی، موسوم به اجزاء شکافت، به‌علت سینماتیک دارای جرمهای مساوی نیستند. احتمالاً اثرات لایه‌ای روی توزیع جرم موثرند. شکل (۵-۳۰) نشان می‌دهد که اجزاء آبی شکافت پایدار نیستند، زیرا در فرایند شکافت هر دو جزء همان نسبت نوترون-پروتون هسته مرکب اولیه را که نزد یک خط پایداری قرار دارد حفظ می‌کند. از اینرو اجزاء شکافت دارای نوترونهای اضافی هستند، و لذا، گسیل نوترون آبی ارجحیت دارد. واپاشی بتای منفی و گاما نهایتاً فرآورده‌های شکافت را به طرف خط پایداری می‌برد. در بعضی موارد، حالت‌های برانگیخته‌ای که بالاتر از انرژی جدایی نوترون یک‌هسته خاص قرار دارند، ایجاد

می‌شود که با وایاشی با باعث گسل "نوترون ناخیری می‌شوند"^{۴۴}

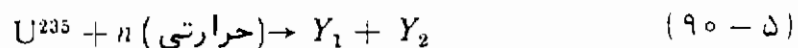
با تطبیق خط N/Z برای یک هسته نوعی سکافکر، بظنر ${}_{92}U^{236}$ و منحنی $N-Z$ (شکل ۲-۱۰)، ملاحظه می‌شود که این خط از سردک هسته $Z = 50$ و $N = 82$ با اعداد مرمور دوکانه) می‌گذرد. بنابراین می‌توان انتظار داشت که $A = 132$ یک عدد جرمی برجسته در منحنی چرم فراورده‌های سهایی باشد. این به حوسی با بحریه سازکار است (شکل ۵-۳۱)، ولی احتمالاً" تمامی توضیح لارم سرامون شکل محی حرم فراورده‌ها را به دست نمی‌دهد.



شکل ۵-۳۰: موقعیت اجزاء شکافت نسبت به خط پایداری. مثال نشان داده شده برای شکافت هسته مرکب ${}_{92}U^{236}$ است.

۵-۷ الف) انرژی حاصل از شکافت

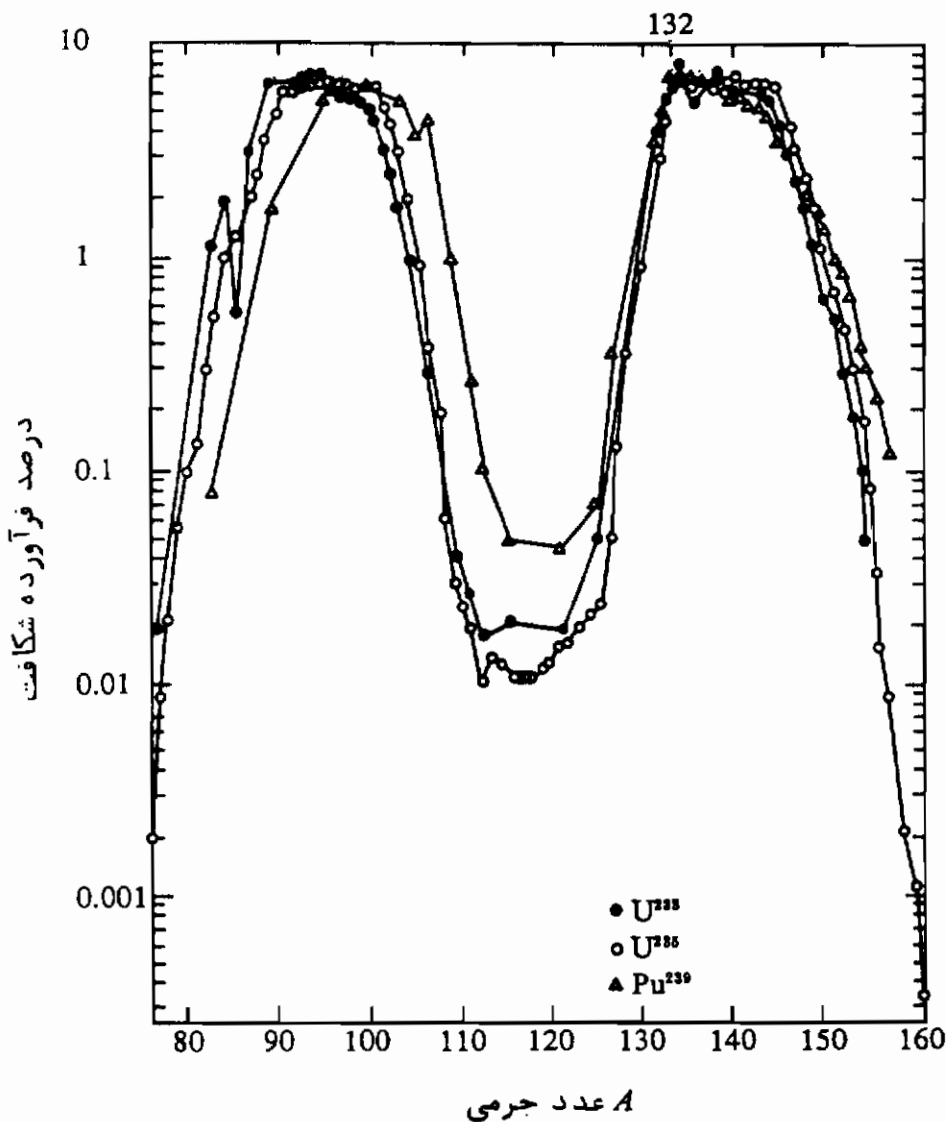
انرژیهای جنبشی اجزاء اولیه شکافت را می‌توان از فرمول نیمه تجربی جرم محاسبه کرد. مثلاً "فرایند سکاف ربر را در نظر می‌گیرم



که در آن Y_1 و Y_2 دارای نسبت N/Z مساوی U^{236} هستند

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

۴۴- آخرین نسبت به رویداد شکافت اولیه میباید. وایاشی نوترون از هر تراز محاری در فاصله زمانی حدود 10^{-17} ثانیه اتفاق می‌افتد.



شکل ۵ - ۳۱: منحنی توزیع جرم فرآورده‌ها در شکافت U^{235} ، U^{238} و Pu^{239} توسط نوترون حرارتی ۴۵.

انرژی‌های بستگی کل را می‌توان از فرمول (۲-۱۲۷) محاسبه کرد که نتیجه عبارتست از $Q \approx 170 \text{ Mev}$ (آنی)

انرژی کل آزاد شده برای فرآورده‌های نهایی شکافت، شامل انرژی آزاد شده توسط پرتوهای بتا، پرتوهای گاما و پاد نوترینوها، و همچنین انرژی حمل شده توسط نوترون‌هاست. پس مقدار Q در این حال برابر است با

$$Q \text{ (کلی)} = B_{\text{tot}}(Y'_1) + B_{\text{tot}}(Y'_2) - B_{\text{tot}}(U^{235}) \quad (۹۲-۵)$$

که در آن Y'_1 و Y'_2 فراورده‌های نهایی شکافت هستند که نزدیک خط پایداری قرار دارند. اگر اعداد جرمی این فراورده‌ها، به ترتیب، ۱۳۲ و ۱۰۵ ، و با فرض اینکه ۴ نوترون آزاد شده باشد، شکل (۸-۲) مقدار تقریبی زیر را به دست می‌دهد.

$$Q \text{ (کلی)} \approx 132 \times 8.3 + 100 \times 8.5 - 235 \times 7.5 \text{ Mev}$$

$$\approx 210 \text{ Mev}$$

یک محاسبه دقیقتر با استفاده از جرم‌های واقعی، مقادیر مندرج در جدول (۴-۵) را می‌دهد. با توجه به اینکه پاد نوترینوها انرژی مفیدی ایجاد نمی‌کنند، ملاحظه می‌کنیم که تعداد $۳/۲ \times ۱۰^{۱۰}$ شکافت در ثانیه، یک وات قدرت تولید می‌کند.

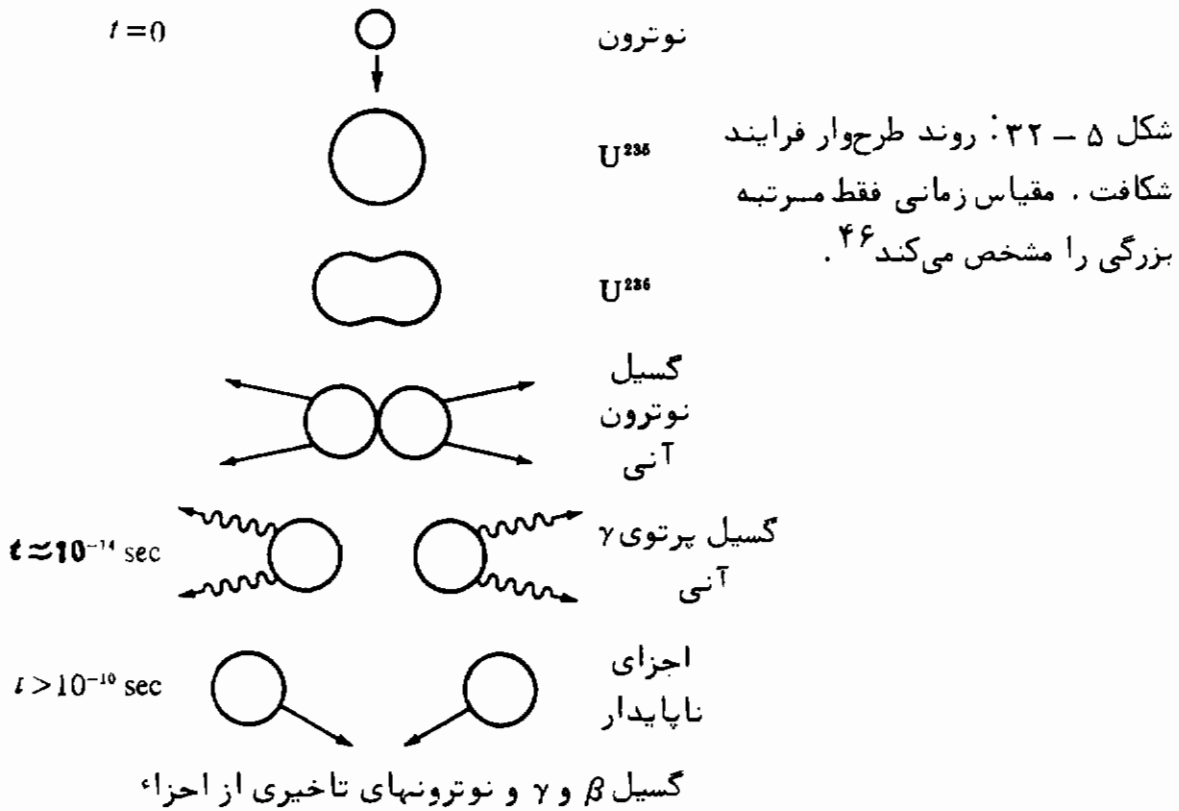
جدول ۴-۵: انرژی آزاد شده متوسط در شکافت U^{235} †

$165 \pm 5 \text{ Mev}$ 5	انرژی جنبشی اجزاء شکافت ($A = 95$ و 140) انرژی جنبشی نوترونهای آبی و تاخیری (۲ تا ۳ نوترون)
6 ± 1 8 ± 1.5 12 ± 2.5 6 ± 1	پرتوهای گامای آبی (تقریباً ۵ پرتوگاما) پرتوهای بتا (تقریباً ۷ پرتو بتا) پاد نوترینوها پرتوهای گامای پرتوزا
$204 \pm 7 \text{ Mev}$	انرژی کل آزاد شده (کل) Q

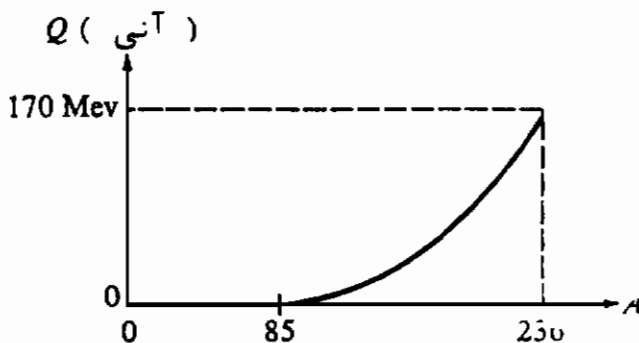
† Segrè, 1964, chap. 11, sec. 11.

۵-۷-ب) جزئیات فرایند شکافت

نظریه اصلی فرایند شکافت توسط بوهر و ویلر (۱۹۳۹) بر پایه مدل قطره‌ای ارائه شد. وقوع این فرایند را اکنون مطابق شکل (۵-۳) تجسم می‌کنند. انرژی بستگی نوترون گیر افتاده، هسته مرکب را به ارتعاشهای شدیدی وا می‌دارد که باعث شکستن هسته می‌شود. نوترونهای آبی آزاد می‌شوند. بعضی از اجزاء شکافت در حالت برانگیخته تشکیل می‌شوند که با تابش گامای با طول عمرهای نوعی $۱۰^{-۱۵}$ تا $۱۰^{-۱۳}$ ثانیه، وا می‌پاشند، و پس از آن اغلب اجزاء شکافت با گسیل بتای منفی به طرف خط پایداری می‌روند.



اگر انرژی آزاد شده (۵-۹۱) را هنگامی که یک هسته (Z و A) به دو هسته ($\frac{1}{2}Z$ و $\frac{1}{2}A$) تبدیل می‌شود، شکافت متقارن، محاسبه کنیم، از فرمول نیمه تجربی جرم ملاحظه می‌شود^{۴۷} که (آنی) Q برای هسته‌های با $A > 85$ مثبت است (شکل ۵-۳۳). اما چنین هسته‌های سبکی خود بخود شکافت پیدا نمی‌کنند، بنابراین، نتیجه می‌گیریم که یک "سد شکافت" وجود دارد.



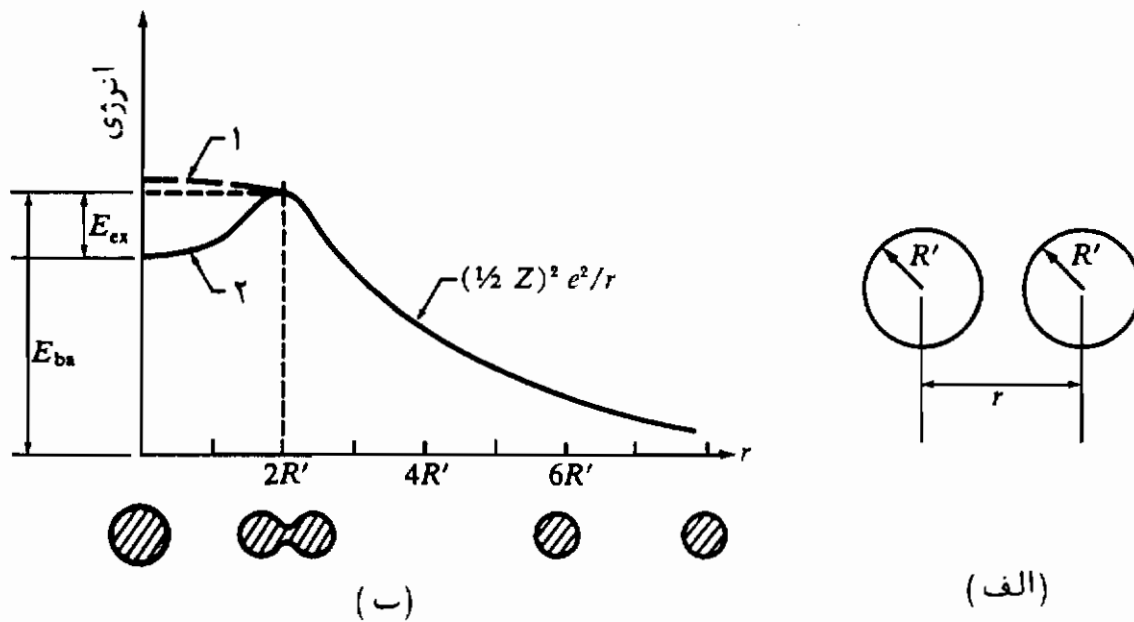
شکل (۵-۳۳): انرژی آزاد شده آنی (محاسبه شده) در شکافت متقارن [معادله (۵-۹۱)].

۴۶ - Burcham, 1963.

۴۷ - Evans, 1955, p. 386.

بهترین راه درک پدیده فوق این است که فرایند شکافت را معکوس کنیم. فرض کنید که دوهسته‌کروی، هریک $(\frac{1}{2}Z$ و $\frac{1}{2}A$)، را مطابق شکل (۵-۳۴ الف) مجاور هم بیاوریم، انرژی پتانسیل بین کره‌ها برابر $(\frac{1}{2}Z)^2 e^2 / r$ است که در آن r طول خط‌المرکزین دوکره است. وقتی کره‌ها تماس با یکدیگرند (شکل ۵-۳۴ ب)، نیروهای هسته‌ای وارد عمل شده و کره‌ها در یکدیگر فرو می‌روند. دو حالت ممکن است پیش آید:

- ۱- وقتی سیستم به حداقل واپیچش خود، یعنی یک شکل کروی، می‌رسد، انرژی پتانسیل هرگز کاهش پیدا نمی‌کند.
- ۲- وقتی سیستم شکل کروی پیدا می‌کند انرژی پتانسیل کاهش می‌یابد.



شکل ۵-۳۴: سد شکافت، (الف) اجزاء شکافت متقارن، (ب) نمودار انرژی پتانسیل مربوطه. شکل تقریبی سیستم در زیر محور طول نمایش داده شده است. در حالت (۱)، هسته‌ها "توسط شکافت خودبخود واپیچش" می‌پاشند. در حالت (۲)، مقدار معینی انرژی برانگیختگی E_{ex} برای ایجاد شکافت لازم است (۴۸).

بالعکس، با شروع از هسته کروی، حالت (۱) به شکافت خودبخود منتهی می‌شود، و حالت (۲) فقط وقتی به شکافت منجر می‌شود که انرژی برانگیختگی لازم E_{ex} (شکل ۵-۳۴ ب)

به آن داده شود^{۴۹}. انرژی آزاد شده (آبی) Q تقریباً برابر ارتفاع سد E_{ba} است. طبق نظریه بوهر و ویلر شکل هسته شکافتگر ابتدا به صورت بیضوی در می آید. برای این مینا، می توان شکل منحنی پتانسیل را در شکل (۵-۳۴) در نزدیکی $r = 0$ حساب کرد و نشان داد^{۵۰} که حالت (۱) فقط به از $Z > 115$ به دست می آید. بنابراین، هسته های شناخته شده دستخوش شکافت خود بخود، به عنوان مد اصلی واپاشی شان، نمی شوند.

در هسته های مثل U^{235} ، انرژی برانگیختگی $E_{\text{ex}}(5-6 \text{ Mev})$ توسط انرژی بستگی نوترون گیر افتاده ($\approx 7 \text{ Mev}$) تأمین می شود. از اینرو شکافت با نوترون حرارتی رخ خواهد داد. در مورد U^{238} ، وقتی یک نوترون حرارتی گیر می افتد فقط 5 Mev انرژی تولید می شود که کمتر از E_{ex} اورانیم ۲۳۸ است و بدینجهت برای شکافت آن نوترونهای سریع لازم است. اختلاف در انرژی بستگی نوترونها به علت وجود جمله زوجیت δ در معادله (۲-۱۲۷) است. از اینرو اغلب هسته های شکافت پذیر زوج - زوج دارای، آستانه شکافت هستند، در حالیکه اغلب هسته های با A فرد به نوترونهای حرارتی شکافت پیدا می کنند.

۵ - ۷) سطح مقطع شکافت

چون شکافت از طریق یک هسته مرکب صورت می گیرد، انتظار می رود که سطح مقطع شکافت از رابطه (۵-۶۴) با $\Gamma_p = \Gamma_n$ و $\Gamma_e = \Gamma_{\beta}$ پیروی کند، که در آن Γ_p را پهنای شکافت می نامند. این کمیت متناسب با احتمال واپاشی یک تراز معین هسته مرکب، توسط شکافت است.

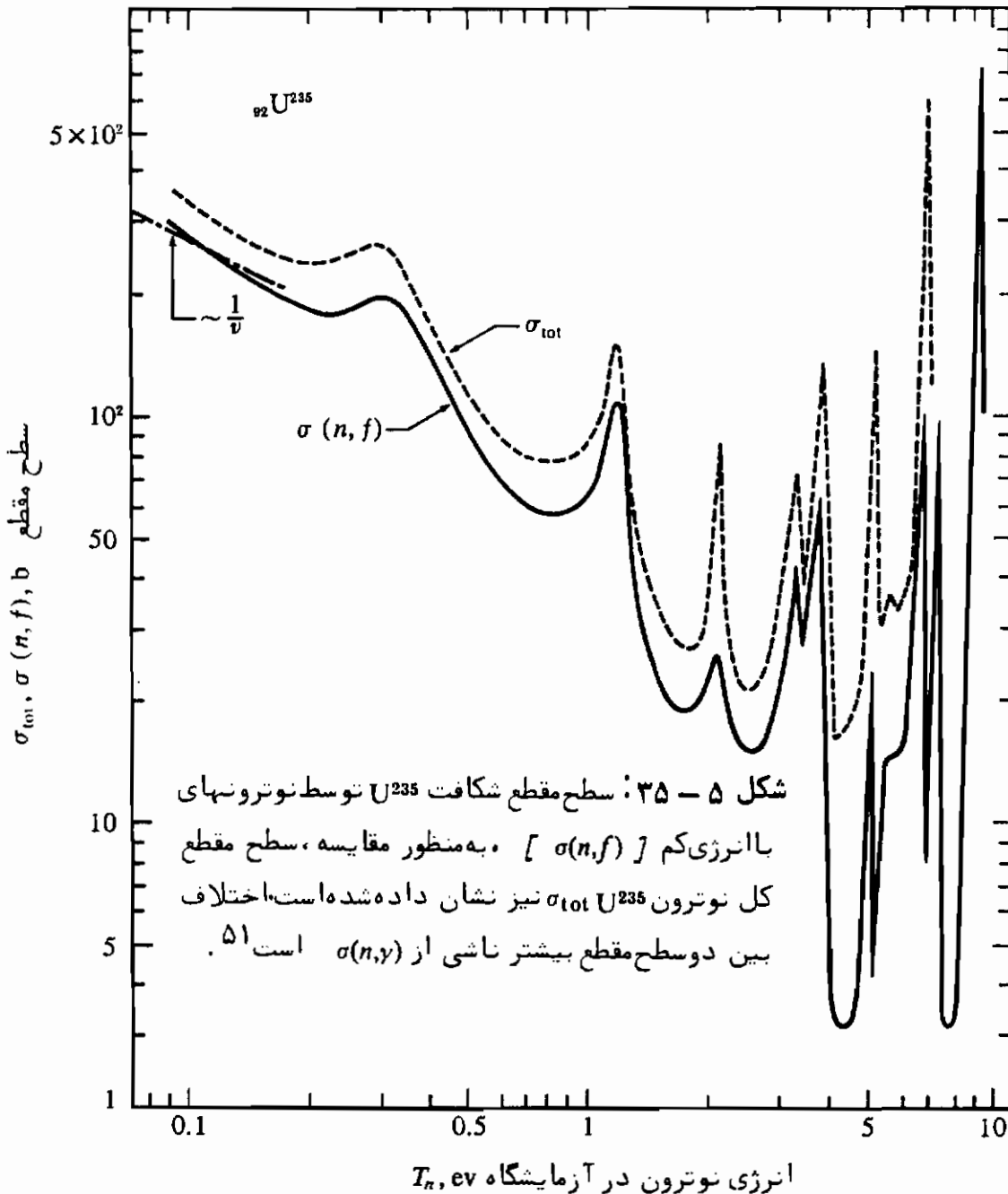
سطح مقطع شکافت U^{235} در شکل (۵-۳۵) نشان داده شده است. ناحیه نوترون حرارتی این سطح مقطع از قانون $1/v$ (معادله ۵-۷۴) پیروی می کند. در انرژی های بالاتر، تشدید هسته مرکب رخ می دهد. سطح مقطع قابل توجه دیگری که در سطح مقطع کل نوترون U^{235} شرکت می کند، گیراندازی نوترون $[U^{235}(n,\gamma)U^{236}]$ است. سطح مقطع پراکندگی کشان در انرژیهای حدود 7 eV تقریباً 10 b است، که بسیار نزدیک به مقدار $4\pi R^2$ ی قابل انتظار از معادله (۵-۶۵) است. برای پاینترین تشدید، که در شکل (۵-۳۵) نشان داده

۴۹ - این بیان از جهتی بیش از حد ساده شده است زیرا در حالت ۲ امکان تونل زنی از از سد وجود دارد (بخش ۲-۲)، یعنی، در این مورد نیز ممکن است شکافت خود به خود اتفاق بیفتد، اما احتمال آن خیلی کم است.

شده است، پارامترهای تجربی عبارتند از

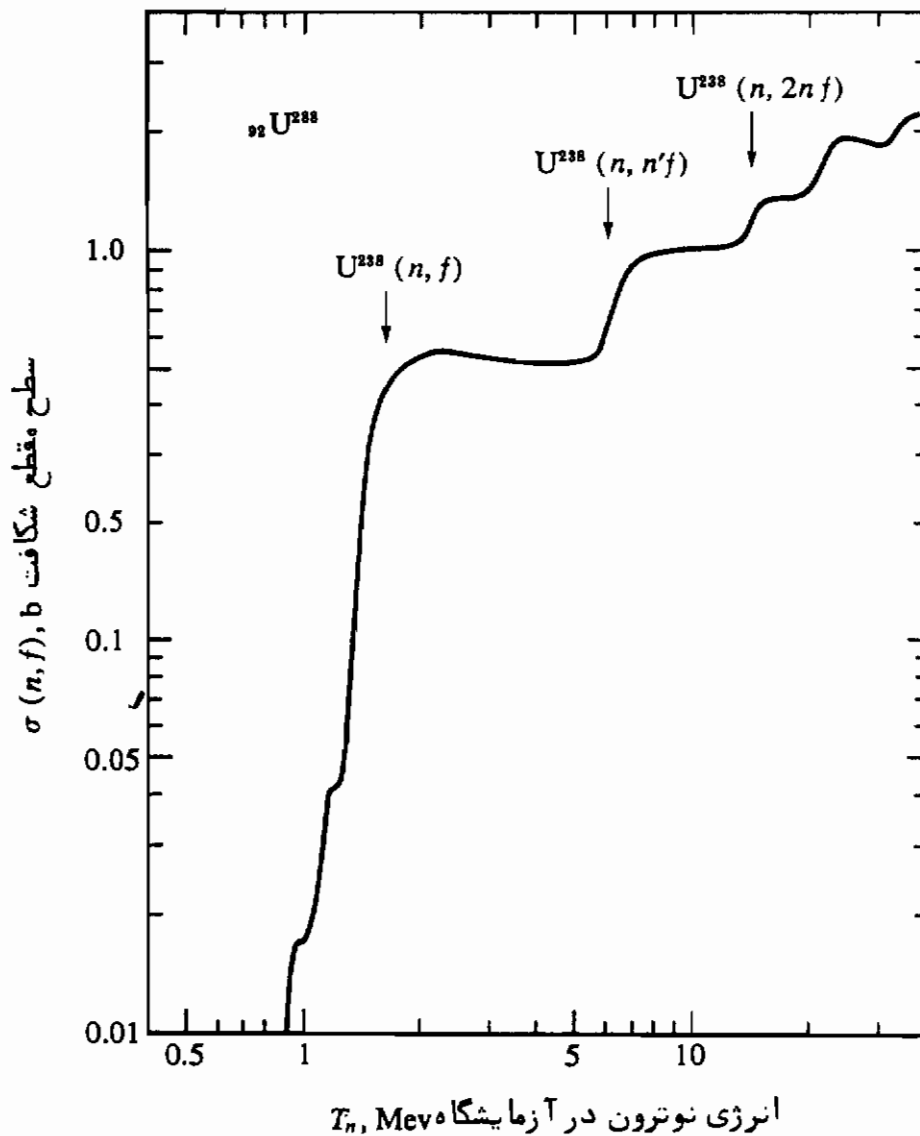
$$T_0^* = 0.29 \text{ eV} \quad \Gamma_\gamma = 0.035 \text{ eV}$$

$$J = 3^- \text{ or } 4^- \quad \Gamma_n \approx 3 \times 10^{-6} \text{ eV} \quad \Gamma_\gamma = 0.10 \text{ eV}$$



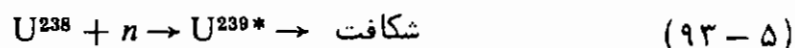
۵۱ - D. J. Hughes and J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections," 1st ed. and J. R. Stehn et al., "Neutron Cross Sections," 2d ed., suppl. no. 2, vol. 3, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1955 and 1965.

رفتار سطح مقطع شکافت U^{238} در آستانه (شکل ۵-۳۶) اساساً توسط ضریب نفوذ شکافت تعیین می‌شود، که بسیار شبیه به معادلات (۶-۸۶) و (۶-۹۴) است. در انرژیهای بالاتر، مراحل جالب توسط فرایندهای ثانوی صورت می‌گیرد.



شکل ۵-۳۶: سطح مقطع شکافت U^{238} توسط نوترونهای سریع. آستانه‌های فرایندهای مختلف، نشان داده شده‌اند^{۵۲}.

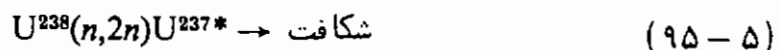
پایین‌ترین آستانه، البته، ناشی از واکنش زیر است



فرایند بعدی وقتی شروع می‌شود که نوترون‌ها انرژی کافی جهت تامین انرژی فعالیت شکافت U^{238} را توسط پراکندگی ناکشسان



داشته باشند. فرایند دیگر موقعی شروع می‌شود که U^{237} بتواند با انرژی برانگیختگی کافی جهت شکافت، به‌وجود آید.



مطالعه عمیق‌تر پایین‌ترین آستانه، مراحل دقیق‌تری را در سطح مقطع شکافت U^{238} ظاهر ساخته است (شکل ۵-۳۶ دو نمونه از آن را نشان می‌دهد). این مراحل، به توصیف کامل‌تری از فرایند شکافت ارائه شده در فوق، منجر می‌شود^{۵۳}.

مسائل

- ۱-۵ با استفاده از نما دگذاری بخش ۵-۲ ثابت کنید، اگر Θ زاویه گسیل ذره b در c.m. و θ زاویه در lab باشد، که داریم

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

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

- ۲-۵ ثابت کنید که معادلات (۵-۱۴) و (۵-۱۵) هم‌ارزند.
 ۳-۵ نشان دهید که در واکنش $X(a, b)Y$ انرژی ذره b در سیستم c.m. برابر است با

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

که در آن $M = M_b + M_Y \approx M_a + M_X$

T_a = انرژی جنبشی ذره a در lab

Q = ارزش Q ی واکنس

- ۴-۵ (الف) انرژی آستانه را برای واکنس $C^{12} + \gamma \rightarrow 3 He^4$ محاسبه کنید. برای این منظور از پیوست ح استفاده کنید. (ب) اگر در این واکنس، دو ذره α در یک جهت و یا یک انرژی جنبشی خارج شوند، چه کسری از انرژی قابل دسترس توسط ذره α آلفای سوم برده می‌شود.

- ۵-۵ (الف) مطلوب است محاسبه مقادیر Q در واکنس $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$ و واکنس $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$ (ب) فرض می‌کنیم یک شتابدهنده الکترو استاتیکی به هر ذره‌ای به بار (e) انرژی 4 Mev بدهد. ماگزیم انرژی نوترونی را که می‌توان با به‌کار بردن این شتابدهنده در هریک از واکنشهای فوق ایجاد کرد، محاسبه کنید (حرم H^3 برابر $u = 3.016050$ و حریمهای دیگر در پیوست ح آمده است).

- ۶-۵ (الف) می‌خواهیم با بمباران تریتیوم توسط پروتون نوترونی‌هایی با انرژی حداکثر 2.0 Mev به دست آوریم. انرژی پروتونها چقدر باید باشد؟ [انرژی آستانه برای واکنس $He^3(p, n)H^3$ برابر 1.019 Mev است.] (ب) برای شرایط قسمت (الف)، می‌سیم انرژی نوترونی‌های گسیل شده چقدر است؟ (ج) نسبت به باریکه پروتون فرودی، نوترونی‌های قسمت‌های (الف) و (ب) در چه جهتی گسیل می‌شوند؟ [اول به این سؤال در نزد خود، قبل از شروع (الف) و (ب) جواب دهید].

- ۷-۵ واکنش $H^3(p,n)He^3$ دارای انرژی آستانه $1/019 \text{ Mev}$ است. (الف) اگر H^3 را توسط پروتونهای با انرژی $1/100 \text{ Mev}$ بمباران کنیم، انرژی نوترونهای ایجاد شده 0° (جهت روبه جلو) چقدر است؟ (ب) اگر H^3 را توسط پروتونهای با انرژی $1/019 \text{ Mev}$ بمباران کنیم، انرژی و جهت نوترونهای تولید شده چیست؟
- ۸-۵ واکنش $Li^7(p,n)Be^7$ ($Q = -1.64 \text{ Mev}$) برای ایجاد نوترونهای تک-انرژی به کار می‌رود. (الف) ماگزیم انرژی نوترونی که توسط شتابدهنده‌های پروتونی با انرژی 3 Mev حاصل می‌شوند چقدر است؟ (ب) اگر پروتونهای با انرژی 3-Mev به کار روند، زاویه نوترونی که با انرژی $1/0\text{-Mev}$ به دست می‌آیند، نسبت به محور باریکه پروتونی، چقدر است؟
- ۹-۵ واکنش مساله (۵-۸) دارای سطح مقطع دیفرانسیلی 50 mb/sr در 0° و در انرژی بمباران $3/0 \text{ Mev}$ است. اگر ضخامت یک هدف Li^7 در مقابل پروتونهای 3 Mev مساوی 50 kev باشد، تعداد نوترونی که در هر ثانیه در واحد زاویه فضائی $n/\text{sec/sr}$ به طرف جلو گسیل می‌شوند، برای شدت جریان پرتو فرودی $1 \mu\text{A}$ چقدر است؟ اتلاف انرژی Li برای پروتونهای 3 Mev برابر $100 \text{ kev-cm}^2/\text{mg}$ است.
- ۱۰-۵ یک سلول فلزی مستطیل شکل به ابعاد $1 \text{ cm} \times \frac{1}{2} \text{ cm} \times \frac{1}{2} \text{ cm}$ دارای پنجره‌ای است که از برگ بسیار نازکی به مساحت $\frac{1}{2}\text{-cm} \times \frac{1}{2}\text{-cm}$ پوشانیده شده است. سلول دارای تریتیوم خالص در شرایط NTP (نرمال) است. یک باریکه $1\text{-}\mu\text{A}$ از پروتونهای $3/0 \text{ Mev}$ از طریق پنجره به موازات بعد طولی ترسلول، وارد آن می‌شود. مطلوب است فراورده کل نوترون در ثانیه n/s . سطح مقطع واکنش $H^3(p,n)He^3$ برای پروتونهای $3/0 \text{ Mev}$ مساوی $0/50$ بارن است (از اتلاف انرژی باریکه پروتون در برگه و گاز صرف نظر کنید. فرض کنید تریتیوم یک گاز کامل است).
- ۱۱-۵ N^{14} دارای حالت‌های برانگیخته‌ای در $2/31 \text{ Mev}$ و $3/95 \text{ Mev}$ است. اگر گاز N^{14} با نوترونهای $5/00 \text{ Mev}$ بمباران کنیم، انرژی نوترونی که تحت زاویه 90° درجه نسبت به جهت فرودی صادر می‌شوند، چیست؟
- ۱۲-۵ (الف) واکنش $S^{32}(n,\alpha)Si^{29}$ دارای یک تشدید برتر برای نوترونهای با انرژی $2/80 \text{ Mev}$ در آزمایشگاه است (شکل ۲۲-۵ الف را ملاحظه کنید). آیا این مطلب دلالت بر یک تراز مجازی در هسته مرکب می‌کند یا در هسته نهایی؟ (ب) انرژی این تراز در حالت پایه چقدر است؟ (پیوست ج را ملاحظه کنید).
- ۱۳-۵ (الف) مطلوب است محاسبه نزدیکترین فاصله کلاسیک برای یک برخورد شاح به شاح در فرایند پراکندگی مناسب با شکل (۵-۲۸). (ب) آیا این فاصله بزرگتر از شعاع

هسته Fe^{58} است یا کوچکتر از آن (ج) سطح مقطع پراکندگی را ترافورد را در زوایای 10° و 70° در c.m. محاسبه کنید.

۱۴-۵ واکنش $C^{13}(d,p)C^{14}$ ($Q = 5.95 \text{ Mev}$) دارای یک تشدید برای دوتریومهای با انرژی آزمایشگاهی $2/45 \text{ Mev}$ است. آیا می‌توانید از این مطلب پیش‌بینی کنید که واکنش $B^{11}(\alpha,n)N^{14}$ ($Q = 0.15 \text{ Mev}$) می‌تواند دارای یک تشدید باشد یا نه، و در چه انرژی آزمایشگاهی آلفا این اثر رخ می‌دهد؟ C^{14} به N^{14} وا می‌باشد و در آن $Q_p = 0.16 \text{ Mev}$ است.

۱۵-۵ (الف) اثر یک واکنش (d و p) این است که یک نوترون به هسته هدف اضافه می‌کند. نشان دهید که انرژی بستگی آخرین نوترون در هسته فراورده برابر است با مجموع مقدار Q ی واکنش (d و p)، و انرژی بستگی دوتریوم. (ب) واکنشهای $Pb^{208}(d,p)Pb^{209}$ و $Pb^{209}(d,p)Pb^{208}$ به ترتیب دارای مقادیر Q ی $5/14 \text{ Mev}$ و $5/64 \text{ Mev}$ می‌باشند. انرژیهای بستگی آخرین نوترون در Pb^{208} چقدر است؟ (ج) آیا می‌توانید اختلاف بین این انرژیهای بستگی را از روی یک مدل هسته‌ای توضیح دهید؟

۱۶-۵ یک حالت در C^{12} با انرژی برانگیختگی $17/2 \text{ Mev}$ می‌تواند با گسیل پروتون یا ذره آلفا وا باشد. پهنای کل تراز برابر $1/16 \text{ Mev}$ است. واکنش $B^{11}(p,\alpha)Be^8$ دارای یک قله سطح مقطع $b/16$ در مقابل پروتونهای با انرژی $1/4 \text{ Mev}$ است. آزمایشگاهی است، که متناظر با حالت برانگیخته C^{12} در $17/2 \text{ Mev}$ است. با صرف نظر از تمام صریب مربوط به اسپین و با در نظر گرفتن داده‌های فوق، در مورد پهنای جزئی Γ_p و Γ_α چه می‌توانید بگوئید؟

۱۷-۵ واکنش $U^{235}(n,\gamma)U^{236}$ دارای یک تشدید در انرژی $T_0^* = 0.29 \text{ ev}$ است (شکل ۵-۲۵ را ملاحظه کنید). داده‌های مناسب در بخش ۵-۷ ج مندرج است. (الف) نسبت $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma)$ را در حالت تشدید حساب کنید. (ب) بزرگی $\sigma(n,\gamma)$ را در حالت تشدید حساب کنید (ج) پهنای کاهش یافته نوترونی تشدید را بیابید (د) طول عمر این حالت را محاسبه کنید.

۱۸-۵ نشان دهید که شکل سطح مقطع $Co^{59}(p,n)$ در نزدیک آستانه تقریباً از معادله (۵-۷۶) پیروی می‌کند. سطح مقطع را در شکل (۵-۲۳) نشان داده‌ایم. انرژی آستانه واکنش $1/89 \text{ Mev}$ است.

۱۹-۵ (الف) به فرض آنکه تمام پهنای ثابت باشند، عبارت $\int_0^\infty \sigma(a,b) dT_0$ برای معادله

- (۵-۶۴) محاسبه کنید. این عبارت موسوم به انتگرال تشدید است و دارای کاربردهایی در نظریهٔ راکتور هسته‌ای است. (ب) انتگرال تشدید را برای تشدید (n, γ) در U^{235} ، که در بخش (۵-۷ ج) توضیح داده شده است، محاسبه کنید. برای سهولت پهنایها را ثابت بگیرید، هر چند که در اینجا یک فرض خوبی نیست.
- ۲۰-۵ شکل (۵-۲۸) را بر مبنای معادله (۵-۸۹) تحلیل کنید. (الف) آیا رابطهٔ بین θ و n برقرار است؟ (ب) چه مقداری برای λ به دست می‌آورد، و آیا این مقدار منطقی است؟ [چون معادله (۵-۸۹) بیش از حد ساده شده است، نباید بیش از یک توافق کیفی انتظاری داشته باشند].
- ۲۱-۵ اگر دو جزء شکافت $(U^{235} + n)$ دارای اعداد جرمی و انرژی جنبشی داده شده در جدول (۵-۴) باشند، انرژیهای جنبشی هریک از آنها چقدر است؟ آیا جواب شما صحیح است، و اگر نیست چرا؟
- ۲۲-۵ از روی فرمول نیمه تجربی جرم مقدار A را طوری محاسبه کنید که برای آن Q برای شکافت متقارن صفر باشد.
- ۲۳-۵ فرض کنید که U^{235} به دو جزء با $A=91$ و $A=139$ و چندین نوترون شکافته شود. (الف) انرژی پتانسیل بین دو جزء شکافت در آستانه جدایی چقدر است؟ (ب) اگر این اجزاء فقط با گسیل بتا و گاما وا بپاشند، فرآورده‌های نهایی پایدار در این زنجیرهای شکافت چه می‌توانند باشند؟
- ۲۴-۵ باریکه‌ای از نوترونهای $1\text{eV}/0.01$ یک سانتیمتر مکعب از اورانیوم فلزی طبیعی را بمباران می‌کند. اگر شار باریکه 10^{12} نوترون بر ثانیه بر cm^2 باشد، آهنک تولید گرمای ایجاد شده در نمونهٔ مورد نظر بر اثر شکافت U^{235} توسط نوترونهای حرارتی (فراوانی طبیعی 0.025eV درصد) چقدر است؟ از اطلاعات شکل (۵-۳۵) و جدول (۵-۴) استفاده کنید. ضرائب تبدیل در پیوست (د) داده شده‌اند.



فصل

نیروی هسته‌ای

۱-۶ مقدمه:

همان‌طور که در مقدمه کتاب ذکر شد، دو مساله اساسی در فیزیک هسته‌ای عبارت است از، اولاً "درک طبیعت نیروی عمل‌کننده بین نوکلئونها و، ثانياً"، توضیح خواص یک هسته مرکب (سیستم چندنوکلئونی) بر حسب نیروی هسته‌ای. این مسائل، اگرچه مسلماً به هم مربوطند ولی در اصل متفاوتند، زیرا حتی اگر نیروی هسته‌ای را کاملاً می‌شناختیم، باز مساله سروکار داشتن با یک سیستم چندنوکلئونی باقی می‌ماند.

در فصلهای ۲ و ۵ دیدیم که چطور از روی مدل‌های هسته‌ای می‌توان به خواص یک هسته مرکب پی برد. این مدل‌ها ایجاب می‌کنند که، لاقلاً در یک هسته مرکب، نیروی هسته‌ای دارای خواص زیر باشد:

۱ - یک قسمت کوتاه - برد برتر وجود دارد که مرکزی است و پتانسیل کلی مدل لایه‌ای را تولید می‌کند.

۲ - قسمتی وجود دارد که برد آن خیلی کوچکتر از شعاع هسته است، و سعی می‌کند به هسته شکل کروی بدهد و نوکلئونها را به صورت زوج - زوج در آورد.

۳ - قسمتی وجود دارد که برد آن حدود شعاع هسته‌ایست و باعث واپیچش هسته می‌شود.

۴ - یک برهم کنش اسپین - مدار وجود دارد.

۵ - یک برهم کنش اسپین - اسپین وجود دارد.

۶ - نیرو مستقل از بار است.

۷ - نیرو اشباع می‌شود.

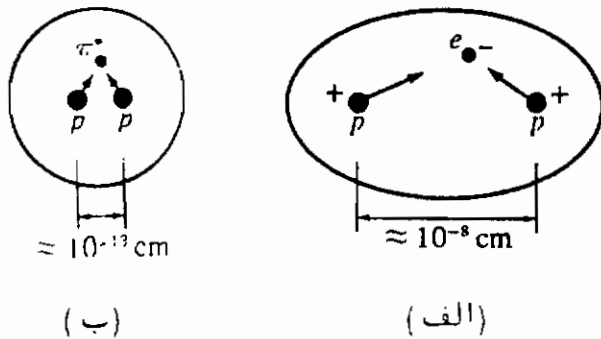
اطلاعات بیشتر در مورد نیروی بین دونوکلئون را می‌توان از ساده‌ترین سیستم دونوکلئونی، یعنی دوترون، و از پراکندگی پروتون - پروتون یا نوترون - پروتون به دست آورد. از طرف دیگر، انجام پراکندگی نوترون - نوترون با شارهای نوترونی موجود میسر نیست^۱. تفسیر آزمایشهایی، نظیر آنچه که در پیوست الف آمده است، کوتاهی برد (خاصیت ۱) قسمت اصلی نیروی هسته‌ای را تایید می‌کند. این برد حدود $2F$ است و اگر نیرو را توسط یک برهم‌کنش پتانسیلی نمایش بدهیم، یک پتانسیل جاذبه در حدود 30Mev پیدایمی‌شود. خواص ۴، ۵، و ۶ فوق‌الذکر نیز تأیید می‌شوند، هرچند که به نظر می‌رسد استقلال از بار نیروی هسته‌ای کامل نباشد.

دو خاصیت دیگر، که در توجیه اشباع موثرند (خاصیت ۷، بخش ۲-۳ را ملاحظه کنید)، را می‌توان از پراکندگی نوکلئون - نوکلئون در انرژیهای زیاد نتیجه گرفت. در فاصله‌ای حدود $\frac{1}{2}F$ ، نیروی نوکلئون - نوکلئون به شدت دافعه می‌شود؛ برای اینکه تصویری از آن داشته باشیم آنرا به یک قلب سخت تشبیه می‌کنیم. همچنین، نیروی وجود دارد که می‌تواند در خلال یک برخورد نوترون را به پروتون تبدیل کند. این نیرو را نیروی تبادل می‌نامند و در زیر به توضیح بیشتر آن خواهیم پرداخت. این نیرو چندین مرتبه بزرگی از برهم‌کنش واپاشی بتا، که نیز می‌تواند یک نوترون را به پروتون، و بالعکس، تبدیل کند، قویتر است.

۲-۶ نظریه مزونی نیروهای هسته‌ای :

در نظریه‌های فیزیکی جدید، هر نیروی جاذبه بین دودره را به صورت تبادل یک خاصیت جاذبه تلقی می‌کنند. با مثالی این مطلب را روشن می‌سازیم: دو پروتون را به فاصله حدود 10^{-8}cm از یکدیگر در نظر بگیرید. این دو یکدیگر را با نیروی کولنی دفع می‌کنند. اگر الکترونی را در نزدیکی آنها قرار بدهیم (شکل ۱-۶ الف) هر دو پروتون به طرف الکترون کشیده خواهند شد. در حقیقت، نیروی جاذبه آنقدر قوی است که بر نیروی دافعه اولی غالب می‌آید، و یک مولوکول پایدار $(\text{H}_2)^+$ می‌تواند تشکیل شود. در این مثال، خاصیت جاذبه مبادله شده بین دودره، یک الکترون است.

۱ - در این زمینه متذکر می‌شویم که نیروی بین دونوکلئون آزاد ممکن است از هر حیث با نیروی بین دونوکلئون داخل یک هسته مرکب یکسان نباشد. معذالک، تا کنون شواهدی دال بر متفاوت بودن نیروها دیده نشده است.



شکل ۱-۶: نمایش یک نیروی مبادله‌ای بین دو پروتون. (الف) در یک مولوکول $(H_2)^+$ در یک هسته. (ب) در یک هسته.

اگر پروتون سومی در مجاورت یک مولوکول $(H_2)^+$ قرار بگیرد، بنا به اصل طرد پاولی سیستم پایدار نخواهد بود. در یائینترین حالت انرژی، یعنی حالت 1s باید دو پروتون اولیه دارای اسپینهای ذاتی یاد موازی باشد. پروتون سومی در همان حالت، اصل پاولی را نقض خواهد کرد. اگر این پروتون در تراز انرژی بالاتری قرار گیرد، فاصله متوسط جدایی افزایش (با شکل ۲-۲۴ مقایسه کنید) و نیروی تبادل به شدت کاهش می‌یابد. بنابراین نیروی تبادل می‌تواند اشباع شود. در واقع، توضیح اولیه اشباع نیروهای هسته‌ای (بخش ۲-۳) بر حسب نیروهای تبادل صورت گرفت (هازنبرگ ۱۹۳۲/۱۳۱۱)، هر چند که امروزه وجود مغزی سخت در نیروی هسته‌ای نیز به عنوان یکی از عوامل مهم اشباع تلقی می‌شود.

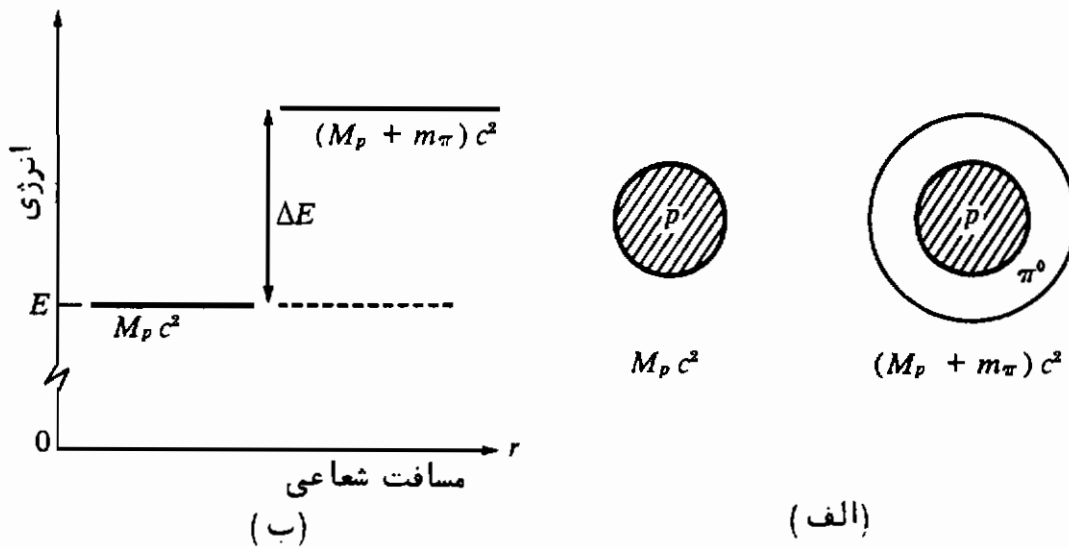
یوکاوا (۱۹۳۵) برای اولین بار پیشنهاد کرد که یک دره سنگین، که بعداً معلوم شد مزون π یا پیون است، باید بین دونوکلئون در یک هسته مبادله شود (شکل ۱-۶ ب) تا یک بستگی با برد کم ایجاد کند. اگرچه وی در ابتدا فرض کرد که فقط مزونهای باردار بین نوکلئونها مبادله می‌شوند، ولی بعداً مزونهای خنثی به‌اس نظریه اضافه شدند. و در واقع وجود مزونهای π^+ ، π^0 و π^- به ثبوت رسیده است.

برای اینکه رابطه بین برد نیرو و جرم ذره مبادله شده را نشان بدهیم، مدل زیر را برای سازوکار تبادل بین دو پروتون در نظر می‌گیریم (شکل ۱-۶ ب). فرض کنید که بدین معمول مزون π^0 به صورت مجازی در یکی از پروتونها وجود داشته باشد، جرم این شیئی برابر M_p ، یعنی جرم پروتون است، حال فرض کنید که هزارچندگامی پروتون فوق به یک مزون حقیقی π^0 و یک پروتون تجزیه شود. جرم چنین سیستمی برابر $M_p + m_\pi$ خواهد بود که در آن m_π جرم یک مزون π^0 است (شکل ۲-۶ الف). بر طبق عبارت اصل عدم قطعیت (۴-۳۲)، یک تجزیه موقتی مجاز خواهد بود در صورتی که از زمان t بیشتر طول نکشد، که در آن

$$t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \quad (1-6)$$

و از شکل (۶-۲ ب)

$$\begin{aligned}\Delta E &= (M_p + m_\pi)c^2 - M_p c^2 \\ &= m_\pi c^2\end{aligned}\quad (۶-۲)$$



شکل ۶-۲: تجزیه یک پروتون به یک پروتون و یک مزون π^0 . (الف) نمودار تصویری (ب) نمودار انرژی.

بیشترین فاصله‌ای که مزون می‌تواند در این زمان طی کند برابر است با

$$r(\max) \approx ct \quad (۶-۳)$$

که در آن c سرعت نور است، از اینرو

$$r(\max) \approx \frac{\hbar}{m_\pi c} \quad (۶-۴)$$

این، تخمینی از برد نیروی تبادل پیونی را به دست می‌دهد.

همین عبارت را می‌توان این‌طور به دست آورد که فرض کنیم تابع موج مزون π^0 ،

در ناحیه‌ای که کاملاً از پروتون دور است، توسط معادله شرودینگر (۲-۴۷) با $l=0$ داده شود.

$$\begin{aligned}-\frac{\hbar^2}{2m_\pi} \frac{d^2 u}{dr^2} &= (E - V)u \\ &= -\Delta E u\end{aligned}\quad (۶-۵)$$

حل معادله فوق به شکل زیر است

$$u \rightarrow ae^{\kappa r} + be^{-\kappa r} \quad (۶-۶)$$

که در آن

$$\kappa = \frac{(2m_p \Delta E)^{\frac{1}{2}}}{\hbar} \quad (۷-۶)$$

که شباهت کامل به معادلات یک بعدی (۹۹-۲) و (۱۰۰-۲) دارد. چون سیستم مقید است $u(r \rightarrow \infty) = 0$ و $a = 0$ [معادله (۴۲-۲) را ملاحظه کنید] بنابراین، در فواصل دور از پروتون، تابع موج π^0 عبارت است از [معادله (۴۸-۲)]

$$\psi \approx \frac{b}{r} e^{-\kappa r} \quad (۸-۶)$$

که در آن

$$\kappa = \frac{m_p c}{\hbar} \quad (۹-۶)$$

ضریب $\sqrt{2}$ در معادله (۹-۶)، در توافق با نتیجه به دست آمده برای ψ با استفاده از یک معادله موج نسبیتی^۲، به جای معادله (۵-۶)، حذف شده است. اگر پروتون دیگری را به مجاورت پروتون اولی بیاوریم، اثر "ابر" مزون π^0 (۸-۶) را احساس خواهد کرد و تحت فرضهای منطقی^۳، قدرت برهم‌کنش بین دو پروتون متناسب با عبارت (۸-۶) می‌باشد. این عبارت را پتانسیل یوکاوا می‌نامند. "برد" آن توسط $1/\kappa$ داده می‌شود، که با معادله (۴-۶) یکسان است. با جایگزاری جرم شناخته شده مزون π^0 ($\approx 270m_e$) داریم

$$\frac{1}{\kappa} \approx 1.4 F \quad (۱۰-۶)$$

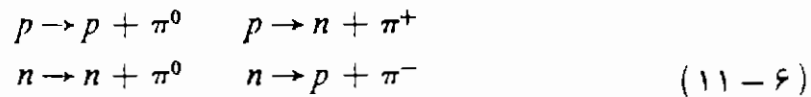
که مرتبه صحیحی از برد نیروی هسته‌ای است.

تحلیل‌های مفصل پراکندگی نوکلئون - نوکلئون در انرژیهای بالا نشان داده‌است که در فواصل زیاد ($r > 2F$) وابستگی شعاعی برهم‌کنش هسته‌ای به‌طور صحیحی با عبارت (۸-۶) داده می‌شود. استقلال از بار را می‌توان با این فرض توضیح داد که مزونهای π^+ ، π^0 و π^- بین نوکلئونها مبادله می‌شوند، یعنی، در داخل هر نوکلئون هزار چندگانه تجزیه زیر

۲ - Brink, 1965, chap. 6.

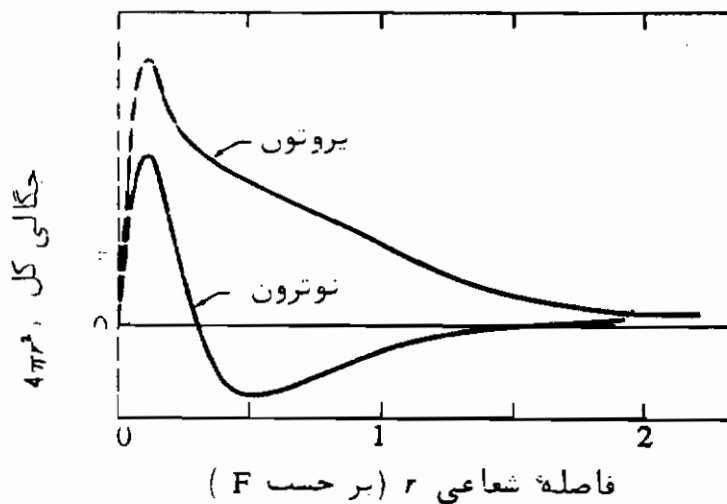
۳ - Hofstadter et al., 1960; Littauer et al., 1961

صورت می‌گیرد (با شکل ۶-۲ الف مقایسه کنید).



این تجزیه همچنین فرایند تبادل - بار بین یک نوترون و یک پروتون را در یک سرچورد هسته‌ای یا ایزوتوپ‌های بالا توضیح می‌دهد. یک مزون باردار π از یکی به دیگری انتقال می‌یابد. از بار حول نوکلئونها را می‌توان توسط پراکندگی الکترون در ایزوتوپ‌های بالا* بررسی کرد. آنچه که از فرایندهای (۱۱-۶) استنباط می‌شود به نظر صحیح می‌رسد: بار سیروسی پروتون مثبت، و از آن نوترون عالیا" منفی است (شکل ۶-۳).

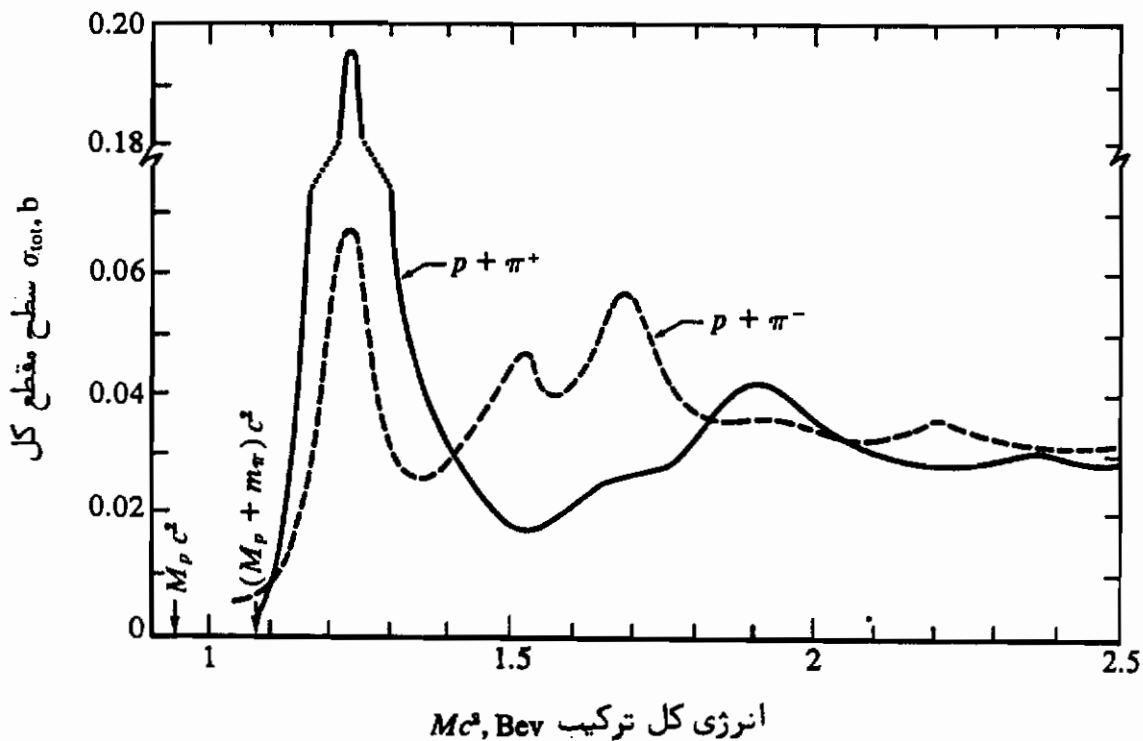
به دلایلی که ذکر آنها دور از بحث ماست، قسمت اسین - مدار سیروی هسته‌ای^۵ می‌تواند ناشی از فرایندهای (۱۱-۶) باشد. همچنین، خواص کوتاه بردتر ($r < 2F$) سیروی هسته‌ای باید به شدت تحت تاثیر تبادل مروسه‌های دیگر، یا ماده جندتابی پیوندها، باشد. استدلالی مشابه با آنچه که منتهی به معادله (۶-۴) می‌شود نشان می‌دهد که اگر n پیون بین نوکلئونها مبادله شود، برد تقریباً به سبب $1/n$ کاهش می‌یابد. در حقیقت، ذراتی پیدا شده‌اند که اغلب به دویون یا بیشتر وا می‌پاشند و ممکن است در تعیین سیروی هسته‌ای در فواصل کمتر از $2F$ نقش باری کنند.



شکل ۶-۳: توزیع بار شعاعی پروتون و نوترون بر حسب فاصله شعاعی از مرکز چگالی بار توسط ρ نشان می‌شود و $4\pi r^2 \rho dr$ بار کل بین r و $r + dr$ است.

* - Hofstader et al;1960;Littauer et al:1961.

۵ - Brink, 1965, chap. 6.

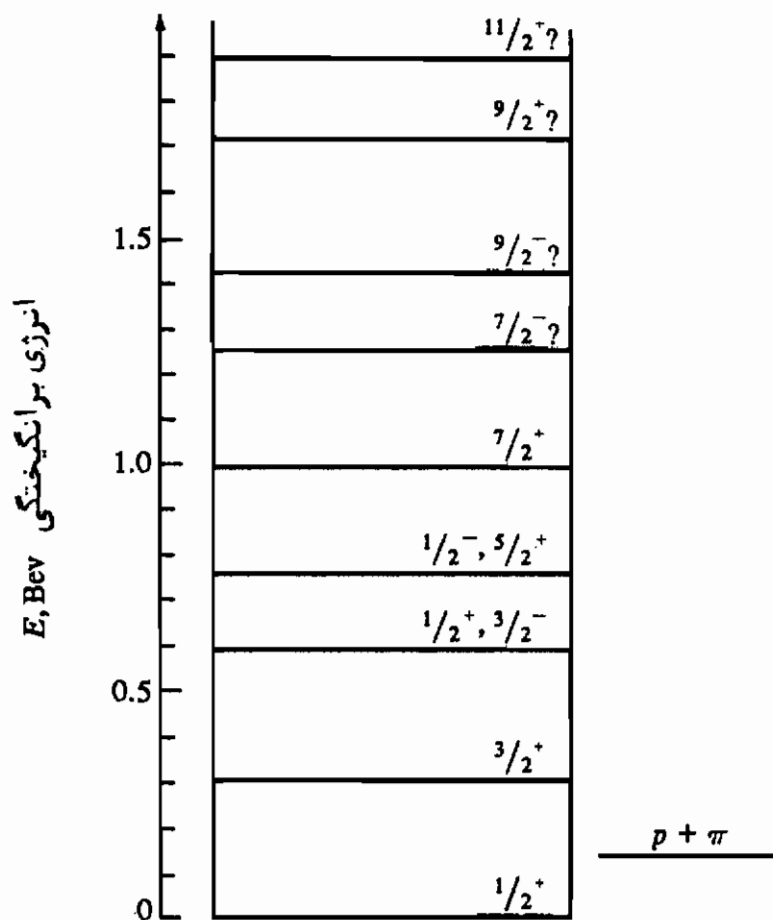


شکل ۴-۶: سطح مقطع کل پروتون-پیون بر حسب انرژی کل سیستم مرکب^۵.

اگر واقعا "نوترون و پروتون دارای ساختار پیچیده‌ای، آن‌گونه که فرایندهای (۱۱-۶) پیش‌بینی می‌کنند، باشند، می‌توانیم انتظار یافتن حالت‌های برانگیخته سیستم نوکلئون-پیون را داشته باشیم. شکل (۴-۶) نشان می‌دهد که سطح مقطع‌های کل پیون-پروتون در واقع دارای تشدیدهایی است. از بحث فصل ۵ باید روشن باشد که این تشدیدها منعکس-کننده حالت‌های برانگیخته سیستم مرکب می‌باشند. بنابراین نوکلئون دارای حالت‌های برانگیخته است. در شکل (۵-۶) اسپین‌ها و پارامترهای آزمایشی نیز مشخص شده‌اند.

ادامه این موضوع جالب از بحث فعلی ما خارج است. معذالک این فکر برای ما به‌وجود می‌آید که آیا تمام سیستم‌های فیزیکی، مرکب هستند یا نه؟ با پیشرفت زمان و تکمیل و دقیق‌تر شدن وسائل آزمایش، جستجو برای سیستم‌های بنیادی‌تر ممکن است به سیستم‌های با پیچیدگی بیشتر منجر شود. ابتدا، بشر با پیچیدگی سیستم خورشیدی روبرو بود که آنرا توسط دسته‌بندی کردن حرکت سیارات به‌نظم در آورد. سپس، جدول مندلیف ترتیبی برای پیچیدگی شیمیایی تدوین کرد که بعدها توسط ساختار الکترونی آنها روشن‌تر شد. در مورد هسته، ساختار پروتون-نوترون به یک رشته پیچیدگی دیگر دلالت می‌کند. در حال حاضر،

معلوم شده است که خود نوکلئونها دارای ساختار پیچیده‌ای هستند و تقریباً "۱۰۰ ذره" ناپایدار دیگر شناخته شده است. امروزه به خوبی ادامه افزایش پیچیدگیهای بیشتر قابل پیش‌بینی است. بالاخره آیا ذراتی را پیدا خواهیم کرد که یکدیگر را توسط برهم‌کنشهای متقابل خود، بیافرینند و ماده اولیه‌ای را تشکیل دهند که تمام ذرات دیگر از آنها ساخته شوند؟



شکل ۶-۵: حالت‌های برانگیخته یک نوکلئون، منتج از شکل (۶-۴) و تجربیات دیگر.

۶- برای توصیف بهتر وضع فعلی دانش بشر و پیش‌بینی‌های موجود، ر. ک. Foldy، ۱۹۶۵.

۷- A. H. Rosenfeld et al., *Rev. Mod. Phys.* 37: 633 (1965).

مسائل

حل این مسائل، مستلزم مطالعهٔ پیوست الف است.

- ۱-۶ فرض کنید برهم‌کنش پروتون-پیون را بایک‌چاه پتانسیل مربعی به شعاع $1 F$ نمایش دهیم. عمق پتانسیل چقدر است؟ (به شکل ۶-۲ مراجعه کنید).
- ۲-۶ مقدار دقیق ریشهٔ میانگین مربعی شعاع دوترون [معادله (الف-۱۳)] را با استفاده از توابع موج صحیح داخلی و خارجی، محاسبه کنید.
- ۳-۶ نوترونهای با انرژی 10 Mev توسط He^4 پراکنده می‌شوند. بالاترین پارهٔ موج، یعنی موج با بیشترین تکانهٔ زاویه‌ای، که انتظار می‌رود تحت تاثیر برهم‌کنش هسته‌ای بین نوترون و هسته He^4 قرار گیرد چیست؟
- ۴-۶ معادلهٔ الف-۳۱ را با شروع از معادله الف-۲۹ ثابت کنید.
- ۵-۶ الف - نشان دهید که برای چاه مربعی به عمق V_0 و گسترهٔ r_0 ، طول پراکندگی برای نوترون بدون اسپین توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود ($M_0 =$ جرم کاهش یافته نوترون).

$$K_0 \cot K_0 r_0 = \frac{1}{r_0 - a} \quad \text{where } K_0 = (2M_0 V_0)^{1/2} / \hbar$$

- ب - مطلوبست محاسبهٔ a برای $V_0 = 36 \text{ Mev}$ و $r_0 = 2.0 F$ ، و پراکندگی $n-p$.
- ۶-۶ معادلهٔ (الف-۵۷) را ثابت کنید.

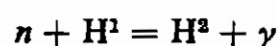
اطلاعات نیروی هسته با استفاده از سیستم دو نوکلئونی

روشهای کسب اطلاعات پیرامون نیروی هسته‌ای با استفاده از خواص سیستمهای دونوکلئونی، نسبتاً پیچیده هستند^۱. معذالک، تفهیم این روشها، تا آنجا که صرفاً آن حدی از پیچیدگی مکانیک کوانتومی را در بر داشته باشد که با بقیه مطالب کتاب بخواند، امکان پذیر است.

با استفاده از سیستم دونوکلئونی می‌توان ایده‌های داده‌شده در فصلهای ۲ و ۵ را بر ساده‌ترین هسته مرکب، یعنی H^2 ، اعمال کرد. از یکطرف می‌توان ساختار ترازوی H^2 را مطالعه کرد و از طرف دیگر یک واکنش هسته‌ای (پراکندگی نوترون - پروتون) شامل همان سیستم هسته مرکب را بررسی نمود. مساله به تفصیل قابل حل است، زیرا تنها با برهم‌کنش دونوکلئون، پتانسیل بین نوکلئونها، که ساختار ترازوی را می‌دهد، به طریق ساده‌ای واکنش هسته‌ای را نیز توصیف می‌کند (ویگنر ۱۹۳۳). از مقایسه سیستم $n-p$ با سیستمهای $p-p$ و $n-n$ (که فقط به‌طور غیرمستقیم امکان دارد)، می‌توان استقلال از بار نیروی هسته‌ای را نیز بررسی کرد (بخش ۲-۷).

الف-۱ ساختار دوترون

انرژی بستگی دوترون $2/23 \text{ Mev}$ است، که با اندازه‌گیری انرژی پرتوهای گامای گسیل‌شده از گیراندازی نوترون حرارتی توسط پروتون تعیین شده است.



واکس معکوس، با استفاده از الکتروسیک‌های با انرژی معلوم برای ایجاد تابش ترمزی خارجی در فروپاشی فووتونی دوترون، سیر به کار رفته است. هیچ حالت برانگیخته پایداری برای دوترون پیدا شده است. واکسهای مختلف، از جمله پراکندگی $n-p$ ، منتهی به کشف یک حالت مجازی (شکل ۲-۲۹ را ملاحظه کنید)، در تقریباً انرژی 70-keV در بالای حالت پایه، شده است. به منظور بافتن دید عمیقتری پیرامون کسب اطلاعات در باره نیروی هسته‌ای از روی ساحار ترازوی دوترون، ساده‌ترین فرض ممکن را در باره نیرو اتخاذ می‌کنیم. فرض می‌کنیم که نیرو مرکزی است و از پتانسیلی به شکل

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

بسی می‌سود، که در آن r فاصله بین نوکلئونی است. این پتانسیل را پتانسیل چاه مربعی می‌نامند. این چاه در یک حجم کروی به شعاع r_0 دارای مقدار ثابتی است. اگر چه این شکل پتانسیل در مقایسه با طبیعت حقیقی نیروی هسته‌ای (بخش ۶-۱۲) بیش از حد ساده شده است. معادله ساحار ترازوی سیستمی را که توسط این پتانسیل توصیف می‌شود بررسی می‌کنیم. برای این منظور معادله شعاعی شرودینگر (۲-۴۷) را با جایگذاری

$$m_0 = \frac{1}{2}M \quad (\text{الف} - 2)$$

برای جرم کاهش یافته [معادله (۲-۶۲)]، به کار می‌بریم. در توافق با تقریبهایی که اعمال خواهیم کرد، جرم پروتون را برابر جرم نوترون قرار داده و هر دو را با M نمایش می‌دهیم. خواهد خوبی وجود دارد مبنی بر اینکه حالت پایه دوترون یک $1s$ است، یعنی، $l = 0$: "اولاً" یا "کمترین حالت انرژی برای هر حالت پتانسیل عملاً" یک حالت s است^۱، "ثانیاً"، گشتاور مغناطیسی دوترون تقریباً برابر مجموع جبری گشتاورهای نوترون و پروتون می‌باشد، که حاکی از این است که اسپینهای ذاتی این ذرات در یک جهت بوده و پروتون نسبت به نوترون حرکت مداری ندارد^۲. این با گشتاور زاویه‌ای کل $l = 1$ حالت پایه دوترون سازگار است. علت این امر این است که تابع موج $1s$ کوچکترین انحناء را دارد و لذا، دارای کوچکترین مقدار $-d^2u/dr^2$ است، که وابسته به انرژی جنبشی میانگین در مکانیک کوانتومی است (ر. ک. معادلات ۲-۴۷ و ۲-۵۱). انرژی پتانسیل متوسط، وابستگی کمتری به شکل تابع موج دارد و لذا اغلب انرژی جنبشی، تعیین کننده انرژی کل است.

۳- اگر حرکت مداری پروتون وجود می‌داشت باعث یک اثر مغناطیسی شبیه به اثر یک حلقه حامل جریان می‌شد و به این ترتیب یک گشتاور مغناطیسی اضافی ایجاد می‌کرد.

است .

برای $l = 0$ ، معادله موج s شرودینگر (۲-۵۳) را می‌توان برای تابع موج شعاعی $R(r) = u(r)/r$ به‌کار برد . با جایگزینی معادله (الف-۲) داریم

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u = Eu \quad (\text{الف} - ۳)$$

همانطور که در بخش (۲-۲) د) متذکر شدیم ، این معادله از لحاظ ریاضی هم‌ارز با معادله یک بعدی (۲-۲۲) است ، با این تفاوت که شرط $u(0) = 0$ [معادله (۲-۵۴)] اضافه شده است . فضای شعاعی را به نواحی $r \leq r_0$ که در آن $V = -V_0$ و $r > r_0$ که در آن $V = 0$ است تقسیم می‌کنیم . برای حالت پایه دوترون ، می‌توان $E = -B$ فرار داد ، که در آن انرژی بستگی دوترون است . برای $r \leq r_0$ داریم

$$u = ae^{iKr} + be^{-iKr} \quad \longrightarrow \quad K = [M(V_0 - B)]^{1/2}/\hbar \quad (\text{الف} - ۴)$$

و برای $r > r_0$ داریم

$$u = a'e^{\kappa r} + b'e^{-\kappa r} \quad \longrightarrow \quad \kappa = (MB)^{1/2}/\hbar \quad (\text{الف} - ۵)$$

مراجعه به بخش (۲-۲) ز) صحت ریاضی این جوابهای عمومی را نشان می‌دهد . از لحاظ فیزیکی ، شرایط مرزی زیر را باید اعمال کرد :

$$1 - u(0) = 0 \quad , \quad \text{برای اینکه } R(0) \text{ متناهی ماند .}$$

$$2 - u(r \rightarrow \infty) = 0 \quad , \quad \text{ریزا با یک حالت مقید [معادله (۲-۴۲)] سروکار داریم .}$$

۳- در $r = r_0$ ، مقادیر توابع (الف-۴) و (الف-۵) و مسافت آنها باید باهم ناهمخوانی داشته باشند . از شرط ۱ نتیجه می‌شود $a = -b$ ، به طوری که برای $r \leq r_0$ می‌توان نوشت

$$u = c \sin Kr \quad (\text{الف} - ۶)$$

که در آن c یک ثابت جدید است . از شرط ۲ نتیجه می‌گیریم $a' = 0$ ، به طوری که برای $r > r_0$ داریم

$$u = b'e^{-\kappa r} \quad (\text{الف} - ۷)$$

از شرط ۳، بعد از حذف c و b' ، داریم^۴

$$K \cot Kr_0 = -\kappa \quad (\text{الف} - ۸)$$

با به کمک معادلات (الف - ۵) داریم

$$\tan Kr_0 = -\frac{K}{\kappa} = -\left(\frac{V_0 - B}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{الف} - ۹)$$

بعدا^۵ خواهیم دید که $V_0 \approx 36 \text{ Mev}$ ، به طوری که به ازاء $B = 2.23 \text{ Mev}$

$$Kr_0 \approx \frac{1}{2}\pi \quad (\text{الف} - ۱۰)$$

با به کار بردن مجدد معادله^۴ (الف - ۴)، داریم

$$V_0 r_0^2 \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \quad (\text{الف} - ۱۱)$$

به بیان دیگر، تنها از روی انرژی بستگی دوترون، نمی‌توانیم r_0 و V_0 را تعیین کنیم، بلکه فقط می‌توانیم حاصلضرب فوق را به دست آوریم. یک بررسی در سطح مقطع پراکندگی $n-p$ (بخش الف - ۳)، مقدار $2F \approx r_0$ را می‌دهد، که با استفاده از معادله^۴ (الف - ۹)، مقدار $V_0 \approx 36 \text{ Mev}$ به دست می‌آید.

تابع موج $u(r)$ در شکل " (الف - ۱) نشان داده شده است. در داخل پتانسیل هسته‌ای، تابع موج تقریباً یک چهارم یک موج سینوسی است. چون برای $r > r_0$ باید Kr_0 با یک تابع نمایی نزولی تطبیق کند، پس باید اندکی بیش از 90° باشد. (پانوشته قبل از معادله^۴، (الف - ۱۰) را ملاحظه کنید). نزول نسبتاً کند تابع موج، که توسط فاصله‌ای که دامنه را به $1/e$ دام مقدار اولیه‌اش کاهش می‌دهد [معادله (الف - ۷)]، یعنی

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{(MB)^{\frac{1}{2}}} = 4.3 F \quad (\text{الف} - ۱۲)$$

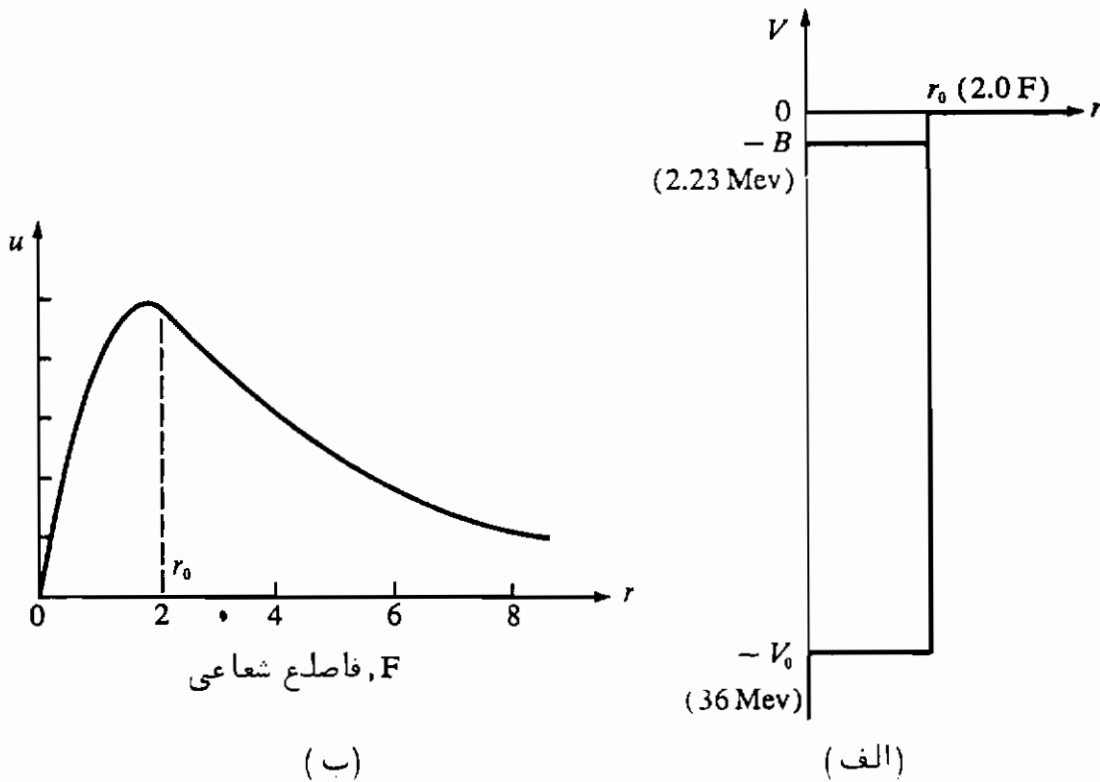
۴ - همین رابطه را می‌توان با تطبیق کمیت $(1/u)(du/dr)$ ، موسوم به مشتق لگاریتمی در $r = r_0$ به‌حای تطبیق حداکانه u و du/dr ، به دست آورد. مشتق لگاریتمی یک کمیت

مفید است زیرا در نظریه واکنش نیز به کار می‌آید.

۵ - مقدار صحیحتر Kr_0 از معادله^۴ (الف - ۹)، به‌حای 90° ، مساوی 1.04° است.

مشخص می‌شود، می‌رسد که دو نوکلئون موجود در دوترون قسمت زیادی از وقفسان را در فواصل $r > r_0$ می‌گذرانند. این ناحیه انرژی جنبشی منفی است که از لحاظ کلاسیک ممنوع است، و ما در (بخش ۲-۲ ز) با آن برخورد کردیم. اگر شعاع مربعی هسته‌ای R_{rms} را برای دوترون به صورت

$$R_{rms}^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 R^2(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} R^2(r) r^2 dr} \quad (\text{الف} - ۱۳)$$



شکل الف-۱: (الف) پتانسیل چاه مربعی برای حالت مقید دوترون. (ب)

تابع موج شعاعی مربوطه $u(r) = rR(r)$

تعریف کنیم، از جایگزاری تابع موج (الف-۷) برای تمام نواحی، به مقدار تقریبی زیر می‌رسیم

$$R_{rms} = \frac{\hbar}{(2MB)^{\frac{1}{2}}} = 3.0 \text{ F} \quad (\text{الف} - ۱۴)$$

این مقدار را می‌توان با مقدار $F = 2.0$ به دست آمده از پراکندگی الکترون [بخش ۱ - ۲ ب] مقایسه کرد.

برای حالت محاری دوترون، گسٹاوراویه‌ای کل صفر است، و به‌مطور کسب اطلاعات بیشتر از این حالت، باید به‌مساله پراکندگی ($n-p$) مراجعه کنیم. چون، به‌طور نسبی، حالت محازی سردک حالت پایه فرار دارد، می‌توان انتظار داشت که تابع موج آن در داخل یک پتانسیل هسته‌ای مناسب بر نریبا" برابر یک چهارم تابع موج سینوسی باشد^۶. موقتاً، این سؤال که آیا گستره با قدرت، با هر دو، پتانسیل لازم برای توصیف حالت محازی، با پتانسیل حالت پایه، متفاوتند، به‌صورت یک سؤال بار باقی می‌گذاریم.

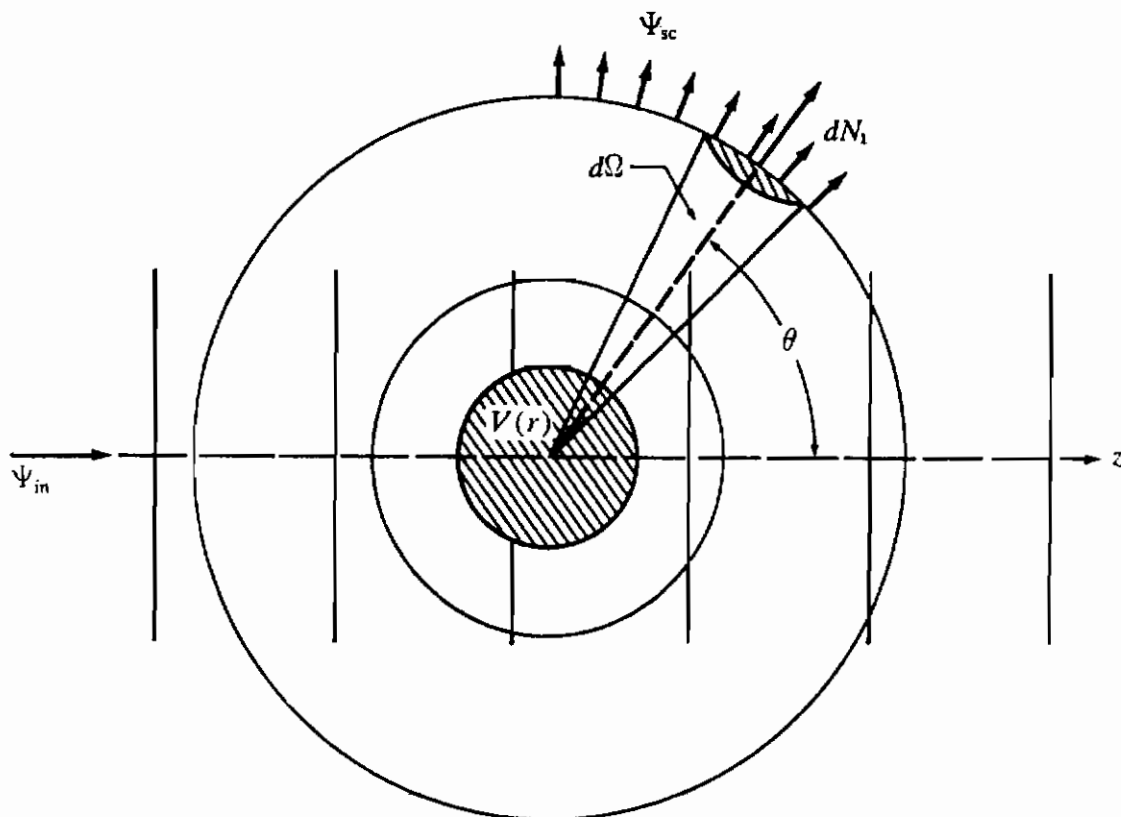
الف-۲ نظریه پراکندگی

برای مطالعه اثرات پتانسیل بر پراکندگی $n-p$ ، باید بخشهایی از نظریه پراکندگی کوانتومی^۷ را در نظر گرفت. در اصل، مساله را در سه بند و به‌همان طریق مساله یک بعدی (بخش ۲-۲ ر)، که در آن انعکاس (یعنی پراکندگی) و انتقال بارکهای از ذرات را توسط یک سد پتانسیل در نظر گرفتیم، بررسی می‌کنیم.

یک هسته مفرد پراکنده، که در شکل (الف-۲) توسط پتانسیل V نمایش داده شده است، را در نظر می‌گیریم. برای سهولت فرض می‌کنیم که V دارای تقارن کروی باشد به‌طوری که فقط بستگی به فاصله شعاعی (r) دره پراکنده از مرکز پراکنده داشته باشد. هدف ما محاسبه سطح مقطع دفراسلی پراکندگی $d\sigma/d\Omega$ با استفاده از معادله (۵-۳۵) است. برای این منظور، باید تعداد ذرات dN_1 پراکنده شده در واحد زمان توسط یک هسته هدف به داخل یک زاویه فضای $d\Omega$ (شکل ۵-۹) را پیدا نموده، و سار F_{in} فرودی را محاسبه کنیم (معادله ۵-۲۶). در این صورت

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_1/d\Omega}{F_{in}} \quad (\text{الف} - 15)$$

۶ - حالت محازی نمی‌تواند حالت $2s$ در پتانسیل $V_0 -$ باشد. برای چنین حالتی، تابع موج می‌بایستی تقریباً سه‌چهارم موج سینوسی در فاصله $r < r_0$ باشد. این مطلب مقدار K را سه‌برابر کرده (ر. ک معادله الف - ۱۰) و انرژی برانگیختگی را به نه برابر مقدار $(V_0 - B)$ یعنی، به‌حدود 300 Mev در بالای کف پتانسیل می‌رساند.



شکل الف-۲: مساله پراکنده‌گی در مکانیک کوانتومی. تابع موج کل در فاصله دور از پتانسیل پراکنده $V(r)$ مشتمل بر یک موج تحت فرودی Ψ_{in} و یک موج کروی پراکنده Ψ_{sc} می‌باشد. تعداد ذرات پراکنده شده در واحد زمان در داخل زاویه فضائی $d\Omega$ واقع در زاویه پراکنده‌گی θ ، توسط dN_1 نمایش داده شده است.

در فواصل دور از پراکنده، تابع موج مشتمل بر یک قسمت فرودی Ψ_{in} ، که معرف باریکه ذرات ورودی است، و یک قسمت پراکنده Ψ_{sc} ، که معرف ذرات پراکنده است، می‌باشد. مطابق معادلات (۲-۳۲) یا (۲-۹۶)

$$\Psi_{in} = ae^{i(kz - \omega t)} \quad (\text{الف} - ۱۶)$$

که در آن

$$k = (2m_0 T_0)^{1/2} / \hbar$$

m_0 جرم کاهش یافته ذره ورودی.

T_0 انرژی جنبشی ذره ورودی (در c.m.).

فرکانس زاویه‌ای ω توسط معادله (۲-۲۹) داده می‌شود، ولی ما آنرا در مساله به کار نخواهیم برد زیرا فرایند پراکنده‌گی به صورت یک حالت پایرجا مورد نظر است. فرض می‌کنیم یک

حریان بیوسه از ذرات ورودی (پانه بیان بهتر، موج ورودی) و یک جریان بیوسه از ذرات پراکنده که از مرکز پراکنده دور می‌شود، وجود داشته باشد. درانی که تحت تاثیر پراکنده قرار نمی‌گیرند در امتداد باریکه به بینهایت می‌روند. برطبق معادله^(۵-۲۶) شمار ذرات ورودی برابر است با

$$\begin{aligned} F_{in} &= \Psi_{in}^* \Psi_{in} v \\ &= |a|^2 v \end{aligned} \quad (\text{الف-۱۷})$$

که در آن v تندی یک ذره ورودی نسبت به پراکنده است.

در فواصل دور از پراکنده، ذرات پراکنده در جهت شعاعی حرکت می‌کنند. از ایلرو آنها را توسط یک موج شعاعی منحرک دور شونده $e^{i(kr-\omega t)}$ نمایش می‌دهیم. اما تعداد کل ذرات عبوری از یک سطح کروی محیط بر پراکنده باید مستقل از شعاع (r) سطح باشد، بنابراین، می‌نویسیم

$$\Psi_{sc} = af(\theta) \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \quad (\text{الف-۱۸})$$

که در آن ضریب a را برای سهولت وارد کرده‌ایم و $f(\theta)$ یک ضریب دامنه، مستقل از r ، است که باید آنرا از معادله^{*} کامل شرودینگر محاسبه کنیم. دامنه^{*} $f(\theta)$ را دامنه^{*} پراکنده^{*} می‌نامیم. تعداد ذرات dN_1 پراکنده شده در واحد زمان به داخل زاویه^{*} فضایی $d\Omega$ (شکل الف ۲) برابر است با شمار ذرات پراکنده شده $\Psi_{sc}^* \Psi_{sc} v$ ضرب در $r^2 d\Omega$ قطع شده توسط $d\Omega$ بر روی یک سطح کروی به شعاع r .

$$\begin{aligned} dN_1 &= \Psi_{sc}^* \Psi_{sc} v r^2 d\Omega \\ &= |a|^2 |f(\theta)|^2 v d\Omega \end{aligned} \quad (\text{الف-۱۹})$$

توجه کنید که چون Ψ_{sc} را به شکل (الف-۱۸) نوشتیم dN_1 مستقل از r است. در یک حرکت شعاعی، تعداد ذراتی که در داخل مخروط تعریف شده توسط $d\Omega$ حرکت می‌کنند باید مستقل از r باشد.

با جایگزاری معادلات (الف-۱۷) و (الف-۱۹) در معادله^{*} (الف-۱۵)، برای سطح مقطع دفرانسیلی پراکنده^{*} داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{الف-۲۰})$$

و برای سطح مقطع پراکندگی استگرال گرفته شده [معادله (۵-۳۶)]

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (\text{الف} - 21)$$

اکنون مساله به طریق زیر ساده شده است: اگر بنوانیم، در فواصل دور از پراکنده، یک جواب برای معادله (مستقل از زمان) شرودینگر (۲-۱۹)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (\text{الف} - 22)$$

پیدا کنیم و آنرا به صورت زیر بنویسیم

$$\psi = a[e^{ikz} + f(\theta) r^{-1} e^{ikr}] \quad (\text{الف} - 23)$$

در این صورت ضریب $f(\theta)$ را می توان بلافاصله "به عنوان دامنه پراکندگی تلقی کرد و آنرا برای محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی به کار برد [معادله (الف - ۲۰)].

تحلیل پاراموجی^۸

اگر بتوان جواب (الف - ۲۳) را کاملاً در مختصات کروی r و θ ، که در بخش (۲-۲) (د) معرفی کردیم، نوشت، کار ما ساده تر خواهد شد (برای یک پتانسیل با تقارن کروی، جواب به زاویه θ بستگی ندارد). بدین منظور، هر دو جمله داخل کرشه سمت راست معادله (الف - ۲۳) را به پاراموجهای تجزیه می کنیم که هر کدام به یک تکانه زاویه ای مداری l (به واحد \hbar) مربوط است.

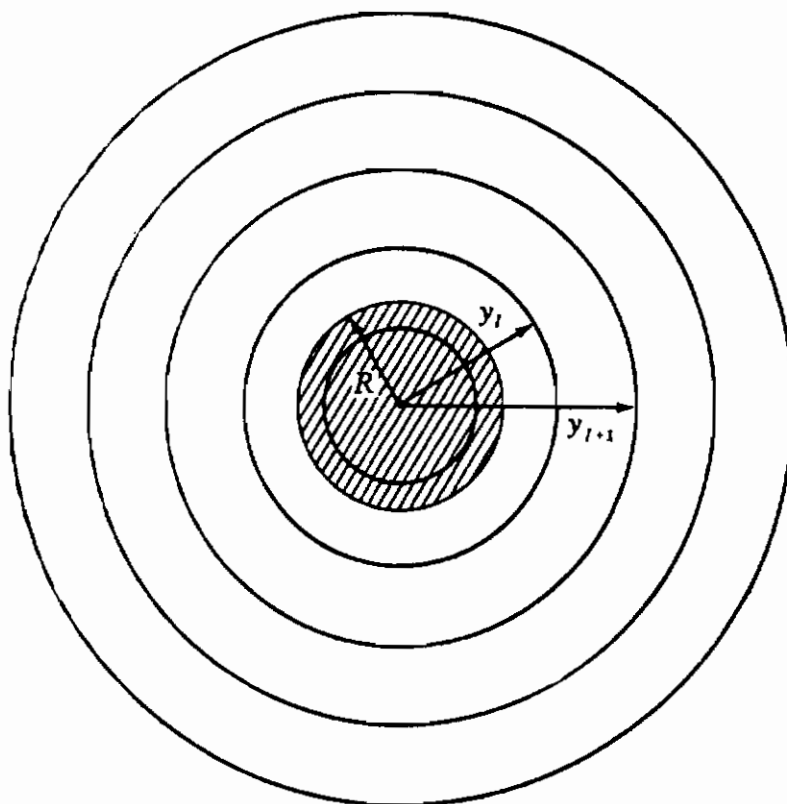
از نقطه نظر نیمه کلاسیک، ذرات ورودی را توسط پارامترهای برخوردشان (l, y) ، که در شکل ۵-۲۱ نشان داده شده است، مشخص می کنیم که می تواند از صفر تا بینهایت گسترش یابد. هر پارامتر برخورد توسط رابطه زیر به l وابسته است

$$y \approx l\lambda \quad (\text{الف} - 24)$$

که در آن $\lambda = 1/k$ طول موج کاهش یافته دوبروی ذرات فرودی است. از نقطه نظر کلاسیک

۸ - Schiff, 1955, sec. 19.

γ می‌تواند به‌طور بیوسسته توزیع شود. ولی در واقع، l کوانتیده است و فقط اعداد صحیح را می‌پذیرد، از اینرو باید باریکه فرودی را به‌صاطفی، که به‌طور طرح‌وار در شکل (الف-۳) نشان داده شده است، تجزیه کرد. هر منطقه توسط یک l مفروض مشخص می‌شود.



شکل الف-۳: تحلیل پاره‌موجی از دیدگاه سمه‌کلاسیک. باریکه فرودی، که مقطع آن در شکل دیده می‌شود، شامل ذراتی با پارامترهای برخورد مختلف l است که توسط معادله (الف-۲۴) به‌تکانه زاویه‌ای l مربوط است. یک‌برهم‌کنش هسته‌ای باگسترش شعاعی R فقط بر ذراتی اثر می‌کند که پارامترهای برخورد آنها تقریباً در فاصله R قرار می‌گیرند. این شکل را باید با شکل (۵-۱۶) که نمای از پهلو حرکت یک ذره از باریکه را نشان می‌دهد مقایسه کرد.

در اینجا باید یادآوری کنیم که این روش را در نظریه واکنش هسته‌ای می‌توان سرای یک محاسبه تقریبی از سطح مقطع واکنش کل، یعنی، سطح مقطع ناشی از تمام فرایندها، به‌جز پراکندگی کشسان شکلی، به‌کار برد.

مساحت هریک از منطقه‌های شکل (الف-۳) تقریباً عبارت است از

$$\pi(y_{l+1}^2 - y_l^2) = \pi\lambda^2[(l+1)^2 - l^2] = (2l+1)\pi\lambda^2 \quad (\text{الف-۲۵})$$

اگر تمام ذرات با مقادیری تا l_{\max} با هسته هدف واکنش کنند و ذرات دیگر اصلاً واکنشی نکنند، داریم

$$\sigma_{\text{react}} \approx \pi \lambda^2 \sum_0^{l_{\max}} (2l + 1) = \pi \lambda^2 [(l_{\max} + 1)^2] \quad (\text{الف} - ۲۶)$$

اگر l_{\max} توسط معادله (۵) - (۵۱) داده شود خواهیم داشت

$$\sigma_{\text{react}} \approx \pi (R + \lambda)^2 \quad (\text{الف} - ۲۷)$$

این فرمول را می‌توان فقط برای نهمین‌های حیلی تقریبی وابستگی این سطح مقطع به انرژی به‌کار برد.

وقتی جوابهای مجزای (۲) - (۴۳) معادله شرودینگر را در مختصات کروی مورد بحث قرار می‌دادیم، متذکر شدیم که این جواب به شکل زیر بود

$$R(r) P_l^{(m)}(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (\text{الف} - ۲۸)$$

که در آن l تکانه زاویه‌ای مداری موج بود. بنابراین، منطقی به نظر می‌رسد که اگر یک جواب عمومی معادله شرودینگر $F(r, \theta)$ را داشته باشیم (که بستگی به زاویه φ ندارد) و آنرا به صورت رشته‌ای بسط دهیم^۹

$$F(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(r) P_l(\cos \theta) \quad (\text{الف} - ۲۹)$$

هر ضریب $F_l(r)$ به یک تکانه زاویه‌ای مداری معین l وابسته است. برای تابع موج فرودی $e^{ikz} (= e^{ikr \cos \theta})$ ، می‌توان در فواصل دور از مبدأ^{۱۰} ($r \gg 1/k$) نشان داد که

$$F_l(r) = i^l (2l + 1) \frac{\sin(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} \quad (\text{الف} - ۳۰)$$

۹ - $P_l(\cos \theta)$ چند جمله‌ای لژاندر می‌گویند و با چند جمله‌ای‌های وابسته لژاندر $P_l^{(0)}(\cos \theta)$ یکسان است تعدادی از نخستین چند جمله‌ای‌ها عبارتند از: $P_0 = 1, P_1 = \cos \theta, P_2 = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)$ این چند جمله‌ایها از رابطه تعامد زیر پیروی می‌کنند.

$$\int P_l P_{l'} d(\cos \theta) = 0 \quad \text{اگر } l \neq l' \quad \text{و} \quad \int P_l^2 d(\cos \theta) = 2/(2l + 1)$$

از این رابطه می‌توان در محاسبه ضرایب $F_l(r)$ در موارد خاص با ضرب دوطرف معادله (الف) ۲۹ در $P_{l'}$ و انتگرال‌گیری بر روی $d(\cos \theta)$ ، استفاده کرد.

و بخصوص برای مولفه موج s از e^{ikz} داریم

$$F_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} \quad (\text{الف} - ۳۱)$$

برای دامنه پراکندگی $f(\theta)$ ، دامنه‌های (ثابت) پراکندگی پاره موج را توسط رابطه زیر تعریف می‌کنیم

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l P_l(\cos \theta) \quad (\text{الف} - ۳۲)$$

اکنون راه ساده‌تری را که پیدا کرده‌ایم بیان می‌کنیم: فرض کنید که معادله شرودینگر (الف-۲۲) را برای یک l معین حل کرده باشیم و جواب آن، در فواصل دور از پراکننده، (به‌ازای $m=0$ زاویه φ حذف می‌شود، چون فقط پتانسیل با تقارن کروی موردنظر است) باشد

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

حال این عبارت را می‌توان با مولفه l ام عبارت (الف-۲۳) مقایسه کرد. بخصوص، اگر مطالعه خود را به امواج s محدود کنیم، به کمک معادلات (الف-۳۱) و (الف-۳۲) داریم

$$\begin{aligned} R(r) &= a \left(\frac{\sin kr}{kr} + f_0 \frac{e^{ikr}}{r} \right) \\ &= \frac{a}{2ikr} [(1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr}] \quad \text{یا} \\ u(r) &\sim (1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr} \quad (\text{الف} - ۳۳) \end{aligned}$$

که در آن ما فقط به‌واسطگی شعاعی تابع موج تاکید کرده‌ایم. با درآوردن تابع موج شعاعی به این شکل، با اندکی تامل می‌توان دامنه پراکندگی f_0 را شناخت سپس، از معادله (الف-۲۰) می‌توان سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی موج s را محاسبه کرد

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 \quad (\text{الف} - ۳۴)$$

که مستقل از زاویه θ است^۱. همچنین، از معادله (الف-۲۱) داریم

۱۰- از این واقعیت، در بخش ۳-۳ ب استفاده کردیم.

$$\sigma = 4\pi|f_0|^2 \quad (\text{الف} - ۳۵)$$

در زیر نشان خواهیم داد که، در فواصل دور از پراکننده، تابع موج s^1 را می‌توان همیشه به شکل (الف - ۳۳) نوشت.

انتقال فاز موج

در بخش (۵-۴) استدلال کردیم که تنها آن دسته از ذرات فرودی با یک l معین (اکنون بگویید: پاره موجهای با یک l معین) تحت تاثیر برهم‌کنش هسته‌ای واقع می‌شوند، که برای آنها $l \leq R/\lambda$ باشد. در مورد پراکندگی $n-p$ ، مقدار R را باید مساوی با برد r_0 ($\approx 2F$) برهم‌کنش گرفت، و نه شعاع دوترون. با ملاحظه جدول (۵-۲)، می‌بینیم که برای انرژیهای c.m. باید زیر تقریباً 5 Mev (انرژیهای lab. زیر 10 Mev) برهم‌کنش $n-p$ باید فقط با $l = 0$ انجام شود. لذا از این به بعد مطالعه خود را به امواج s محدود می‌کنیم. در این مورد، معادله شرودینگری که باید حل کنیم همان معادله (الف-۳) است. اما در مساله پراکندگی، انرژی E مثبت و برابر انرژی جنبشی T_0 ذره فرودی (در c.m.) است. همانطور که در بخش قبل نشان دادیم، باید جواب را در فواصل دور از پراکننده پیدا کنیم و آنرا جهت محاسبه $d\sigma/d\Omega$ به شکل (الف-۳۳) در آوریم. "دور از پراکننده" به معنای این است که $V(r)$ باید در آنجا صفر باشد. برای چاه مربعی (الف-۱) این امر در $r > r_0$ رخ می‌دهد. از اینرو، ما باید فقط معادله

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{d^2 u}{dr^2} = T_0 u \quad (\text{الف} - ۳۶)$$

را حل کنیم. عمومی‌ترین جواب عبارت است از

$$u = A \sin(kr + \delta_0) \quad (\text{الف} - ۳۷)$$

که در آن $k = (MT_0)^{1/2}/\hbar$ و A و δ_0 ثابت‌هایی هستند که باید توسط جواب معادله (الف-۳) در ناحیه‌ای که $V(r)$ متناهی است، تعیین شوند. کمیت δ_0 را "انتقال فاز موج s " می‌نامیم. این کمیت را اغلب به جای f_0 برای پارامتری کردن سطح مقطع دیفرانسیلی (الف-۳۴) به کار

می‌بریم. حال معادله (الف-۳۷) را به شکل (الف-۳۳) می‌نویسیم

$$u = \frac{Ae^{-i\delta_0}}{2i} (e^{2i\delta_0} e^{ikr} - e^{-ikr}) \quad (\text{الف} - ۳۸)$$

اولاً، ملاحظه می‌کنیم که این کار امکان‌پذیر است، ثانیاً، مشاهده می‌کنیم که

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

$$f_0 = \frac{e^{2i\delta_0} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_0} \sin \delta_0}{k} \quad (\text{الف} - ۳۹)$$

از اینرو

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} = \lambda^2 \sin^2 \delta_0 \quad (\text{الف} - ۳۴)$$

و

$$\sigma = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0 \quad (\text{الف} - ۴۱)$$

اهمیت تغییر فاز را می‌توان از بحث زیر دریافت: اگر هیچ پتانسیلی وجود نداشته

باشد، معادله (الف-۳۶) عبارت از معادله صحیح شرودینگر در همه جا، حتی در $r = 0$

است، و معادله (الف-۳۷) جواب صحیح آن است. اما چون $u(0) = 0$ [معادله (۲-۵۴)]

ملاحظه کنید]، در این مورد باید قرار دهیم $\delta_0 = 0$ به طوری که

$$u = A \sin kr \quad (\text{الف} - ۴۲)$$

جواب واقعی است. همچنین $\sigma = 0$ ، واضح است، چه بدون پراکننده هیچ پراکندگی

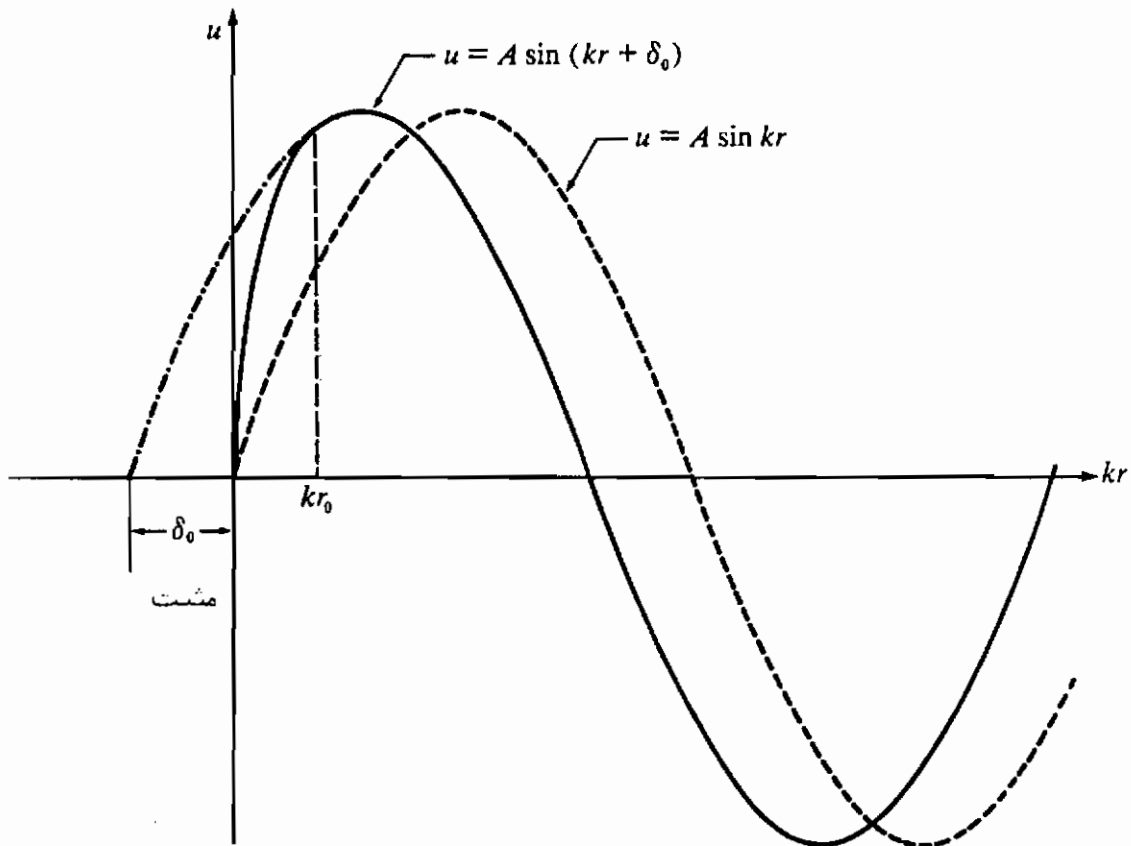
نمی‌تواند وجود داشته باشد. بنابراین، انتقال فاز δ_0 عبارت است از انتقال در فاز تابع

موج وقتی که پتانسیل را "روشن" کنیم. می‌توان نشان داد که اگر یک پتانسیل جاذبه را

به‌آهستگی روشن کنیم، همواره δ_0 در ابتدا مثبت است، و اگر یک پتانسیل دافعه به‌آهستگی

روشن شود همیشه δ_0 در ابتدا منفی است. یک δ_0 مثبت به معنای آن است که تابع موج

مطابق شکل (الف-۴) به طرف داخل کشیده می‌شود.



شکل الف - ۴: تعریف انتقال فاز. بدون یک پتانسیل پراکندگی، تابع موج به شکل $u = A \sin kr$ است. حضور یک پتانسیل $V(r)$ تابع موج را در مواصل دور از پراکننده، که در آن $V(r) = 0$ ، تغییر می‌دهد. برای یک پتانسیل جاذبه، تابع موج به طرف داخل کشیده می‌شود و δ_0 مثبت است.

طول پراکندگی^{۱۳}

یک پارامتر مفید دیگر، خصوصاً در کار با نوترونهای خیلی کند، موسوم به طول پراکندگی است. این پارامتر را به صورت منفی مقدار f_0 [معادله الف-۳۹] در حد انرژی فرودی صفر یا $k \rightarrow 0$ ، تعریف می‌کنیم

$$a = \lim_{k \rightarrow 0} -f_0 \quad (\text{الف} - ۴۳)$$

۱۳ - این پارامتر را در بخش ۵-۵ ب معرفی کردیم.

چون وقتی $k \rightarrow 0$ مقدار f_0 نمی‌تواند نامتناهی بشود (چه در غیر این صورت σ نامتناهی خواهد شد) معادله (الف-۳۹) نشان می‌دهد که δ_0 نیز باید به صفر میل کند و همچنین^{۱۴}

$$a = \lim_{k \rightarrow 0} - \frac{e^{i\delta_0} \sin \delta_0}{k} = - \frac{\delta_0}{k} \quad (\text{الف} - ۴۴)$$

بنابراین، سطح مقطع (الف-۴۱) را می‌توان به صورت زیر نوشت.

$$\sigma(k \rightarrow 0) = 4\pi a^2 \quad (\text{الف} - ۴۵)$$

اهمیت فیزیکی زیر را می‌توان به a نسبت داد: در انرژیهای خیلی کم تابع موج (الف-۳۷) را در خارج از برد پتانسیل می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\begin{aligned} u &= A \sin k(r - a) \\ &\approx Ak(r - a) \end{aligned} \quad (\text{الف} - ۴۶)$$

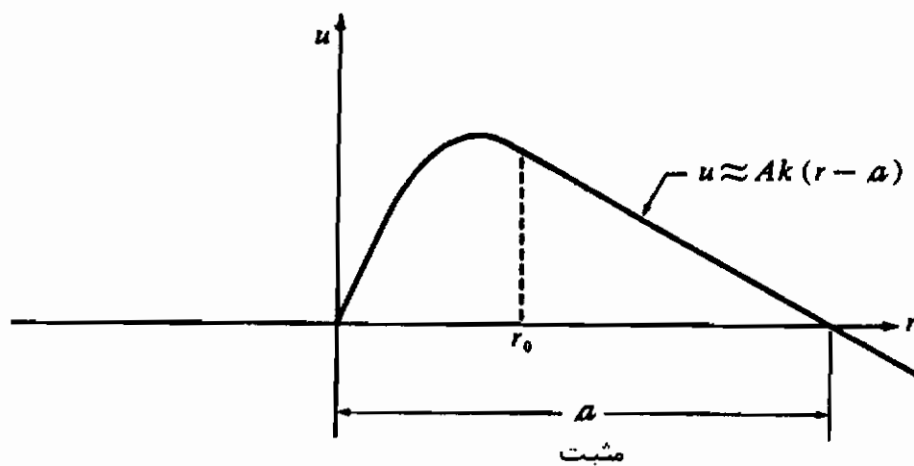
از اینرو طول پراکندگی، مطابق شکل (الف-۵)، عبارت است از محل تقاطع برون یا—ی شده تابع موج با محور r . همینطور می‌توان ملاحظه کرد که اگر تابع موج داخلی دارای یک شیب منفی در $r = r_0$ باشد، a مثبت است. چون شیب منفی مویید حالت مقید ممکن است (شکل الف-۱) را ملاحظه کنید) پراکندگی از پتانسیلی که منجر به یک حالت مقید می‌شود، یک a مثبت ایجاد می‌کند. همین‌طور، اگر پتانسیل فقط یک حالت مجازی بدهد، شیب تابع موج داخلی در $r = r_0$ مثبت بوده و a منفی است. این موارد را به ترتیب در شکل‌های (الف-۵، الف و ب) نشان داده‌ایم.

الف-۳ پراکندگی نوترون - پروتون

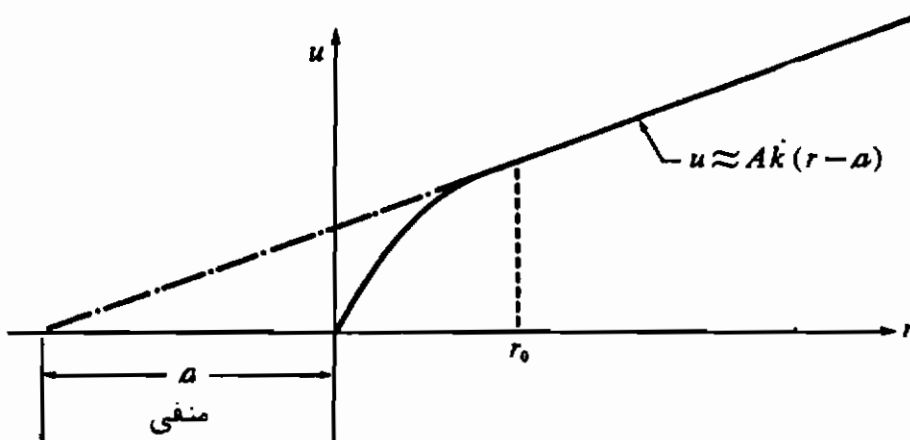
پارامتری کردن سطح مقطع پراکندگی موج s توسط دامنه پراکندگی f_0 یا انتقال فاز δ_0 (یا توسط طول پراکندگی a) برای سهولت بحث است، چه هنوز مجبوریم مساله را

۱۴ - تعریف (الف-۴۳) بیان نمی‌کند که آیا a صفر خواهد بود یا متناهی، هرچند که از نظر فیزیکی، حتی در انرژیهای خیلی کم، ما انتظار یک سطح مقطع متناهی را داریم.

۱۵- چون A می‌تواند مثبت یا منفی باشد دقیقاً می‌توان گفت که مشتق لگاریتمی در r_0 علامت a را تعیین می‌کند. اما $(1/u)(du/dr)$ مستقل از A است.



(الف)



(ب)

شکل الف - ۵: تعریف طول پراکندگی. در انرژیهای خیلی کم، تابع موج نوترون را در فواصل دور از پراکننده می توان به صورت $u \approx AK(r-a)$ نوشت. اگر پتانسیل یک حالت مقید ایجاد کند، a ، مطابق شکل الف، مثبت است. اگر پتانسیل به یک تراز نامقید (مجازی) منتهی شود، a مطابق شکل (ب) منفی است.

بر حسب برهم کنشهای هسته‌ای واقعی حل کنیم، ولی کار ما با پارامتری کردن ساده می شود. در مسأله پراکندگی $n-p$ ، دوباره برای پتانسیل هسته‌ای فرض ساده چاه مربعی (معادله الف - ۱) را در نظر می گیریم و معادله (الف - ۳) را در ناحیه $r < r_0$ حل می کنیم. جواب، شکل ریاضی (الف - ۶) را دارد

$$u = C \sin K'r \longrightarrow K' = [M(V_0 + T_0)]^{1/2} / \hbar \quad (\text{الف - ۴۷})$$

با دآوری می‌کنیم که T_0 انرژی جنبشی ذرات فرودی در دستگاه مرکز جرم است . تابع (الف - ۴۷) و مشتق آن باید در $r = r_0$ با تابع موج خارجی (الف - ۳۷) تطبیق کند . با حذف ثابتهای A و C خواهیم داشت

$$K' \cot K'r_0 = k \cot (kr_0 + \delta_0) \quad (\text{الف} - ۴۸)$$

برای حل سریع این معادله بر حسب δ_0 موقتا "مفروضات ساده" زیر را در نظر می‌گیریم:
 ۱- فرض می‌کنیم که طول پراکندگی a (معادله الف - ۴۴) خیلی بزرگتر از برد r_0 پتانسیل باشد ، به طوری که ، اقلا" در انرژیهای خیلی کم نوترون بتوان از kr_0 در مقابل δ_0 صرف نظر کرد .

۲- برای انرژیهای فرودی کم ($T_0 \ll V_0$) فرض می‌کنیم

$$K' \approx K \quad (\text{الف} - ۴۹)$$

که در آن K توسط معادله (الف - ۴) داده می‌شود . مفهوم صمنی این مطلب ایس است که تا وقتی $|E| \ll V_0$ باشد ، شکل تابع موج داخلی عملا" مستقل از انرژی E در معادله (الف - ۳) است .
 اکنون از مقایسه معادله (الف - ۴۸) با معادله (الف - ۸) خواهیم داشت

$$k \cot \delta_0 \approx -\kappa \quad (\text{الف} - ۵۰)$$

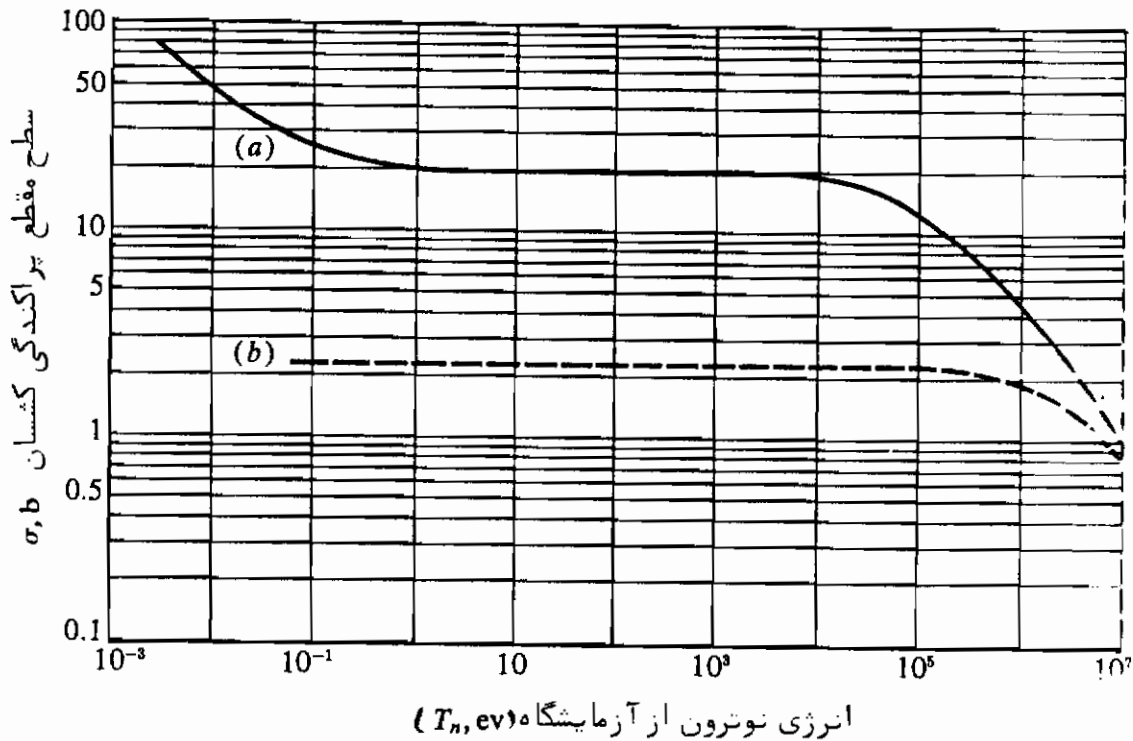
که در آن κ توسط معادله (الف - ۵۰) داده می‌شود . با جایگزاری در معادله (الف - ۴۰) و توجه به اینکه $\sin^2 \alpha = 1/(1 + \cot^2 \alpha)$ ، بالاخره نتیجه می‌گیریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{k^2 + \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} \quad (\text{الف} - ۵۱)$$

$$\sigma \approx \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} = \frac{5.2}{(T_0 + B) \text{ in Mev}} \text{ barn} \quad (\text{الف} - ۵۲)$$

برای $T_0 \ll B (= 2.23 \text{ Mev})$ ، این معادله مقدار $\sigma \approx 2.3 \text{ b}$ را به دست می‌دهد که کاملا" با مقدار تجربی 20.4 b ، که در شکل (الف - ۶) نشان داده شده است ، مغایرت دارد . (توجه کنید که در شکل الف - ۶ انرژی جنبشی آزمایشگاهی $T_n = 2T_0$ را در امتداد محور طولها برده ایم .) در انرژیهای بالاتر ، معادله (الف - ۵۲) به سطح مقطع تجربی نزدیک می‌شود .

ویگنر^{۱۶} (۱۹۳۳) راهی را برای رفع این ناسازگاری پیشنهاد کرد. وی عنوان کرد که در پراکندگی $n-p$ ، ذرات می‌توانند یا با اسپین کل ۱ (به نام حالت سه‌تایی) یا با اسپین کل ۰ (به نام حالت یک‌تایی) برخورد کنند. اگر برهم‌کنش هسته‌ای دارای قدرت یا برد (پاگرد) متفاوتی باشد، باید معادله^۴ (الف - ۴۰)، و در نتیجه معادله^۴ (الف - ۵۲) را اصلاح کرد.



شکل الف - ۶: سطح مقطع انتگرال گرفته شده پراکندگی نوترون - پروتون بر هر پروتون گاز هیدروژن. (الف) منحنی تجربی. در انرژی‌های کم یک افزایش در سطح مقطع که ناشی از اثرات پیوستگی مولکولی و جنین حرارتی است، قابل مشاهده است. (ب) سطح مقطع محاسبه شده توسط معادله^۴ (الف - ۵۱)، منحنی تجربی را به خوبی دنبال می‌کند^{۱۷}.

احتمال برخورد در حالت سه‌تایی سه برابر احتمال برخورد در حالت یک‌تایی است، زیرا بردار اسپین کل S می‌تواند $2S + 1$ سهمگیری در فضا داشته باشد. هر سهمگیری توسط عدد کوانتومی اسپین مغناطیسی m_S مشخص می‌شود [شبه به m در معادله^۴ (۲-۴۴)] که

۱۶- مقاله منتشر نشده. کتاب Bethe و Bacher. ۱۹۳۷ را ملاحظه کنید.

۱۷ - D. J. Hughes and R. B. Schwartz, "Neutron Cross Sections," Brookhaven National Lab. BNL 325, 2d ed., U.S. Government Printing Office, Washington, 1958.

می‌تواند مقادیر از $S=0$ تا $S=1$ را با گامهای صحیح اختیار کند. اگر $S=0$ باشد، فقط $m_S=0$ می‌تواند رخ دهد، اما اگر $S=1$ باشد $m_S=0, 1, -1$ امکان پذیرند. بنابراین:

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

که در آن شاخصهای پایین t و s به ترتیب دلالت بر حالت‌های سه‌تایی و یکتایی می‌کنند. از بحث بخش الف - ۱، می‌دانیم که برهم‌کنش سه‌تایی منجر به حالت پایه دوترون در انرژی $E = -B$ می‌شود. اگر برهم‌کنش یکتایی، یک حالت با انرژی $E = E^*$ ایجاد کند (که E^* می‌تواند مثبت یا منفی باشد)، سطح مقطع انتگرال گرفته شده عبارت است از:

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

مقایسه با سطح مقطع $n-p$ در انرژیهای کم، منجر به $|E^*| \approx 70 \text{ keV}$ و توافق نسبتاً خوبی با تمامی سطح مقطع تجربی (شکل الف - ۶) می‌شود.

چون انرژی E^* در مقایسه با V_0 خیلی کوچک است تابع موج یکتایی داخل پتانسیل هسته نیز تقریباً یک موج ربع سینوسی است [مانند مورد سه‌تایی شکل (الف - ۱)]. بنابراین در باره قدرت V_{0s} و برد r_{0s} برهم‌کنش یکتایی اطلاعاتی بیش از آنچه که از معادله (الف - ۱۱) برای برهم‌کنش سه‌تایی به دست می‌آید، کسب می‌کنیم. به عبارت دیگر، تا اینجا فقط می‌دانیم که

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

تقریب برد صفر $\delta_0 \ll kr_0$ که ما به کار برده‌ایم [معادله (الف - ۵۰)] حاوی تمام اطلاعات پیرامون برد برهم‌کنش هسته‌ای است. اگر دوفرض ساده مقدم بر معادله (الف - ۵۰) را اتخاذ نکرده بودیم، همان عبارات سطح مقطع (الف - ۵۱) و (الف - ۵۲) را به دست می‌آوردیم که در ضریب 18 زیر ضرب شده بودند.

$$(\text{الف} - 57) \quad (\text{جملات مرتبه بالا تراز } kr_0 + kr_0 + 1)$$

سطح مقطع یکتایی نیز باید تصحیح شود. با استفاده از اطلاعات به دست آمده از پراکندگی

نوترونها از پراهیدرژن، که در بخش الف - ۴ مورد بحث قرار می‌گیرد، و از پراکنسیدگی پروتون - پروتون، می‌توان پارامترهای مختلف قدرت و برد را به دست آورد. این پارامترها را در بخش الف - ۵ خلاصه کرده‌ایم و به‌وضوح نشان می‌دهند که نیروهای هسته‌ای به‌اسپین بستگی دارند، یعنی، برهم‌کنش در حالت‌های یکتایی و و سه‌تایی کاملاً متفاوت است. اگرچه ما فقط پتانسیل چاه مربعی را در نظر گرفتیم، معذالک یک روش عمومی برای استخراج اطلاعات پیرامون برد و قدرت از داده‌های هسته‌ای وجود دارد، که بر پتانسیلهای با شکل شعاعی دلخواه قابل اعمال است. این روش را تقریب برد موثر^{۱۹} می‌نامند.

الف؛ حالت مجازی دوترون.

پراکندگی نوترون توسط پراهیدرژن

شوینگر و تالر (۱۹۳۷) روش مستقیمی ارائه دادند که نشان می‌دهد برهم‌کنش $n-p$ حقیقتاً به‌اسپین بستگی دارد. آنها همچنین توانستند بر اساس پیشنهاد خود، علامت انرژی برانگیختگی E^* در معادله^{*} (الف - ۵۵) را نیز تعیین کنند.

ابعاد مولکولهای معمولی از مرتبه 10^{-8} سانتیمتر یا 10^{-5} فرمی است. اگر نوترونها توسط مولکولها پراکنده شوند، تا وقتیکه طول موج دو بروی (کاهش یافته) نوترون خیلی کمتر از فاصله بین هسته‌ها باشد، پراکندگی مستقل از هسته مختلف در هر مولکول رخ خواهد داد. این، در مورد نوترونهای با انرژی بیش از 1 eV صادق است (حدول ۵-۲) را ملاحظه کنید. اما برای انرژیهای نوترونی کمتر از 10^{-3} eV ، پراکندگی نوترون از تمام مولکول رخ خواهد داد. در این مورد اصطلاحاً "می‌گوییم که پراکندگی از هسته‌های داخل مولکول، هم‌دوس است".

از دیدگاه نظریه پراکندگی، پتانسیل V ی مولکول در معادله^{*} (الف - ۲۲)، متشکل از تک تک پتانسیلهای پراکندگی منفرد هسته‌هاست: $V_1 + V_2 + \dots$. مادامی که طول موج نوترون خیلی بزرگتر از فاصله بین هسته‌ای است، موج پراکنده در فواصل دور از مولکول در یک امتداد شعاعی نسبت به مرکز مولکول حرکت خواهد کرد. موضع دقیق تک تک هسته‌ها، نقشی در این تقریب بازی نمی‌کند. از اینرو، تابع موج کل مساله پراکندگی، در مانسنگی با معادله^{*} (الف - ۲۳)، عبارت است از

$$\psi = a\{e^{ikz} + [f_1(\theta) + f_2(\theta) + \dots]r^{-1} e^{ikr}\} \quad (\text{الف} - ۵۸)$$

که در آن هر دامنه پراکندگی، مربوط به یک هسته^۲ بخصوص است. بنابراین مطابق آنچه که درست پیش از معادله^۴ (الف - ۲۰) دیدیم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_2(\theta) + \dots|^2 \quad (\text{الف} - ۵۹)$$

در مورد پراکندگی موج s ، سطح مقطع پراکندگی انتگرال گرفته شد. هر مولکول (الف - ۳۵)، مطابق نمادگذاری متداول، خواهد شد.

$$\sigma = 4\pi |f_{01} + f_{02} + \dots|^2 \quad (\text{الف} - ۶۰)$$

که، در انرژیهای نوترونی خیلی کم، که در اینجا مورد نظر ماست، می‌توان آنرا برحسب طولهای پراکندگی منفرد (الف - ۴۳) نیز نوشت.

$$\sigma = 4\pi (a_1 + a_2 + \dots)^2 \quad (\text{الف} - ۶۱)$$

اکنون این فرمول را در مورد پراکندگی نوترون توسط مولکولهای هیدروژن به‌کار می‌بریم. در یک مولکول هیدروژن، اسپینهای دو پروتون می‌توانند یا موازی (اورتوهیدروژن) یا پادموازی (پاراهیدروژن) باشند. در دمای اطاق، یک مخلوط آماری از این دو نوع مولکول وجود دارد (به نسبت ۳:۱) ولی در دماهای خیلی پائین (کمتر از 90°K)، گاز هیدروژن فقط متشکل از مولکولهای پاراهیدروژن است، زیرا انرژی مولکولی داخلی آنها کمتر از انرژی اورتوهیدروژن است.

نوترونی که توسط یک مولکول پاراهیدروژن پراکنده می‌شود، نسبت به یک پروتون در حالت سه‌تایی، و نسبت به پروتون دیگر در حالت یکتایی خواهد بود. بنابراین، در سطح مقطع پراکندگی (الف - ۶۱)، طولهای پراکندگی سه‌تایی و یکتایی، به نسبت ۳:۱ خواهد بود. با در نظر گرفتن ضرایب، دیگر مربوط به اسپین، شوینگر و تله نشان دادند که^۲

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

از نقطه نظر تجربی، $\sigma_{\text{para}} \approx 5b$ ، که نتیجه می‌دهد

$$|3a_t + a_s| \approx 8.7b \quad (\text{الف} - ۶۲)$$

با نوشتن سطح مقطع $n-p$ در انرژی‌های کم ($T_n > 1 \text{ ev}$) و در دمای اطاق بر حسب طولهای پراکندگی، از معادلات (الف-۵۳) و (الف-۴۴) خواهیم داشت

$$\sigma = \pi(3a_t^2 + a_g^2) \quad (\text{الف} - ۶۳)$$

که در آن، از مقایسه با عبارت (الف-۵۱) یا (الف-۵۵)

$$a_t \approx \kappa^{-1} = 4.3 \text{ F} \quad (\text{الف} - ۶۴)$$

به طوری که از مقدار تجربی $\sigma = 20.4 \text{ b}$ (شکل الف-۶) داریم

$$a_g \approx \pm 24 \text{ F} \quad (\text{الف} - ۶۵)$$

برای برقراری معادله (الف-۶۲)، باید برای a_g علامت منفی در نظر بگیریم. بنابراین از توضیحاتی که در انتهای بخش (الف-۲) دادیم و از شکل (الف-۵)، ملاحظه می‌کنیم که برهم‌کنش یکتایی باید منجر به یک حالت مجازی شود.

از به‌کاربردن معادله (الف-۴۸) در انرژی‌های بسیار کم، می‌توانیم معادلاتی را به دست آوریم که برای برهم‌کنش‌های سه‌تایی و یکتایی، پارامترهای چاه (V_0 و r_0) را به طولهای پراکندگی مربوط می‌سازند^{۲۱}. از اینجا می‌توان پارامترهای جداگانه را به دست آورد.

الف-۵ پارامترهای نیروی دو - نوکلئونی

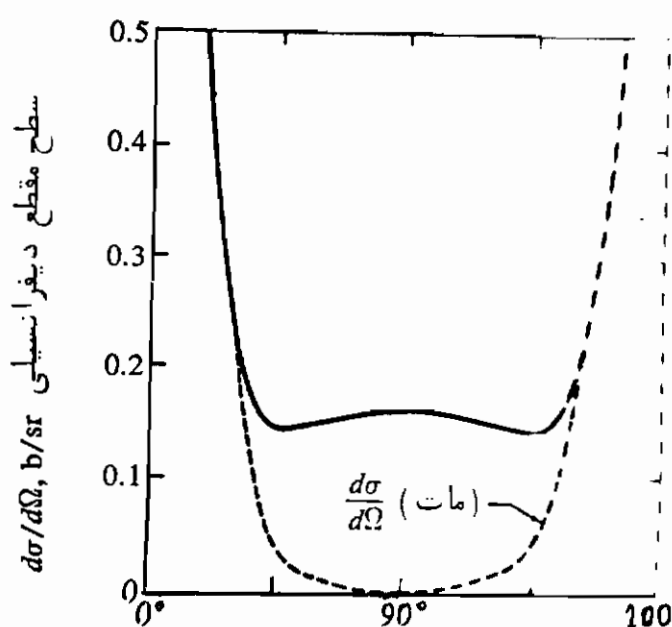
تحلیل پراکندگی پروتون - پروتون نیز بسیار مفید است، زیرا پراکندگی $p-p$ در انرژی کم فقط در حالت یکتایی و امکان‌پذیر است. حالت سه‌تایی و برای دو پروتون، ناقص اصل طرد پاولی^{۲۲} است. البته پراکندگی کولنی را باید در نظر گرفت، ولی مقدار آن با آنچه در معادله (الف-۴۵) دیدیم یکی نیست، زیرا دو ذره یکسان هستند. (بعد از پراکندگی، تمیز ذره فرودی از هسته هدف غیرممکن است). مات (۱۹۳۵) برای اولین بار این اثر مکانیک کوانتومی را محاسبه کرد. پراکندگی کولنی و هسته‌ای به‌طور هم‌دوس تداخل می‌کنند از اینرو باید عبارتی نظیر (الف-۵۹) برای سطح مقطع به‌کار برد. نتیجه حاصل به صورت زیر است

۲۱- ر. ک مساله ۶-۵

۲۲- پائینترین حالت سه‌تایی و برای دو الکترون اتم هلیوم نیز وجود ندارد.

$$\frac{d\sigma(p, p)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} + A(\theta, \delta_{0s}) + \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \quad (\text{الف - ۶۶})$$

که در آن $A(\theta, \delta_{0s})$ یک جملهٔ مربوط به تداخل است. یک سطح مقطع نوعی را در شکل (الف - ۷) نشان داده‌ایم. از تحلیل داده‌ها، پس از اعمال تصحیح اثر کولنی، پراکندگی یکتایی مساوی -17 F و پارامتر برد یکتایی $r_{0s} = 2.7 \text{ F}$ به دست آمده است.



θ_p زاویه پراکندگی پروتون (c.m.)

شکل الف - ۷: سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشان پروتون - پروتون توسط پروتونهای با انرژی $2/4 \text{ Mev}$ نزدیک زاویه 90° در c.m. (زاویه 45° در lab). پراکندگی اساساً توسط برهم‌کنش هسته‌ای رخ می‌دهد. در زوایای جلو و عقب، برهم‌کنش کولنی برتری دارد^{۲۳}.

جدول (الف - ۱) اطلاعات مورد بحث را خلاصه می‌کند. اختلاف بین برهم - کنشهای یکتایی و سه‌تایی کاملاً مشهود است و وابستگی نیروی هسته‌ای را به اسپین در هسته‌های مرکب تأیید می‌کند. اختلاف اساسی بین طولهای پراکندگی یکتایی را برای پراکندگی $n-p$ و برای $p-p$ می‌توان ناشی از اختلاف بین گشتاورهای مغناطیسی نوترون و پروتون دانست.

یک اختلاف کوچک باقیمانده به این عقیده منجر شده است که نیروی هسته‌ای ممکن است کاملاً مستقل از بار باشد. برهم‌کنش $n-n$ (که نیز فقط در حالت یکتایی s ، در انرژیهای کم، امکان دارد) را می‌توان به‌طور غیرمستقیم از واکنشهایی نظیر $H^2 + \pi^- \rightarrow 2n + \gamma$ یا $H^2 + n \rightarrow 2n + p$ درک کرد. مقدار $17F$ - با داده‌ها سازگار است و میان تقارن باری نیروی هسته‌ای است.

تابلو الف - ۱: پارامترهای چاه مربعی برای برهم‌کنش دو نوکلئونی^{۲۴}.

قدرت V_0 Mev	برد r_0 F	طول پراکندگی a F	برهم‌کنش
۳۶	۲/۰	۵/۴	سه‌تایی
۱۸	۲/۵	-۲۳/۷‡, ۱۷§	یکتایی

‡ برای برهم‌کنش $(n-p)$

§ برای برهم‌کنش $(p-p)$

خواص فیزیکی عناصر

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا ملکولی M	چگالی g/cm^3 ρ	cm^3 هسته ($\times 10^{22}$) n
1	H ₂	2.016	8.99×10^{-6}	**
2	He	4.003	17.85×10^{-6}	*
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 بی شکل b گرافیت c فسفر زرد . P₄ ؛ وزن مولی = $123/92$ d لوزی شکل ، S₈ ؛
 وزن مولی = $256/53$. e جامد ، °C $29/6$ ؛ نقطه ذوب = °C $29/8$ ، f بلور سیاه ، As₄ ؛
 وزن مولی = $299/64$. g بی شکل Se₈ وزن مولی = $631/68$. شش وجهی i At ، °C $22/5$
 هشت وجهی (معمولی؛ β) k تانتالوم فلزی
 * گاز تک اتمی؛ cm^3 هسته $10^{19} \times 2/69$ در NTP
 ** گاز دو اتمی؛ cm^3 هسته $10^{19} \times 5/38$ در 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.

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا مولی M	چگالی g/cm^3 ρ	حجم هسته 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

عدد اتمی Z	عنصر	وزن اتمی یا ملکولی A	چگالی g/cm^3 ρ	cm^3 هسته ($\times 10^{22}$) 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*	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

خواص ویژه هسته‌های پایدار

(۱) عدد اتمی؛ (۲) نماد شیمیایی؛ (۳) نام؛ (۴) عدد جرمی؛ (۵) عدد نوترونی؛ (۶) فزونی جرم بر حسب یکاهای هزارمی جرم مبتنی بر $^{12}\text{C} = 12.0000000000$ ؛ (۷) اسپین حالت پایه؛ (۸) پارامتر حالت پایه؛ (۹) فراوانی نسبی ایزوتوپ در عنصر، به درصد؛ (۱۰) ملاحظات. عدم قطعیت‌ها در یک یا دو رقم با هنی آخر در پرانتزها درج شده‌اند.

Z	S	نام	A	N	$10^6(M - A)$	I	π	فراوانی نسبی	ملاحظات
(۱)	(۲)	(۳)	(۴)	(۵)	(۶)	(۷)	(۸)	(۹)	(۱۰)
0	n	نوترون	1*	1	8.66544(43)	$\frac{1}{2}$	+	$\beta^-; t_{1/2} = 12.8$ دقیقه
1	H	هیدروژن	1	0	7.82522(8)	$\frac{1}{2}$	+	99.985	
			2	1	14.10219(11)	$\frac{1}{2}$	+	0.015	
2	He	هلیوم	3	1	16.02994(23)	$\frac{1}{2}$	(+)	$\approx 10^{-4}$	
			4	2	2.60361(37)	0	+	≈ 100	
3	Li	لیتیوم	6	3	15.1263(10)	1	+	7.35	
			7	4	16.0053(11)	$\frac{1}{2}$	(-)	92.65	
4	Be	برلیوم	9	5	12.1858(9)	$\frac{1}{2}$	-	100	
5	B	بورون	10	5	12.9389(7)	3	+	19.20	
			11	6	9.30509(43)	$\frac{1}{2}$	(-)	80.80	
6	C	کربن	12	6	0.0000(21)	0	(+)	98.893(5)	
			13	7	3.3543(7)	$\frac{1}{2}$	-	1.107(5)	
7	N	نیتروژن	14	7	3.07438(17)	1	+	99.273(2)	
			15	8	0.1081(9)	$\frac{1}{2}$	-	0.727(2)	
8	O	اکسیژن	16	8	-5.08506(28)	0	+	99.5186(7)	
			17	9	-0.8666(9)	$\frac{1}{2}$	+	0.0745(5)	
			18	10	-0.84017(34)	0	+	0.4068(5)	
9	F	فلوئورین	19	10	-1.5954(7)	$\frac{1}{2}$	+	100	
10	Ne	نئون	20	10	-7.5596(5)	(0)	(+)	90.920(36)	
			21	11	-6.1508(17)	$\frac{1}{2}$	+	0.258(1)	
			22	12	-8.6155(6)	(0)	(+)	8.822(18)	
11	Na	سدیم	23	12	-10.2274(16)	$\frac{1}{2}$	+	100	
12	Mg	منیزیم	24	12	-14.9554(19)	(0)	(+)	78.6(2)	
			25	13	-14.1603(20)	$\frac{1}{2}$	(+)	10.12(2)	
			26	14	-17.4091(24)	(0)	(+)	11.20(4)	
13	Al	آلمینیوم	27	14	-18.4651(21)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
14	Si	سیلیکون	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)	

* معرف هسته پرتوزاست. این جدول شامل نوترون و برخی هسته‌های پرتوزاست که از نظر زمین‌شناسی حائز اهمیت‌اند.

† 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)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^6(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	نراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
15	P	فسفر	31	16	-26.2366(15)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	EC(12.4%), β^- (87.6%); $t_{\frac{1}{2}} = 1.28 \times 10^8$ سال
16	S	گوگرد	32	16	-27.9262(11)	0	+	95.02(30)	
			33	17	-28.5395(30)	$\frac{1}{2}$	+	0.750(15)	
			34	18	-32.1355(31)	0	+	4.215(84)	
			36	20	-32.9095(35)	(0)	(+)	0.017(2)	
17	Cl	کلر	35	18	-31.1455(28)	$\frac{1}{2}$	+	75.529(24)	
			37	20	-34.1041(22)	$\frac{1}{2}$	+	24.471(24)	
18	Ar (A)	آرگون	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	پتاسیوم	39	20	-36.2860(30)	$\frac{1}{2}$	(+)	93.126(5)	
			40*	21	-35.9921(36)	4	(-)	0.0112(5)	
			41	22	-38.1649(46)	$\frac{1}{2}$	+	6.862(5)	
20	Ca	کلسیوم	40	20	-37.4108(37)	(0)	(+)	96.92(3)	
			42	22	-41.3723(44)	(0)	(+)	0.64(1)	
			43	23	-41.2200(48)	$\frac{1}{2}$	(-)	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	اسکاندیوم	45	24	-44.0811(42)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	
22	Ti	تیتانیوم	46	24	-47.3666(37)	(0)	(+)	7.99(2)	
			47	25	-48.242(8)	$\frac{1}{2}$	(-)	7.32(2)	
			48	26	-52.0522(36)	(0)	(+)	73.99(7)	
			49	27	-52.1334(35)	$\frac{1}{2}$	(-)	5.46(2)	
			50	28	-55.2109(48)	(0)	(+)	5.25(5)	
23	V	وانادیوم	50*	27	-52.8354(40)	6	(+)	0.24(1)	
			51	28	-56.0221(42)	$\frac{1}{2}$	(-)	99.76(1)	
24	Cr	کروم	50	26	-53.9493(45)	(0)	(+)	4.31(4)	
			52	28	-59.4863(36)	(0)	(+)	83.76(14)	
			53	29	-59.3489(37)	$\frac{1}{2}$	(-)	9.55(9)	
			54	30	-61.1206(48)	(0)	(+)	2.38(2)	
25	Mn	منگنز	55	30	-61.9464(41)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	
26	Fe	آهن	54	28	-60.379(6)	(0)	(+)	5.81(1)	
			56	30	-65.068(6)	(0)	(+)	91.64(2)	
			57	31	-64.606(6)	$\frac{1}{2}$	(-)	2.21(1)	
			58	32	-66.728(7)	(0)	(+)	0.34(1)	
27	Co	کوبالت	59	32	-66.8109(46)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	
28	Ni	نیکل	58	30	-64.658(6)	(0)	(+)	67.76(22)	
			60	32	-69.217(6)	(0)	(+)	26.16(66)	
			61	33	-68.951(9)	$\frac{1}{2}$	(-)	1.25(3)	
			62	34	-71.655(7)	(0)	(+)	3.66(1)	
			64	36	-72.041(6)	(0)	(+)	1.16(20)	
29	Cu	مس	63	34	-70.406(6)	$\frac{1}{2}$	-	69.12(5)	
			65	36	-72.214(6)	$\frac{1}{2}$	-	30.88(5)	
30	Zn	روی	64	34	-70.855(5)	(0)	(+)	48.89	
			66	36	-73.952(10)	(0)	(+)	27.81	
			67	37	-72.851(11)	$\frac{1}{2}$	-	4.11	
			68	38	-75.135(9)	(0)	(+)	18.56	
			70	40	-74.652(16)	(0)	(+)	0.62	
31	Ga	گالیوم	69	38	-74.318(28)	$\frac{1}{2}$	-	60.22(16)	
			71	40	-75.16(5)	$\frac{1}{2}$	-	39.78(16)	
32	Ge	ژرمانیوم	70	38	-75.723(20)	(0)	(+)	20.52(17)	
			72	40	-78.26(5)	(0)	(+)	27.43(21)	
			73	41	-76.64(7)	$\frac{1}{2}$	+	7.76(8)	
			74	42	-78.85(6)	(0)	(+)	36.54(23)	
			76	44	-78.64(9)	(0)	(+)	7.76(8)	
33	As	آرسنیک	75	42	-78.42(5)	$\frac{1}{2}$	-	100	

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
34	Se	سلنیوم	74	40	-77.55(6)	0	(+)	0.87(1)	
			76	42	-80.771(48)	(0)	(+)	9.02(7)	
			77	43	-80.066(48)	‡	-	7.58(7)	
			78	44	-82.652(48)	0	(+)	23.52(2)	
			80	46	-83.488(17)	0	(+)	49.82(20)	
35	Br	بروم	82	48	-83.34(7)	(0)	(+)	9.19(20)	
			79	44	-81.652(19)	‡	-	50.537(10)	
			81	46	-83.656(37)	‡	-	49.463(10)	
36	Kr	کریپتون	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)	‡	+	11.55(2)	
			84	48	-88.496(5)	(0)	(+)	56.90(12)	
37	Rb	روبیدیوم	86	50	-89.383(8)	(0)	(+)	17.37(3)	
			85	48	-88.29(6)	‡	-	72.15(5)	
38	Sr	استرونتیوم	87*	50	-90.82(8)	‡	-	27.85(5)	
			84	46	-86.624(11)	(0)	(+)	0.55(1)	
			86	48	-90.74(8)	(0)	(+)	9.75(4)	
			87	49	-91.11(8)	‡	+	6.96(1)	
39	Y	ایتیریوم	88	50	-94.39(9)	(0)	(+)	82.74(6)	
			89	50	-94.57(9)	‡	-	100	
40	Zr	زیرکونیوم	90	50	-95.68(9)	(0)	(+)	51.46	
			91	51	-94.75(10)	‡	+	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	نیوبیوم	93	52	-93.98(11)	‡	+	100	قبلا به عنوان کولونبیوم
42	Mo	مولیبدنوم	92	50	-93.71(13)	(0)	(+)	15.86(16)	با علامت شیمیایی Cb
			94	52	-95.26(13)	(0)	(+)	9.12(9)	مشهور بود هاست.
			95	53	-94.28(36)	‡	...	15.70(16)	
			96	54	-95.45(36)	(0)	(+)	16.50(17)	
			97	55	-94.25(40)	‡	...	9.45(10)	
			98	56	-94.49(41)	(0)	(+)	23.75(8)	
			100	58	-92.43(49)	(0)	(+)	9.62(10)	
44	Ru	روتنیوم	96	52	-92.4(7)	(0)	(+)	5.57(8)	‡
			98	54	-94.5(8)	(0)	(+)	1.86(4)	
			99	55	-93.92(49)	‡	(+)	12.7(1)	
			100	56	-95.782(5)	(0)	(+)	12.6(1)	
			101	57	-94.423(3)	‡	(+)	17.1(1)	
45	Rh	رودیوم	102	58	-96.28(20)	(0)	(+)	31.6(2)	
			104	60	-94.47(40)	(0)	(+)	18.5(1)	
			103	58	-95.20(20)	‡	-	100	
46	Pd	پالادیوم	102	56	-95.06(19)	(0)	(+)	0.80(1)	
			104	58	-96.44(20)	(0)	(+)	9.3(1)	
			105	59	-95.36(27)	‡	+	22.6(2)	
			106	60	-96.80(12)	(0)	(+)	27.2(3)	
			108	62	-96.08(12)	(0)	(+)	26.8(3)	
47	Ag	نقره	110	64	-95.50(32)	(0)	(+)	13.5(1)	
			107	60	-95.03(11)	‡	-	51.35(7)	
			109	62	-95.30(11)	‡	-	48.65(7)	

مرجع:

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

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^4(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
48	Cd	کادمیوم	106	58	-94.05(37)	(0)	(+)	1.215	پایداری در مقابل EC قطعی نیست به $t_{1/2} \geq 10^{14}$ سال β^- ; $t_{1/2} = 6 \times 10^{14}$ سال
			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	ایندیوم	113	64	-95.72(10)	$\frac{1}{2}$	+	4.26(5)	
			115*	66	-95.93(10)	$\frac{1}{2}$	+	95.74(5)	
50	Sn	قلم	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)	
51	Sb	آنتیموان	122	72	-96.59(14)	(0)	(+)	4.78(1)	
			124	74	-94.76(13)	(0)	(+)	6.11(1)	
			121	70	-96.25(14)	$\frac{1}{2}$	+	57.25(3)	
			123	72	-95.85(14)	$\frac{1}{2}$	+	42.75(3)	
52	Te	تلور	120	68	-95.49(40)	(0)	(+)	0.091(1)	EC توسط جرم نشان داده شده است، اما قطعی نیست $t_{1/2} \geq 10^{18}$ سال
			122	70	-97.00(13)	(0)	(+)	2.49(2)	
			123	71	-95.82(13)	$\frac{1}{2}$	+	0.89(2)	
			124	72	-97.24(13)	(0)	(+)	4.63(5)	
53	I	ید	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)	
			127	74	-95.648(23)	$\frac{1}{2}$	+	100	
			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)	
54	Xe	زنون	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)	$\frac{1}{2}$	+	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)	
			133	78	-94.91(15)	$\frac{1}{2}$	+	100	
			130	74	-93.753(24)	(0)	(+)	0.13(2)	
55	Cs	سزیوم	132	76	-94.88(32)	(0)	(+)	0.19(2)	
			134	78	-95.69(15)	(0)	(+)	2.66(5)	
			135	79	-94.43(26)	$\frac{1}{2}$	(+)	6.73(12)	
			136	80	-95.64(14)	(0)	(+)	8.07(10)	
			137	81	-94.44(13)	$\frac{1}{2}$	+	11.87(25)	
			138	82	-94.99(8)	(0)	(+)	70.41(35)	
			138*	81	-93.19(8)	5	-	0.089(1.5)	
			139	82	-93.94(8)	$\frac{1}{2}$	(+)	99.911(1.5)	
56	Ba	باریم	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)	
57	La	لانتانوم	141	82	-92.610(46)	$\frac{1}{2}$	+	100	EC 70%, β^- 30%; $t_{1/2} = 1.0 \times 10^{11}$ سال
			139	82	-93.94(8)	$\frac{1}{2}$	(+)	99.911(1.5)	
58	Ce	سربوم	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	پرازئودیمیوم	141	82	-92.610(46)	$\frac{1}{2}$	+	100	

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
60	Nd	نتودیمیوم	142	82	-92.522(47)	(0)	(+)	27.09(3)	$\alpha; t_{1/2} = 5 \times 10^{15}$ سال
			143	83	-90.38(5)	$\frac{1}{2}$	(-)	12.14(2)	
			144*	84	-90.10(5)	(0)	(+)	23.83(3)	
			145	85	-87.84(15)	$\frac{1}{2}$	(-)	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	ساماریوم	144	82	-88.35(24)	(0)	(+)	3.02(2)	$\alpha; t_{1/2} = 1.3 \times 10^{11}$ سال
			147*	85	-85.38(5)	$\frac{1}{2}$	(-)	14.87(4)	
			148	86	-85.44(13)	(0)	(+)	11.22(3)	
			149	87	-83.07(13)	$\frac{1}{2}$	(-)	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	یوروپیم	151	88	-80.37(18)	$\frac{1}{2}$	(+)	47.86(8)	
64	Gd	گادولینیوم	153	90	-79.28(35)	$\frac{1}{2}$	(+)	52.14(8)	
			152	88	-80.60(33)	(0)	(+)	0.205(1)	
			154	90	-79.77(28)	(0)	(+)	2.23(3)	
			155	91	-77.99(26)	$\frac{1}{2}$	(-)	15.1(1.5)	
			156	92	-77.76(26)	(0)	(+)	20.6(2)	
			157	93	-75.96(27)	$\frac{1}{2}$	(-)	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	تریبیم	159	94	-75.7(11)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
66	Dy	دیسپروسیوم	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)	$\frac{1}{2}$	(+)	18.88(9)	
			162	96	-74.3(10)	(0)	(+)	25.53(13)	
			163	97	-72.4(10)	$\frac{1}{2}$	(-)	24.97(12)	
			164	98	-71.9(10)	(0)	(+)	28.18(12)	
67	Ho	هولمیوم	165	98	-70.4(7)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	
68	Er	اریبیوم	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)	$\frac{1}{2}$	(+)	22.94(2)	
			168	100	-68.6(6)	(0)	(+)	27.07(3)	
			170	102	-64.9(21)	(0)	(+)	14.88(2)	
69	Tm	تولمیوم	169	100	-65.755(34)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	‡
70	Yb	ایتربیوم	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)	$\frac{1}{2}$	(-)	16.2(2)	‡
			174	104	-61.26(6)	(0)	(+)	31.6(4)	‡
			176	106	-57.32(7)	(0)	(+)	12.6(1.5)	‡
71	Lu	لوتسیوم	175	104	-59.36(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	97.412(13)	‡
			176*	105	-58.56(46)	2.588(13)	‡
72	Hf	هافنیوم	174	102	-59.64(7)	(0)	(+)	0.163(2)	‡
			176	104	-59.66(46)	(0)	(+)	5.21(2)	
			177	105	-58.08(46)	$\frac{1}{2}$	(-)	18.56(6)	
			178	106	-57.51(44)	(0)	(+)	27.10(10)	
			179	107	-55.58(44)	$\frac{1}{2}$	(+)	13.75(5)	
			180	108	-54.88(43)	(0)	(+)	35.22(10)	
73	Ta	تانالتوم	180	107	-54.28(38)	0.0123(3)	مد واپاشی معلوم نیست
			181	108	-53.82(38)	$\frac{1}{2}$	(+)	99.9877(3)	سال $t_{1/2} \geq 1.7(3) \times 10^{18}$

Z (1)	S (2)	نام (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	فراوانی نسبی (9)	ملاحظات (10)
74	W	تنگستن	180	106	-55.03(38)	(0)	(+)	0.126(6)	نام "ولفرام" به تدریج جا می‌افتد.
			182	108	-53.53(38)	(0)	(+)	26.31(3)	
			183	109	-51.51(38)	$\frac{1}{2}$	(-)	14.28(1)	
			184	110	-50.85(39)	(0)	(+)	30.64(3)	
			186	112	-48.6(16)	(0)	(+)	28.64(1)	
75	Re	رنیوم	185	110	-49.9(16)	$\frac{1}{2}$	+	37.07(6)	$t_{\frac{1}{2}}$ طبق گزارشهای گونه‌گون کوچکتر از 10^{11} و بزرگتر از 10^6 سال
			187*	112	-45.02(34)	$\frac{1}{2}$	+	62.93(6)	
76	Os	اُسمیوم	184	108	-47.25(7)	(0)	(+)	0.018(2)	
			186	110	-47.06(35)	(0)	(+)	1.59(5)	
			187	111	-45.03(34)	$\frac{1}{2}$	(-)	1.64(5)	
			188	112	-45.02(30)	(0)	(+)	13.3(2)	
			189	113	-42.78(33)	$\frac{1}{2}$	(-)	16.1(2)	
			190	114	-42.58(36)	(0)	(+)	26.4(3)	
			192	116	-39.49(34)	(0)	(+)	41.0(2)	
77	Ir	ایریدیوم	191	114	-40.10(29)	$\frac{1}{2}$	+	38.5	
			193	116	-37.66(29)	$\frac{1}{2}$	+	61.5	
78	Pt	پلاتین	190*	112	-40.83(41)	(0)	(+)	0.0127(5)	سال $\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 5.9 \times 10^{11}$ $\alpha; t_{\frac{1}{2}} \approx 10^{15}$ years.
			192*	114	-39.53(29)	(0)	(+)	0.78(1)	
			194	116	-37.57(24)	(0)	(+)	32.9(1)	
			195	117	-35.54(24)	$\frac{1}{2}$	-	33.8(1)	
			196	118	-35.38(24)	(0)	(+)	25.2(1)	
			198	120	-32.47(31)	(0)	(+)	7.19(4)	
79	Au	طلا	197	118	-33.448(16)	$\frac{1}{2}$	+	100	
80	Hg	جیوه	196	116	-34.181(18)	0	(+)	0.146(5)	
			198	118	-33.231(15)	(0)	(+)	10.02(1)	
			199	119	-31.744(20)	$\frac{1}{2}$	-	16.84(4)	
			200	120	-31.656(14)	(0)	(+)	23.13(8)	
			201	121	-29.685(18)	$\frac{1}{2}$	(-)	13.22(5)	
			202	122	-29.370(23)	(0)	(+)	29.80(3)	
			204	124	-26.518(19)	(0)	(+)	6.85(1)	
81	Tl	تالیوم	203	122	-27.669(40)	$\frac{1}{2}$	+	29.50	
			205	124	-25.538(27)	$\frac{1}{2}$	(+)	70.50	
82	Pb	سرب	204	122	-26.931(24)	(0)	(+)	1.4	
			206	124	-25.541(12)	(0)	(+)	25	
			207	125	-24.102(12)	$\frac{1}{2}$	-	22	
			208	126	-23.356(12)	(0)	(+)	52	
83	Bi	بیسموت	209*	126	-19.583(27)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	فعالیت نامعین
90	Th	توریوم	232*	142	38.211(42)	(0)	(+)	100	$\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{17}$ years.
92	U	اورانیوم	234*	142	40.90(6)	(0)	(+)	0.0057(2)	$\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 1.39 \times 10^{10}$ years.
			235*	143	43.933(43)	$\frac{1}{2}$	(-)	0.7204(7)	$\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 2.48 \times 10^8$ years.
			238*	146	50.76(8)	(0)	(+)	99.2739(7)	$\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 7.1 \times 10^8$ years. $\alpha; t_{\frac{1}{2}} = 4.51 \times 10^9$ years.

پیوست د

مقادیر ثابتهای فیزیکی و تبدیل آنها

ثابتهای فیزیکی عمومی

این مقادیر مبتنی بر استفاده از روش حداقلهای مربعی اند (۱۹۶۳). ارقام داخل پرانتز که به دنبال هر یک از مقادیر درج شده است معرف خطای انحراف معیار در ارقام نهایی است که بر طبق ملاک سازگاری داخلی محاسبه شده است. در همه جا، مقیاس متحد اوزان اتمی ($^{12}\text{C} = 12$) به کار برده شده است.

$c =$ کولون، $l =$ ژول، $N =$ نیوتون، $u =$ واحد جرم

واحد		مقدار	ثابت
<i>cgs</i>	<i>mks</i>		
$\times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$	$\times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	2.997925(1)	تندی نور در حلاء c
10^{-20} emu	10^{-19} C	1.60210(2)	بار بنیادی e
10^{-10} esu		4.80298(7)	
$10^{23} \text{ mole}^{-1}$	$10^{26} \text{ kmole}^{-1}$	6.02252(9)	عدد آووگادرو N_A
10^{-24} g	10^{-27} kg	1.66043(2)	واحد جرم
10^{-28} g	10^{-31} kg	9.10908(13)	جرم سکون الکترون m_0
10^{-4} u	10^{-4} u	5.48597(3)	جرم سکون پروتون M_p
10^{-24} g	10^{-27} kg	1.67252(3)	جرم سکون نوترون M_n
u	u	1.00727663(8)	
10^{-24} g	10^{-27} kg	1.67482(3)	
u	u	1.0086654(4)	
10^9 emu	10^4 C mole^{-1}	9.64870(5)	ثابت فاراده \mathcal{N}_e
10^{14} esu		2.89261(2)	
10^{-27} erg s	10^{-34} J s	6.62559(16)	ثابت پلانک h
10^{-27} erg s	10^{-34} J s	1.054494(25)	$\hbar = h/2\pi$
10^7 emu	$10^{11} \text{ C kg}^{-1}$	1.758796(6)	نسبت بار به جرم الکترون e/m_0
10^{17} esu		5.27274(2)	
10^6 cm^{-1}	10^7 m^{-1}	1.0973731(1)	ثابت ریذبرگ $2\pi^2 m_0 e^4 / h^3 c$
10^{-9} cm	10^{-11} m	5.29167(2)	شعاع بوهر $\hbar^2 / m_0 e^2$
10^{-10} cm	10^{-12} m	2.42621(2)	
10^{-11} cm	10^{-18} m	3.86144(3)	طول موج کامپتون الکترون $h/m_0 c$
10^{-13} cm	10^{-16} m	1.321398(13)	
10^{-14} cm	10^{-16} m	2.10307(2)	طول موج کامپتون پروتون $h/M_p c$

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

مقدار	عامل تبدیل	
$1.60210(2) \times 10^{-19} \text{ J}$	۱ الکترون ولت	
$1.60210(2) \times 10^{-18} \text{ erg}$		
$8065.73(8) \text{ cm}^{-1}$		
$2.41804(2) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$		
$12398.10(13) \times 10^{-8} \text{ eV cm}$		E, λ
$931.478(5) \text{ MeV}$		1 u
$938.256(5) \text{ MeV}$		جرم پروتون $M_p c^2$
$939.550(5) \text{ MeV}$		جرم نوترون $M_n c^2$
$511006(2) \text{ eV}$		جرم الکترون $m_e c^2$
$2.17971(5) \times 10^{-11} \text{ erg}$		ریدبرگ $2\pi^2 m_e e^4 / h^2$
$13.60535(13) \text{ eV}$	ثابت گازها	
$8.31434 \times 10^7 \text{ erg mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$		
$0.082053 \text{ liter atm mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$		
$82.055 \text{ cm}^3 \text{ atm mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$		
$1.9872 \text{ cal}_m \text{ mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$		
$22413.6 \text{ cm}^3 \text{ mole}^{-1}$	حجم متعارف گاز ایده‌آل در NTP	
$1.000317917(17)$	جرم در مقیاس متحد ($O^{16} = 16$)	
$1.000043(5)$	جرم در مقیاس مشخص ($C^{12} = 12$)	
	جرم در مقیاس شیمیایی ($O = 16$)	
	جرم در مقیاس متحد ($C^{12} = 12$)	

جواب مسایل فیزیک هسته‌ای

فصل اول

- ۱-۱ (الف) $\frac{2Ze^2}{T\alpha} \left(\frac{A+4}{A} \right)$ (ب) $18 F$ (ج) 0.8 Mev
- ۲-۱ (الف) $\frac{E_r^2}{2M_0c^2}$ (ب) $E - \frac{E_r^2}{M_0c^2}$ (ج) $\frac{E_r^2}{M_0c^2} = 3.7 \times 10^{-3} \text{ ev}$
- ۳-۱ (الف) $2.3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ (ب) 0.14 نوکلئون/F^3
- ۴-۱ $0.86, 0.64, 0.56$ برای $\text{Ag}^{27}, \text{Te}^{125}, \text{Pb}^{208}$ برای تعداد نوکلئونهای
- ۵-۱ (الف) $R_{\text{rms}} = \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{1}{2}} R$ داخلی $R_{\text{rms}} = \left[\frac{t^5/5 + T(T^5 - t^5)/5a - (T^6 - t^6)/6a}{t^3/3 + T(T^3 - t^3)/3a - (T^4 - t^4)/4a} \right]^{\frac{1}{2}}$
- که $T = c + \frac{1}{2}a, t = c - \frac{1}{2}a$ اگر $R_{\text{rms}} = 4.6 F; R = 6.0 F$ اگر
- $R_{\text{rms}} = 4.7 F, c = 5.5 F$
- ۶-۱ (الف) $(\sqrt{2} \kappa)^{-1} = 3.0 F$ (ب) $0.93 F^{-1}$ (ρ_0 دارای ابعاد چگالی نیست)

فصل دوم

$$p(\text{ذره}) = \frac{T}{c} \left(1 + \frac{2m_0 c^2}{T} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad p(\text{فوتون}) = \frac{T}{c} \quad 1-2$$

$$T \leq 0.013 m_0 c^2 \quad 2-2$$

$$(\sqrt{3}/2)c \quad 3-2$$

$$6.6 \times 10^{-33} \text{ cm}; \quad 4.5 \times 10^{-13} \text{ cm}; \quad 3.9 \times 10^{-8} \text{ cm} \quad 4-2$$

$$2.2 \times 10^{-8} \text{ g/sec} \quad 5-2$$

$$3.8 \times 10^9 \text{ cm/sec (ب)} \quad 4.5 \times 10^{34} \text{ (الف)} \quad 6-2$$

$$\text{(الف) و (ب)} \quad 7-2$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m_0 r^2}{\hbar^2} (E - V) = - \frac{1}{\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) - \frac{1}{\theta \sin^2 \theta} \frac{d^2 \phi}{d\phi^2} =$$

$$= \ell(\ell+1); \quad \frac{\sin \theta}{\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) + \ell(\ell+1) \sin^2 \theta = \frac{1}{\theta} \frac{d^2 \phi}{d\phi^2} = m^2.$$

(ج) معادله $\frac{d^2 \phi}{d\phi^2} + m^2 \phi = 0$ دارای جواب (۲-۴۵) است

$$\hbar^2 / (32 m_0 a^2) \quad 8-2$$

$$\left(\frac{\sqrt{T_0 + V_0} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T_0 + V_0} + \sqrt{T_0}} \right)^2 \quad 9-2$$

$$E_2 = 4 E_1, \quad u_1 = \frac{1}{(2\pi R)^{\frac{1}{2}}} \sin \frac{\pi r}{R}; \quad E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 R^2} \text{ (الف)} \quad 10-2$$

$$32.4 \text{ Mev}, \quad 8.1 \text{ Mev} \quad \text{(ب)} \quad u_2 = \frac{1}{(2\pi R)^{\frac{1}{2}}} \sin \frac{2\pi r}{R}$$

۱۱-۲ (الف) $N = \frac{\pi}{6} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{\max}^{\frac{3}{2}}$ (ب) $\frac{2\hbar^2}{2m_0 L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{\max}$

۱۲-۲ (الف) ae^{-Kx} که $K^2 = 2m_0(V_0 - T)/\hbar^2$ (ب) ۱ (ج) آری، یک عبارت e^{+Kx} اضافه می‌شود. (د) آری

۱۳-۲ (الف) اگر $r \rightarrow \infty$ ، معادله (۴۷-۲) تبدیل به $Eu = \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2u}{dr^2}$ می‌شود.

(ب) اگر $r \rightarrow 0$ معادله (۴۷-۲) تبدیل به $0 = \frac{d^2u}{dr^2} + \frac{l(l+1)u}{r^2}$ می‌شود.

البته با این فرض که $V(r)$ در $r = 0$ دارای تکیه‌های به شدت $1/r^2$ نباشد.

۱۴-۲ (الف) 250 Mev (ب) 1.1×10^{-3}

۱۵-۲ (الف) 342 Mev, 8.5 Mev (ب) B (کل) و B (متوسط) به اندازه 5.0×10^{-3} درصد کاهش می‌یابند.

بسیاری از مسائل زیر را می‌توان به ساده‌ترین راه با استفاده از عبارتهایی نظیر

$$\Delta B(Z, A) = \frac{\partial B}{\partial Z} \Delta Z + \frac{\partial B}{\partial A} \Delta A.$$

حل کرد. در مسائل زیر، I و II به دو مجموعه از ثابتهای (۱۳۷-۲) دلالت می‌کنند.

۱۶-۲ $S_n = a_v - \frac{2a_s}{3A^{1/3}} + \frac{a_c Z(Z-1)}{3A^{4/3}} - a_a \left[1 - \left(\frac{2Z}{A} \right)^2 \right] \pm \delta$

(+ برای Z زوج، A فرد، - برای Z زوج، A زوج)

Pb^{207} 6.0(I), 5.8(II), تجربی 6.72 Mev

Pb^{208} 7.1(I), 7.2(II), تجربی 7.38 Mev.

۱۷-۲ از معادله (۱۳۳-۲)، $M = M_{\min} + z(Z - Z_A)^2 = \delta$ که در آن

$$Z_A = 43.5 \text{ در اینجا } M_{\min} = xA + yZ_A + zZ_A^2$$

Z پایدار: ۴۲ و ۴۴ (I) یا (II)؛ تجربی ۴۴ و ۴۶

۱۸-۲ ۰.۵ (II), ۰.۹ (I) تجزیه ۰.۵۷ Mev

$$Q_{\alpha} = B(\text{He}^4) - 4a_v + \frac{8a_s}{3A^{1/3}} + \frac{4a_c Z}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{Z}{3A}\right) - 4a_a \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2 \quad \text{(الف) ۱۹-۲}$$

(ب) ۸.۹۵ Mev . تجزیه , ۳.۰ (II), ۴.۱ (I)

(شکل (۴-۱۲) اهمیت آثار لایه‌ای را نشان می‌دهد)

$$\left(\frac{a_c A^{2/3}}{3} + 4a_a\right) \left(\frac{Z}{A}\right)^2 - \left(a_c A^{2/3} + 8a_a\right) \left(\frac{Z}{A}\right) + a_v + 3a_a - \frac{2a_s}{3A^{1/3}} = S_p = 0 \quad \text{۲۰-۲}$$

(Z/A) را پیدا کنید . N/Z = ۰.۷۰ برای (I) و برای (II) ۰.۷۶ تجزیه ۰.۹

<u>A=60, Z=28</u>	<u>A=240, Z=94</u>		۲۱-۲
161%(I), 178%(II)	190%(I), 206%(II)	سهم جمله حجمی	
-38%(I), -51%(II)	-30%(I), -37%(II)	سهم جمله سطحی	
-22%(I), -26%(II)	-48%(I), -55%(II)	سهم جمله کولنی	
-1%(I), -1%(II)	-12%(I), -14%(II)	سهم جمله عدم تقارن	

6^{11}_{5}C	21^{45}_{24}Sc	28^{61}_{33}Ni	32^{73}_{41}Ge	۲۲-۲
1p _{3/2}	1f _{7/2}	1f _{5/2}	1g _{9/2}	
3/2	7/2	<u>3/2</u>	9/2	تجزیه

49^{109}_{60}In	73^{181}_{108}Ta	81^{203}_{122}Tl	95^{241}_{146}Am	پیش‌بینی
1g _{9/2}	1h _{11/2}	3s _{1/2}	1h _{9/2}	
9/2	<u>7/2</u>	1/2	<u>5/2</u>	تجزیه

ناسازگاری‌ها تمام در نواحی دوارز لایه‌های اصلی رخ می‌دهند .

${}^7\text{N}^{14}$	${}^{17}\text{Cl}^{38}$	${}^{39}\text{Y}^{90}$	${}^{83}\text{Bi}^{206}$	۲۳-۲
$(p_{\frac{1}{2}}, p_{\frac{1}{2}})1^+$	$(d_{\frac{3}{2}}, f_{\frac{1}{2}})2^-$	$(p_{\frac{1}{2}}, d_{\frac{3}{2}})2^-$	$(h_{\frac{3}{2}}, f_{\frac{5}{2}})7^+$	پیش‌بینی :
1^+	2^-	2^-	6^+	تجربی :

برای یک مدل ساده رجوع کنید به :

C. Schwartz, Physical Review 94, 95 (1954).

۲۴-۲ الف) برای $I = 2, 4, 6$ داریم $E/[I(I+1)] = 0.0167, 0.0164, 0.0162$

ب) $2.1 \times 10^{-47} \text{ g-cm}^2$ (برای یک نوکلئون منفرد)
 $(M_0 R^2 \approx 0.1 \times 10^{-47} \text{ g-cm}^2)$

۲۵-۲ $\rho_0 \approx 0.02 \text{ Mev}^{-1}, a \approx 3 \text{ Mev}^{-1}$

۲۶-۲ $R_0 \approx 1.4 \text{ F.}$

فصل سوم

۳-۱ از $-dT/dx$ نسبت به v مشتق بگیرید ، شرط می‌نیموم عبارت است از

$$1 + y - \ln(y2m_0c^2/I) = 0$$

$$y = (v^2/c^2)/[1 - (v^2/c^2)] \quad \text{که در آن}$$

برای $Z = 1$ تا 100 تا 13 و $y = 8$ و $T \approx 2 M_0 c^2$

۳-۲ $1.07 \times 10^3 \text{ Mev/cm}$ $400 \text{ kev/(mg/cm}^2)$

۳-۳ الف) 200 kev/cm ب) 5.4 kev.

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N \rho}{m_0 v^2} \left(\frac{f_1 Z_1 B e_1 + f_2 Z_2 B e_2}{f_1 A_1 + f_2 A_2} \right) . \quad \text{الف) ۴-۳}$$

ب) 0.58 Mev/cm.

۵-۳ 510 زوج یون در mm

۶-۳ (الف) با معادله (۱۱-۳) شروع کنید.

$$\frac{2\pi e^4 z^2 n Z}{m_0 v^2} \left(\frac{1}{T_{e \min}} - \frac{1}{T_{e \max}} \right) = 4.5 \text{ mm}^{-1} \quad (\text{ب})$$

$$R = \frac{M}{z^2} F(v_0), \text{ که } F(v_0) = \frac{m_0}{4\pi e^4 n Z} \int_0^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln(2m_0 v^2/I)} \quad 7-3$$

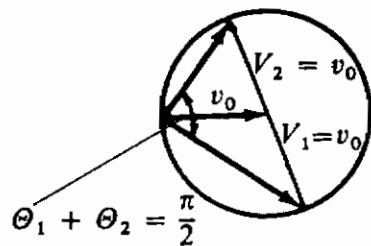
$v_0 =$ سرعت اولیه. از شکل ۳-۳، $\frac{1}{4} z_\alpha^2 < z_p^2$ ، وقتی گیراندازی الکترونی رخ می‌دهد. بنابراین، $R_\alpha > R_p$ (رنگ. شکل ۴-۳)

۸-۳ 2.5 Mev.

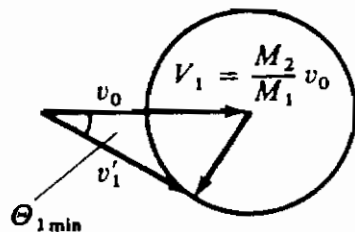
۹-۳ 30 cm با فرض اینکه هوا نظیر ازت رفتار کند.

۱۰-۳ A = 40 آرگون

۱۱-۳ نوترونهای پراکنده شده در 90° از H دارای انرژی صفر و از C دارای انرژی 1.7 Mev می‌باشند



۱۲-۳



۱۳-۳

۲۵-۳ (الف) ۰.۶۰، (ب) ۰.۰۱۸ فوتوالکتریک، ۰.۸۳۶ کامپتون ۰.۱۴۸ تولید زوج
(ج) فرض کنید p ، احتمال جذب یک کوانتوم نابودی باشد. در این صورت، شرکت
نسبی در قله فوتوالکتریک مساوی p^2 ، در قله با یک فرار مساوی $2p(1-p)$ ، و در
قله با دو فرار مساوی $(1-p)^2$ خواهد بود. برای $p = 0.7$ داریم $p^2 \approx 0.5$ ،
 $2p(1-p) \approx 0.4$ ، $(1-p)^2 \approx 0.1$. از شکل ۳-۲۶، نسبت مساحت قله با یک
فراری به قله دو فراری تقریباً به صورت ۳:۱ است.

$$6.8 \text{ eV} (= \frac{1}{2}I_H) \quad 26-3$$

۲۷-۳ ۱۶۰۰ گاوس، با فرض اینکه شعاعهای e^+ و e^- هر دو مساوی $\gamma \text{ cm}$ باشد.

فصل چهارم

$$3/16 \quad 1-4$$

۲-۴ عناصر تقریباً 5.6×10^9 سال قبل تشکیل شده‌اند.

$$I_{01}/I_{02} = 1.2 \quad \text{و} \quad t_{\frac{1}{2}}(2) = 1.3 \quad \text{دقیقه} \quad \text{و} \quad t_{\frac{1}{2}}(1) = 12 \quad \text{دقیقه} \quad 3-4$$

$$6.0 \times 10^{12} \quad (\text{ج}) \quad 2.7 \text{ mC} \quad (\text{ب}) \quad 49 \text{ ساعت} \quad (\text{الف}) \quad 4-4$$

$$3.1 \times 10^9 \quad (\text{ب}) \quad 1.25 \times 10^9 \quad (\text{الف}) \quad 5-4$$

$$t = [\ln(\lambda_2/\lambda_1)]/(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (\text{الف}) \quad 6-4$$

$$\text{برابرند. (ب) در روز } t = 21 \quad (\text{ج}) \quad 0.36$$

$$6.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \quad \text{اتم} \quad 1.76 \times 10^{15} \quad 7-4$$

$$7.1 \text{ mC} \quad 8-4$$

$$\lambda_e = 1.08 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad \lambda_B = 3.1 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad (\text{الف}) \quad 9-4$$

$$\lambda_{\gamma}(M3) = 0.6 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \quad (\text{ب}) \quad \lambda_{\gamma} = 2.4 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$$

$$7.3 \times 10^{-19} \text{ ev} \quad (\text{ج})$$

• 38 ev. E1 ۱۰-۴

۱۱-۴ گذار از α_K حالت پایه به صورت E5 یا M3 است، $\Gamma_{\gamma} = 4.7 \times 10^{-16} \text{ ev}$ (تجربی) $\Gamma_{\gamma}(M3) = 1.0 \times 10^{-9} \text{ ev}$ و $\Gamma_{\gamma}(E5) = 0.9 \times 10^{-16} \text{ ev}$ از اینرو E5 صحیح است و اسپین - پاریته حالت 2.315 Mev برابر ۵ است، زیرا حالت پایه می‌بایست 0^+ باشد. گذار از α_K به حالت 2.182 Mev برابر E3 است، $\Gamma_{\gamma}(E3) = 1.6 \times 10^{-16} \text{ ev}$ (تجربی) Γ_{γ} که به خوبی، $0.9 \times 10^{-16} \text{ ev}$ سازگار است، از اینرو اسپین - پاریته حالت 2.182 Mev برابر 8^+ یا 2^+ است. از سایر اطلاعات، معلوم شده است که این آخری جواب صحیح است.

۱۲-۴ $0.6556 \text{ Mev}, 0.6242 \text{ Mev}$

۱۳-۴ 5.02 Mev

۱۴-۴ (الف) از روابط $\left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial N} \right|_Z = \left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial A} \right|_Z \frac{\partial A}{\partial N} = \left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial A} \right|_Z$

$$= -\frac{8a_s}{9A^{4/3}} - \frac{4a_c Z}{3A^{4/3}} \left(1 - \frac{4Z}{3A}\right) - \frac{16a_a Z}{A^2} \left(1 - \frac{2Z}{A}\right).$$

استفاده کنید. تمام جملات منفی هستند. (ب) I و II به دو مجموعه از ثابتهای (۱۳۷-۲) دلالت می‌کنند.

تجربی $A=206$: $-0.14(I)$, $-0.17(II)$, نوکلئون -0.06 Mev

تجربی $A=216$: $-0.15(I)$, $-0.18(II)$, نوکلئون -0.46 Mev

آثار لایه‌ای در مقادیر محاسبه شده دخالت ندارند.

۱۵-۴ (الف) از روابط $\left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial Z} \right|_N = \left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial A} \right|_N \frac{\partial A}{\partial Z} = \left. \frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial A} \right|_N$

$$= -\frac{8a_s}{9A^{4/3}} + \frac{16a_c}{9A^{1/3}} \left[1 + \frac{N}{4A} + \left(\frac{N}{A}\right)^2\right] + \frac{16a_a N}{A^2} \left(\frac{2N}{A} - 1\right).$$

استفاده کنید. اولین جمله در مقایسه با سایر جملات، که مثبت می‌باشند، کوچک است.
(ب) $0.41(I)$ ، $0.50(II)$ ، تجربی و نوکلئون 0.50 Mev

$$R_0 = 1.4 F \text{ سال، به فرض } 7 \times 10^{16} \quad ۱۶-۴$$

$$۱۷-۴ \quad \text{(الف) ایزوتوپ سبکتر} \quad \text{(ب) (سنگین) } t_{\frac{1}{2}} / \text{(سنگین) } t_{\frac{1}{2}} - \text{(سبک) } t_{\frac{1}{2}} \\ = 16(Z_0 e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} / (3Ak) = 23\%.$$

$$0.782 \text{ Mev.} \quad ۱۸-۴$$

$$T(\text{ave})/T(\text{max}) = \int_0^{T(\text{max})} TA(T)dT / [T(\text{max}) \int_0^{T(\text{max})} A(T)dt]. \quad ۱۹-۴$$

$$T_e < T_v, P_e < P_v \text{ چون} \quad ۲۰-۴$$

$$T_v = 2.34 \text{ Mev}; T_e = 1.23 \text{ Mev}; T(\text{Li}) = 245 \text{ ev} \quad ۲۱-۴$$

$$T_e \approx hc/R \approx 400 \text{ Mev.} \quad ۲۲-۴$$

$$3.9 \times 10^6 \text{ cm/sec.} \quad ۲۳-۴$$

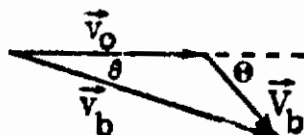
$$0.29 \text{ (ج)} \quad 5.7 \text{ kev (ب)} \quad 6.560 \text{ (الف)} \quad ۲۴-۴$$

۲۵-۴ (۱) γ ، (۲) $E1$ ، (۳) $E2$ ، (۴) γ ، (۵) $E2, M1$ ، β^+ مجاز F و
G.T.، β^+ ، سومین ممنوع G.T.، (۷) β ، مجاز، F ، (۸) β اولین ممنوع، G.T.،
(۹) نمی‌تواند رخ دهد، مگر با گسیل β^+ به همراه e.c. یا توسط دو e.c.، که هنوز
هیچکدام آنها آشکار نشده است. (۱۰) α و بازداشته، $\Delta E = 2$

$$۲۶-۴ \quad \text{(الف)} \quad \log ft_{\frac{1}{2}} = 4.7, 5.7, 5.4 \text{، به ترتیب برای واپاشی های } 0.87-; 1.38- \\ 2.00- \text{ میلیون الکترون ولتی (ب) } 2.00- \text{ (ج) تمام واپاشی ها مجازند، G.T.}$$

فصل پنجم

۱-۵ هر دو رابطه را می‌توان از این شکل به دست آورد:



۲-۵ از $M_a v_a = M_X v_X$ استفاده کنید.

۳-۵ از معادله (۱۸-۵) و $M_b v_b = M_Y v_Y$ استفاده کنید.

۴-۵ (الف) 7.27 Mev (ب) 2/3

۵-۵ (الف) 3.26 Mev ، 17 49 Mev (ب) یون H^2 را بر روی هدف H^3 شتاب دهید ، ماگزیم انرژی n ، که در ۵۰ نسبت به باریکه به دست می‌آید ، برابر است با 20.8 Mev.

۶-۵ (الف) 2.80 Mev (ب) 0.34 Mev (ج) 0° برای (الف) و 180° برای (ب)

۷-۵ (الف) 225 و 2.5 کیلو الکترون‌ولت (ب) 64 kev : 0°

۸-۵ (الف) 1.31 Mev (ب) 65°

۹-۵ 1.34×10^7 n/sec/gr

۱۰-۵ 1.68×10^8 n/sec

۱۱-۵ از (۱۲-۵) با $\theta = 90^\circ$ و Q به ترتیب برابر 0 ، -2.31 ، -3.95 Mev میلیون الکترون ولت استفاده کنید . $T_n = 4.33 , 2.17 , 0.65$ Mev

۱۲-۵ (الف) هسته مرکب (ب) 11.36 Mev

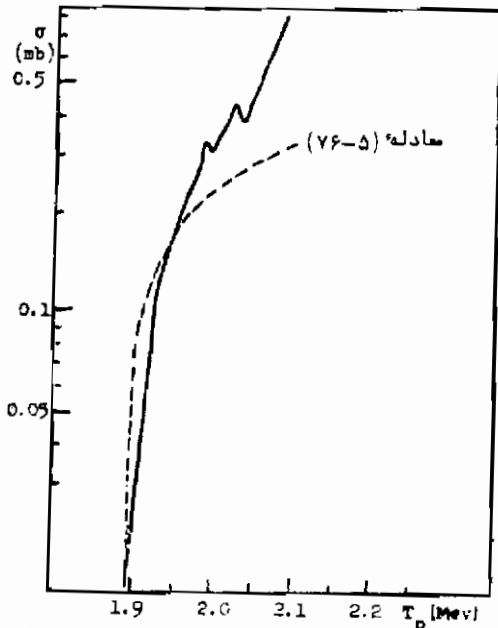
- ۱۳-۵ (الف) $1.25 F$ (ب) $5.4 F$ (ج) در 10° ، $17b/sr$ ، در 70° ،
 $9.0 \times 10^{-3} b/sr$
 ۱۴-۵ 9.95 Mev.

- ۱۵-۵ (الف) با فرض $X(a,p)Y$ ، $Q = M_X + M_d - (M_Y + M_p)$ ، $S_n = M_X + M_n - M_Y$ ،
 (ب) $S_n(\text{Pb}^{209}) = 3.87 \text{ Mev.}$ $S_n(\text{Pb}^{208}) = 7.37 \text{ Mev.}$
 (ج) بین $1/2$ تا $1/5$ میلیون الکترون ولت از اختلاف مربوط به اثر فرد-زوجی
 ($2\delta =$) است، مابقی به اثر لایه‌ای بستگی دارد (شکل ۲-۱۷).

- ۱۶-۵ $\Gamma_p = 1.06 \text{ Mev}$ $\Gamma_\alpha = 0.10 \text{ Mev}$ یا $\Gamma_p = 0.10 \text{ Mev}$ ، $\Gamma_\alpha = 1.06 \text{ Mev}$
 به آزمایش‌های دیگری نظیر پراکندگی کشسان نیاز داریم تا این مقادیر را بهم تمیز
 دهیم. همچنین، گاهی اوقات می‌توان با مقادیر منطقی پهنای کاهش یافته
 محاسبه شده این کار را انجام داد.

- ۱۷-۵ (الف) بخش تشدید $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma) = 9 \times 10^{-5}$ ، بخش غیر تشدید
 $\sigma(n,n)/\sigma(n,\gamma) = 0.4$ (ب) $26 b$ (ج) $1.5 \times 10^{-3} \text{ ev}$ ، در مقایسه با
 $\hbar^2/(M_0 R^2) = 0.5 \text{ Mev.}$ (د) $3.4 \times 10^{-15} \text{ sec.}$

۱۸-۵ (شکل مقابل)



۱۹-۵ (الف) $\Gamma_a \Gamma_b / \Gamma^2$ $\pi^2 \lambda^{*2}$ که در آن λ^* طول موج کاهش یافته دوبروی در T_0^* است.

(ب) $2/4$ یا $3/1$ الکترون ولت - بارن $ev-b$ برای 4 یا $3 = J$

۲۰-۵ (الف) راه حل نموداری بهترین است؛ قله‌های سطح مقطع در زوایای زیر رخ می‌دهند:

θ	14°	21.5°	29.5°	38°	47°	56°
$\sin \frac{1}{2}\theta$	0.122	0.168	0.255	0.326	0.400	0.470
n	2	3	4	5	6	7
$(\sin \frac{1}{2}\theta)/n$	0.061	0.056	0.064	0.065	0.067	0.067

(ب) با استفاده از معادله (۵-۸۹)، $\lambda = 1.5 F$ ، برای $R = 5.4 F$ ، مقدار محاسبه

شده $\lambda = 1.6 F$

۲۱-۵ $T = 98 \text{ Mev}$ (سبک)، $T = 67 \text{ Mev}$ (سگین)؛ گسیل نوترونهای آنی در نظر گرفته نشده است.

۲۲-۵ برای شکافت متقارن، $Q(\text{prompt}) = -0.26 a_s A^{2/3} + 0.37 a_c Z^2/A^{1/3}$.

هسته اولیه بر روی خط پایداری قرار می‌گیرد. برای $Q = 0$ داریم $A = 80(I)$ ،
95(II)

۲۳-۵ (الف) 220 Mev . (ب) ${}_{57}\text{La}^{139}$ ، ${}_{40}\text{Zr}^{91}$

۲۴-۵ فرار پرتوهای گاما و نوترینوها: $2/6$ وات

فصل ششم

۱-۶ مقدار تقریبی از معادله (الف-۱۱) برابر با 0.8 Bev ؛ مقدار دقیق از رابطه

(الف-۹) برابر با 1.2 Bev

۲-۶ $R_{\text{rms}} = r_0 \left[\frac{c^2 I_1/x^3 + b^2 I_2/y^3}{c^2 I_3/x + b^2 I_4/y} \right]^{1/2}$ ، با استفاده از نمادگذاری بخش الف-۱ و

$$I_1 = \frac{x^3}{6} - \left(\frac{x^2}{4} - \frac{1}{8} \right) \sin 2x - \frac{x \cos 2x}{4}, \quad x = \kappa r_0 = 1.82,$$

$$I_2 = \left(\frac{y^2}{2} + \frac{y}{2} + \frac{1}{4} \right) e^{-2y}, \quad y = \kappa r_0 = 0.465,$$

$$I_3 = \frac{x}{2} - \frac{\sin 2x}{4},$$

$$I_4 = \frac{1}{2} e^{-2y}, \quad \text{و} \quad b'/c = e^y \sin x$$

با جایگذاری x و y خواهیم داشت $R_{\text{rms}} = 4.0 \text{ F}$. این مربوط به فاصله بین نوترون و پروتون است.
در صورتی که مقدار حاصل از پراکندگی الکترون، 2.0 F دلالت بر فاصله پروتون تا مرکز جرم وارد، که نصف فاصله نوترون - پروتون است.

2. ۳-۶

۴-۶ دوطرف معادله (الف-۲۹) را در P_0 ضرب کرده و روی $\cos \theta$ از -1 تا $+1$ انتگرال بگیرید.

۵-۶ (الف) دو معادله (الف-۴۶) و (الف-۴۷) را در $r = r_0$ مساوی هم قرار دهید.
(ب) 5.5 F

۶-۶ با استفاده از بسط‌های تیلور K و K^* حول $K_0 = (M_0 v_0)^{1/2} / \hbar$ و $(kr_0 + \delta_0)$ حول δ_0 در معادلات (الف-۸) و (الف-۴۸) و به فرض $kr_0 \approx \frac{1}{2}\pi$ خواهیم داشت:

$$\frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} = \frac{1}{k^2 + k^2} \left[1 + kr_0 \frac{B + 2T_0}{B + T_0} + \dots \right]$$

که به ازای $B \ll T_0$ به معادله (الف-۵۷) تقلیل می‌یابد.

مراجع

هر مرجع الاقل مقاله اصلی را معرفی می‌کند و در داخل گروه‌ها بخشی از کتاب که مرجع مربوط به آن درج شده است گاهی اوقات خواننده به مقالات دیگری نیز جهت مطالعه ارجاع داده می‌شود. مراجع بیشتر و گزیده‌هایی مناسب سطح این کتاب را می‌توانید در کتاب زیر پیدا کنید.

J. G. Cunningham, "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]
- Davission, 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]

واژه‌یاب

	(الف)
Alvarez, L.	آلوارز، ال، ۲۲۱
Anderson, C.D.	آندرسون، س. دی، ۱۷۰ و ۱۴۵
Aston, F.W.	آستون، اف. دبلیو، ۱۸
Asymmetry energy	انرژی عدم تقارن، ۶۹
Average binding energy, (see binding energy)	انرژی بستگی متوسط (انرژی بستگی ملاحظه شود).
Auger effect	اثر اوزه، ۱۴۴ و ۱۸۶ و ۲۲۲
Binding energy:	انرژی بستگی:
Of atomic electrons	الکترونها، ۵۶
Average	متوسط، ۶۰
Of molecules in liquid	مولکولها در مایع، ۶۰
Per nucleon	به ازای هر نوکلئون، ۵۷ تا ۶۰
Of magic nuclei	هسته‌های مرموز، ۷۷
In mirror nuclei	در هسته‌های آینه‌ای، ۹۸ و ۱۰۲
Nuclear	هسته‌ای، ۵۵ - ۶۶
Total:	کل، ۵۶
From semiempirical mass formula	از فرمول نیمه تجربی جرم، ۶۶
Bohr correspondence principle	اصل توافق بوهر، ۴۷
Bremsstrahlung	اشعه ترمزی (برمز اشتراهلوگ)، ۱۱۰
Charge cloud around nucleon	ابر باری حول نوکلئون، ۳۰۱ و ۳۰۲
Charge independence (see nuclear force)	استقلال از بار (ر. ک. نیروی هسته‌ای).
Cloud chamber	اطاقک ابری، ۱۱۷ و ۱۲۱ و ۱۲۲ و ۱۵۲
Compton effect	اثر کمپتون، ۱۳۲ و ۱۳۷ تا ۱۴۲
Coulomb energy	انرژی کولومبی، ۶۷
Decay energy:	انرژی واپاشی:
in beta decay	در واپاشی الکترون، ۷۱ و ۲۰۷
in alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۸۹
in mirror nuclei	در هسته‌های آینه‌ای، ۱۰۰
Detectors:	آشکارسازها (به سوسورها نیز مراجعه شود).
(see also scintillator)	

Einstein, A.	اشتین، ای. ۲۹
Electron :	الکترون :
absorption curve of	محنی جذب، ۱۱۵
capture and loss by	گیرافتادن و از دست رفتن توسط ذره باردار ۱۱۸
Charged particle of	طول موج کمپتون، ۱۳۷ و ۳۴۳
compton wavelength of energy loss	از دست دادن انرژی، ۱۱۸ تا ۱۲۵
Ellis, C.D.	الیس، سی. دی. ۱۵۹
Elsasser, W.M	الزاسر، دبلیو. ام. ۷۴
Energy :	انرژی :
epithermal	فوق حرارتی، ۲۴۴
nonrelativistic total	غیرنسبیتی کل، ۳۰
of particle after elastic collision	ذره بعد از برخورد، ۱۲۸
relativistic total	نسبیتی کل، ۳۰
spin - orbit interaction	برهم‌کش اسپین - مدار، ۲۷ و ۸۶ و ۸۷
spin - spin interaction	برهم‌کش اسپین - اسپینی، ۹۷
thermal	حرارتی، ۲۴۴
Energy loss :	از دست رفتن انرژی :
by collision	توسط برخورد، ۱۱۰
by radiation	توسط تابش، ۱۱۸
	(ذرات باردار شده، الکترون، پوزیترون، نوترون نیز ملاحظه شود.)
	(See also charged particles electron, positron, neutron)
Energy release in fission	آرآد شدن انرژی در شکافت، ۲۸۴ - ۲۸۶
Energy state (see energy levels)	حالت انرژی (ر. ک.، نوارهای انرژی)
Epithermal energy	انرژی فوق حرارتی، ۲۴۴
Evans, R.D.	اوانس، آر. دی. ۲۵۷ و ۲۴۲ و ۲۳۹ و ۱۸۱ و ۱۳۰ و ۹۵ و ۵۶ و ۵۲
Exclusion principle :	اصل طرد پاولی، ۲۷، ۷۴ و ۸۵ و ۹۰
effect on charge independence nuclear force	اثر روی استقلال از بار نیروی هسته‌ای،
effect on collisions in nucleus of	اثر روی برخوردها در هسته‌ها، ۷۶
effect on p-p scattering of	اثر در پراکندگی p-p، ۲۲۹
effect on saturation of	اثر روی اشباع، ۵۹ و ۲۹۹
Fission threshold	آستانه شکافت، ۲۸۹
Statistical fluctuations	افت و حیرهای آماری، ۱۳۰ و ۱۴۰ و ۱۵۰ و ۱۶۱
Fission fragments	اجزای شکافت، ۲۸۳
ft value	ارزش ft، ۲۱۷ و ۲۲۰
	اصل عدم قطعیت هایزنبرگ (ر. ک. اصل عدم قطعیت)
Heisenberg uncertainty principle, (See uncertainty principle)	

Isobar	ایزوبار، ۲۳
Isomer	ایزومر، ۲۳
Isomerism ;	ایزومریزم :
occurrence of	تعداد موارد، ۸۸
shell model explanation of	توضیح توسط مدل لایه‌ای، ۸۹
Isoton,	ایزوتون، ۲۳
abundance of	فراوانی، ۷۸
Isotope ;	ایزوتوپ، ۲۳
discovery of	کشف، ۱۸
relative abundance	فراوانی نسبی، ۲۲۷-۲۴۳
table of	جدول، ۲۲۷-۳۴۲
Kinetic energy,	انرژی جنبشی :
negative	منفی، ۵۱ و ۳۱۱
of recoil	پس‌روی، ۱۷۲ و ۱۹۰
relation to total energy	رابطه با انرژی کل، ۳۰ (انرژی را نیز ببینید)
Magic number;	اعداد مرموز: ۶۴
experimental evidence for	وضوح تجربی، ۶۳ و ۷۷ و ۸۲ و ۸۹
Nonrelativistic energy (see energy)	انرژی غیرنسبیتی (انرژی را ببینید).
Nuclear binding energy, (see binding energy)	انرژی بستگی هسته (ر.ک. انرژی بستگی).
Nuclear spin (see angular momentum, spin)	اسپین هسته‌ای (ر.ک. تکانه زاویه‌ای، اسپین).
Pairing energy,	انرژی زوجیت: ۶۱
influence on nuclear structure	اثر روی ساختار هسته، ۸۸
rang of	برد، ۸۸
in semiempirical mass formula	فرمول جرمی نیمه تجربی، ۶۶
Photoelectric effect	اثر فوتو الکتریک، ۱۴۲-۱۴۴ و ۱۳۲
Standing wave	امواج ایستاده، ۲۷۷
Step, reflection coefficient	پله، ضریب انعکاس ۲۶۲ و ۹۴
Yukawa	یوکاوا، ۳۰۱
	آهنگ نابش بر طبق معادلات ماکسول، ۱۷۳
Radiation rate according- to Maxwell,'s equations	
Recoil energy ;	انرژی پس‌رسی :
in alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۰
in gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۲
Saturation of nuclear force	اشباع نیروی هسته‌ای، ۵۷ و ۵۸ و ۵۹
Semiconductor detector	آشکارساز نیمه هادی، ۱۴۹ و ۱۵۱ و ۱۵۲
Separation energy ;	انرژی جدایی: ۵۷
influence of shell effects on	تأثیر اثرات لایه‌ای، ۷۸

of neutron (see neutron separation energy)	• نوترون (ر.ک. انرژی جدایی نوترون)
relation to total binding energy	رابطه با انرژی بستگی کل، ۵۷
systematics of	روند منظم، ۶۱ و ۶۲
Smith, C.M.H.	اسمیت، سی.ام.اچ.، ۶۴
Sodium Iodide detector	آشکارساز یدور سدیم، ۱۴۸-۱۵۰
Spin,	اسپین:
of antineutrino	پادنوترینو، ۲۲۶
intrinsic	ذاتی، ۲۷
of neutrino	نوترینو، ۲۲۶
of nucleon	نوکلئون، ۸۶
of nucleus (See also angular momentum)	هسته (ر.ک. تکانه زاویه‌ای)، ۲۱
Stassmann, F.	استاسمن، اف، ۲۳۳ و ۲۸۳
Statistical fluctuations:	امت و حیرهای آماری در واپاشی پرتورا، ۱۶۱
in radioactive decay	
Sternheimer, B.M.	اشترنهایمر، آر.ام.، ۱۱۴
Thermal energy	انرژی حرارتی، ۲۴۴
Threshold Energy	انرژی آسایش، ۲۴۰ و ۲۴۱
Total binding Energy	• انرژی بستگی کل (ر.ک. انرژی بستگی)
(See binding energy)	
Total Energy (see energy)	• انرژی کل (ر.ک. انرژی)
Transition probability	احتمال گذار، ۲۰۹
Transmission:	انتقال:
through barrier	از بین سد، ۵۱
through slab	از بین بره، ۲۴۹
Uncertainty principle:	اصل عدم قطعیت، ۴۸
effect on shell structure of	اثر روی ساختار لایه‌ای، ۷۵
relation to transition probability	رابطه با احتمال گذار، ۲۰۹
of (see also width)	(ر.ک. پهنا)
Mass excess	اضافه جرم: ۵۷
table of	جدول، ۳۴۲-۳۳۷
Phase shift	انتقال فاز:
hard-sphere	کره سخت، ۲۶۷
s-wave	موج S، ۲۱۹ و ۲۲۰
Spallation	اسپلاشی، ۲۴۵
	(ب)
Bethe, H.A.	بت، اچ.ای.، ۲۳۳ و ۲۲۵
Bacher, R.F.	بچر، آر.اف.، ۳۲۵

Bakla, C.G.	بارکلا، سی. جی. ۱۸۰۰
Bartlett, J.H.	بارلت، جی. اچ. ۷۴
Berko, S.	برکو، اس. ۱۴۸
Becquerel, H.	بکرل، اچ. ۱۵ و ۱۸۸
Blackett, P.M.S.	بلکت، پی. ام. ای. ۲۴۳
Blatt, J.B.	بلیت، جی. بی. ۵۹ و ۹۵ و ۱۸۱ و ۲۶۳ و ۲۶۴ و ۲۲۸
Bloch, F.	بلوچ، اف. ۱۱۴
Bohr, N.	بوهر، ان. ۱۷ و ۳۱ و ۴۷ و ۲۳۳ و ۲۸۶
Born, M.	بورن، ام. ۳۱ و ۳۶
Brink, D.M.,	برینک، دی. ام. ۳۰۲ و ۳۰۷
Brueckner, K.A.	بروکنر، کی. ای. ۶۵
Burcham, W.F.	بورچام، دبلیو. ای. ۱۶۰ و ۲۲ و ۹۳ و ۱۰۹ و ۱۱۷
	۱۲۰ و ۱۳۰ و ۱۴۸ و ۱۷۹ و ۲۱۵ و ۲۲۷ و ۲۶۲ و ۲۶۴
Charge (nuclear)	بار (هسته) ۱۷ و ۱۸
Charge (cloud around nucleon)	بار (ابر حول نوکلئون) ۳۰۱ و ۳۰۲
	بار (استقلال از بار نیروی هسته‌ای را ببیند).
Collision,	برخورد:
of charged particles	درات باردار، ۲۵۴-۲۵۹
elastic	کسان، ۱۲۶ و ۱۲۷
of nucleons in nucleus	نوکلئونها در هسته، ۷۵ و ۲۳۵
Coulomb excitation	برانگیختگی کولومی، ۲۴۶
energy dependence of cross section	بستگی سطح مقطع به انرژی ۲۵۱-۲۵۳ و ۲۵۹-۲۸۲
Range,	برد:
definition of mean	موسط (تعریف)، ۱۱۵
of nuclear force	نیروی هسته‌ای، ۳۰۰ و ۳۰۱ و ۳۲۷ و ۳۳۱
- effect on saturation of	- اثر روی اشباع، ۵۹
Residual interaction	برهم‌کش بازمانده، ۸۱ و ۹۰
Spin - spin interaction	برهم‌کش اسپین - اسپین، ۹۷
Weak interaction	برهم‌کش ضعیف، ۱۶۵
	(پ)
Potential:	پتانسیل:
complex	محنلط، ۲۷۴
harmonic oscillator	نوسانگر هارمونیک، ۸۲
rounded well	چاه گردشده، ۸۳
square well	چاه مربعی:
- in deuteron	- در دوتریون، ۳۰۸

standing wave in	امواج ایستاده، ۲۷۷
Step, reflection coefficient	پله، ضریب انعکاس، ۹۴ و ۲۶۲
proton :	پروتون :
capture and loss of electron by charge cloud of	گیراندازی و از دست دادن الکترون، ۱۱۶ و ۱۱۷
energy loss of	باربری، ۳۰۲
spin of,	افت انرژی، ۱۱۰ و ۱۲۴
(See also charged particle)	اسپین، ۸۶
Shape elastic scattering	(ر.ک. ذره باردار)
Single - particle width	پراکندگی کشانوار، ۲۳۴
Straggling	پهنای ذره منفرد، ۲۶۹
Thomson scattering	پاشیدگی، ۱۱۵
width :	پراکندگی تامسون، ۱۳۲ و ۱۳۸
of decaying state	پهنا :
of fission	حالت واپاشنده، ۱۶۸
of gamma decay	شکافت، ۲۹۰
for particle emission	واپاشی گامایی، ۱۸۲
reduced	گسیل ذره، ۹۴ و ۲۶۹
relation to half - life of	کاهش یافته، ۲۶۹
relation between lab. and C.m. systems of	رابطه با نیمه عمر، ۱۶۸
relation to mean life of	رابطه بین سیستمهای آزمایشگاه و مرکز حرم، ۲۶۶
single - particle	رابطه با عمر متوسط، ۹۵ و ۱۶۸
Yukawa potential	ذره منفرد، ۲۶۹
Alpha-particle scattering	پتانسیل یوکاوا، ۳۰۱
Alpha ray	پراکندگی ذره آلفا، ۱۷ و ۲۵۲ - ۲۵۴
Angular-momentum conservation :	پروتو آلفا، ۱۵۹ (واپاشی آلفا و ذره آلفا سز ملاحظه شود).
in beta decay	پایستگی نکانه زاویه‌ای :
in compound- nucleus formation	در واپاشی بتایی، ۲۱۷
in gamma decay	در تشکیل هسته مرکب، ۲۶۶
in nuclear reaction	در واپاشی گامایی، ۱۷۸
in two-particle collision	در واکنشهای هسته‌ای، ۲۴۳
Beta ray :	در برخورد بین دو ذره، ۲۵۴
absorption curve of	پاد نوترینو (ر.ک. نوترینو)
Polarization of	پروتو بتا، ۱۵۹
	منحنی جذب، ۱۲۳
	قطبش، ۲۲۶
	(واپاشی بتایی، طیف سنج نیز ملاحظه شود).

Centrifugal barrier	پاسیل مرکز کریر، ۲۶۹، ۲۰۰
Coherent scattering	پراکندگی هم‌دوس، ۳۲۷
Compound elastic scattering	پراکندگی کشان مرکب، ۲۳۵
Conservation:	پایستگی:
of angular momentum	نگاه زاویه‌ای، انرژی، نگاه، پارینه.
energy, momentum	(ر.ک.، پایستگی نگاه زاویه‌ای، پایستگی انرژی،
Parity (see angular-	پایستگی نگاه، پایستگی پارینه)
momentum conservation	
energy conservation	
momentum conservation	
Parity conservation)	
Delta ray,	پرتو دلنا، ۱۱۴، ۱۱۷، ۱۲۱
Energy conservation:	پراکندگی کشان (سطح مقطع و واکنش هسته نیز ملاحظه شود). پایستگی انرژی:
in alpha decay	در واپاشی آلفای، ۱۸۹
in beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۰۷
classical law of	قانون کلاسیکی، ۳۴
in Compton effect	در اثر کمپتون، ۱۴۷
in electron-capture decay	در واپاشی کبراندازی الکترون، ۲۲۲
in gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۱
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای، ۲۳۷
in pair production	در تولید زوج، ۱۴۵
in photoelectric effect	در اثر فوتوالکتریک، ۱۴۲
Fission width	پهنای شکافت، ۲۸۹
Gamma decay widths	پهنای واپاشی گامایی، ۱۸۲
Gamma ray:	پرتو گاما:
attenuation of	تضعیف، ۱۳۲ - ۱۳۷
Compton effect of	اثر کمپتون، ۱۳۲ و ۱۳۷ - ۱۴۲
detection of	آشکارسازی، ۱۲۹ و ۱۵۰ و ۱۵۲
Doppler shift of energy of	انتقال دوپلر در انرژی، ۱۷۳
linear attenuation coefficient	ضریب تضعیف خطی، ۱۳۳
mass attenuation coefficient:	ضریب تضعیف جرمی: ۱۳۳
in aluminum	در آلومینیوم، ۱۳۵
in lead	در سرب، ۱۳۶
momentum of	نگاه، ۲۹
Pair production by	تولید زوج، ۱۴۴ - ۱۴۷
Photoelectric effect by	اثر فوتوالکتریک، ۱۳۲ و ۱۴۲

Ravleigh scattering of	پراکندگی رلی ، ۱۴۰ و ۱۳۳
Thomson scattering of	پراکندگی تامسون ، ۱۳۲ و ۱۳۸
wavelength of	طول موج : ۲۹
reduced	کاهش یافته ، ۱۸۱
impact parameter	پارامتر برخورد ، ۱۱۱ ، ۲۵۴ و ۲۶۱
inelastic scattering	پراکندگی ناکشان (ر.ک. - سطح مقطع ، واکنش هسته‌ای) .
(See cross-section, nuclear reaction)	
Ionization and excitation potential mean	پتانسیل متوسط یونش و برانگیختگی ، ۱۱۴
Momentum conservation :	پاسنگی تکانه :
in α - Decay,	در واپاشی آلفا ، ۱۸۸
in β - Decay	در واپاشی بتا ، ۲۰۶
in collision	در برخورد ، ۱۲۸ و ۲۳۷
in Compton effect	در اثر کمپتون ، ۱۳۷
in γ - decay	در واپاشی گاما ، ۱۷۱
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای ، ۲۳۸
in photoelectric effect	در اثر فوتو الکتریک ، ۱۴۲
Strength parameters of	پارامترهای قدرت ، ۳۲۹ و ۳۳۱
Parity,	پارته :
Selection rule	قاعده گرسنس ، ۵۴
in beta decay	در واپاشی بتا ، ۲۱۸ و ۲۱۹
in compound- nucleus formation	در تشکیل هسته مرکب ، ۲۶۷
in gamma decay	در واپاشی گاما ، ۱۷۸ - ۱۸۰
parity conservation	پاسنگی پارته :
in beta decay	در واپاشی بتا ، ۲۱۸
in compound nucleus formation	در تشکیل هسته مرکب ، ۲۶۷
in gamma decay	در واپاشی گاما ، ۱۷۸
in nuclear reaction	در واکنش هسته‌ای ، ۲۴۳
Pauli, W.	پاولی ، ۸۵ و ۲۰۴
Perkins, D.H.	پرکینز ، دی . اچ . ، ۱۱۹
pion,	پیون ، ۲۳ ، ۲۹۹
Planck, M.	پلانک ، ام ، ۲۹
Parter, C.E.	پارتر ، سی . ای . ، ۲۳۳
positron :	پوزیترون : ۲۳
annihilation of	اسهدام ، ۱۴۸
discovery of	کشف ، ۱۴۵
interaction with matter of	برهم‌کنش با ماده ، ۱۴۸
(See also pair formation, pair production)	(شکل‌گیری زوج و تولید زوج را نیز ببینید) .

decay (see beta decay)	واپاشی (واپاشی بی‌آبی را ببیند).
positronium	پوزیترونوم، ۱۴۸
Reduced width	پهنای کاهش یافته، ۲۶۹
partial waves	پاره موجی، ۳۱۵ - ۳۱۹
Powell, C., F.	پاول، سی. اف. ۱۶۰ و ۱۱۹
	(ت)
Angular momentum:	نگانه، زاویه‌ای:
coupling in odd-odd nuclei	حفت‌تدکی در هسته‌های فرد-فرد، ۹۷
of even-A nuclei	هسته‌های زوج، ۲۱
nuclear:	هسته‌ای:
qualitative discussion of	بحث کیفی، ۲۱
table of	جدول، ۳۳۷ - ۳۴۲
of odd-A nuclei	هسته‌های A فرد، ۲۱ و ۸۹
orbital:	مداری:
brought in to a reaction	وارد در یک واکنش، ۲۶۱
of one particle, classical	یک ذره، کلاسیک، ۳۱ و ۳۹
quantum-mechanical	مکانیک کوانتومی، ۳۹
Selection rule for	ماعدده کرسیس، ۱۷۶، ۱۷۸، ۲۱۹، ۲۴۳ و ۲۶۷
of two particles, classical	دو ذره، کلاسیکی، ۲۴۴
quantum-mechanical addition law of	ماعدده جمع مکانیک کوانتومی، ۲۱
relation between classical -	رابطه بین عبارتهای کلاسیکی و کوانتومی، ۴۰
and quantum expressions of	
total, of one nucleon	کل، از یک نوکلئون، ۸۲۰
(See also spin)	(اسپین سر ملاحظه شود).
Attenuation of gamma rays	تضعیف پرتوهای گاما، ۱۳۲ - ۱۳۴
Degenerate energy level	برابر انرژی همگن، ۴۸ و ۸۴
Diffraction of neutrons:	عرق نوروسها:
by crystals	وسط بلورها، ۱۳۰
by nuclei	وسط هسته‌ها، ۲۶۱
Effective range approximation	تقریب برد موثر، ۳۲۷
Electric multipole radiation	تابش چندقطبی الکتریکی، ۱۷۸ - ۱۸۱
Electromagnetic radiation	تابش الکترومغناطیسی (ر. ک. واپاشی گاما، فوتون).
(see gamma decay, gamma ray, photon)	
Energy distribution:	توزیع انرژی:
of beta rays	پرتوهای بتا، ۲۱۵
of Compton electrons	الکتروسهای کمپتون، ۱۳۸

of neutrons after collision	نوروسها بعد از برخورد، ۱۲۸ - ۱۳۱
of positrons in gamma-ray	نوروسها در تولید زوج از پرتوهای گاما، ۱۴۷
Pair production	
Energy levels :	برارهای انرژی :
of A^{38}	۲۲۳.۸ A^{38}
B^{10}	۱۰۱.۸ B^{10}
Be^{10}	۱۰۱.۰ Be^{10}
Be^7	۹۸.۰ Be^7
C^{10}	۱۰۱.۰ C^{10}
in closed box	در جعبه بسته، ۴۸ و ۲۰۸
of compound nucleus	هسته مرکب، ۲۶۵ - ۲۶۷
degenerate	سپین، ۴۸ و ۸۳
density in nuclei of	چگالی در هسته‌ها، ۹۵
of even-even nuclei	هسته‌های زوج - زوج، ۸۰ و ۹۷
in harmonic oscillator potential	پتانسیل هارمونیک موزون، ۸۳
in infinite square well potential	چاه پتانسیل مربعی بی‌نهایت، ۸۳
isomeric :	ایزومریک، ۸۸
Li^7	۹۸.۰ Li^7
N^{14}	۲۲۳.۰ N^{14}
Nuclei	هسته‌ها، ۹۳ - ۹۷
Nucleon	نوکلئون، ۲۰۴
Occupation number of	عدد اشغالی، ۸۶
Odd-odd nuclei	هسته‌های فرد - فرد، ۹۷
Pb^{208}	۲۰۲.۰ Pb^{208}
Po^{212}	۲۰۲.۰ Po^{212}
regularities in	نظمها، ۹۷
of rotator	دوار کلاسیکی، ۹۱
in rounded-well potential	چاه پتانسیل گرد شده، ۸۷
Sc^{41}	۹۶.۰ Sc^{41}
U^{234}	۲۰۲.۰ U^{234}
Virtual :	مجازی : ۹۳، ۲۳۵، ۲۷۷
of compound nucleus	از هسته مرکب، ۲۶۵
of deuteron	از دوترون، ۳۲۷ - ۳۲۹
equilibrium :	تعادل :
Secular	دیرپا، ۱۶۸
Transient	کدر، ۱۶۸
f function	تابع f، ۲۱۷

Fermi function	تابع فرمی، ۲۱۴
internal conversion	تبدیل داخلی، ۱۸۳
Internal pair production	تولید زوج داخلی، ۱۸۶
Linear momentum	تکانه خطی (پایستگی تکانه را نیز ببینید)، ۳۰
Magnetic multipole radiation	تابش چند قطبی مغناطیسی، ۱۷۸
Pair formation in γ - Decay	تشکیل زوج در واپاشی گامایی، ۱۸۲
Pair production:	تولید زوج:
by α -rays	توسط پرتوهای گاما، ۱۴۴ - ۱۴۷
in neighborhood of atomic electron	در مجاورت الکترون اتمی، ۱۴۶ و ۱۴۷
Photodisintegration of deuteron	تجزیه فوتونی دوترون، ۳۰۷
Radial wave function (see wave function)	تابع موج شعاعی (ر.ک. تابع موج)، تولید رادیو ایزوتوپ:
Radioisotope production:	توسط بمباران، ۱۶۴
by bombardment	توسط مادر پرتوزا، ۱۶۴
by radioactive parent	تشدید:
Resonance .	در هسته مرکب، ۲۳۶
in compound nucleus	در سطح مقطع، ۲۶۱ و ۲۶۷
in cross-section	در پتانسیل برهم‌کش، ۲۳۵ و ۲۳۶
in potential interaction	تیلور، تی.بی.، ۲۳۳
Taylor, I.B.	تامسون، جی.جی.، ۱۶ و ۱۸
Thomson, J.J.	تکانه زاویه‌ای کل: ۸۶
Total angular momentum .	عدد کوانتومی، ۸۶
quantum number for	تونل زسی، ۲۸۹
Tunneling	(نفوذ سدی را نیز ببینید).
(See also barrier penetration)	تابع موج: ۳۱
Wave function .	شرایط مرزی، ۳۵ - ۳۷
boundary conditions for	برای ذره در جعبه، ۴۶
for particle in a box	برای مسئله دو نوکلئوسی، ۳۱۵ و ۳۲۴
for two- nucleon problem	شرط برای امواج ایستاده، ۴۶ و ۲۷۷
condition for standing wave	دوترون به حالت پایه، ۳۱۵
of deuteron ground state	توجیح، ۳۵ - ۳۷
interpretation of	مشق لگاریتمی، ۳۱۵
Logarithmic derivative of	شرط بهنجارش، ۳۷
Normalization condition for:	برای ذره در جعبه محدود، ۴۷
for particle in closed box	پاریته، ۵۴
Parity of	شعاعی، ۳۹
radial	شکل موج ایستاده، ۳۵ و ۲۵۷
Standing wave form of	

radial	شعاعی، ۳۱۴
weisskopf estimate of gamma decay constant	نخمن وایسکوف از ثابت واپاشی گامایی، ۱۸۱ - ۱۸۷
x ray production .	تولید پرتو ایکس :
in electron-capture decay	در واپاشی گیراندازی الکترونی، ۲۲۱
in internal conversion	در تبدیل داخلی، ۱۸۶
in photoelectric effect	در اثر فوتوالکتریک، ۱۴۴
Annihilation radiation	نشعاع نابودی، ۱۴۸
Number of atoms per unit volume	تعداد اتمها در واحد حجم، ۱۱۵
Table of	جدول، ۲۲۳ - ۲۲۵
(ث)	
Decay constant :	ثابت واپاشی :
of alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۲ - ۱۹۷
of beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۱۱ - ۲۰۷ و ۲۱۶ - ۲۲۱
definition of	تعریف، ۱۶۰
of electron-capture decay	در واپاشی گیراندازی الکترون، ۲۲۱ - ۲۲۴
of gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۳ - ۱۷۸
quantum-mechanical calculation of	محاسبه مکانیک کوانتومی، ۲۰۹
Physical constants	ثابت‌های فیزیکی، ۳۴۳
Plank's constant	ثابت پلانک، ۲۹
Radius constant	ثابت شعاعی، ۲۰
(ج)	
Absorption :	جذب :
A. coefficient	ضریب، ۱۳۳
A. Curve	منحنی، ۱۲۳ و ۱۳۳
A. Edge	لبه، ۱۴۳
Jensen, J.D.	جنسن، جی. دی.، ۸۶۰
Mass	جرم :
nuclear :	هسته‌ای، ۱۸۰
relation to binding energy of	رابطه با انرژی بستگی، ۵۷۰
table of	جدول، ۳۳۷ - ۳۴۲
reduced .	کاهش یافته، ۴۲۰ - ۱۹۶
for alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۶
total	کل، ۳۰
rest mass	سکون، ۳۰۰

Separation of center of mass motion	جداسازی مرکز جرم حرکت، ۴۲ و ۴۳ جداسازی مغیرها در معادله شرودینگر، ۳۲ و ۴۵
Separation of variables in schrödinger equation	
Spin-orbit coupling shell model	حفت‌شدگی اسپین - مدار در آنها، ۸۶ و ۸۸

(ج)

Probability density;	چگالی احتمال :
for particle in closed box	برای ذره در حعبه بسته، ۴۶
in quantum mechanics	در مکانیک کوانتومی، ۳۷
Legendre polynomial;	چندجمله‌ای لوژاندر، ۳۱۷
associated	وابسته، ۳۸
Density;	چگالی:
of nuclear energy levels	ترازهای انرژی هسته‌ای، ۹۵
of states	حالتها، ۲۱۳ و ۲۱۴
in beta decay;	در واپاشی بتا، ۲۱۳ و ۲۱۴
in cubical box	در حعبه مکعبی، ۲۱۱
for particles	برای ذرات، ۲۶۸
for photons	برای فوتونها، ۲۱۱
table of	جدول، ۲۳۳ - ۲۳۶
current density	جریان، ۵۱
Chadwick, J.	چادویک، جی، ۱۶۰۰ و ۱۷ و ۱۵۹ و ۲۰۳

(ح)

Bound state; (See also energy levels)	حالت مقید (ر.ک. ترازهای انرژی)، ۳۶۰
Excited states (see energy levels)	حالت‌های برانگیخته شده (ر.ک. ترازهای انرژی)
Single state of deuteron	حالت یکنمایی دوترون، ۳۲۵
Stability limits against radioactive-decay	حدود پایداری نسبت به واپاشی پرتوزا، ۱۹۱ و ۱۹۲
Triplet state of deuteron	حالت سه‌نمایی دوترون، ۳۲۶

(ح)

Stability line;	خط پایداری، ۶۲ و ۶۳ و ۱۹۲
according to semiempirical mass formula	بر طبق فرمول نیمه تجربی جرم، ۷۰
effect on fission of	انرژی شکافت، ۲۸۳
Self-energy, coulomb	خود انرژی (کولونی)، ۶۸۰

(د)

Scattering amplitude	دامه پراکندگی، ۳۱۴
Davis, R.	دیویس، آر، ۲۲۵، ۰
Davison, C.	داویسون، سی، ۳۱۰، ۰
Dearnalev, G.	دیبریلی، جی، ۱۴۹، ۰
De benedetti, S.	دوبدتی، اس، ۱۷۸، ۰
de Broglie, L.	دوبروی، ال، ۲۹، ۰
Deuteron:	دوترون:
ground-State-wave function	تابع موج حالت پایه، ۳۰۹، ۰
radius of	شعاع، ۳۱۱، ۰
Structure, of	ساختار، ۳۰۸، ۰
Virtual state of	حالت مجازی، ۳۲۷ - ۳۲۹، ۰
Deutsch, M.	دویچ، ام، ۱۴۸، ۰
Dirac, P.A.M.	دیراک، پی. ای. ام، ۳۵، ۰
Classification of decay (see α , β , γ decay)	دسته‌بندی واپاشی (ر. ک. واپاشی آلفایی و بتایی و گامایی).

(ذ)

Alpha particle:	دره آلفا:
capture and loss of electrons by	گیراندازی و افست الکترونها، ۱۱۸، ۰
fine structure in spectra of	ساختار ظریف در طیف، ۲۰۱، ۰
ionization in matter by	یونش در ماده، ۱۱۵، ۰ و ۱۲۱، ۰
long-range	بلند - برد، ۲۰۱، ۰
Charged particles:	ذرات باردار:
detection of	آشکارسازی، ۱۵۲، ۰
energy loss of	انگلاف انرژی، ۱۱۰، ۰ - ۱۲۵، ۰
mean charge in matter of	بار متوسط در ماده، ۱۱۵، ۰
Particle:	دره:
in closed cubical box	در جعبه مکعبی بسته، ۴۴، ۰
in potential well (see shell model)	در چاه پتانسیل (ر. ک. مدل لایه‌ای).

(ر)

Range-energy relationship:	رابطه برد - انرژی، ۱۱۵، ۰
for electrons in Al	برای الکترونها در آلومینیوم، ۱۲۵، ۰
for protons in air	برای پروتونها در هوا، ۱۲۴، ۰
Rasmussen, J.D.	راسموسن، جی. او، ۱۶۰، ۰
Robinson, B.L.	روبینسون، بی. ال، ۲۲۱، ۰

Ruderman, M. A.	رودرمن، ام. ا. ای. ۳۰۰
Rutherford, E.	رانرفورد، ای. ۱۶۰۰، ۱۹۰۱، ۱۵۹ و ۱۸۸ و ۲۰۳
Definition of	تعریف، ۱۶۳
Cross-section	سطح مقطع، ۲۵۴ - ۲۵۹
Orthogonality relation for- Legendre polynomials	رابطه، تعامد برای چندحمله‌ایهای لوزاندر، ۳۱۷
(ز)	
Electron-positron pair- Creation by γ -ray of,	زوج الکترون - پوزیترون، ۱۴۵ و ۱۸۶ تولید توسط پرتوگاما، ۱۴۴ (ر.ک. تشکیل زوج، تولید زوج، پرتوگاما).
(See also, γ -Ray, pair formation, pair production)	
Radioactive decay chain	زنجیره، واپاشی پرتوزا، ۱۵۹
Time:	زمان:
Of flight of neutron	پرواز نوترون، ۱۳۰
Of impact	برخورد، ۱۱۳
to pass by a nucleus	عبور از کنار هسته، ۲۶۹
Of traversal through A nucleus	عبور از میان هسته، ۷۵
(ژ)	
Germer, L.H.	ژرمر، ال. اچ. ۳۱۰
Joliot, F.	ژولیت، اف. ۲۰۳
(س)	
Center-of-Mass system	سیستم مرکز جرم، ۱۲۷ و ۲۳۹
Coulomb barrier	سد کولونی، ۱۹۶
Coulomb cross section	سطح مقطع کولونی، ۲۵۴ - ۲۵۹
Cross section:	سطح مقطع:
for capture of 1-Mev neutrons	گیراندازی نوترونهای 1-Mev - ۸۱
charged-particle induced	واکنشهای القا شده توسط ذره، باردار، ۷۷۲
for charged-particle production	تولید ذرات باردار، ۲۷۲
for compound-nucleus formation	تشکیل هسته مرکب، ۲۶۷ - ۲۶۳
Coulomb	کولونی، ۲۵۴ - ۲۵۹
definition of	تعریف، ۲۴۶
differential,	دیفرانسیل، ۲۵۰، ۳۱۸
for p-p scattering	در پراکندگی p-p، ۳۲۹
for s-wave scattering	برای پراکندگی موج s-، ۳۱۴

in terms of scattering amplitude	برحسب دامنه پراکندگی، ۳۱۴
for elastic alpha-particle scattering	در پراکندگی کشسان ذره آلفا توسط ^{58}Fe ، ۲۸۱
for elastic neutron scattering	در پراکندگی کشسان نوترون توسط ^{58}Cd ، ۲۶۴
for elastic neutron scattering	در پراکندگی کشسان نوترون توسط ^{59}Co ، ۲۷۹
for elastic proton scattering	در پراکندگی کشسان پروتون توسط ^{59}Co ، ۲۵۸
elastic scattering	پراکندگی کشسان، ۲۶۸
energy dependence of	بستگی انرژی، ۲۵۱ - ۲۵۳ و ۲۶۲ - ۲۸۳
evaluation of	برآورد، π^2 ، ۲۶۶
for fission:	شکافت، ۲۸۹ - ۲۹۳
of u-235 by neutrons	در ^{235}U ، توسط نوترونها، ۲۹۱
of u-239 by neutrons	در ^{239}U ، توسط نوترونها، ۲۹۱
inelastic scattering,	پراکندگی لاکشان، ۲۷۱
for $\text{Si}^{28}(n,n)$	در $\text{Si}^{28}(n,n)$ ، ۲۸۳
integrated,	انتگرال گیری شده، ۲۵۱
for n-p scattering	در پراکندگی n-p، ۳۲۵
in terms of scattering amplitude	برحسب دامنه پراکندگی، ۳۱۴
For n-p scattering	در پراکندگی n-p، ۳۲۲ - ۳۲۹
neutron:	نوترون:
for molecules	در انرژی کم، ۲۷۱
low-energy	در مولکولها، ۳۲۸
Qualitative discussion of	بحث کیفی، ۲۵۹ - ۲۶۲
partial	جریبی، ۲۵۰
reaction; for $\text{Co}^{59}(p,n)$	واکنش $\text{Co}^{59}(p,n)$ ، ۲۸۲
for $\text{S}^{32}(d,p)$	$\text{S}^{32}(d,p)$ ، ۲۸۲
for $\text{S}^{32}(n,d)$	$\text{S}^{32}(n,d)$ ، ۲۷۳
for $\text{S}^{32}(n,p)$	$\text{S}^{32}(n,p)$ ، ۲۷۳
total	کل، ۳۱۷
resonances in	تشدیدها، ۲۶۱
resonance formula for	فرمول تشدید، ۲۶۸
spin factor in	عامل اسپینی، ۲۶۶
total,	کل، ۲۵۰
for neutrons on cd	نوترونها روی cd، ۲۶۴
for Neutrons on ^{235}u	نوترونها روی ^{235}U ، ۲۹۱
for pions on proton	پیونها روی پروتون، ۳۰۳
Fine structure in alpha decay	ساختار ظریف در واپاشی آلفایی، ۲۰۱
Fission barrier	سد شکافت، ۲۸۷
Mass parabola	سهی حرم، ۷۰ - ۷۲

Mirror triad	سه‌گانه آبی‌های، ۱۵۱
Organic scintillator	سوسوزن آلی، ۱۴۱، ۱۳۱، ۱۳۰
partial cross-section	سطح مؤثر جری، ۲۵۰
potential barrier	سد پتانسیل (ر.ک. نیز به نفوذ سدی)، ۴۹
Scintillator:	سوسوزن:
inorganic	غیرآلی، ۱۴۸
Organic	آلی، ۱۴۱
Response to gamma rays of	پاسخ به پرتوگاما، ۱۴۱
Response to neutron's of	پاسخ به نوترون، ۱۳۰ و ۱۳۱
Seare, E.,	سکره، ای، ۱۱۶، ۱۱۶، ۱۲۶، ۱۹۱، ۱۹۳، ۲۰۲، ۲۲۰
Serber, R.	سربر، آر، ۲۳۳
Soddy, F.,	سودی، اف، ۲۰۳
Suess, H.E.	سوئس، اج، ای، ۸۶
Sunyar, A.W.	سونیر، ای، دبلیو، ۲۲۵
	(ش)
Boundary condition (see wave function)	شرط مروری (ر.ک. تابع موج).
Fission:	شکافت: ۲۲۷، ۲۴۵، ۲۸۲ - ۲۹۲
Mass-yield curve	محنی نشان‌دهنده جرم، ۲۸۵ و ۲۸۴
Q-values	ارزشهای Q، ۲۸۴ - ۲۸۶
Symmetric	متقارن، ۲۸۷
Barrier	سد، ۲۸۷
Cross-Section	سطح مقطع، ۲۸۹ - ۲۹۲
Fragments	اجزای، ۲۸۳
Threshold	آستانه، ۲۸۹
Width	پهنای، ۲۸۹
Flux.	شار، ۴۱۴، ۲۴۹، ۲۴۸، ۵۱
Geiger counter	شمارنده کایگر، ۱۵۲
Radius:	شعاع:
Of deuteron	دوترون، ۳۱۱
Nuclear:	هسته‌ای، ۲۵۰ و ۶۵
Determination of	تعیین، ۲۵۰ و ۲۸۰
Root-mean-Square	جذر مربعی متوسط، ۳۱۱
Schiff, L.I.	شیف، ال، آی، ۳۸، ۵۱، ۵۲، ۵۴، ۵۵، ۸۴، ۱۷۵
Schrödinger, E.	شرودینگر، ای، ۳۱

(ص)

Reflection coefficient of potential step	ضریب انعکاس پله پتانسیل، ۲۶۲، ۹۴
Mass absorption coefficient	ضریب جذب جرمی، ۱۳۴
Reflection coefficient of potential step	ضریب جذب خطی، ۱۳۳
Mass absorption coefficient	ضریب تضعیف خطی، ۱۳۳
Linear absorption coefficient	ضریب تبدیل داخلی لایه، ۱۸۶، ۰
Half-value thickness	صخامت نیم مقدار، ۱۳۳

(ط)

Beta spectrum	طیف β ، ۲۱۱ - ۲۱۶
Compton wavelength	طول موج کمپتون، ۱۳۷ و ۳۴۳
Scattering length:	طول پراکندگی: ۲۶۸ و ۳۲۱ و ۳۲۳
Singlet	یکانه، ۳۲۸ و ۳۲۹
Triplet	سه‌گانه، ۳۲۸ و ۳۲۹
Single	مفرد، ۳۲۸ و ۳۲۹
Spectrometer, Magnetic	طیف سنج مغناطیسی، ۱۱۹ و ۱۲۰

(ع)

Atomic number	عدد اتمی، ۱۸۰
Conversion factors	عامل تبدیل، ۳۴۴
Elements,	عناصر،
Formation of	شکل‌بندی، ۶۲
Table of	جدول، ۳۳۲ - ۳۳۵
Hindrance factor,	عامل ممانعت:
In alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۳ - ۱۹۹
In gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۸۳
Mass number	عدد جرمی، ۱۸
Mean life,	عمر متوسط، ۱۶۲
Relation to width of	رابطه با پهنای، ۱۶۸
Occupation number of level	عدد اشغالی برار، ۸۵
Orbital quantum number	عدد کوانتوم مداری، ۳۸ و ۷۴
Oscillator quantum number	عدد کوانتومی نوسانگر، ۸۴
Quantum number,	عدد کوانتومی:
For cubical box	در جعبه مکعبی، ۴۴ - ۴۹

Magnetic	مغناطیسی، ۳۹ و ۷۲ و ۸۴
Orbital	مداری، ۳۸ و ۷۲
Radial	شعاعی، ۷۲
total	کلی، ۷۲
total angular momentum	نگانه زاویه‌ای کل، ۸۶
Spin factor in cross sections	عامل اسپینی در سطوح مقطع، ۲۶۶
Transition matrix element:	عصر ماریسی انتقال:
In beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۱۲ و ۲۱۷
In gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۵
Wave number	عدد موجی، ۲۳

(ف)

Abundance :	مراوایی :
Influence of shell effects on	اثرات لایه‌ای روی آن، ۷۷
Of occurrence of stable nuclides	مراوایی ویژه هسته‌های پایدار، ۶۴
Relative, Table of	نسبی، جدول، ۲۳۷ و ۲۴۲
Of stable isotones	ایزوتونهای پایدار، ۷۷
systematic	روند منظم، ۶۱ و ۶۲
Of tin isotones	ایزوتونهای قلع، ۶۵
Activity	فعالیت، ۱۶۳
Breit-wigner resonance formula	فرمول بندید براییت وینگر، ۲۶۷
Distance of closest approach of charged-	فاصله نزدیکترین مجاورت ذرات باردار:
Particle	
In general collision	در برخورد معمولی، ۲۵۷
In head-on collision	در برخورد شاک به‌شاک، ۱۹ و ۲۵۴
Fermi, F.	فرمی، ای، ۲۰۷
Fermi	فرمی:
Definition of,	تعریف، ۲۰
Decay	واپاشی، ۲۰۷ و ۲۱۹
Function	تابع، ۲۱۴
theory of beta decay	نظریه در واپاشی بتایی، ۲۰۷ - ۲۱۷
Feshbach, S.	فیشباخ، اس، ۲۳۳
Feshbach, H.	فیشباخ، ایچ، ۲۳۴
Fink, R.W.	فینک، آر، دبلیو، ۲۲۱
Folov, F.	فولودی، ال، ۳۰۴
Fowler, P.H.	فاولر، پی، ایچ، ۱۱۹
Frisch, O.R.	فریش، او، آر، ۲۳۳

Nuclear physics.	فیزیک هسته‌ای :
Historical development of	گسترش تاریخی، ۱۶
Photon,	فوتون، ۲۳
Momentum of	تکانه، ۲۹
Wavelength in terms of energy of	طول موج برحسب انرژی، ۱۸۱
prout's hypothesis	فرضیه پروت، ۱۸
Semiempirical mass formula :	فرمول نیمه تجربی جرم، ۶۵ - ۷۳
Constants of	ثابتها، ۷۳
Effect of shell effect on	اثرات لایه‌ای در آن، ۷۳
Predictions of stability limits by	پیش‌بینی‌های حدود پایداری، ۱۹۱
Von weizsacker	فون وایزاکر، سی. اف. ۶۵
Yield	فرآورده، ۲۴۹

(ق)

Fourier theorem	قضیه فوریه، ۱۶۹
Gauss law of electrostatics	قانون گاوسی در الکترواستاتیک، ۱۱۱
Geiger- Nuttal law	قانون گایگر - نوتال، ۱۹۲
Selection rule	قاعده گزینش، ۱۷۶ - ۱۷۸

(ک)

Channal	کانال، ۲۶۳
Compton, A.H.	کمپتون، ای. اچ. ۲۹
Condon, F.U.	کوندون، ای. یو. ۱۹۵
Cowan, C.L. Jr.	کوان، سی. ال. جی. آر. ۲۲۴
Curie, I.	کوری، ای. ۲۰۳
Curie, M.	کوری، ام. ۱۵ و ۱۸۸
Curie, P.	کوری، پی. ۱۵ و ۱۸۸
Curie, definition	کوری، تعریف، ۱۶۳
Kaplan, I.	کاپلان، آی. ۱۲۶
Kittel, C.	کیتل، سی. ۳۰
Packing fraction	کسر چگایش، ۵۷

(گ)

Allowed beta transition	گذارهای مجاز بتا، ۲۰۷ و ۲۱۹
Delayed neutron emission	کسیل نوترون تاخیر یافته، ۲۸۴
Dipole moment	گشاور دو قطبی، ۱۷۸
Geiger, H,	گایگر، اچ. ۱۶، ۱۹ و ۱۹۲

Goldhaber, M.	کلدها بر، ام، ۲۲۵، ۰
Gomez, L.C.	گومر، ال. سی.، ۶۰، ۰
Grodzins, L.	گرو دزین، ال، ۲۲۵، ۰
Groshew, L.V.	گرو شو، ال. وی.، ۲۷۱، ۰
Guggenheimer, k.	گوزنهايمر، کا، ۷۴، ۰
Gurney, R.W.	گرنی، آر. دبلیو.، ۱۶، ۰ و ۱۹۵
Germer, L. H.	گرمر، ال. اچ.، ۳۱، ۰
K- electron capture	گیراندازی الکترون لایه K، ۲۲۴، ۰
Magnetic moment .	گشتاور مغناطیسی، ۸۲، ۰ و ۱۷۱
Of deuteron	دوترون، ۳۰۸، ۰
Moment of inertia of nucleus	گشتاور لختی هسته، ۹۱
Multipole moment	گشتاور چند قطبی، ۸۰، ۰ و ۱۷۷
Super-allowed beta transition	گذار ابر مجاز بتا، ۲۱۹، ۰
Electric dipole moment	گشتاور دو قطبی الکتریکی، ۸۰، ۰ و ۱۷۸
Gamow, G	گاموف، جی.، ۱۶، ۰ و ۱۹۵

(ل)

Lee, T.D.	لی، تی. دی.، ۲۲۶، ۰
Lees, D.S.	لیز، دی. ای.، ۲۴۲، ۰
Littauer, R.M.	لیتاور، آر. ام.، ۳۰۲، ۰

(م)

Alpha- particle model of nucleus	مدل ذره آلفای هسته، ۶۱
Bohr model of H atom	مدل بوهر در اتم H، ۳۱، ۰
center of mass .	مرکز جرم
Separation of motion of and about	جداسازی حرکت، ۴۲، ۰
Quantum-mechanical	مکانیک کوانتومی، ۴۲، ۰
Chemical scale of atomic weight	مقیاس شیمیایی وزن اتمی، ۵۶
collective models	مدلهای دستجمعی، ۹۲
de Broglie wave .	موج دو بروی، ۲۸ - ۳۱
Effect of location of particle	اثر در مقر ذره، ۱۱۳، ۰
Frequency in terms of energy	فرکانس بر حسب انرژی، ۲۹، ۰ و ۳۴
Wavelength of neutron or proton .	طول موج نوترون یا پروتون، ۳۱، ۰
reduced	کاهش یافته، ۲۵۹، ۰
in terms of momentum	بر حسب تکانه، ۲۶۱، ۰
Dirac equation	معادله دیراک، ۱۴۴، ۰ و ۲۲۴
Liquid drop model	مدل قطره مایعی، ۵۶، ۰ و ۶۵ و ۷۴

Logarithmic derivative of wave function	مسی لگاریتمی تابع موج، ۳۰۹، ۳۲۲
Marsden, E.	مارسدن، ای. ۱۶۰ و ۱۹
Maxwell equations ;	معادلات ماکسول؛
Break down of	شکست، ۲۸
Rate of angular momentum- radiation according to	آهنگ تابش نگاه راویه‌ای بر طبق، ۱۷۷
Rate of energy radiation according to use in understanding- gamma ray interaction of	آهنگ تابش انرژی بر طبق، ۱۷۳ استفاده در درک برهم‌کنشهای پرتوگاما، ۱۳۲
Maver, M.G	می‌بر، ام. جی. ۸۶۰
Mean free path in nucleus	مسیر آزاد میانگین در هسته، ۲۷۹
Meitner, L.	میتنر، ال. ۲۳۳
Meson ;	مزون، ۲۳
Mu	مو، ۲۳
Pi	پی، ۲۳ و ۲۹۹
Role in nuclear force of	نقش آن در نیروی هسته‌ای، ۳۰۲ و ۳۲۷
Mott, N.F.	مات، ان. اف. ۳۲۹
Muon	موئون، ۲۳
Hard core in	معر سخت (در نیروی هسته‌ای)، ۵۹
Nuclear mass (see mass)	مدلهای هسته‌ای (ر. ک. جرم)،
Optical model	مدل اپتیکی، ۲۷۴ - ۲۷۹
Physical scale of atomic weight	مقیاس فیزیکی وزن اتمی، ۵۶
Q - Equation	معادله Q، ۲۳۹
Q - value ;	مقدار: Q
of alpha decay	واپاشی آلفایی، ۱۸۹ و ۱۹۰
of electron - capture decay	واپاشی گبرانداری الکتروسی، ۲۲۱
of fission	شکافت، ۲۸۴ - ۲۸۶
Of nuclear reaction	واکنش هسته‌ای، ۲۳۸
Quantum mechanics ;	مکانیک‌های کوانتومی، ۲۸ - ۵۵
Computation of transition probability by	محاسبه احتمال گذار، ۲۰۸
Effect in gamma decay of	اثرات در واپاشی گامایی، ۱۷۵
Radial wave function(see wave function)	معادله موج شعاعی (ر. ک. تابع موج)،
Schrödinger equation ;	معادله شرودینگر، ۳۱ - ۳۵
For motion about center of mass	در حرکت حول مرکز جرم، ۴۳
For motion of center of mass	در حرکت مرکز جرم، ۴۳
Radial	شعاعی، ۳۹، ۸۲، ۳۰۹، ۳۰۰
In spherical coordinates	در مختصات کروی، ۳۸ - ۴۰

Time-independent	مسفل اررمان ۳۱۰ - ۳۳
	برای دو ذره، ۴۱ - ۴۳
Shell model :	مدل لایه‌ای، ۵۶، ۶۴، ۷۴ - ۸۸
Experimental basis of	اساس تجربی، ۷۷ - ۸۱
Relation to magic numbers of	رابطه با اعداد مرموز، ۷۷ و ۷۸
Single-particle	تک ذره‌ای، ۸۱ - ۸۶
Weisskopf argument for existence of	استدلال وایسکوف در وجود، ۷۶
Surface interaction model	مدل برهم‌کنش سطحی، ۲۷۹
Traveling wave (see wave function)	موج مسافر (ر. ک. تابع موج).
life time (see mean life)	مدت عمر (ر. ک. عمومیت).
Mass-yield curve in fission	محنی فرآورده حرم در شکافت، ۲۸۴ و ۲۸۵
spin-orbit coupling shell model	مدل لایه‌ای جفت‌شدگی اسپین - مدار، ۸۶ - ۸۸
Center of mass	مرکز حرم :
coordinate of	مختصه، ۴۱
kinetic energy of	انرژی جنبشی، ۲۳۸
separation of motion, of and about	جداسازی حرکت و حول آن، ۴۱
classical	کلاسیک، ۴۱
	(ن)
Barrier penetration :	نفوذ سدی، ۲۶۹، ۵۳ و ۲۷۲
In alpha decay	در واپاشی آلفایی، ۱۹۵ و ۲۰۰
In Beta decay	در واپاشی بتایی، ۲۱۴
In fission	در شکافت، ۲۸۹
For Rectangular barrier	در سد مستطیلی، ۵۰ و ۵۳
Half-life :	نیمه عمر :
For alpha decay	برای واپاشی آلفایی، ۱۹۲ و ۱۹۴
For beta decay	برای واپاشی بتایی، ۲۰۶ - ۲۲۱
Definition of	تعریف، ۱۶۲
For gamma decay	در واپاشی گامایی، ۱۷۳ - ۱۸۲
Of geological significance	به مفهوم زمین‌شناسی، ۳۳۷ - ۳۴۲
Relation to width of	رابطه با پهنا، ۱۷۰
Kurie plot	معدار کوری، ۲۱۴
Neddermeyer	ندر می‌یر، اس. اج. ۱۶۰
Neutrino	نوترینو، ۲۰۳ - ۲۰۷ و ۲۲۴ و ۲۲۵
Neutron :	نوترون :
Charge cloud of	بار ابری، ۳۰۲
de Broglie wavelength :	طول موج دو بروی، ۲۹۰

Reduced	کاهش یافته، ۲۵۹ و ۲۶۰
Detection of	آشکارسازی، ۱۵۲
Diffraction by	پراش توسط بلورها، ۱۳۰
Diffraction by nuclei of	پراشیدگی توسط هسته‌ها، ۲۶۰
Energy after single collision	انرژی بعد از برخورد منفرد، ۱۲۷ - ۱۳۱
Energy loss in matter	افت انرژی در ماده، ۱۳۱ - ۱۲۶
Scattering by molecules of	پراکندگی توسط مولکولها، ۳۲۸
scattering by parahydrogen of	پراکندگی توسط پاراهیدروژن، ۳۲۷
Time of flight of	زمان پرواز نوترون، ۱۳۰
Cross section(see cross section)	سطح مقطع نوترون(ر.ک. سطح مقطع).
N. number	عدد نوترونی، ۱۸
Separation energy,	انرژی حدایی نوترون، ۵۷
according to semiempirical mass formula	بر طبق فرمول نیمه تجربی جرم، ۷۳
of lead isotones	از ایزوتوپهای سرب، ۶۲
Of nuclei (Z,N+1) with Z=N	از هسته‌ها (N+1, Z) با Z=N، ۷۹
Northrup, D.C.	نورتروپ، دی.سی.، ۱۴۹
Notation :	نامگذاری :
For Atomic Energy states	برای حالت‌های انرژی اتمی، ۸۲
For nuclear energy states	برای حالت‌های انرژی هسته‌ای، ۸۲ و ۸۶
For nuclides	برای ویژه هسته‌ها، ۲۳
Nuclear force :	نیروی هسته‌ای:
Charge independence of	استقلال از بار، ۹۸ - ۱۰۲ و ۳۳۱
From decay of mirror nuclei	در واپاشی هسته‌های آینه‌ای، ۲۲۷
Effect of exclusion principle on	اثر اصل طرد، ۱۰۲
In liquid drop model	در مدل قطره مایعی، ۶۶
Charge symmetry of ;	تقارن باری، ۹۸ - ۱۰۲ و ۳۳۱
from decay of mirror nuclei	از واپاشی هسته‌های آینه‌ای، ۲۲۷
Exchange force in	نیروی مبادله‌ای، ۲۹۸ - ۳۰۱
Hard core in	مغز سخت، ۵۹
Meson theory of	نظریه مرونی، ۲۹۸ - ۳۰۴
Pairing energy in	انرژی زوجیت، ۶۱
Properties of	خواص، ۲۹۸
range of	ببرد، ۳۰۰ و ۳۰۱ و ۳۲۹ و ۳۳۱
saturation of	اشباع، ۵۷ - ۶۱ و ۲۹۹
strength parameters of	پارامترهای قدرت، ۳۲۹ و ۳۳۱
Nucleon ;	نوکلئون، ۲۳
spin of	اسپین، ۸۵

Nuttall, J.M.	نونال، جی. ام. ۱۹۲۰
Oscillator,	نوسانگر:
Harmonic	هماهنگ، ۸۲ - ۸۵ و ۱۷۴
parity nonconservation in beta decay	ناپایستگی پاریته در واپاشی بتایی، ۲۲۵
penetrability (see barrier penetration)	نفوذپذیری، (ر. ک. نفوذ سدی)،
Spectroscopic notation	سامدگذاری اسپکتروسکوپیکی، ۸۱ - ۸۶
Turning point	نقطه برگشت، ۵۳ و ۱۹۷
Branching ratio	نسبت شاخه‌ای، ۱۶۳ و ۲۰۱
Knight, W.D.	نایت، دبلیو. دی. ۲۰۰۰
Kurie plot	نمودار کوری، ۲۱۴
	(و)
Alpha decay ;	واپاشی آلفایی، ۱۸۸ - ۲۰۲
Decay constant of	ثابت واپاشی، ۱۹۲ و ۱۹۶
Decay energy of	انرژی واپاشی، ۱۸۹ و ۱۹۳
Energy conservation in	پایستگی انرژی، ۱۸۸
Hindrance factor in	عامل ممانعت، ۱۹۳ و ۱۹۹
Momentum conservation in	پایستگی تکانه، ۱۸۸
Penetration in	قدرت نفوذ، ۱۹۶ و ۱۹۸
Q - value of	ارزش Q، ۱۸۹
Regions of instability to	نواحی ناپایداری، ۱۹۰
	(واپاشی برتوزایی را نیز ببینید).
Beta decay ;	واپاشی بتایی، ۲۰۲ - ۲۲۸
Allowed transitions in	گذارهای مجاز، ۲۰۷ و ۲۱۹
Classification of	طبقه‌بندی، ۲۱۶ و ۲۲۰
Condition for	شرط، ۷۱ و ۲۰۷
Decay constant of	ثابت واپاشی، ۲۰۷، ۲۱۱ و ۲۱۶ و ۲۲۰
Energy conservation in	پایستگی انرژی، ۲۰۷
f function for	تابع f، ۲۱۶ و ۲۱۷
Fermi decay in	فرمی، ۲۰۷ و ۲۱۹
Fermi function for	تابع فرمی، ۲۱۴
ft value of	ارزش ft، ۲۱۶ و ۲۱۷
Gamow- Teller decay in	گاموف - تلر، ۲۰۷ و ۲۱۹
inverse	معکوس، ۲۲۰
Kurie plot for	نمودار کوری، ۲۱۴
Momentum conservation in	پایستگی تکانه، ۲۰۷
Parity conservation in	پایستگی پاریته، ۲۲۵

Q value of	ارزش ۲۰۷۰
Shape of spectrum in	شکل طیف ۲۱۱۰ و ۲۱۶
Superalloyed transition in (see also radio active decay)	گذار ابر محار، ۲۱۹ (ر. ک. سز واپاشی پرتوزا).
Capture reaction	واکنش گیرانداری، ۲۳۷ و ۲۴۵
Daughter nuclide	ویژه هسته، دختر، ۱۶۰ و ۱۶۳
decay	واپاشی (ر. ک. هسته مرکب و واپاشی پرتوزا)، واکنش مستقیم (ر. ک. واکنش هسته‌ای).
Direct reaction	واپاشی گیرانداری الکترون، ۲۲۱، ۲۲۴ - ۲۲۴
Electron-capture decay:	
inverse	وارون، ۲۲۴
Electron decay	واپاشی الکترونی (ر. ک. واپاشی بتا)
Endoergic reaction	واکنش انرژی گیر، ۲۴۰ و ۲۴۱
Gamma decay:	واپاشی گامایی، ۱۷۱ - ۱۸۷
classification of	دسته‌بندی، ۱۷۷ - ۱۸۳
Hindrance factor in	عامل ممانعت، ۱۸۳
Weisskopf estimate of decay constant	تخمین وایسکوف از ثابت واپاشی، ۱۸۱ - ۱۸۶ (ر. ک. نیز واپاشی پرتوزا)،
Mass unit:	واحد جرم، ۵۶
Energy equivalent of	هم‌ارز انرژی، ۳۴۳
Nuclear reaction:	واکنش هسته‌ای:
Angular momentum conservation	پایستگی نکانه‌زاویه‌ای، ۲۴۳
Charged particle	ذره باردار، ۲۴۴
Compound-nucleus	هسته مرکب، ۲۶۳
Cross-section of	سطح مقطع (ر. ک. سطح مقطع)
Elastic scattering	پراکندگی کشسان، ۲۴۵
Endoergic	انرژی‌گیر، ۲۳۸ و ۲۴۰
Energy available for	انرژی مهیا، ۲۳۹
Energy conservation in	پایستگی انرژی، ۲۳۷
Inelastic scattering in	پراکندگی ناکشسان، ۲۴۵
Momentum conservation in	پایستگی نکانه، ۲۳۸
Nucleon conservation in	پایستگی نوکلئونی، ۲۳۶
parity conservation in	پایستگی پاریته، ۲۴۴
Photonuclear	فوتو هسته‌ای، ۲۴۴ و ۳۰۸
Q- equation of	معادله Q، ۲۳۹
Q-value of	ارزش Q، ۲۳۸
Threshold energy for-endoergic	انرژی آستانه در انرژی گیر، ۲۴۰ و ۲۴۱
Types of	انواع (سطح مقطع را سز ببینید)، ۲۴۴ - ۲۴۵

Nuclide	ویژه هسته :
Stable, table of	پایدار، جدول، ۲۲۷ - ۲۴۲
Parent	مادر، ۱۶۰
Long-lived compared to daughter	طول عمر نسبت به دختر، ۱۶۷
Produced by nuclear bombardment	ایجاد شده توسط بمباران هسته‌ای، ۱۶۴
Short-Lived compared to daughter	کوتاه عمر نسبت به دختر، ۱۶۷
Radioactive decay	واپاشی پرتورا، ۱۵۹ - ۱۶۸
of Be ⁷	از ⁷ Be، ۲۲۳
Of Bi ²¹²	از ²¹² Bi، ۲۰۲
Of Br ⁸⁰	از ⁸⁰ Br، ۲۳۲
Of Cl ³⁸	از ³⁸ Cl، ۲۲۳
Of Cu ⁶⁴	از ⁶⁴ Cu، ۲۲۳
Of O ¹⁴	از ¹⁴ O، ۲۲۳
Of Pu ²³⁸	از ²³⁸ Pu، ۲۰۲
Regions of instability to	نواحی ناپایداری، ۱۹۱
Statistical fluctuations, in	افت و خیزهای آماری، ۱۶۱
	(ر. ک. سیز واپاشی آلفایی، بنایی و گامایی).
Reaction	واکنش (ر. ک. واکنش هسته‌ای).
Spallation reaction	واکنش فروپاشی، ۲۳۷ و ۲۴۵
stripping reactions	واکنشهای کسب، ۲۸۳
Walecka, J.D.	والکا، جی. دی.، ۶۰
Weisskopf, V.F.	وایسکوف، وی. اف.، ۶۰، ۶۱، ۶۶، ۷۶، ۹۵ و ۱۷۸ و ۱۸۱ و ۲۳۳ و ۲۶۳ و ۲۶۴ و ۲۲۸
Wheeler, J.A.	ویلر، جی. ای.، ۲۹۲ و ۲۸۶
Wigner, E.	ویگنر، ای.، ۳۰۷ و ۳۲۵
	(ه)
Compound nucleus	هسته مرکب :
Angular momentum conservation in formation	پایستگی تکانه زاویه‌ای در تشکیل آن، ۲۴۲
Decay of	واپاشی، ۲۶۷ - ۲۷۰
Energy levels of	ترازهای انرژی، ۲۶۵
Formation of	تشکیل از، ۲۶۳ - ۲۶۷
Parity conservation in formation of	پایستگی پاریته در تشکیل آن، ۲۶۷
Qualitative discussion of	بحث کیفی، ۲۳۵
resonances	تشدید در، ۲۳۵ و ۲۶۷
Deformed nucleus	هسته تغییر شکل یافته، ۹۱ و ۱۸۷
Hahn, O.	هاهن، ا.، ۲۳۳ و ۲۸۳
Haxel, O.J.	هاکسل، ا. جی.، ۸۶

Heisenberg, W.	هایزنبرگ، دبلیو، ۱۶ و ۱۷ و ۱۸ و ۴۸ و ۲۹۹
Heitler, W.	هیتلر، دبلیو، ۱۳۴
Hofstadter, R.	هوفشنادتر، آر. ۲۱۰۰ و ۱۴۸ و ۳۰۲
Hollander, J.M.	هولاندِر، جی. ام. ۱۶۰
Magic nucleus	هسته‌های مرموز (ر. ک. انرژی بستگی، اعداد مرموز، مدل لایه‌ای).
Mirror nuclei	هسته‌های آینه‌ای، ۹۸
Mass difference between	تفاوت جرمی بین آنها، ۹۹ و ۱۰۰

(ی)

Yukawa, H.	یوکاوا، اچ. ۱۷ و ۲۹۹ و ۳۰۱
Yang, C.N.	یانگ، سی. ان. ۱۶ و ۲۲۶



Ferdowsi University of Mashhad

Publication No: 98

ELEMENTS OF NUCLEAR PHYSICS

by

WALTER E. MEYERHOF

SECOND EDITION

Translated

by

FARHAD RAHIMI

FERDOWSI UNIVERSITY PRESS

