

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده: فیزیک

گروه: هسته‌ای

مطالعه و بررسی سیستماتیک هیپر هسته‌های سبک

دانشجو: آیدا آرما

استاد راهنما:

دکتر حسن حسن آبادی

رساله دکتری جهت اخذ درجه دکتری

ماه و سال انتشار:

بهمن ماه ۱۳۹۵

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده :

گروه :

پایان نامه کارشناسی ارشد / رساله دکتری آقای / خانم

تحت عنوان:

در تاریخ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد /

رساله دکتری ارزیابی گردید و با درجه مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید مشاور	امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:

تقدیم به

پدر و مادر عزیزتر از جانم

که در سختی‌ها و دشواری‌های زندگی همواره یوری دلسوز و فداکار

و پشتیبانی محکم و مطمئن برایم بوده‌اند.

تشکر

خدای را بسی شاکرم که از روی کرم، پدر و مادری فداکار نصیبم ساخته تا در سایه درخت
پر بار وجودشان بیاسایم و از ریشه آنها شاخ و برگ گیرم و از سایه وجودشان در راه کسب
علم و دانش تلاش نمایم. والدینی که بودنشان تاج افتخاری است بر سرم و نامشان دلیلی است بر
بودنم. قدردان زحمات بی دریغشان می باشم.

با تقدیر و تشکر شایسته و امتنان بیکران از مساعدت‌های بی شائبه‌ی استاد فرهیخته و فرزانه
جناب آقای دکتر حسن حسن‌آبادی که با نکات ارزشمند و دلسوزانه و با حسن خلق و فروتنی و
راهنمایی‌های بی دریغ همواره راهنما و راه‌گشای نگارنده در اتمام و اکمال این رساله بوده
است.

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج در این پایان نامه (رساله) نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است.

کلیه حقوق مادی مترتب از نتایج مطالعات، آزمایشات و نوآوری ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه (رساله) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد.

ماه و سال

بهمن ۱۳۹۵

چکیده

در این رساله به مطالعه و بررسی سیستم‌های مقیدی به نام هیپرسته‌ها پرداخته شده است. هیپرسته‌ها ذراتی هستند که شامل نوکلئون‌ها و یک یا چند هیپرون می‌باشند.

ما در ابتدا جرم هیپرون‌ها را محاسبه کرده‌ایم. ویژه مقدار انرژی هیپرون‌ها، مقدار میانگین انرژی برهم‌کنش اسپین-اسپین، اسپین-ایزواسپین و ایزواسپین-ایزواسپین و مقدار میانگین هامیلتونی برهم‌کنش فوق ریز هیپرون‌ها محاسبه شده است و سپس با استفاده از تحلیل برهم‌کنش فوق ریز و روش وردش، جرم هیپرون‌ها محاسبه شده و نتایج به‌دست آمده از جرم هیپرون‌ها با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته است.

انرژی بستگی غیر نسبیتی هیپرون لاندای در هیپرسته در حالت پایه محاسبه شده است. همچنین انرژی بستگی هیپرون لاندای و Ξ در حالت پایه به صورت نسبیتی به‌دست آورده شده است و نتایج حاصل با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته شده است. سپس انرژی بستگی ذره لاندای در حالت‌های برانگیخته $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $d_{3/2}$, $d_{5/2}$, $f_{7/2}$, $f_{5/2}$, $g_{7/2}$ و $g_{9/2}$ برای هیپرسته‌های ${}^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$, ${}^{51}_{\Lambda}\text{V}$, ${}^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ و ${}^{138}_{\Lambda}\text{Ba}$ محاسبه شده است.

با استفاده از معادله حرکت نسبیتی و چاه پتانسیل مربعی، معادله ویژه مقدار انرژی هیپرون لاندای در هیپرسته و رابطه انرژی بستگی هیپرون لاندای به‌دست آورده شده است و مقادیر انرژی بستگی محاسبه شده با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه گردیده است و رابطه انرژی عدم تقارن هیپرسته به-دست آورده شده است.

زنجیره واپاشی بتازایی هیپرسته‌های زوج-زوج، فرد-فرد و زوج-فرد مربوط به هیپرسته‌هایی با یک هیپرون لاندای، یک هیپرون کسی و هیپرسته‌های شامل دو هیپرون لاندای را به‌دست آورده‌ایم. همچنین جرم هیپرسته‌های تک لاندای و هیپرسته‌های با دو هیپرون لاندای با داده‌های آزمایشگاهی

مورد مقایسه قرار داده شده است. میزان انرژی بستگی اضافی هیپرهسته دو لاندایی نسبت به تک لاندایی محاسبه شده و با مقادیر تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است و نمودار میزان تفاوت مقدار انرژی بستگی هسته با وجود ذره هیپرون و بدون آن نشان داده شده است. همچنین انرژی جداسازی پروتون و نوترون، هیپرون لاندای موجود در تعدادی هیپرهسته‌های آینه‌ای شامل دو هیپرون لاندای به-دست آورده شده و میزان اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و هیپرون لاندای هسته‌های آینه‌ای و هیپرهسته‌های آینه‌ای را به صورت نمودار مقایسه نموده‌ایم و سپس انرژی جداسازی Ξ^0 و Σ^0 در هیپرهسته‌های شامل دو هیپرون Ξ^0 و Σ^0 به دست آورده شده است.

واژه‌های کلیدی: هیپرهسته، هیپرون، هیپرهسته‌های آینه‌ای، انرژی بستگی، انرژی جداسازی، زنجیره جرمی هیپرهسته‌ها، انرژی عدم تقارن.

- Mass chains of light hypernuclei and separation energies of mirror hypernucle from BWMH mass formula.
A.Armata, H.Hassanabadi.
(Can. J. Phys. 94: 1–5, 27 January 2016).

- Non-relativistic s-wave binding energies of Λ -particle in hypernuclei.
A.Armata, H.Hassanabadi.
(Modern Physics Letters A. Vol. 31, No. 14 (2016) 1650084).

-Relativistic Fermi-Gas Model for Nucleus.
H.Hassanabadi, A.Armata, L.Naderi.
(Foundations of Physics (2014) 44,1188–1194).

-Scattering and bound states of fermions in the modified Hulthén potential.
A.S. de Castro, A. Armata and H. Hassanabadi.
(Eur. Phys. J. Plus (2014) 129, 216).

- واپاشی بتازایی ایزوبارهای هیپر هسته Ξ^0 و محاسبه انرژی بستگی هیپرون Ξ^0 در هسته. (بیست و دومین کنفرانس هسته‌ای ایران ۱۳۹۴).

- انرژی بستگی حالت‌های برانگیخته هیپر هسته تک لاند. کنفرانس فیزیک ایران (شهریور ۱۳۹۵ دانشگاه شیراز).

- محاسبه جرم و برهم‌کنش فوق ریز هیپرون‌های Ξ , Σ , و Ω . هفتمین کنفرانس فیزیک ذرات و میدان‌ها (بهمن ۱۳۹۵ دانشگاه دامغان).

فهرست مطالب

فصل ۱. هیپرون.....	۱
۱-۱ مقدمه.....	۱
۲-۱ تاریخچه کشف ذرات شگفت.....	۲
۳-۱ تعریف هیپرون.....	۷
۱-۳-۱ هیپرون لاندا.....	۷
۲-۳-۱ هیپرون Ξ	۸
۳-۳-۱ هیپرون Σ	۹
۴-۳-۱ هیپرون Ω	۱۰
فصل ۲. تعریف هیپر هسته و ویژگی های آن.....	۱۳
۱-۲ مقدمه.....	۱۳
۲-۲ تاریخچه کشف هیپر هسته.....	۱۴
۳-۲ تعریف هیپر هسته.....	۱۶
۴-۲ هسته های دو هیپرونی.....	۱۸
۵-۲ مکانیسم تولید هیپر هسته.....	۲۲
۶-۲ هیپر هسته های پایدار.....	۲۵
۷-۲ ویژگی های هیپر هسته.....	۳۰
۱-۷-۲ ابعاد.....	۳۱
۲-۷-۲ چگالی.....	۳۴
۳-۷-۲ قطبش پذیری.....	۳۵
۴-۷-۲ مدل پوسته ای.....	۳۸
۵-۷-۲ مدل گاز فرمی.....	۴۱
۶-۷-۲ ساختار خوشه ای.....	۴۵

۵۰۷-۷-۲ مدل قطره مایع.....
۵۴۸-۷-۲ حرکت تجمعی.....
۵۹۹-۷-۲ گشتاور مغناطیسی.....
۶۵فصل ۳. تولید و واپاشی هیپر هسته.....
۶۵۱-۳ مقدمه.....
۶۶۲-۳ تولید هیپر هسته در آزمایشگاه.....
۶۷۱-۲-۳ تکنیک امولسیون.....
۶۷۲-۲-۳ تولید هیپر هسته با استفاده از برهم کنش (K^-, π^-)
۶۹۳-۲-۳ تولید هیپر هسته با استفاده از برهم کنش (π^+, K^+)
۷۳۴-۲-۳ تولید هیپر هسته با استفاده از برهم کنش الکترومغناطیسی $(e, e' K^+)$
۷۷۳-۳ تولید هیپر هسته دو هیپرونی.....
۸۰۴-۳ واپاشی مزونی و غیرمزونی هیپر هسته.....
۸۱۱-۴-۳ واپاشی مزونی.....
۸۴۲-۴-۳ واپاشی غیرمزونی.....
۸۸۵-۳ طول عمر هیپر هسته.....
۹۰۶-۳ برهم کنش باریون- باریون در هیپر هسته.....
۹۰۱-۶-۳ برهم کنش نوکلئون- نوکلئون.....
۹۴۲-۶-۳ برهم کنش هیپرون- نوکلئون و هیپرون-هیپرون.....
۹۸۷-۳ برهم کنش اسپین- مدار در هیپر هسته.....
۱۰۵فصل ۴. محاسبه جرم هیپرون ها.....
۱۰۵۱-۴ مقدمه.....
۱۰۵۲-۴ روش محاسبه.....
۱۱۱۳-۴ نتایج محاسبات.....

فصل ۵. انرژی بستگی حالت‌های پایه و برانگیخته لاندا.....	۱۱۵
۱-۵ مقدمه.....	۱۱۵
۲-۵ محاسبه انرژی بستگی غیرنسبیتی ذره لاندا در حالت پایه.....	۱۱۶
۳-۵ محاسبه انرژی بستگی نسبیتی هیپرون کسی و لاندا در حالت پایه.....	۱۲۰
۴-۵ محاسبه انرژی بستگی لاندا در حالت‌های برانگیخته.....	۱۲۷
۵-۵ انرژی بستگی ترازهای غیر شکافت.....	۱۳۳
فصل ۶. معادله ویژه مقدار انرژی و انرژی عدم تقارن هیپرهمسته.....	۱۳۵
۱-۶ مقدمه.....	۱۳۵
۲-۶ معادله ویژه مقدار انرژی هیپرون لاندا.....	۱۳۵
۳-۶ محاسبه انرژی عدم تقارن هیپرهمسته.....	۱۴۰
فصل ۷. زنجیره جرمی و انرژی جداسازی.....	۱۴۷
۱-۷ مقدمه.....	۱۴۷
۲-۷ زنجیره جرمی هیپرهمسته‌ها.....	۱۴۸
۳-۷ انرژی جداسازی.....	۱۵۷
نتیجه‌گیری.....	۱۶۷
واژه نامه فارسی به انگلیسی.....	۱۶۹
واژه نامه انگلیسی به فارسی.....	۱۷۱
مراجع.....	۱۷۳

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱ کلیفرد بالتر (راست تصویر) و جورج راجستر..... ۲
- شکل ۲-۱ عکس مسیر ذرات V..... ۳
- شکل ۳-۱ رویداد V شکل در اتاقک حباب هیدروژنی..... ۴
- شکل ۴-۱ نمودار کوارکی واپاشی ضعیف Ξ^- و Λ ۹
- شکل ۵-۱ هشت تابه‌ی باریونی..... ۱۰
- شکل ۱-۲ ماریان دانسیز (راست تصویر) و جرزی پنیوسکی..... ۱۳
- شکل ۲-۲ عکس امولسیون کشف هیپر هسته..... ۱۳
- شکل ۳-۲ نمایش هیپر هسته..... ۱۵
- شکل ۴-۲ وجود کوارک‌های شگفت در هسته..... ۱۸
- شکل ۵-۲ عکس امولسیون تولید و واپاشی ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ ۱۸
- شکل ۶-۲ نمایش جایگزینی نوترون به لاندایا..... ۲۱
- شکل ۷-۲ نمایش جایگزینی پروتون به لاندایا..... ۲۲
- شکل ۸-۲ تبدیل نوکلئون به لاندایا..... ۲۲
- شکل ۹-۲ نمودارهای مکانیسم تبادل شگفتی..... ۲۳
- شکل ۱۰-۲ نمودارهای مکانیسم تولید شگفتی..... ۲۴
- شکل ۱۱-۲ نمودار هسته و هیپر هسته‌های پایدار..... ۲۵
- شکل ۱۲-۲ نمایش جدول هیپر هسته‌های پایدار لاندایا..... ۲۶
- شکل ۱۳-۲ (a) سبک‌ترین هسته (b) سبک‌ترین هیپر هسته..... ۲۷
- شکل ۱۴-۲ نمایش هیپر هسته زوج-زوج، زوج-فرد، فرد-فرد..... ۲۸
- شکل ۱۵-۲ نمایش تغییر ابعاد هسته با ورود هیپرون..... ۳۱

- شکل ۲-۱۶ نمایش جذب نوکلئون‌ها توسط هیپرون..... ۳۱
- شکل ۲-۱۷ نقش چسب مانند هیپرون در هسته..... ۳۲
- شکل ۲-۱۸ گذار $E2(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ در ${}^7\text{Li}$ و گذار $E2(3^+ \rightarrow 1^+)$ در ${}^6\text{Li}$ ۳۳
- شکل ۲-۱۹ کاهش فاصله آلفا و دوترون با ورود هیپرون به هسته..... ۳۳
- شکل ۲-۲۰ تغییر چگالی با وجود هیپرون در هسته..... ۳۴
- شکل ۲-۲۱ قطبش‌پذیری یک هیپرون درون هسته..... ۳۵
- شکل ۲-۲۲ جهت‌گیری کوارک‌ها در باریون‌ها..... ۳۶
- شکل ۲-۲۳ حالت‌های قرار گرفتن هیپرون در ترازهای انرژی..... ۳۸
- شکل ۲-۲۴ حالت‌های جانشینی و غیر جانشینی هیپرون در هیپر هسته..... ۳۹
- شکل ۲-۲۵ حالت‌های جانشینی و غیر جانشینی هیپرون لاندا در ${}^9\text{Be}$ ۴۰
- شکل ۲-۲۶ نمایش ترازهای انرژی هیپرون لاندا و نوکلئون..... ۴۰
- شکل ۲-۲۷ نمایش چاه پتانسیل و ترازهای انرژی نوکلئون‌های هسته..... ۴۱
- شکل ۲-۲۸ نمایش چاه پتانسیل و ترازهای انرژی نوکلئون‌ها و هیپرون لاندا..... ۴۱
- شکل ۲-۲۹ پیکربندی ترازهای انرژی در ${}^{19}\text{O}$ ۴۴
- شکل ۲-۳۰ سیستم پنج جسمی ${}^{11}\text{Be}$ ۴۵
- شکل ۲-۳۱ سیستم پنج جسمی ${}^{14}\text{C}$ ۴۷
- شکل ۲-۳۲ انقباض هسته ${}^6\text{Li}$ با حضور هیپرون..... ۴۷
- شکل ۲-۳۳ حالت‌های تقارن در هیپر هسته ${}^9\text{Be}$ ۴۸
- شکل ۲-۳۴ نمایش ترازهای ${}^{12}\text{C}$ در حالت پایه..... ۵۳
- شکل ۲-۳۵ تغییر شکل هسته با حضور هیپرون از حالت پخت به کروی..... ۵۴
- شکل ۲-۳۶ تفاوت پارامتر تغییر شکل یافته هیپر هسته و هسته..... ۵۵
- شکل ۲-۳۷ سطح انرژی پتانسیل بر حسب پارامتر تغییر شکل یافته..... ۵۵

- شکل ۱-۳ نمودار a تولید هادرونیکی و نمودار b تولید الکترومغناطیسی هیپر هسته ۶۶
- شکل ۲-۳ عکس امولسیون ۶۷
- شکل ۳-۳ واکنش کائون با یک نوکلئون ۶۸
- شکل ۴-۳ موقعیت تکانه ذرات در واکنش $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ ۶۹
- شکل ۵-۳ دستگاه تولید و آشکارسازی هیپر هسته در سرن ۶۹
- شکل ۶-۳ نمودار واکنش $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$ ۷۰
- شکل ۷-۳ ساختار کوارکی واکنش $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$ ۷۱
- شکل ۸-۳ سطح مقطع هیپر هسته بر حسب تکانه انتقالی ۷۲
- شکل ۹-۳ برهم کنش الکترومغناطیسی تولید هیپر هسته لاندا ۷۳
- شکل ۱۰-۳ نمودار برهم کنش پروتون و فوتون در هسته ۷۳
- شکل ۱۱-۳ دستگاه تولید هیپر هسته به روش الکترومغناطیسی ۷۴
- شکل ۱۲-۳ مکان های مختلف برای آزمایشات هیپر هسته ها ۷۷
- شکل ۱۳-۳ واکنش تولید دو هیپرون لاندا در واکنش (K^-, K^+) ۷۸
- شکل ۱۴-۳ طرح توصیفی تولید دو هیپرون لاندا در هسته ۷۹
- شکل ۱۵-۳ نمودار فرایند تولید و واپاشی هیپر هسته ۸۱
- شکل ۱۶-۳ واپاشی مزونی هیپر هسته لاندا و لاندا آزاد ۸۲
- شکل ۱۷-۳ واپاشی ضعیف مزونی از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی ۸۳
- شکل ۱۸-۳ نمودار برهم کنش $\Lambda p \rightarrow np$ ۸۴
- شکل ۱۹-۳ واکنش غیرمزونی هیپر هسته ${}^4_1\text{H}$ و ${}^4_2\text{He}$ ۸۵
- شکل ۲۰-۳ نمایش واپاشی ضعیف لاندا - نوکلئون با تبادل پيون ۸۶
- شکل ۲۱-۳ طول عمر هیپر هسته ها با عدد جرمی $A < 60$ ۸۹
- شکل ۲۲-۳ نیروی هسته ای بین نوکلئون ها ۹۱

- شکل ۳-۲۳ برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون در مدل تبادل مزون..... ۹۲
- شکل ۳-۲۴ برهم‌کنش نوکلئون- هیپرون..... ۹۵
- شکل ۳-۲۵ برهم‌کنش لاندای- نوکلئون با تبادل دو مزون..... ۹۸
- شکل ۳-۲۶ شکافت تراز هیپر هسته..... ۱۰۰
- شکل ۳-۲۷ شکافت تراز هیپر هسته ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ۱۰۱
- شکل ۳-۲۸ طیف به دست آمده در واکنش ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}(\text{K}^-, \pi^-){}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ ۱۰۱
- شکل ۳-۲۹ پیکربندی حالت‌های $1/2^-$ و $3/2^-$ در ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ ۱۰۲
- شکل ۳-۳۰ ساختار ریز ${}^8\text{Be}$ و ${}^9\text{Be}$ در تراز S..... ۱۰۳
- شکل ۵-۱ مقادیر U_0 برای هر هیپر هسته..... ۱۱۹
- شکل ۵-۲ رسم پتانسیل بر حسب پارامتر r ۱۲۰
- شکل ۵-۳ نتایج تئوری و تجربی انرژی بستگی حالت نسبیتی لاندای..... ۱۲۷
- شکل ۵-۴ انرژی بستگی حالت‌های برانگیخته ذره لاندای..... ۱۳۳
- شکل ۷-۱ نمودار زنجیره جرمی ایزوبارهای هیپر هسته زوج- فرد $A = 24$ ۱۴۹
- شکل ۷-۲ نمودار زنجیره جرمی هیپر هسته‌های فرد- فرد و زوج- زوج به ازای $A = 25$ ۱۵۰
- شکل ۷-۳ زنجیره جرمی زوج- فرد هیپر هسته‌های Ξ^0 ۱۵۱
- شکل ۷-۴ زنجیره جرمی فرد- فرد و زوج- زوج هیپر هسته‌های Ξ^0 ۱۵۲
- شکل ۷-۵ زنجیره جرمی هیپر هسته‌های دو لاندایی فرد- زوج..... ۱۵۲
- شکل ۷-۶ زنجیره جرمی هیپر هسته‌های دو لاندایی فرد- فرد و زوج- زوج..... ۱۵۳
- شکل ۷-۷ تفاوت میزان انرژی بستگی هیپر هسته دو لاندایی و تک لاندایی..... ۱۵۸
- شکل ۷-۸ میزان تغییر انرژی بستگی هسته بدون هیپرون و با وجود هیپرون..... ۱۵۹
- شکل ۷-۹ اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و لاندای در هیپر هسته‌های آینه‌ای..... ۱۶۲
- شکل ۷-۱۰ اختلاف انرژی بستگی هیپر هسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای..... ۱۶۳

شکل ۷-۱۱ اختلاف انرژی جداسازی نوترونی هیپرهسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای.....۱۶۴

شکل ۷-۱۲ اختلاف انرژی جداسازی پروتونی هیپرهسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای.....۱۶۴

شکل ۷-۱۳ انرژی جداسازی پروتون، نوترون، سیگما و کسی در هیپرهسته۱۶۶

فهرست جداول

- جدول ۱-۱ مشخصات هیپرون‌ها ۱۱
- جدول ۱-۲ مشخصات هیپر هسته ${}^4_{\gamma}\text{H}$ ۱۶
- جدول ۲-۲ مشخصات هیپر هسته ${}^4_{\gamma}\text{He}$ ۱۷
- جدول ۳-۲ مشخصات هیپر هسته ${}^4_{\gamma\gamma}\text{H}$ ۱۹
- جدول ۴-۲ مشخصات هیپر هسته ${}^4_{\gamma\gamma}\text{He}$ ۲۰
- جدول ۵-۲ واپاشی هیپر هسته‌های دو لاندایی ۲۰
- جدول ۶-۲ مقادیر ثابت پتانسیل دو جسمی رابطه (۲-۱۱) ۴۵
- جدول ۷-۲ مقادیر پارامترهای تغییر شکل یافته ۵۸
- جدول ۸-۲ گشتاور مغناطیسی هشتایی باریونی ۶۳
- جدول ۹-۲ گشتاور مغناطیسی هیپر هسته سبک لاندای ۶۴
- جدول ۱۰-۲ گشتاور مغناطیسی هیپر هسته سبک Σ و Ξ ۶۴
- جدول ۱-۳ تولید هیپر هسته بر اساس واپاشی پیون ۷۲
- جدول ۲-۳ فرایند واپاشی مزونی هیپر هسته دو هیپرونی به تک هیپرونی ۸۳
- جدول ۱-۴ ویژه مقدار انرژی و مقدار میانگین برهم کنش فوق ریز ۱۱۲
- جدول ۲-۴ نتایج تئوری و تجربی جرم ۱۱۳
- جدول ۱-۵ انرژی بستگی غیرنسبیتی حالت پایه لاندای در هیپر هسته ۱۲۰
- جدول ۲-۵ انرژی بستگی نسبیتی حالت پایه Ξ در هیپر هسته ۱۲۵
- جدول ۳-۵ انرژی بستگی نسبیتی حالت پایه لاندای در هیپر هسته ۱۲۶
- جدول ۴-۵ انرژی بستگی غیرشکافت ذره لاندای ۱۳۴
- جدول ۱-۶ نتایج تجربی و تئوری انرژی بستگی هیپر هسته‌هایی با عدد جرمی بالا ۱۴۰

- جدول ۱-۷ نتایج تئوری و تجربی جرم هیپر هسته لاند..... ۱۵۵
- جدول ۲-۷ نتایج تئوری و تجربی جرم هیپر هسته های دو لاند..... ۱۵۶
- جدول ۳-۷ نتایج محاسبات $B_{\Lambda\Lambda}$ و $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ ۱۵۸
- جدول ۴-۷ انرژی جداسازی پروتون، نوترون و لاند در هیپر هسته های آینه ای..... ۱۶۰
- جدول ۵-۷ انرژی جداسازی هیپر هسته های شامل Σ^0 و Ξ^0 ۱۶۵

فصل ۱

هیپرون

۱-۱ مقدمه

ذرات بنیادی دیده نمی‌شوند، فقط از اثری که بر جای می‌گذارند و یا پدیده‌هایی را که سبب می‌شوند، پی به وجودشان برده می‌شود. برخی خواص ذرات بنیادی از تعمیم مفاهیم فیزیک کلاسیک ناشی می‌شود مانند جرم، انرژی، بار الکتریکی و برخی دیگر از خواص ذرات، ریشه در مکانیک نسبیتی دارد مانند زمان ویژه و طول ویژه. عمده‌ی خواص ذرات بنیادی با تئوری‌های مکانیک کوانتومی تشریح می‌شوند. برای درک این رفتارها، پدیده‌هایی کوانتومی از جمله اسپین، بار لپتونی، بار باریونی، ایزواسپین، شگفتی، زوجیت، نابودی زوج، اصل طرد پائولی، اصل دوگانگی موج و ذره و... بایستی بررسی شود. هر ذره، توسط مجموعه‌ای از اعداد مشخص می‌شود که آن را از دیگر ذرات مجزا می‌کند و ویژگی‌های آن را توضیح می‌دهد؛ ویژگی‌هایی همچون جرم سکون، بار الکتریکی، اسپین، بار باریونی، بار لپتونی، شگفتی، ایزواسپین که برای ذرات ساکن هستند اما خواص اندازه حرکت خطی، اندازه حرکت زاویه‌ای و انرژی کل به دنیای اطراف ارتباط دارند. تحقیقاتی که با شتابدهنده‌هایی بزرگ انجام شده‌اند به طور قوی به دانش ذرات بنیادی کمک کرده‌اند. شتابدهنده‌هایی با صدها میلیون الکترون

ولت تهیه مصنوعی ذرات را ممکن ساخته است. توسعه شتابدهنده‌هایی با انرژی بسیار زیاد موجب کشف پاد ذرات گردید. پاد ذرات تشکیل‌دهندگان اصلی پاد ماه می‌باشد که عمده‌ترین آن‌ها عبارتند از: پادپروتون، پادنوترون و غیره. در حال حاضر چند صد از این گونه ذرات از جمله هیپرون‌ها و پاد هیپرون‌ها شناخته شده‌اند.

۲-۱ تاریخچه کشف ذرات شگفت

در آشکارسازهای ذرات، هنگامی که یک باریکه‌ی پرنرژی از مزون‌ها که «پیون» نام دارد وارد یک اتاقک پر از هیدروژن مایع شود، پیون‌ها با پروتون‌ها یا همان هسته‌های هیدروژن واکنش انجام می‌دهند و در نتیجه ذرات ناشناخته‌ای تولید می‌گردد که حضورشان را به نحو متمایزی با برجای گذاشتن ردی به شکل حرف V نشان می‌دهند. وجود این ذرات ناپایدار سنگین که ذرات V نامیده شدند در دسامبر ۱۹۴۷ توسط جورج راجستر^۱ و کلیفرد بالتر^۲ در عکس‌هایی با مسیرهای شاخه‌دار مشاهده شدند [۱].

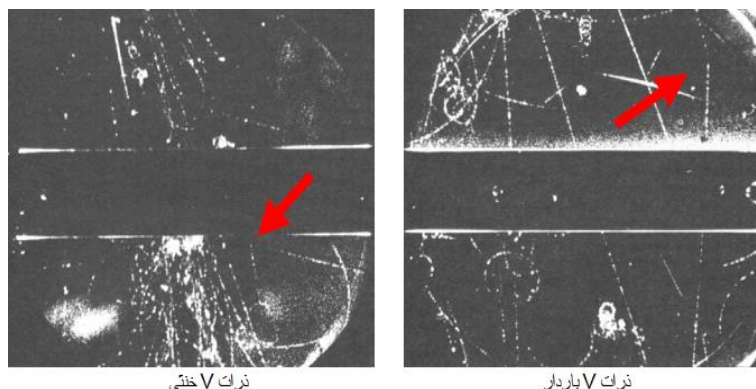


شکل ۱-۱: کلیفرد بالتر (راست تصویر) و جورج راجستر

رده‌های اتاقک حباب که در شکل (۲-۱) دیده می‌شوند داستان واکنش ذرات V شکل را که هم شامل ذرات باردار هم ذرات خنثی بودند را، باز می‌گویند.

¹ George Rochester

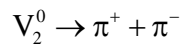
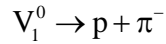
² Clifford Bulter



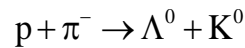
شکل ۱-۲: عکس مسیر ذرات V

تهیه این دو عکس در اتاقک ابری از ذرات ناشناخته در رگبار ذرات نافذ پرتو کیهانی صورت گرفته است. در شکل (۱-۲) خمیدگی‌هایی دیده می‌شود که به وسیله‌ی یک میدان مغناطیسی قوی ایجاد شده‌اند که عمود بر اتاقک حباب اعمال شده است (معادلات ماکسول به ما می‌گویند که هر جریان الکتریکی در میدان مغناطیسی، مسیری خمیده را دنبال می‌کند). میزان این خمیدگی را می‌توان دقیقاً اندازه‌گیری نمود. این خمیدگی، بار و جرم ذره‌ای که رد را برجا گذاشته، بر ما آشکار می‌کند. طول عمر هر یک از ذرات را می‌توان با توجه به مسافتی که ذره در اتاقک حبابی می‌پیماید و از تکانه-ی آن محاسبه کرد.

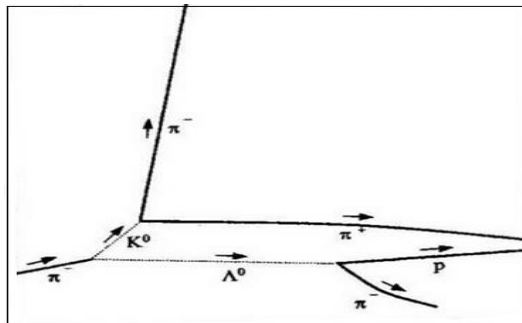
وجود دو ذره V خنثی با جرم‌های متفاوت در سال ۱۹۵۱ کشف شد؛ هنگامی که پیون‌های منفی با انرژی چند GeV از درون یک اتاقک حبابی هیدروژنی عبور کردند، پیون منفی ناپدید می‌شود و در فاصله‌ای دورتر دو رویداد V شکل ظاهر می‌شود. ابتدا به نظر می‌رسد که دو V بسیار شبیه به یکدیگرند. آن‌ها V_1^0 و V_2^0 نامیده شدند. یکی از آن‌ها سنگین‌تر از پروتون و دیگری سبک‌تر بود [۲]. وقتی انرژی و تکانه چهار ذره را تعیین کردند، معلوم شد که یکی از Vها شامل دو پیون و دیگری شامل یک پیون و یک پروتون است. بنابراین مشخص شد که ذره V_1^0 به پروتون و یک ذره سبک‌تر واپاشی می‌کند در حالی که V_2^0 به دو ذره سبک واپاشی می‌کند. مدهای واپاشی دو نوع از ذرات V^0 عبارت بودند از



در واکنش‌های بالا ذره‌ای که منجر به ایجاد دو پيون می‌شود دارای جرمی در حدود $500 \text{ MeV}/C^2$ در حالی که جرم ذره‌ای که به پروتون و پيون وامی‌باشد $1116 \text{ MeV}/C^2$ است. اولین ذره را کائون خنثی و دومین لاندانامیده شد (البته این اسم ناشی از شکل ظاهری ردپای پروتون و پيون است). ذرات Λ^0 و K^0 در واکنش‌های زیر تولید می‌شوند.



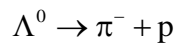
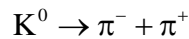
Λ^0 و K^0 هر دو ذرات شگفت خنثی هستند که اولی مزون و دومی باریون است. شکل زیر نمایشی از تولید و واپاشی ذرات V شکل K^0 و Λ^0 است به عبارتی تفسیری از شکل (۱-۲) می‌باشد که تمام ردهای زائد در آن حذف شده‌اند.



شکل ۱-۳: رویداد V شکل در اتاقک حباب هیدروژنی

در سمت چپ شکل (۱-۳) یک پيون پرانرژی نشان داده شده است که وارد اتاقک حباب می‌شود و به یک پروتون (هسته‌ی اتم هیدروژن) برخورد می‌کند. وقتی فشار داخل اتاقک هیدروژن مایع، ناگهان افت می‌کند، ذرات باردار عبور کننده از اتاقک، با برجا گذاشتن ردی از حباب، حضور خود را نشان می‌دهند. هر دوی این ذرات از نظر الکتریکی خنثی هستند، بنابراین در اتاقک حباب هیچ ردی برجا

نمی‌گذارند ولی سپس طبق روابط زیر وامی‌پاشند (متلاشی می‌شوند) و در نتیجه پيون باردار و پروتون پديد می‌آیند.



ذرات V^0 نسبتاً زیاد و در برهم‌کنش‌های انرژی بالا تولید می‌شوند و نیمه عمر آنها نسبتاً طولانی‌تر از $\tau \geq 10^{-10} \text{ s}$ بود [۳]. بنابراین تا سال ۱۹۵۲ رویدادهای V شکل بسیاری مشاهده شده و معمایی را به وجود آورده بودند. ذرات V به مقدار زیاد تولید می‌شدند ولی واپاشی آنها به آرامی صورت می‌گرفت. مثلاً در تولید این ذرات از طریق واکنش $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ ، با سطح مقطعی از مرتبه mb صورت می‌گرفت، در حالی که عمر متوسط واپاشی‌ها در حدود 10^{-10} s بود. سطح مقطع‌هایی از مرتبه mb ، از سنخ متعارف برهم‌کنش‌های قوی است، در صورتی که واپاشی‌های از مرتبه 10^{-10} s مشخصه‌ی برهم‌کنش‌های ضعیف هستند. این ذرات به صورت قوی تولید و به صورت ضعیف واپاشی می‌کردند. اولین قدم برای حل این معما توسط پیس برداشته شد؛ او پیشنهاد کرد که ذرات V همیشه به صورت زوج تولید می‌شوند. حل کامل این مسئله نیز توسط گلמן و نیشیجا صورت گرفت، که هر دو یک عدد کوانتومی جدید را معرفی کردند. گلמן آن را شگفتی نامید و این اسم باقی ماند. شگفتی، یک عدد کوانتومی برای توضیح واپاشی ذرات در برهم‌کنش‌های قوی و الکترومغناطیسی را بیان می‌کند که به منظور توضیح یک رفتار عجیب بین باریون‌های دارای کوارک s و مزون‌ها معرفی شده است. هر ذره با شگفتی $S \neq 0$ ذره شگفت نامیده می‌شود. با پیشرفت شتابدهنده‌های انرژی بالا، تولید ماده شگفتی از جمله موضوعات مورد علاقه شد [۴]. برخورد‌های یون‌های سنگین نیز یک منبعی از شگفتی را فراهم می‌کنند. برای درک عدد شگفتی، واکنش $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ را در نظر بگیرید و به K^0 شگفتی $S=1$ را نسبت دهید، شگفتی کل در هر دو طرف واکنش باید صفر باشد زیرا در حالت اولیه فقط ذرات غیر شگفت حضور دارند. در نتیجه Λ^0 باید دارای شگفتی -1 باشد و در قاعده پیس

توضیح داده می‌شود که در واکنش‌هایی که در حالت اولیه فقط ذرات غیر شگفت حضور دارند، ذرات شگفت باید به صورت زوج تولید شوند. علاوه بر این، یک ذره‌ی شگفت منفرد نمی‌تواند به صورت قوی یا الکترومغناطیسی به حالتی که فقط شامل ذرات غیر شگفت است واپاشد؛ اینگونه واپاشی‌ها باید از طریق برهم‌کنش ضعیف انجام شود و کند خواهد بود. بنابراین عمر طولانی مشاهده شده برای ذرات شگفت نیز توجیه می‌شود. اختصاص شگفتی به هادرون‌های گوناگون، مبتنی بر واکنش‌هایی است که به صورت قوی صورت می‌گیرد. قواعد گلמן، عدد کوانتومی شگفتی S را به طریق زیر تعیین می‌کند، $S=0$ برای ذرات غیرشگفت (π^+, π^-, p) ، $S=+1$ برای K^0 و $S=-1$ برای Λ^0 . پس عدد کوانتومی شگفتی کل برای سمت چپ واکنش $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ عبارت است از $0+0=0$ و مقدار کل برای سمت راست نیز $1-1=0$ است. بنابراین چنان‌که طرح گلמן برای یک برهم‌کنش قوی ایجاب می‌کند، شگفتی در واکنش پایسته است. از سوی دیگر، واکنش‌های $K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ و $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ مستلزم تغییر در عدد کوانتومی شگفتی هستند. این مقدار در واکنش $K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ از $+1$ به 0 و در واکنش $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$ از -1 به 0 تغییر می‌کند. چنین تغییراتی در شگفتی نشان می‌دهد که این واکنش‌ها از نوع برهم‌کنش‌های قوی و الکترومغناطیسی نیستند و باید از نوع برهم‌کنش‌های ضعیف باشند.

طول یک رد برجا مانده در اتاقک حباب، چه عملاً دیده شود یا به نحو دیگری به وجود آن پی برده شود، معیاری از «طول عمر» یک ذره قبل از «مرگ» آن در نتیجه واکنش بعدی است. مسیرهایی که ذرات Λ^0 و K^0 در شکل (۳-۱) طی کرده‌اند نشان می‌دهد که آن‌ها ذراتی با طول عمر نسبتاً زیاد هستند که در نتیجه‌ی برهم‌کنش‌های ضعیف دستخوش واپاشی می‌شوند. طول عمر این ذرات در واقع زیاد نیست و نوعاً از مرتبه‌ی 10^{-8} ثانیه است ولی اگر این ذرات در نتیجه‌ی برهم‌کنش‌های قوی وامی‌پاشیدند طول عمر آن‌ها به اندازه‌ی چندین مرتبه بزرگی، کمتر می‌بود. اگر واپاشی Λ^0 و K^0 طبق الگوی برهم‌کنش قوی صورت می‌گرفت، هیچ دلیل مستقیمی بر وجود این ذرات در اتاقک حباب نداشتیم با عدد کوانتومی شگفتی، راز تولید فراوان و واپاشی آهسته را می‌توان به سادگی توضیح داد.

ذرات V شکل که پس از مدتی به ذرات شگفت معروف شدند به دو گروه اصلی تقسیم می‌شوند. یک گروه شامل بوزون‌ها هستند که دارای اسپین صفرند و مزون نامیده می‌شوند و گروه دیگر ذراتی هستند که سنگین‌تر از نوکلئون‌ها می‌باشند و حاصل واپاشی‌شان نیز نوکلئون‌ها می‌باشند که هیپرون^۱ نامیده می‌شوند. هیپرون را باریون و دارای عدد باریونی یک به حساب می‌آورند. هیپرون‌ها پاد ذراتی با عدد باریونی ۱- نیز دارند.

۱-۳-۳ تعریف هیپرون

هیپرون‌ها، ذرات زیراتمی مربوط به خانواده باریون‌ها هستند. کشف آن‌ها در طول دوره ۱۹۴۷ تا ۱۹۶۴ به طول انجامید. هیپرون یک باریون متشکل از یک، دو یا سه کوارک شگفت است. جرم هیپرون‌ها از جرم نوترون و پروتون بیشتر است و دارای طول عمر بسیار کوتاهی می‌باشند. همه هیپرون‌ها فرمیون هستند، دارای اسپین نیمه صحیح هستند و از آمار فرمی دیراک تبعیت می‌کنند. آن‌ها از طریق نیروی هسته‌ای قوی برهم‌کنش می‌کنند و انواع هادرون‌ها را می‌سازند. هیپرون‌ها فقط به ذرات هسته‌ای از جمله پروتون‌ها و نوترون‌ها تجزیه می‌شوند و می‌توان آن‌ها را همچون نوکلئون‌های برانگیخته فرض کرد. برای هر هیپرون یک پادهیپرون با علامت مخالف وجود دارد. مقادیر شگفتی هیپرون‌ها از $S = -1$ تا $S = -3$ گسترده است. چهار دسته هیپرون به صورت هیپرون لاند، سیگما، کسی، امگا وجود دارد که در ادامه توضیح داده می‌شود.

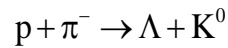
۱-۳-۱ هیپرون لاند

کشف هیپرون Λ در سال ۱۹۴۷ توسط راجستر^۲ در آزمایش اشعه‌های کیهانی صورت گرفت که تقریباً همزمان با کشف مزون پیون بود.

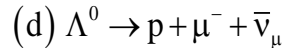
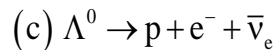
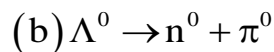
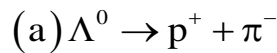
^۱ hyperon

^۲ Rochester

فرانزینتی^۱ و مورپوگو^۲ در سال ۱۹۵۷ نیز گزارشی از کشف هیپرون Λ و دیگر ذرات شگفت ارائه دادند. هیپرون لاندا در واکنش زیر تولید می‌شود



Λ سبکترین هیپرون است و حدود ۲۰٪ در مقایسه با نوترون و پروتون از آن‌ها سنگین‌تر است و به یک پروتون و نوترون واپاشیده شود. در مدهای واپاشی هیپرون لاندا، مقدار S پایسته نمی‌باشد و نوع فرایند برهم‌کنشی آن ضعیف می‌باشد. واپاشی هیپرون لاندا به دو دسته مزونی (a,b) و لپتونی (c,d) تقسیم می‌شود که عبارت‌اند از



طول عمر هیپرون لاندا تقریباً برابر است با

$$\tau_{\Lambda}^{\text{free}} = \hbar / \Gamma_{\Lambda}^{\text{free}} = 2.632 \times 10^{-10} \text{ s}$$

۱-۳-۲ هیپرون Ξ

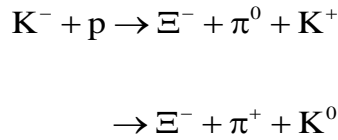
هیپرون Ξ در سال ۱۹۶۲ بوسیله دو گروه جدا پجررو^۳ و برتانزا^۴ کشف شد. در اولین آزمایشی که بوسیله گروه پجررو و همکارانش انجام شد، تابش فرودی مزون K^- ، با تکانه $1/8 \text{ GeV}/c$ منجر به تولید این هیپرون شد. واکنش زیر، واکنش تولید هیپرون Ξ است

¹ Franzinetti

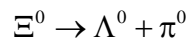
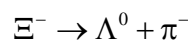
² Morpurgo

³ Pjerrou

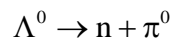
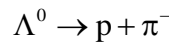
⁴ Ber Tanza



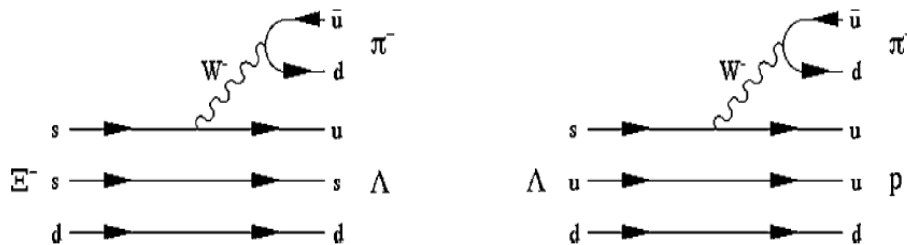
این هیپرون دارای $S = -2$ می‌باشد و آن را هیپرون آبشاری نامیدند، دلیل انتخاب این اسم به این علت می‌باشد که مستقیماً این ذره به نوکلئون‌ها واپاشیده نمی‌شود بلکه واپاشی آن از طریق Λ^0 انجام می‌گیرد یعنی ابتدا فرایندهای زیر صورت خواهد گرفت



و سپس فرایندهای واپاشی هیپرون لاندا به نوکلئون‌ها به صورت زیر رخ خواهد داد



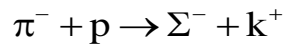
نمودار فاینمن این واپاشی‌ها در شکل (۴-۱) نشان داده شده است. هیپرون‌هایی مانند هیپرون لاندا (Λ) و هیپرون کسی (Ξ) ناپایدار هستند و شگفتی‌شان از طریق برهم‌کنش ضعیف به ذرات سبک‌تر شامل کوارک‌های u و d تبدیل می‌شود.



شکل ۴-۱: نمودار کوارکی واپاشی ضعیف Λ و Ξ^- [۶]

۳-۳-۱ هیپرون Σ

در سال ۱۹۶۴، یک گروه بزرگ از دانشمندان فیزیک در آزمایشگاه ملی بروکهاون یک نوع هیپرون را در واپاشی برهم‌کنش ضعیف مشاهده کردند که این هیپرون، هیپرون Σ بود. وجود این هیپرون در سال ۱۹۶۲ توسط گلاشو^۱، گلن^۲ و بهرندس^۳ پیش‌بینی شده بود. هیپرون Σ در سه حالت بار (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-) وجود دارد. هیپرون Σ^- از طریق واکنش زیر تولید می‌شود



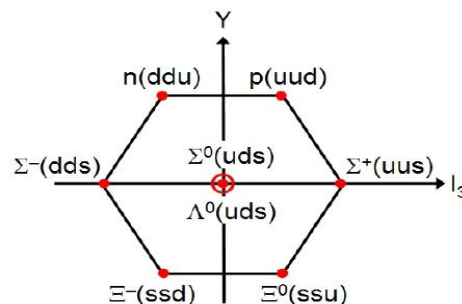
که این واکنش نشان می‌دهد برای Σ^- عدد شگفتی $S = -1$ می‌باشد. طول عمر مشاهده شده در حدود 10^{-10} s است و واپاشی‌های Σ^\pm باید به پروتون‌ها یا نوترون‌ها به‌علاوه‌ی یک پيون منتهی شوند.

۱-۳-۴ هیپرون Ω

مشاهده اولین هیپرون امگا در سال ۱۹۶۴ بوده است که شامل سه کوارک شگفت می‌باشد. این هیپرون در واکنش زیر مشاهده شد که در آن مزون K^- با تکانه $5 \text{ GeV}/c$ ، به یک اتاق حبابی هیدروژنی در ۱۸ اینچ وارد شد.



نمایش پروتون، نوترون و هیپرون‌ها با پارите-اسپین $J^P = \frac{1}{2}^+$ به صورت هشتایه باریونی می‌باشد.



شکل ۱-۵: هشتایه باریونی

¹ Glashow
² Gell-Mann
³ Behrends

در جدول زیر مشخصات هیپرون‌ها آورده شده است.

جدول ۱-۱: مشخصات هیپرون‌ها

نماد	ساختار	جرم سکون MeV / c ²	ایزواسپین	شگفتی	نیمه عمر	واپاشی
Λ^0	uds	1115.68	0	-1	2.60×10^{-10} s	$p^+ + \pi^-$ or $n^0 + \pi^0$
Σ^+	uus	1189.37	1	-1	0.80×10^{-10} s	$p^+ + \pi^0$ or $n^0 + \pi^+$
Σ^0	uds	1192.64	1	-1	7.4×10^{-20} s	$\gamma + \Lambda^0$
Σ^-	dds	1197.44	1	-1	1.5×10^{-10} s	$\pi^- + n^0$
Σ^{*+}	uus	1382.80	1	-1	$\Gamma = 35$ MeV	$\Lambda + \pi$ or $\Sigma + \pi$
Σ^{*0}	uds	1383.70	1	-1	$\Gamma = 35$ MeV	$\Lambda + \pi$ or $\Sigma + \pi$
Σ^{*-}	dds	1378.20	1	-1	$\Gamma = 40$ MeV	$\Lambda + \pi$ or $\Sigma + \pi$
Ξ^0	uss	1314.73	$\frac{1}{2}$	-2	$(2.90 \pm 0.09) \times 10^{-10}$ s	$\Lambda^0 + \pi^0$
Ξ^-	dss	1321.31	$\frac{1}{2}$	-2	$(1.639 \pm 0.015) \times 10^{-10}$ s	$\Lambda^0 + \pi^-$
Ξ^{*0}	uss	1531.80	$\frac{1}{2}$	-2	$\Gamma = 9$ MeV	$\Xi + \pi$
Ξ^{*-}	dss	1535.00	$\frac{1}{2}$	-2	$\Gamma = 10$ MeV	$\Xi + \pi$
Ω^-	sss	1672.45	0	-3	0.82×10^{-10} s	$\Xi^0 + \pi^-$ or $\Xi^- + \pi^0$

فصل ۲

تعریف هیپر هسته و ویژگی‌های آن

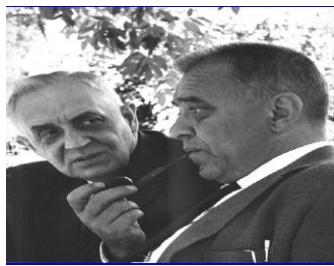
۲-۱ مقدمه

فیزیک هیپر هسته^۱ مرز بین فیزیک هسته‌ای و ذرات است. توسعه فیزیک آن کمک قابل توجهی به فهم ساختار هسته، ویژگی‌های ذرات شگفت و درک مسائل مربوط به ذرات بنیادی کرده است. هدف فیزیکی تولید هیپر هسته، فهم برهم‌کنش‌های هیپرون-هیپرون، هیپرون-نوکلئون و بررسی مسئله چند جسمی هسته می‌باشد به عبارتی هیپر هسته‌ها به عنوان آزمایشگاهی برای مطالعه این برهم‌کنش‌ها هستند که هیپرون موجود در هسته به عنوان یک جستجوگر می‌باشد، همچنین هیپر هسته‌ها اطلاعاتی برای معادله حالت ستاره‌های نوترونی را فراهم می‌کنند. مراحل پیدایش هیپر هسته‌ها با کمک پرتوهای کیهانی صورت گرفته است و در حقیقت، تحقیق راجع به اشعه‌ی کیهانی به عنوان یک میدان پژوهشی جدید و کلیدی برای شروع و پیشرفت فیزیک هیپر هسته بوده است و همچنین دیگر اطلاعات در مورد ادامه مطالعات هیپر هسته‌ها نیز با کمک پرتوهای مصنوعی ساخته شده در آزمایشگاه‌ها انجام شد.

¹hypernuclei

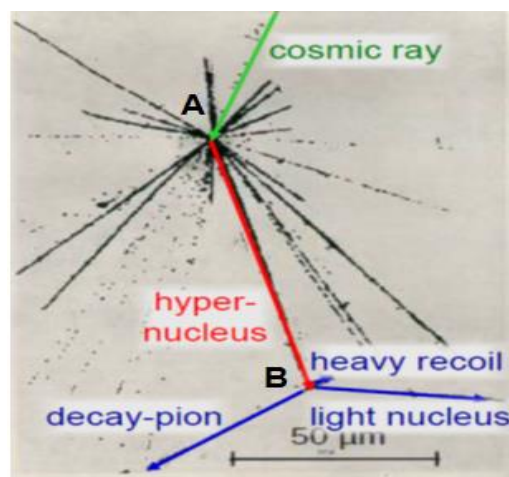
۲-۲ تاریخچه کشف هیپرهسته

در گیرودار معمای ذرات شگفت, در سپتامبر ۱۹۵۲ ماریان دانیسز^۱ و جرزی پنیوسکی^۲ (دانشگاه وارسو^۳) از مشاهده یک واکنش ایجاد شده و متعاقباً واپاشی یک سیستم هسته‌ای جدید, اولین هیپرهسته را کشف کردند [۷].



شکل ۲-۱: ماریان دانیسز (راست تصویر) و جرزی پنیوسکی

آن‌ها یک رویداد قابل ملاحظه از اتفاقات ضبط شده در یک عکس امولسیون در آزمایش اشعه کیهانی مشاهده کردند. در این رویداد اولین واپاشی هیپرهسته اتفاق افتاد. این آزمایش در یک صفحه ۵G به ضخامت ۶۰۰ میکرو در یک بالون در ارتفاع ۸۵۰۰۰ فوتی در معرض تابش کیهانی صورت گرفت. عکس امولسیون مربوط به کشف هیپرهسته در شکل (۲-۲) نشان داده شده است.



شکل ۲-۲: عکس امولسیون کشف هیپرهسته [۸]

^۱Marian Danysz

^۲Jerzy Pniewski

^۳Warsaw

در شکل (۲-۲) ابتدا پروتون موجود در اشعه کیهانی با انرژی بالا با یک هسته از امولسیون برخورد می‌کند و سپس برهم‌کنشی در انرژی بالا صورت خواهد گرفت. همه ذرات تولید شده در این برهم‌کنش بعد از طی یک مسیر کوتاه در امولسیون متوقف می‌شوند. دو ستاره A و B در این شکل مشاهده می‌شود. واپاشی در نقطه A اثر برهم‌کنش انرژی بالا را نشان می‌دهد که برهم‌کنش بین یک ذره باردار (پروتون) و یک هسته نقره یا هسته برم می‌باشد، این ستاره شامل ۱۹ مسیر از تابش رگباری ذراتی می‌باشد که وارد امولسیون می‌شوند. مرکز ستاره B در انتها یک مسیر خارج شده از ستاره A منطبق شده است، که این واپاشی مربوط به حالتی از واپاشی یک ذره سنگین خارج شده از ستاره A است که این ذره سنگین همان هیپرهسته می‌باشد [۸]. ستاره B در حدود 4×10^{-12} s بعد از ستاره A ایجاد شده است. پنج تفسیر برای رویداد دو ستاره وجود داشت:

(۱) احتمال تصادفی بودن رویداد (۲) برهم‌کنش بین ذره باردار و یک هسته امولسیون (۳) واپاشی هسته برانگیخته (۴) برهم‌کنش مزون-یون (۵) هیپرون مقید به هسته.

دلایل حذف سه تفسیر اول عبارت بود از: (۱) برای رد احتمال تصادفی بودن این رویداد این آزمایش چندین بار توسط دانشمندان دیگر انجام شد از جمله تیدمن، دیویس، هرزه، تننت، که آن‌ها آزمایش را در امولسیونی در صفحه ۵G، ضخامت ۴۰۰ میکرو، در بالونی در عرض جغرافیایی ۴۰ درجه شمالی، در ارتفاع ۹۶۰۰۰ فوتی به مدت ۸ ساعت انجام دادند و سرانجام نتیجه آزمایش‌شان با نتیجه آزمایش ماریان دانپسز و جرزی پنیوسکی مطابقت داشت. در سال ۱۹۵۴ تفسیر دوم و سوم توسط کیوک^۱ و همکارانش حذف شدند به دلیل (۱) نبود انرژی کافی برای باعث شدن ستاره دوم (۲) طول عمر هسته برانگیخته در حدود 10^{-20} s (انرژی آزاد شده در حدود 125 MeV) می‌باشد. برای تفسیر چهارم نیز چستون^۲ و پری‌ماکف^۳ نشان دادند که طول عمر یک مزون-یون به اندازه کافی طولانی نیست. بنابراین بهترین تفسیر برای توجیه رویداد دو ستاره، هیپرون مقید در هسته بود. بنابراین یک سیستم

¹Ciok

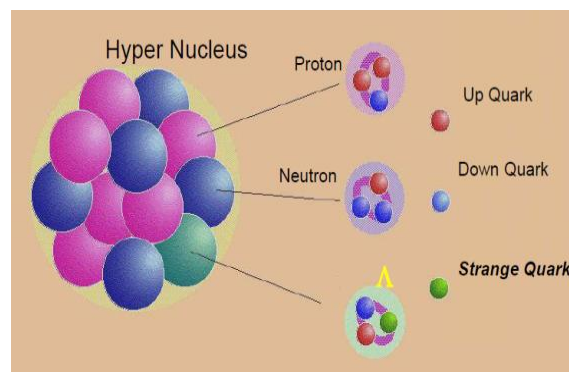
² Cheston

³Primakoff

هسته‌ای به نام هیپر هسته شناخته شد. مسیرهای ایجاد شده (طول مسیر از آغاز آن تا نقطه‌ای که ذره متوقف می‌شود) بوسیله ذرات باردار در امولسیون که در شکل (۲-۲) نشان داده شده است وابسته به سرعت، بار و جرم ذرات می‌باشد. برای اندازه‌گیری تکانه ذرات، جرم، سرعت و همچنین مشخص کردن علامت بار می‌توان امولسیون هسته‌ای را در یک میدان مغناطیسی قرار داد.

۲-۳ تعریف هیپر هسته

هسته‌هایی با حداقل یک هیپرون را هیپر هسته می‌گویند [۸]. به عبارتی هسته‌های معمولی از پروتون $p(uud)$ و نوترون $n(udd)$ تشکیل شده‌اند اما هیپر هسته‌ها یک سیستم مقید از نوکلئون‌ها با یک یا چند باریون شگفت می‌باشند. شکل (۲-۳) نمایش یک هسته شامل یک هیپرون می‌باشد.



شکل ۲-۳: نمایش هیپر هسته

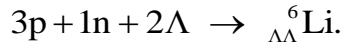
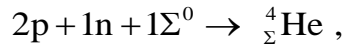
نمادگذاری هیپر هسته به صورت ${}^A_Z Y$ می‌باشد. در این نمادگذاری Y نماد هیپرون، Z نماد شیمیایی عنصر و A نماد تعداد باریون‌ها می‌باشند که به صورت زیر تعریف می‌گردند

$$Z = Z_p + (N_Y \cdot q_Y)$$

$$A = N_n + N_p + N_Y$$

Z_p بار پروتون‌ها، q_Y بار هیپرون، N_Y تعداد هیپرون، N_p تعداد پروتون، N_n تعداد نوترون است.

به عنوان مثال



در جداول زیر مشخصات هیپر هسته‌های ${}^4_Y\text{He}$ و ${}^4_Y\text{H}$ با $Y = \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$ آورده شده است [۹].

جدول ۱-۲: مشخصات هیپر هسته ${}^4_Y\text{H}$ [9]

هیپر هسته	ساختار کوارکی	فوق بار	I_3	I	J^P	جرم (MeV)
${}^4_{\Lambda}\text{H}(\text{pnn}\Lambda)$	uud udd udd uds	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$0^+, 1^+$	3922
${}^4_{\Sigma^0}\text{H}(\text{pnn}\Sigma^0)$	uud udd udd uds	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3922
${}^4_{\Sigma^+}\text{H}(\text{pnn}\Sigma^+)$	uud udd udd uus	2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3933
${}^4_{\Sigma^-}\text{H}(\text{pnn}\Sigma^-)$	uud udd udd dds	0	$-\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3904
${}^4_{\Xi^0}\text{He}(\text{ppn}\Xi^0)$	uud udd udd uss	1	0	0, 1, 2	$0^+, 1^+$	4121
${}^4_{\Xi^-}\text{H}(\text{pnn}\Xi^-)$	uud udd udd dss	0	-1	1, 2	$0^+, 1^+$	4106
${}^4_{\Omega}\text{H}(\text{pnn}\Omega)$	uud udd udd sss	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$1^+, 2^+$	4293

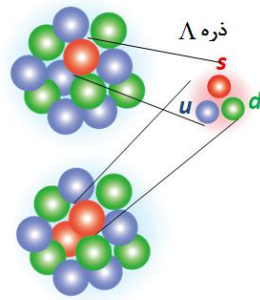
جدول ۲-۲: مشخصات هیپر هسته ${}^4_{\gamma}\text{He}$ [9]

هیپر هسته	ساختار کوآرکی	فوق بار	I_3	I	J^P	جرم (MeV)
${}^4_{\Lambda}\text{He}(\text{ppn}\Lambda)$	uud uud udd uds	2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$0^+, 1^+$	3922
${}^4_{\Sigma^0}\text{He}(\text{ppn}\Sigma^0)$	uud uud udd uds	2	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3922
${}^4_{\Sigma^+}\text{He}(\text{ppn}\Sigma^+)$	uud uud udd uus	3	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3904
${}^4_{\Sigma^-}\text{He}(\text{ppn}\Sigma^-)$	uud uud udd dds	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	$0^+, 1^+$	3933
${}^4_{\Xi^0}\text{He}(\text{ppn}\Xi^0)$	uud uud udd uss	2	1	1, 2	$0^+, 1^+$	4106
${}^4_{\Xi^-}\text{He}(\text{ppn}\Xi^-)$	uud uud udd dss	1	0	0, 1, 2	$0^+, 1^+$	4121
${}^4_{\Omega}\text{He}(\text{ppn}\Omega)$	uud uud udd sss	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	$1^+, 2^+$	4293

۲-۴ هسته‌های دو هیپرونی

مطالعه هیپر هسته دو هیپرونی منبعی از اطلاعات نیروی بین هیپرون-هیپرون را فراهم می‌کند و دانشی است که برای فهم مکانیسم برهم‌کنش باریون-باریون و ویژگی‌های برهم‌کنش قوی مهم می‌باشد. تا کنون به طور تجربی در امولسیون تنها هیپر هسته دو هیپرونی که هیپرون‌ها از یک نوع می‌باشند، کشف شده است. هسته شامل دو هیپرون لاندای را هیپر هسته دو لاندایی می‌گویند. شکل (۲-۴) نمایشی از هسته‌هایی است که شامل یک و دو کوآرک شگفت می‌باشند.

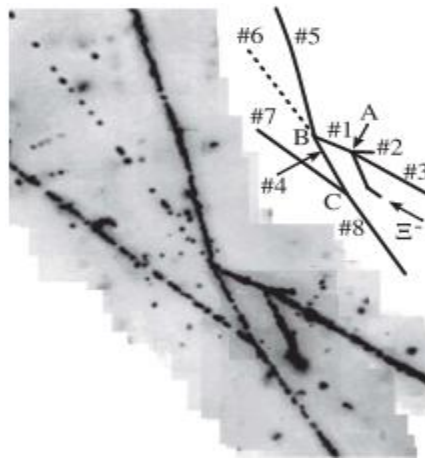
هیپروهسته Λ (منفرد)



هیپروهسته $\Lambda\Lambda$

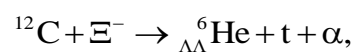
شکل ۲-۴: وجود کوارک‌های شگفت در هسته

امولسیون هسته‌ای تنها ردیابی بوده است که به اندازه‌ی کافی وضوح برای آشکار کردن مسیرهای خیلی کوتاه هیپرهسته دو لاندایی را دارد. در آزمایش امولسیون در سال ۱۹۶۵ چندین هیپرهسته دو هیپرونی را که عبارت‌اند از ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{Be}$ و ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ کشف شد [۱۰]. شکل (۲-۵) نمایی از امولسیون تولید و واپاشی هیپرهسته ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ می‌باشد.

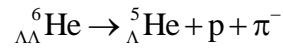


شکل ۲-۵: عکس امولسیون تولید و واپاشی ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ [۱۰]

در رأس A واکنش زیر صورت گرفته است



در واکنش نشان داده شده ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ از به دام افتادن هیپرون Ξ^- بوسیله یک هسته ${}^{12}\text{C}$ در امولسیون تولید می‌شود و همچنین در این واکنش علاوه بر ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ ، تریتون (${}^3\text{H}$) و یک ذره آلفا نیز تولید می‌شود. در رأس B نیز واپاشی هیپر هسته ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ رخ داده است



که در این واکنش ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ به هیپر هسته ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ و یک پروتون و یک مزون π^- واپاشی می‌کند. هیپر هسته ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ نیز در رأس C به دو ایزوتپ پروتون و نوترون واپاشی می‌کند.

در جداول زیر مشخصات هسته‌های دو هیپرونی ${}_{YY}^4\text{H}$ و ${}_{YY}^4\text{He}$ که $Y = \Lambda, \Sigma_0, \Sigma_+, \Sigma_-$ و $A = 4$ است، نشان داده شده است [۹].

جدول ۲-۳: مشخصات هیپر هسته ${}_{YY}^4\text{H}$ [۹]

هیپر هسته	ساختار کواری	فوق بار	I_3	I	J^P	جرم (MeV)
${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}(\text{pn}\Lambda\Lambda)$	uud udd uds uds	1	0	0,1	$0^+, 1^+$	4118
${}_{\Lambda\Sigma^0}^4\text{H}(\text{pn}\Lambda\Sigma^0)$	uud udd uds uds	1	0	0,1,2	$0^+, 1^+, 2^+$	4118
${}_{\Sigma^0\Sigma^0}^4\text{H}(\text{pn}\Sigma^0\Sigma^0)$	uud udd uds uds	1	0	0,1,2,3	$0^+, 1^+$	4118
${}_{\Sigma^+\Sigma^+}^4\text{H}(\text{pn}\Sigma^+\Sigma^+)$	uud udd uus uus	3	2	2,3	$0^+, 1^+$	4081
${}_{\Sigma^-\Sigma^-}^4\text{H}(\text{pn}\Sigma^-\Sigma^-)$	uud udd dds dds	-1	-2	2,3	$0^+, 1^+$	4081
${}_{\Lambda\Sigma^+}^4\text{H}(\text{pn}\Lambda\Sigma^+)$	uud udd uds uus	2	1	1,2	$0^+, 1^+, 2^+$	4099
${}_{\Lambda\Sigma^-}^4\text{H}(\text{pn}\Lambda\Sigma^-)$	uud udd uds dds	0	-1	1,2	$0^+, 1^+, 2^+$	4099
${}_{\Sigma^+\Sigma^-}^4\text{H}(\text{pn}\Sigma^+\Sigma^-)$	uud udd uus dds	1	0	0,1,2,3	$0^+, 1^+, 2^+$	4109

جدول ۲-۴: مشخصات هیپر هسته ${}^4_{YY}\text{He}$ [۹]

هیپر هسته	ساختار کوارکی	فوق بار	I_3	I	J^P	جرم (MeV)
${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{He}(pp\Lambda\Lambda)$	uud uud uds uds	2	1	1	0^+	4127
${}^4_{\Lambda\Sigma^0}\text{He}(pp\Lambda\Sigma^0)$	uud uud uds uds	2	1	1, 2	$0^+, 1^+$	4127
${}^4_{\Sigma^0\Sigma^0}\text{He}(pp\Sigma^0\Sigma^0)$	uud uud uds uds	2	1	1, 2, 3	0^+	4127
${}^4_{\Sigma^+\Sigma^+}\text{He}(pp\Sigma^+\Sigma^+)$	uud uud uus uus	4	3	3	0^+	4008
${}^4_{\Sigma^-\Sigma^-}\text{He}(pp\Sigma^-\Sigma^-)$	uud uud dds dds	0	-1	1, 2, 3	0^+	4150
${}^4_{\Lambda\Sigma^+}\text{He}(pp\Lambda\Sigma^+)$	uud uud uds uus	3	2	2	$0^+, 1^+$	4086
${}^4_{\Lambda\Sigma^-}\text{He}(pp\Lambda\Sigma^-)$	uud uud uds dds	1	0	0, 1, 2	$0^+, 1^+$	4114
${}^4_{\Sigma^+\Sigma^-}\text{He}(pp\Sigma^+\Sigma^-)$	uud uud uus dds	2	1	1, 2, 3	$0^+, 1^+$	4105

در جدول زیر نیز تعدادی از واپاشی‌های هیپر هسته‌های دو لاندایی به هیپر هسته‌های تک لاندایی آورده شده است.

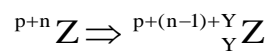
جدول ۲-۵: واپاشی هیپر هسته‌های دو لاندایی [۹]

1963	Danysz et al	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be} + p + \pi^-$
1966	Prowse	${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi^-$
1991	Aoki et al	${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^{13}_{\Lambda}\text{C} + \pi^-$
2001	E373 (KEK)	${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi^-$
2001	E906 (BNL)	${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^4_{\Lambda}\text{He} + \pi^-$

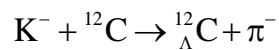
۵-۲ مکانیسم تولید هیپر هسته

تشکیل هیپر هسته به دو صورت امکان پذیر است [۱۱]

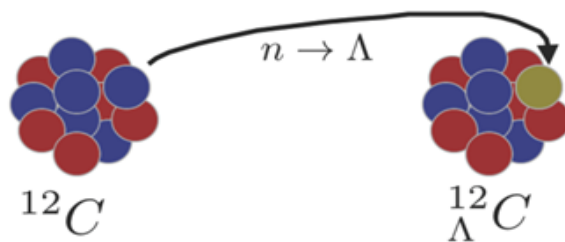
(۱) با تبدیل یک نوترون به هیپرون در هسته اصلی، هیپر هسته تشکیل می شود. بنابراین یکی از تعداد نوترون های موجود در هسته کم می شود و یک هیپرون بوجود می آید. عدد اتمی هیپر هسته ی تولید شده با عدد اتمی هسته اولیه برابر است.



به عنوان مثال هیپر هسته ${}^{12}_{\Lambda}C$ که تشکیل شده از Λ مقید در ${}^{12}C$ ، از طریق واکنش زیر تولید شده است.

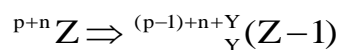


شکل (۶-۲) نمایش ساده ای از تبدیل یک نوترون به هیپرون لاندا می باشد.

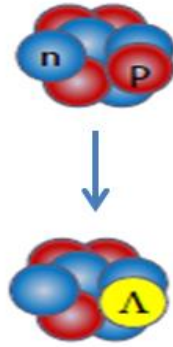


شکل ۶-۲: نمایش جایگزینی یک نوترون به لاندا

(۲) با تبدیل یک پروتون به هیپرون نیز یک هیپر هسته تشکیل می شود. بنابراین یکی از تعداد پروتون های هسته کم می شود و هیپر هسته ای با عدد اتمی جدید خواهیم داشت

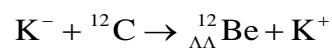
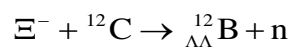
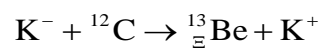
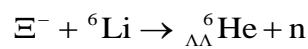


بنابراین هیپرهسته‌ای با تعداد پروتون‌های جدید خواهیم داشت. شکل (۷-۲) نمایشی از تبدیل یک پروتون به هیپرون لاندای است.

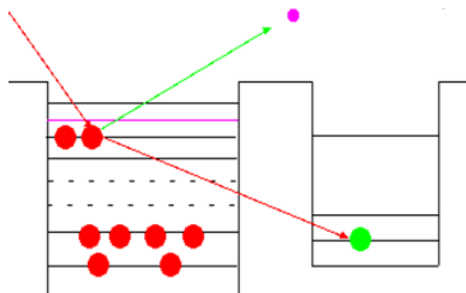


شکل ۷-۲: نمایش جایگزینی پروتون به لاندای

به عنوان مثالی از این روش برای تولید هیپرهسته تک هیپرونی و دو هیپرونی می‌توان به واکنش‌های زیر اشاره نمود



شکل زیر نمایشی از تبدیل نوکلئون به هیپرون لاندای در ترازهای انرژی می‌باشد.

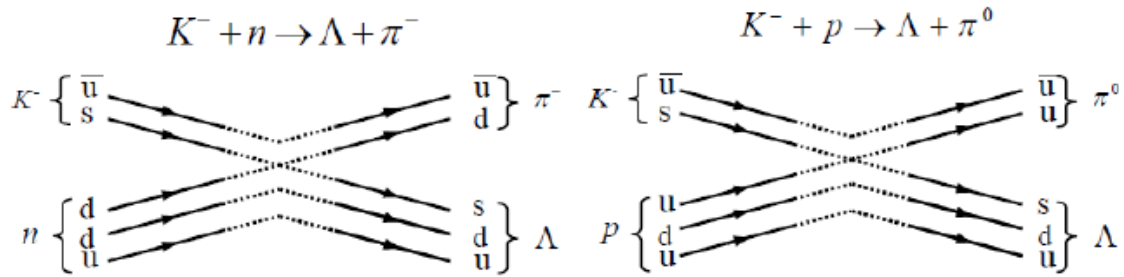


شکل ۸-۲: تبدیل نوکلئون به لاندای

مکانیسم تولید هیپرهسته لاندای به شرح زیر می‌باشد

۱- تبادله شگفتی ۲- تولید شگفتی^۱

۱- مکانیسم تبادله شگفتی: در این مکانیسم از طریق واکنش (K^-, π^-) بین نوترون و K^- تبادله شگفتی صورت می‌گیرد یعنی بین کوارک d موجود در نوترون و کوارک s در کائون برهم‌کنش قوی صورت می‌گیرد و نوترون موجود در هسته هدف به هیپرون لاندا تبدیل می‌شود. در واکنش (K^-, π^0) نیز بین پروتون و K^- تبادله شگفتی صورت خواهد گرفت و بدین صورت پروتون موجود در هسته هدف به هیپرون لاندا تبدیل می‌گردد. شکل زیر طرح دیاگرام مکانیسم تبادله شگفتی می‌باشد.



شکل ۲-۹: نمودارهای مکانیسم تبادله شگفتی [۱۱]

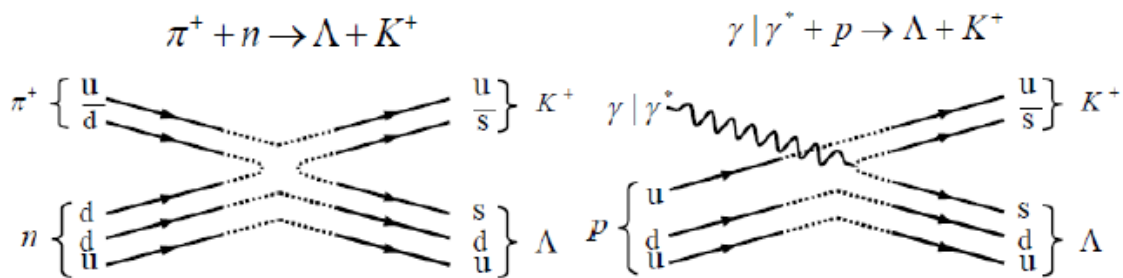
۲- مکانیسم تولید شگفتی: در این مکانیسم از طریق واکنش (π^+, K^+) بین کوارک d در نوترون و کوارک \bar{d} در π^+ برهم‌کنش صورت می‌گیرد و کوارک s و \bar{s} تولید می‌شوند و بدین صورت نوترون موجود در هسته هدف به هیپرون لاندا تبدیل می‌شود و در واکنش (γ, K^+) نیز پروتون موجود در هسته هدف به هیپرون لاندا تبدیل می‌شود.

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+ \Rightarrow \pi^+ + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda} Z + K^+$$

$$\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^+ \Rightarrow \gamma + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda} (Z-1) + K^+$$

شکل زیر طرح دیاگرام مکانیسم تولید شگفتی می‌باشد.

¹associated strangeness production



شکل ۲-۱۰: نمودارهای مکانیسم تولید شگفتی [۱۱]

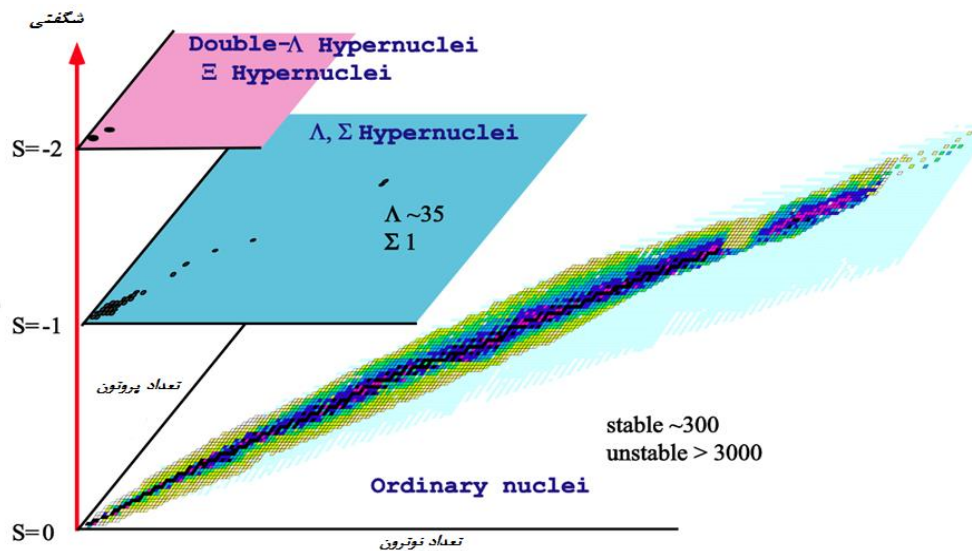
۲-۶ هیپر هسته‌های پایدار

در فیزیک هسته‌ای قیدهایی برای ذرات هسته‌ای پایدار مانند خط پایداری^۱ در نظر گرفته می‌شود. خط پایداری را در هیپر هسته‌ها نیز خواهیم داشت. خط پایداری خطی است که فراتر از آن پروتون یا نوترون می‌توانند به خارج از هسته یا هیپر هسته بروند و بالاتر از خط پایداری، هسته یا هیپر هسته پایدار وجود ندارد. هیپر هسته‌های نامقید از خط پایداری فاصله می‌گیرند به عبارتی هر هیپر هسته‌ای که به خط پایداری نزدیک باشد حالت مقیدتری خواهد داشت. پایداری هیپر هسته به طور کامل تحت تابع نیروی قوی و نیروی الکترومغناطیسی می‌باشد. این نیروها به ترتیب از طریق نوترون‌ها و ذرات باردار تحت کنترل هستند و بنابراین مهم است که هم نوترون‌ها و هم پروتون‌ها برای بهبود پایداری به تعداد مناسبی وجود داشته باشند. وجود هیپرون در هسته باعث پایداری هسته می‌شود و خط پایداری را گسترش می‌دهد. بیشترین هیپر هسته مشاهده شده، هیپر هسته با یک هیپرون لانداندا است و چندین رویداد از هیپر هسته با وجود دو هیپرون لانداندا نیز شناسایی شده است.

هیپر هسته‌های پایدار تنها در یک نوار خیلی باریک در صفحه پروتون و نوترون قرار دارند و هیپر هسته‌های دیگر ناپایدارند و به طور خودبه‌خود در راه‌های مختلف واپاشی می‌کنند. شکل زیر

^۱dripline

نمودار سه بعدی برحسب تعداد پروتون، نوترون و عدد شگفتی مربوط هسته‌های معمولی و هسته‌هایی با شگفتی $S = -1$ و $S = -2$ می‌باشد [۱۲].



شکل ۲-۱: نمودار هسته و هیپر هسته‌های پایدار [۱۲]

ایزوبارهایی با نوترون‌های مازاد، با تبدیل نوترون به پروتون و ایزوبارهایی با پروتون‌های زیاد با تبدیل پروتون به نوترون، به پایداری می‌رسند، این گذار واپاشی بتازایی نامیده می‌شود. در زیر فرایند واپاشی بتازایی برای هیپر هسته‌های $^{101}_{\Lambda\Lambda}\text{Tc}$ و $^{101}_{\Lambda\Lambda}\text{Mo}$ آورده شده است.

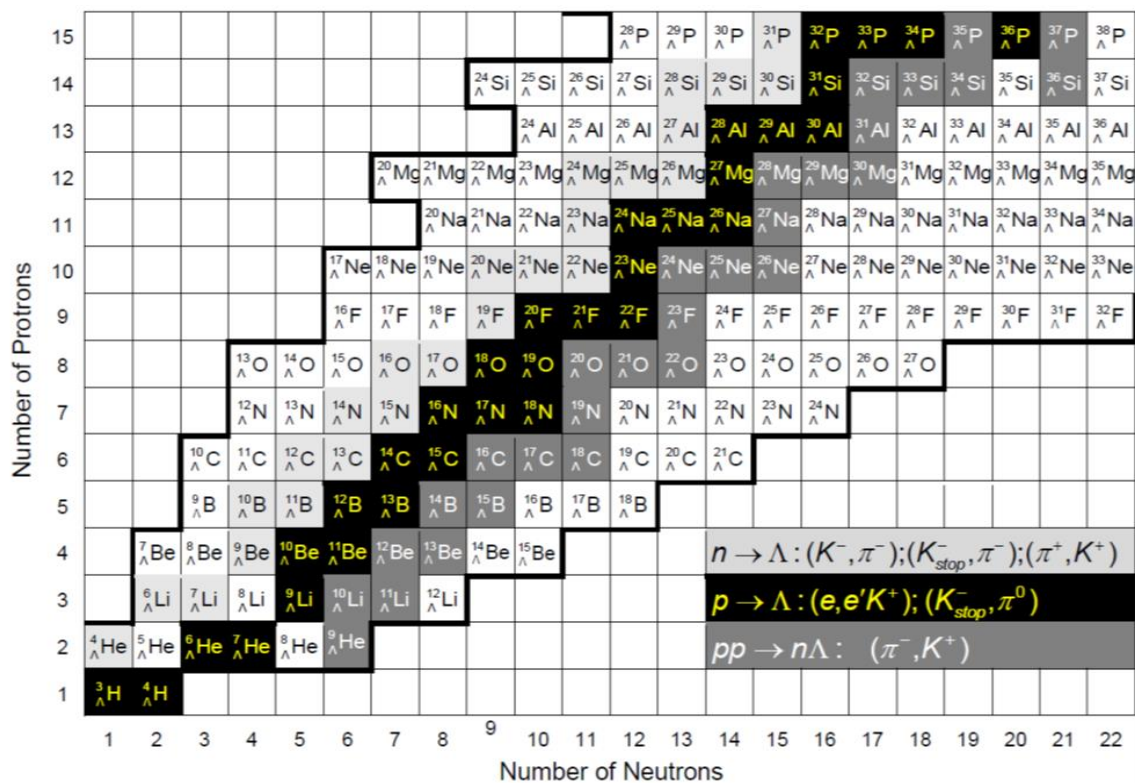


ایزوبارهای هیپر هسته با نوترون‌های بیشتر مانند $^{101}_{\Lambda\Lambda}\text{Tc}$ و $^{101}_{\Lambda\Lambda}\text{Mo}$ از طریق تبدیل $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$ واپاشی می‌کنند. واپاشی β^- در صورتی امکان‌پذیر است که جرم هیپر هسته تولید شده کوچکتر از جرم ایزوبار هیپر هسته اولیه باشد. در این فرایند واپاشی، بار هیپر هسته تولید شده یک واحد از بار هیپر هسته اولیه بیشتر است. همچنین یک ایزوبار با پروتون اضافه نیز از طریق تبدیل پروتونی $p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e$ واپاشی می‌کند. به عنوان مثال یک ایزوبار پایدار $^{101}_{\Lambda\Lambda}\text{Ru}$ از طریق واکنش زیر تولید می‌شود



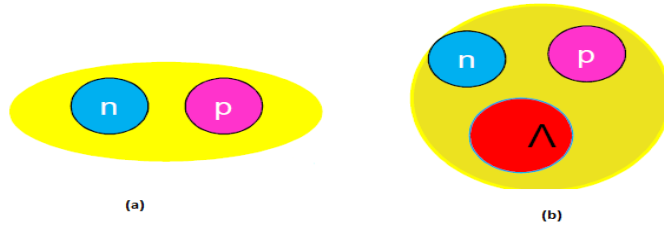
از آن جایی که جرم یک نوترون بزرگتر از جرم یک پروتون است، فرایند $p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e$ تنها در داخل هیپرهمسته ممکن است. برخلاف اینکه نوترون‌ها در خارج از هسته فقط می‌توانند از طریق رابطه $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$ واپاشی کنند.

بیشترین مطالعه بر روی هیپرهمسته تک لاندای بوده است و حدود ۳۰ هیپرهمسته لاندای از ${}^3_1\text{H}$ تا ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ در آزمایشگاه کشف شده است. تعدادی از هیپرهمسته‌های لاندای که به طور تجربی شناسایی شده‌اند در شکل زیر برحسب تعداد پروتون و نوترون نشان داده شده است.



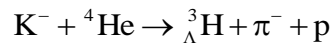
شکل ۲-۱۲: جدول هیپرهمسته‌های پایدار لاندای [۱۲]

سبک‌ترین هسته‌ای که حالت مقید دارد هسته دوترون می‌باشد و هیپرتریتون^۱ ${}^3_{\Lambda}\text{H}(n+p+\Lambda)$ با کمترین تعداد باریون نیز سبک‌ترین هیپرهمسته شناخته شده است که از یک پروتون، یک نوترون و یک هیپرون لاندای تشکیل شده است. شکل زیر نمایشی از سبک‌ترین هسته و هیپرهمسته می‌باشد.

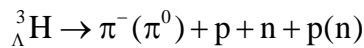
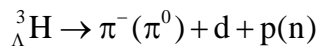
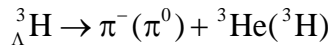


شکل ۲-۱۳: (a) سبک‌ترین هسته (b) سبک‌ترین هیپرهمسته

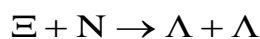
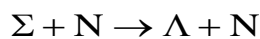
انرژی بستگی هیپرتریتون در حدود $130 \pm 5 \text{ keV}$ می‌باشد و واکنش تولید آن به صورت زیر است



نیز سبک‌ترین آنتی هیپرهمسته می‌باشد که شامل یک آنتی پروتون، آنتی نوترون و یک آنتی هیپرون لاندای می‌باشد. واکنش‌های زیر، واپاشی هیپرتریتون را نشان می‌دهند.



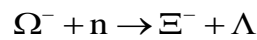
مطالعه واپاشی تریتون و آنتی تریتون از طریق اولین واکنش در آزمایشگاه ALICE صورت گرفت. هیپرهمسته‌های متشکل از Ξ و Σ ناپایدار هستند و به صورت فرایندهای زیر واپاشی می‌کنند.



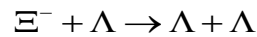
N نماد نوکلئون است برای واکنش‌ها پایستگی بار باید برقرار باشد.

¹ Hypertriton

هیپرهسته Ω^- نیز طبق واکنش‌های زیر به هیپرهسته $\Xi^- \Lambda$ تبدیل خواهد شد

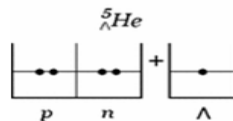


و سپس در فرایند بالا Ξ^- طبق واکنش زیر به دو هیپرون لاند تبدیل می‌شود

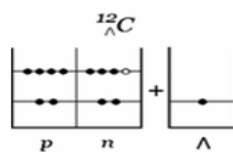


در هسته‌ها همان طور که از روی زوج یا فرد بودن تعداد نوکلئون‌ها می‌توان هسته‌های زوج-زوج، فرد-فرد و زوج-فرد را تعیین کرد در هیپرهسته‌ها نیز به همین منوال است یعنی تعداد هیپرون‌ها در زوج یا فرد بودن هیپرهسته مد نظر نخواهد بود. به عبارتی هیپرهسته‌هایی که تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها زوج باشد یا تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها فرد باشد هیپرهسته زوج نامیده می‌شود و اگر تعداد نوترون‌ها زوج (فرد) و تعداد پروتون‌ها فرد (زوج) باشد هیپرهسته فرد می‌نامند. در شکل (۲-۱۴) نمایش هیپرهسته زوج-زوج، زوج-فرد، فرد-فرد، فرد-نشان داده شده است.

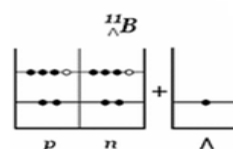
هیپروهسته زوج-زوج



هیپروهسته فرد-زوج



هیپروهسته فرد-فرد



شکل ۲-۱۴: نمایش هیپرهسته زوج-زوج، زوج-فرد، فرد-فرد [۱۳]

دو هیپرهسته می‌توانند ایزوبارهای آینه‌ای یکدیگر باشند اگر تعداد پروتون‌های یکی از هیپرهسته‌ها با تعداد نوترون‌های هیپرهسته‌ی دیگر برابر باشد و بلعکس و هیپرون‌های‌شان از یک نوع با تعدادی مساوی باشد. یعنی

$$\left. \begin{array}{l} A_1 = n_1 + z_1 + \frac{Y_1}{Y_1} Z(\text{hypernuclei 1}) \\ , \\ A_2 = n_2 + z_2 + \frac{Y_2}{Y_2} Z(\text{hypernuclei 2}) \end{array} \right\} \rightarrow z_1 = n_2, z_2 = n_1, Y_2 = Y_1$$

که n_1 و n_2 تعداد نوترون، z_1 و z_2 تعداد پروتون، Y_1 و Y_2 تعداد هیپرون، A_1 و A_2 تعداد باریون-های تشکیل دهنده هیپرهسته می‌باشند. به عنوان مثال ${}^4_1\text{H}$ و ${}^4_2\text{He}$ هیپرهسته‌های آینه‌ای یکدیگر هستند.

۷-۲ ویژگی‌های هیپرهسته

یکی از سوالات مهم در فیزیک هیپرهسته واضح شدن نقش هیپرون در ساختار هسته است. فیزیک هسته‌ای در سال‌های اخیر بر روی برهم‌کنش‌های بین هیپرون - نوکلئون و ویژگی‌های سیستم هادرونی تمرکز کرده است و فعالیت‌های مهمی در آزمایشگاه‌ها در زمینه‌های مختلفی برای جستجو ویژگی‌های هیپرهسته صورت گرفته است. بنابراین از جمله جنبه‌های مورد علاقه در فیزیک هیپرهسته تحقیق راجع به واکنش هسته، به اضافه شدن هیپرونی می‌باشد که از اصل طرد پائولی آزاد است. علت آزاد بودن از اصل طرد پائولی نیز وجود عدد شگفتی هیپرون است. بنابراین هیپرون بدون منع می‌تواند به عمق هسته نفوذ کند و ویژگی‌های هسته را تغییر دهد. به علت تراکم‌ناپذیری هسته تنها تغییرات کوچکی در مرکز هسته ناشی از وجود هیپرون خواهیم داشت. هیپرون در درون هسته به صورت یک جستجوگری می‌تواند به حساب آید که یک‌سری از ویژگی‌های هسته را که با روش‌های معمولی مطالعه‌شان امکان‌پذیر نبود را آشکار کند [۱۴]. مطالعه هیپرهسته می‌تواند جزئیات دقیقی

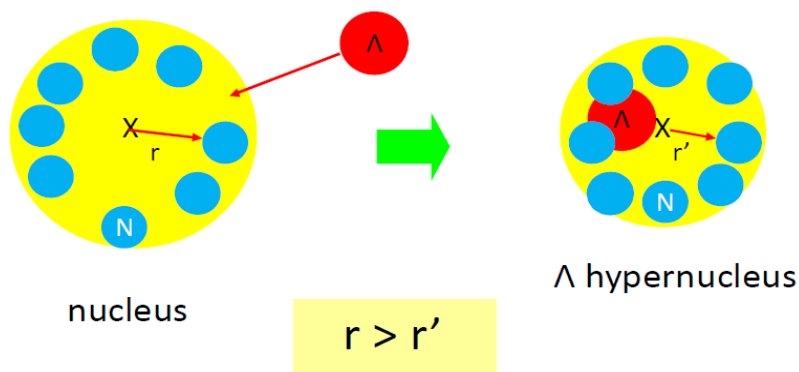
درباره برهم‌کنش‌های هیپرون- هیپرون و هیپرون- نوکلئون فراهم کند که نه تنها برای ساختار هیپر هسته بلکه برای ماده هسته‌ای و ستاره‌های نوترونی نیز مهم است. ساختار هیپر هسته می‌تواند به وسیله ویژگی‌های الکترومغناطیسی نیز بیشتر مطالعه شود. در میان این ویژگی‌های الکترومغناطیسی، گشتاور مغناطیسی هیپر هسته بیشترین اطلاعات راجع به ساختار هیپر هسته را می‌دهد. هیپرون به عنوان یک ناخالصی در هسته محسوب می‌شود و هیپر هسته‌ها تقریباً تمام خواص یک هسته را دارند. بنابراین از جمله ویژگی‌هایی از هسته که با ورود هیپرون به آن تغییر می‌کند عبارت است از

- ابعاد
- چگالی
- قطبش مرکز هسته^۱
- ساختار پوسته‌ای
- مدل گاز فرمی
- حرکت تجمعی
- ساختار خوشه‌ای
- مدل قطره مایع
- گشتاور مغناطیسی

۲-۷-۱ ابعاد

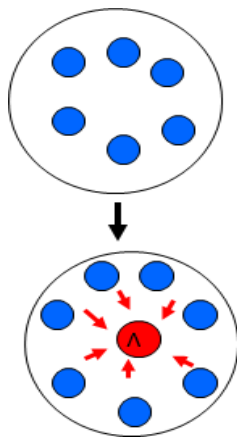
نیروی جاذبه بین هیپرون- نوکلئون تغییرات مشخصی را در ویژگی‌های یک هسته با وجود هیپرون باعث می‌شود. وجود یک هیپرون باعث افزایش قید در هسته می‌گردد و ابعاد آن کوچکتر می‌شود. شکل (۲-۱۵) تغییر شعاع هسته با ورود هیپرون به آن را نشان می‌دهد.

¹nuclear core polarization



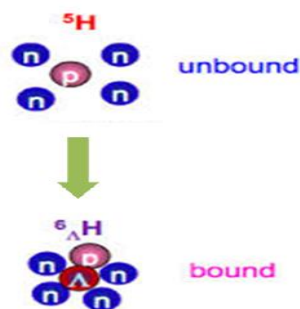
شکل ۲-۱۵: نمایش تغییر سایز هسته با ورود هیپرون

همانطور که در شکل مشخص است شعاع هسته از شعاع هیپر هسته بزرگتر می باشد. هیپرون ها نقش چسب مانند را در هسته دارند یعنی نوکلئون های همسایه را جذب می کند و باعث انقباض در ابعاد هسته ای می شوند. به طور تجربی، آزمایشات اخیر انجام شده شواهدی برای جمع شدن هیپر هسته می دهند. شکل زیر نمایشی از جذب نوکلئون ها توسط هیپرون است [۱۵].



شکل ۲-۱۶: نمایش جذب نوکلئون ها توسط هیپرون

شکل (۲-۱۷) نمایش اثر حضور هیپرون لاندای در هسته نامقید ${}^5\text{H}$ می باشد که باعث افزایش قید در هسته شده است و آن را به ذره مقید ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ تبدیل می کند.



شکل ۲-۱۷: نقش چسب مانند هیپرون در هسته

انرژی بستگی ${}^5\text{H}$ و ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ عبارت‌اند از

$$B({}^5\text{H}) = 1.3195 \text{ MeV}$$

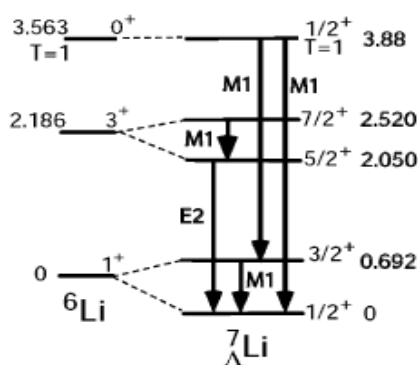
$$B({}^6_{\Lambda}\text{H}) = 9.5830 \text{ MeV}$$

این مقادیر نشان می‌دهد که وجود هیپرون در هسته قید را در هسته نامقید بیشتر می‌کند (هر سیستمی که دارای انرژی بستگی بیشتری باشد مقیدتر است). در مرجع [۱۵] پارامتری به نام فاکتور سائز معرفی شده است که می‌توان میزان تغییر شعاع هسته ${}^6\text{Li}$ نسبت به حالتی که هیپرون به آن اضافه می‌شود را محاسبه نمود. فاکتور سائز به صورت زیر تعریف می‌شود

$$S = \left[\frac{9 B(E2; {}^7_{\Lambda}\text{Li}, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+)}{7 B(E2; {}^7\text{Li}, 3^+ \rightarrow 1^+)} \right]^{1/4} \quad (1-2)$$

که $B(E2)$ کسر انشعاب، $E2(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ گذار هیپرهسته ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ و $E2(3^+ \rightarrow 1^+)$ گذار هسته ${}^6\text{Li}$ می‌باشند. در آزمایشگاه ${}^1\text{KEK}$ اثر انقباض هسته ${}^6\text{Li}$ به علت وجود هیپرون بررسی شده است مقدار کسر انشعاب هیپرهسته و مقدار فاکتور سائز یا به عبارتی تغییر شعاع به دست آمده به ترتیب عبارت است از $B(E2; {}^7_{\Lambda}\text{Li}, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 3.6 \pm 0.5$ و $S = 0.81 \pm 0.04$. در شکل زیر نمایشی از گذار $E2(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ هیپرهسته ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ نشان داده شده است [۱۶].

¹Kō Enerugī Kasokuki Kenkyū Kikō



شکل ۲-۱۸: گذار $E2(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ در ${}^7_\Lambda\text{Li}$ و گذار $E2(3^+ \rightarrow 1^+)$ در ${}^6\text{Li}$ [۱۶]

این شکل طرح تراز انرژی و گذار اشعه گاما مشاهده شده برای پوسته p هیپرهسته ${}^7_\Lambda\text{Li}$ و ${}^6\text{Li}$ می-باشد. در شکل زیر نیز اثر ناخالصی کوچک شدن ${}^7_\Lambda\text{Li}$ نسبت به ${}^6\text{Li}$ با استفاده از مدل کلاستر نشان داده شده است که متعاقباً به طور تجربی توسط تنیدا^۱ و همکارانش انجام شده است.



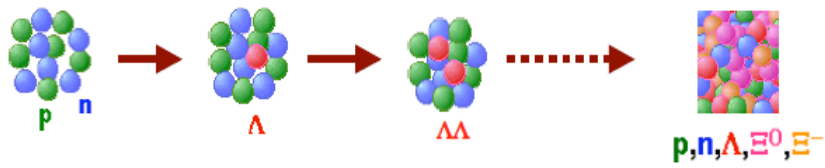
شکل ۲-۱۹: کاهش فاصله آلفا و دوترون با ورود هیپرون به هسته

حضور یک هیپرون در هسته باعث تغییر شکل یک هسته از حالت پهن شده در قطبین^۲ به کروی می‌شود.

۲-۷-۲ چگالی

با افزایش تعداد هیپرون در هسته، چگالی آن افزایش می‌یابد. شکل زیر نمایشی از افزایش تعداد هیپرون‌ها در هسته می‌باشد.

^۱Tanida
^۲ oblate



شکل ۱-۲۰: تغییر چگالی با وجود هیپرون در هسته

۳-۷-۲ قطبش پذیری

هیپر هسته لاندن قطبیده در برخوردهای هسته‌ای انرژی بالا قابل تولید خواهد بود. هیپر هسته قطبیده می‌تواند با استفاده از هدف قطبیده‌ای که می‌تواند قطبیدگی هیپر هسته را کنترل کند به دست بیاید. هرچند در این روش به کار بردن هدف قطبیده به طور کلی سخت است و هدف‌های قابل دسترس محدود است. قطبش پذیری هیپر هسته اطلاعات جدیدی بر اساس واپاشی ضعیف و گشتاور مغناطیسی هیپر هسته‌ها ارائه خواهد داد. اولین هیپر هسته قطبیده شده در آزمایشگاه KEK تولید شده است. این آزمایش با واکنش (π^+, K^+) و هسته هدف ^{12}C انجام پذیرفته است.

اسپین ذرات پراکنده ممکن است سمت‌گیری خاصی در فضا داشته باشد که در این حالت اسپین ذرات را قطبیده می‌گویند. قطبیدگی نوکلئون‌های موجود در یک باریکه (با یک هدف) چنین تعریف می‌شود

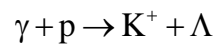
$$P = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)} \quad (2-2)$$

که در آن $N(\uparrow)$ و $N(\downarrow)$ به ترتیب تعداد نوکلئون‌هایی است که سمت‌گیری اسپین آن‌ها به طرف بالا و به طرف پایین است. مقدار P در گستره‌ای از مقادیر $+1$ برای باریکه‌ای با 100% اسپین رو به بالا، تا -1 برای باریکه‌ای با اسپین 100% رو به پایین، قرار می‌گیرد. برای یک باریکه‌ی ناقطبیده $P=0$ می‌شود و این بدان معنی است که نیمی از نوکلئون‌ها جهت اسپین‌شان رو به بالا و نیمی دیگر رو به پایین است. بنابراین هرگاه جهت‌گیری اسپین‌ها در یک امتداد باشند هسته‌ها را قطبیده می‌گویند. در یک منبع پرتوزا در دمای اتاق، اسپین‌های هسته‌ای به طور کتره‌ای سمت‌گیری دارند. لازم

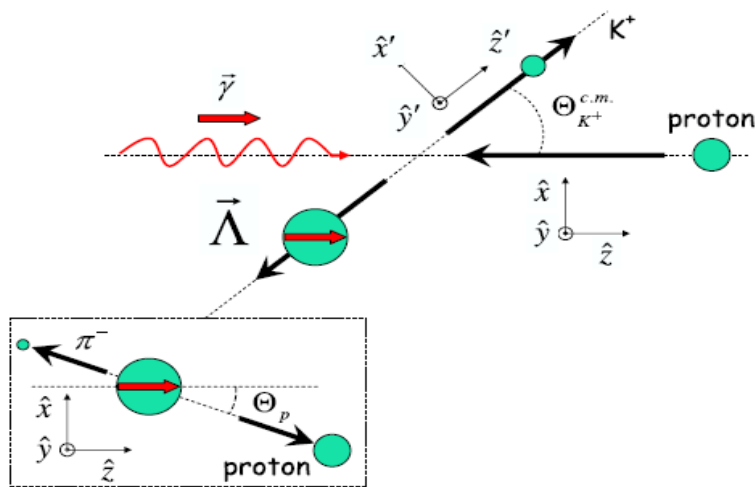
است که هسته‌ها را قطبیده کنیم تا تمام اسپین‌های آن در یک جهت قرار گیرند. برای قطبی کردن هسته‌ها، نمونه‌ی مورد نظر را در یک میدان مغناطیسی قوی قرار داده و آن را تا دمای بسیار کم T سرد می‌کنند. معمولاً قطبش یک ذره با اسپین 1/2 با هلیسیتته تعریف می‌کنند

$$H = 2 \frac{\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{P}}}{\hbar} \quad (3-2)$$

که در آن H هلیسیتته و $\hat{\mathbf{P}}$ بردار واحدی در جهت تکانه است. برای ذره‌ای که اسپین آن در جهت تکانه‌اش باشد مقدار مورد انتظار هلیسیتته مساوی +1 است و -1 ذره‌ای را مشخص می‌کند که اسپین آن در خلاف جهت تکانه است. در خیلی از آزمایش‌ها می‌توان ذراتی که دارای هلیسیتته‌ی مخالف صفر هستند را تولید کرد؛ در تمام این آزمایش‌ها وجود یک جهت مرجع که مثلاً به وسیله‌ی یک میدان مغناطیسی تأمین می‌شود، مشترک است. شکل (۲-۲۱) نمونه‌ای از واکنش تولید هیپرون قطبیده در هسته را نمایش می‌دهد که در واکنش الکترومغناطیسی زیر انجام پذیرفته شده است.



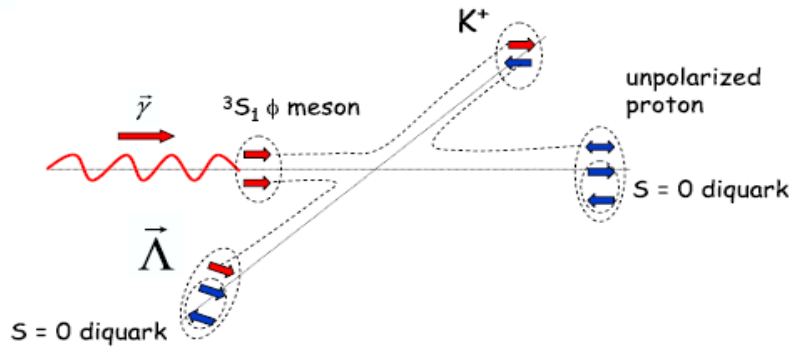
این آزمایش در آزمایشگاه جفرسون^۱ در آشکارشاز CLAS انجام پذیرفته است [۱۷].



شکل ۲-۲۱: قطبش پذیری یک هیپرون درون هسته [۱۷]

^۱Jefferson Lab

شکل بالا در چارچوب مرکز جرم می‌باشد. شکل زیر نیز نمایشی از تولید جفت کوارک $\bar{s}s$ از فوتون می‌باشد که کوارک s در هیپرون لاندای باقی می‌ماند و پاد کوارک \bar{s} در مزون کائون می‌ماند.



شکل ۲-۲۲: جهت‌گیری کوارک‌ها در باریون‌ها [۱۷]

روش‌های مختلفی برای محاسبه قطبش‌پذیری هیپرهسته به صورت تئوری استفاده شده است از جمله این روش‌ها روش تقریب نیمه کلاسیکی دامنه گذار در واکنش‌های (π, K) و (K, π) بوده است که در آن فرمول ساده‌ای برای قطبش‌پذیری هیپرهسته به دست آمده است. در این روش واکنش دو جسمی زیر در نظر گرفته می‌شود [۱۸].

$$I + A \rightarrow F + B$$

که I و F می‌توانند کائون و پیون (یا برعکس) باشند و A و B به ترتیب هسته هدف و هیپرهسته می‌باشند. سپس با استفاده از رابطه زیر قطبش هیپرهسته محاسبه می‌شود

$$P = \frac{1}{L} \frac{\sum_{M=-L}^L M |t_M|^2}{\sum_{M=-L}^L |t_M|^2} \quad (4-2)$$

L و M اعداد کوانتومی هستند و t_M به صورت زیر تعریف می‌شود

$$t_M = \int dr \rho_{tr}(r) Y_{L,M}^*(r) f(r) \quad (5-2)$$

ρ_{tr} چگالی گذار و $f(r)$ عبارت است از

$$f(r) = e^{iq \cdot r} F(r) \quad (6-2)$$

$p_I = p_I - p_F$, $q = p_I - p_F$ و p_F به ترتیب تکانه ذره I و F هستند و $F(r)$ عبارت است از

$$F(r) = e^{-\frac{1}{2}(\sigma_I \int_{-\infty}^{S_I} \rho ds + \sigma_F \int_{S_F}^{\infty} \rho ds)} \quad (7-2)$$

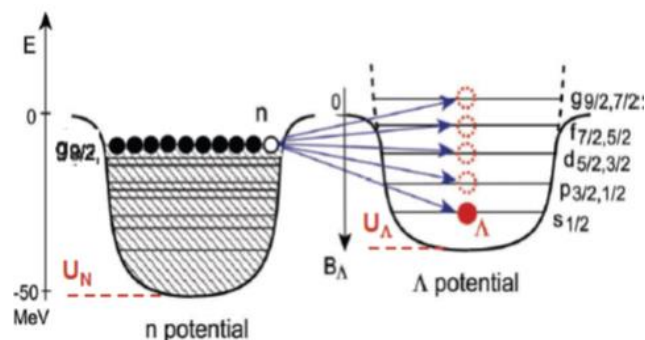
σ_I و σ_F به ترتیب سطح مقطع کل هر یک از مزون‌های I و F با یک نوکلئون می‌باشد و ρ چگالی هسته و ds مسیر مزون‌ها است.

۲-۷-۴ مدل پوسته‌ای

برای هسته، ساختاری لایه‌ای در نظر گرفته شده که نوکلئون‌ها در سطوح خاصی قرار می‌گیرند که هر سطح دارای انرژی مخصوص به خود است. در مدل پوسته‌ای، هر نوکلئون در چاه پتانسیل مرکزی خلق شده توسط دیگر نوکلئون‌ها حرکت می‌کند. در این مدل نوکلئون‌ها نیز مانند الکترون با کسب انرژی، تحریک شده به لایه‌های بالاتر می‌رود. وقتی نوکلئون مجبور به بازگشت به لایه خود می‌شود یک فوتون آزاد می‌کند (پرتو گاما). این مدل بر اساس اصل طرد پائولی نحوه قرارگیری ذرات در ترازهای انرژی در هسته اتم را تشریح می‌کند.

با توجه به آزمایشات زیادی که در BNL و بعداً در KEK صورت گرفت، ساختار پوسته‌ای لاندایر هیپرهسته سنگین تأیید شد. نوکلئون‌ها ترازهای مجزایی را در هسته با اندازه حرکت زاویه‌ای مشخصی اشغال می‌کنند. برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها می‌تواند باعث شود که آن‌ها مکان‌هایشان را در طیف تراز انرژی عوض کنند. به علت اینکه انرژی کل نوکلئون‌ها تغییر نمی‌کند، معاوضه تراز انرژی قابل مشاهده نیست. با الحاق هیپرون لاندایر به داخل هسته به صورت یک جستجوگر، می‌توان ترازهای

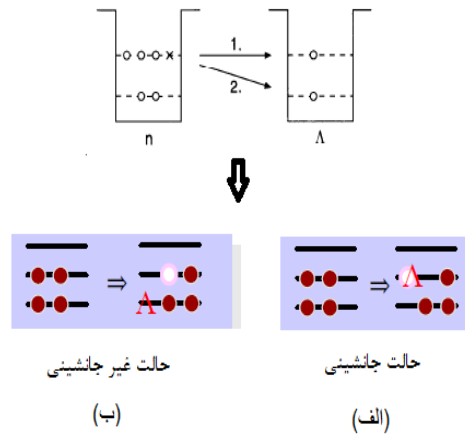
انرژی یک باریون منفرد را تحقیق نمود. هیپرهسته لاندای با تعداد باریونهای $A=3,4,5$ پوسته s هیپرهسته لاندای را اشغال می کنند و تعداد باریونها در رنج $6 \leq A \leq 7$ مربوط به پوسته p هیپرهسته لاندای می باشند. شکل زیر نمایشی از موقعیت قرار گرفتن هیپرون لاندای تولید شده توسط یک نوکلئون واقع شده در تراز $g_{9/2}$ است [۱۹].



شکل ۲-۲۳: حالت های قرار گرفتن هیپرون در ترازهای انرژی

در شکل بالا اگر هیپرون لاندای در تراز $s_{1/2}$ قرار بگیرد، هیپرهسته تولید شده در حالت پایه خواهد بود و اگر هیپرون در ترازهای بالاتر از $s_{1/2}$ باشد هیپرهسته برانگیخته را ایجاد خواهد کرد. هیپرونهای برانگیخته می توانند تا آخرین تراز که نوکلئونها پر شده اند قرار بگیرند به عبارتی بالاتر از آخرین تراز نوکلئونها جای گزین نمی شوند.

هیپرونها به دو صورت جانشینی یا غیرجانشینی در ترازهای انرژی قرار می گیرند. حالت جانشینی هیپرون عبارت است از حالتی که هیپرون در تراز قرار بگیرد، که نوکلئون موجود در آن تراز تبدیل به هیپرون شده است و در این حالت خواهیم داشت $\Delta L = 0$. حالت غیرجانشینی هیپرون نیز حالتی است که هیپرون در تراز انرژی به غیر از تراز که نوکلئون موجود در آن تراز تبدیل به هیپرون شده است قرار بگیرد. شکل زیر نمایشی از حالت های جانشینی و غیر جانشینی قرار گرفتن هیپرون لاندای در ترازهای انرژی است [۱۹].

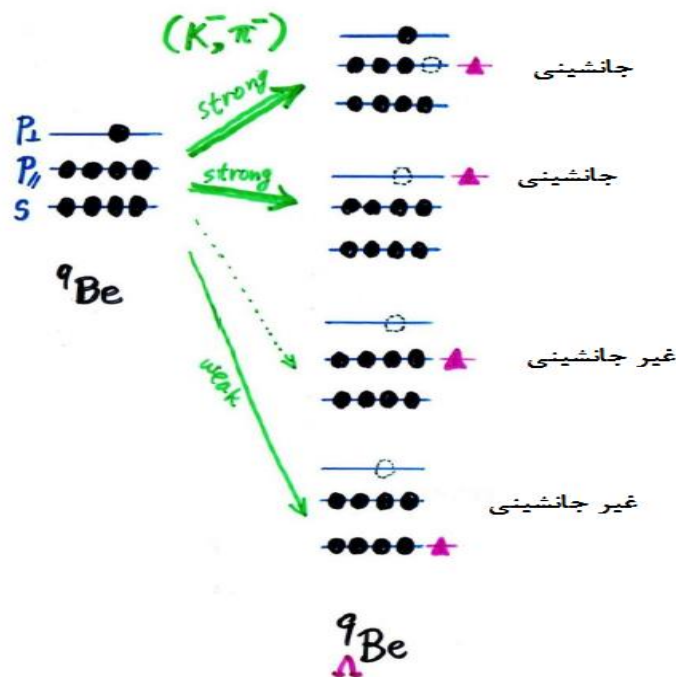


شکل ۲-۲۴: حالت‌های جانشینی و غیر جانشینی هیپرون در هیپرهسته

در شکل بالا پروتون و نوترون در هسته ^{12}C ، ترازهای $1p$ و $1s$ را اشغال کرده‌اند. در شکل (۲-۲۴ الف) یکی از نوترون‌ها در حالت $1p$ به هیپرون لاندا تبدیل می‌شود، سپس هیپرون در حالت $1p$ قرار گرفته است که در این حالت انرژی بستگی هیپرون تقریباً نزدیک به صفر است این حالت، حالت جانشینی هیپرون است. در شکل (۲-۲۴ ب) هیپرون در تراز $1s$ قرار گرفته است، این حالت غیرجانشینی هیپرون می‌باشد و انرژی بستگی در حدود $B_{\Lambda} \approx 11\text{MeV}$ است. آزمایش مربوط به تبادل شگفتی شکل (۲-۲۴ الف) در واکنش‌های (K^-, π^-) و (K^-, π^0) در آزمایشگاه‌های TJNAF^۱ و MAMI-C با شدت پرتو کم و سطح مقطع زیاد (100mb/sr) صورت گرفته است. همچنین آزمایش مربوط به تولید شگفتی شکل (۲-۲۴ ب) در واکنش‌های (π^+, K^+) و (π^-, K^0) در آزمایشگاه‌های KEK, BNL و J-PARC^۲ با شدت پرتو شدید، تکانه پرتو $P_{\text{BEAM}} \approx 1\text{GeV}/c$ و سطح مقطع کم ($1-10\text{mb/sr}$) انجام شد. شکل زیر نیز نحوه قرار گرفتن هیپرون در حالت‌های جانشینی و غیرجانشینی هیپرهسته $^9_{\Lambda}\text{Be}$ را نشان می‌دهد.

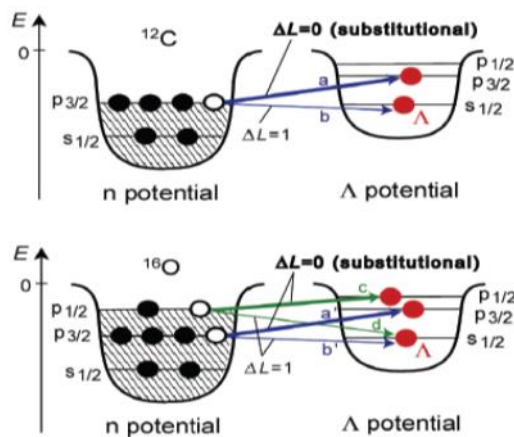
^۱ Thomas Jefferson National Accelerator Facility

^۲ Japan Proton Accelerator Research



شکل ۲-۲۵: حالت‌های جانشینی و غیرجانشینی هیپرون لاندای ${}^9\text{Be}$

در شکل زیر نیز نوترون واقع در تراز $p_{3/2}$ هسته تبدیل به هیپرون می‌شود که در این حالت یکی از دو پیکربندی $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ و یا حالت $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ را خواهیم داشت [۲۰].

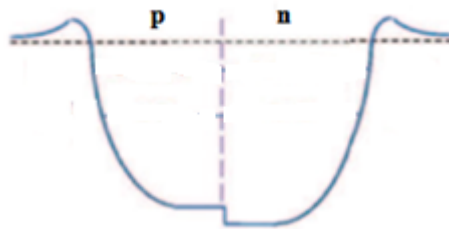


شکل ۲-۲۶: نمایش ترازهای انرژی هیپرون لاندای نوکلئون [۲۰]

۲-۷-۵ مدل گاز فرمی

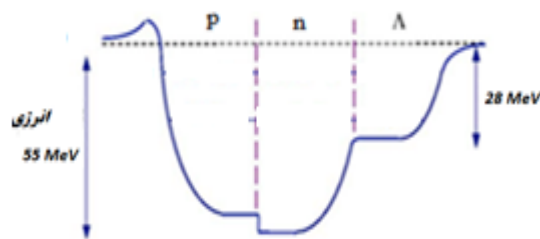
مدل گاز فرمی از مدل لایه‌ای گرفته شده، با این فرق که نوکلئون‌ها را به طور جداگانه روی مدار در نظر گرفته است. طبق این مدل، نوترون‌ها و پروتون‌ها به صورت آزادانه در یک چاه پتانسیل جاذبه-

ای به ابعاد هسته حرکت می‌کنند. نیروهای هسته‌ای بصورت پتانسیل هسته‌ای یا چاه هسته‌ای بیان می‌شود. به نظر می‌رسد که نوکلئون‌ها در چاه پتانسیل در پایین‌ترین حالات ممکن انرژی هستند. شکل (۲-۲۷) نمایش ساده‌ای از نوکلئون‌ها در مدل گاز فرمی است.



شکل ۲-۲۷: نمایش چاه پتانسیل نوکلئون‌ها

عمق چاه برای نوترون‌ها عمیق‌تر از عمق چاه برای پروتون‌ها است. این امر بدلیل این است که پروتون‌ها، برخلاف نوترون‌ها تحت تاثیر نیروهای دامنه کولنی قرار می‌گیرند. پتانسیل پروتونی دارای یک سد کولنی است پروتون‌هایی که بخواهند از خارج هسته به داخل آن وارد شوند توسط بار هسته-ای دفع می‌گردند، آن‌ها باید یا در سد تونل بزنند و یا به اندازه کافی انرژی داشته باشند که از روی آن بگذرند. در شکل (۲-۲۸) نمایش چاه پتانسیل برای نوکلئون‌ها و هیپرون لاندا موجود را نشان داده شده است.



شکل ۲-۲۸: نمایش چاه پتانسیل نوکلئون‌ها و هیپرون لاندا.

هیپرون به صورت یک ذره آزاد در چاه پتانسیل حرکت می‌کند هرچند هسته به صورت ماده‌ای مترکم است. اصل طرد پائولی جلوگیری می‌کند که یک پروتون یا نوترون در هسته تراز پایین‌تری را اشغال کند که قبلاً پر شده است (حالت‌ها در هسته از پایین‌ترین حالت پر می‌شوند). اگر یک نوترون به یک هیپرون لاندا تغییر کند، هیپرون می‌تواند هر حالتی را در هسته به علت وجود درجه آزادی

اضافه‌ای (عدد شگفتی) که نسبت به نوکلئون‌ها دارد اشغال کند. هیپرون حضور فردی نوکلئون‌ها را حس نمی‌کند، بلکه پتانسیلی که آن‌ها خلق می‌کنند را حس می‌کند. پتانسیل بین هیپرون-نوکلئون کمتر از پتانسیل بین نوکلئون‌ها است، زیرا برهم‌کنش هیپرون - نوکلئون ضعیف‌تر از برهم‌کنش بین نوکلئون-نوکلئون می‌باشد. ضعیف بودن برهم‌کنش هیپرون-نوکلئون به علت حالت قیدی ضعیفی است که بین آن‌ها برقرار است و به این علت عمق چاه پتانسیل هیپرون کمتر از نوکلئون‌ها می‌باشد. به عبارتی پتانسیلی که هر پروتون در هیپرهسته حس می‌کند ناشی از پتانسیل‌های نوکلئون-نوکلئون (V_{NN})، پتانسیل کولنی (V_C) و پتانسیل هیپرون-نوکلئون ($V_{\Lambda N}$) است. پتانسیلی که به هر نوترون وارد می‌شود عبارت است از پتانسیل V_{NN} و $V_{\Lambda N}$. پتانسیلی که هیپرون لاندای حس می‌کند $V_{\Lambda N}$ می‌باشد. به علت اینکه پتانسیل برهم‌کنشی هیپرون-نوکلئون ($V_{\Lambda N}$) ضعیف‌تر از پتانسیل برهم‌کنشی نوکلئون-نوکلئون (V_{NN}) است، ته چاه پتانسیل هیپرون بالاتر از ته چاه پتانسیل نوترون و پروتون است. عمق چاه پتانسیل با استفاده از روابط زیر به دست می‌آید

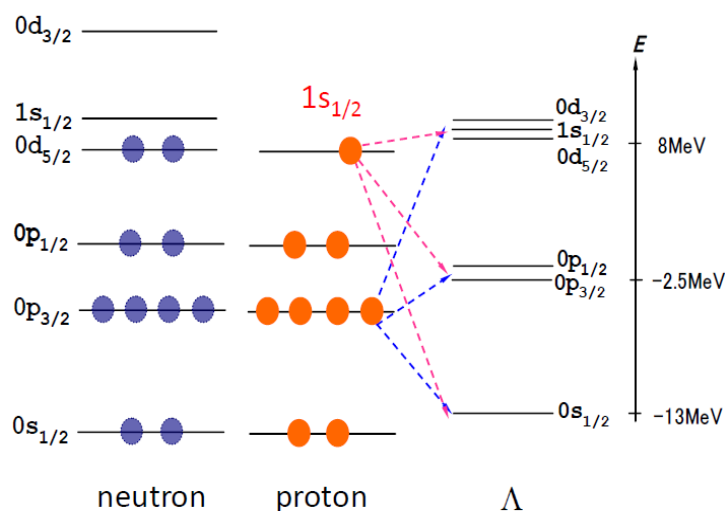
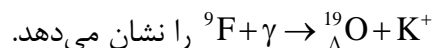
$$D_{\Lambda} = B_{\Lambda} + \frac{\pi^2 A^{-\frac{2}{3}} \hbar^2 c^2}{2m_{\Lambda} r_0^2} \left(1 - \frac{2}{s} + \frac{3}{s^2}\right) \quad (8-2)$$

$r_0 = 1.21 \text{ fm}$, A عدد جرمی هیپرهسته، B_{Λ} انرژی بستگی و m_{Λ} جرم هیپرون است [۲۱]. s عبارت است از

$$s = \left(r_0^2 A^{\frac{2}{3}} \frac{2m_{\Lambda} D_{\Lambda}}{\hbar^2 c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (9-2)$$

عمق چاه پتانسیل هیپرون لاندای موجود در ماده هسته‌ای که از داده‌های آزمایشگاهی می‌تواند استخراج شود در حدود 27 MeV تا 30 MeV می‌باشد که نصف عمق چاه پتانسیل هسته در حدود 60 MeV است.

شکل (۲-۳۰) موقعیت قرار گرفتن یک هیپرون لاندا تولید شده توسط پروتون در واکنش

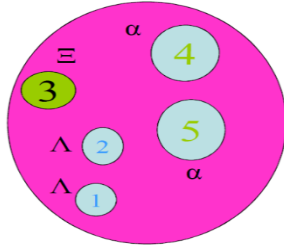


شکل ۲-۲۹: پیکربندی ترازهای انرژی در ${}_{\Lambda}^{19}\text{O}$

در این شکل نشان می‌دهد که یک هیپرون تولید شده توسط یک پروتون در حالت $1s_{1/2}$ یا در حالت $0p_{3/2}$ در چه ترازهایی می‌تواند قرار بگیرد. هیپرونی که از طریق هر یک از این دو پروتون‌های مشخص شده در شکل تولید شود می‌تواند در ترازهای $0s_{1/2}$, $0p_{1/2}$, $0p_{3/2}$ و $1s_{1/2}$ قرار بگیرد. همانطور که مشخص است فاصله ترازهای انرژی هیپرون کمتر از فاصله ترازهای انرژی پروتون و نوترون است.

۲-۷-۶ ساختار خوشه‌ای

کشف واپاشی آلفای هسته سنگین آغاز این ایده بود که قبل از واپاشی آلفا ممکن است خوشه‌های هسته‌ای (دو پروتون و دو نوترون) تشکیل شود. در این مدل همه هسته‌ها می‌توانند به صورت ترکیبی از ذرات α در نظر گرفته شوند. این روش برای هسته‌هایی با تعداد مساوی یا تعداد زوجی از پروتون و نوترون روش مطلوب‌تری است. این مدل برای هیپرهسته‌ها نیز کاربرد دارد. به عنوان مثال سیستم پنج جسمی ${}_{\Lambda\Lambda\Xi}^{11}\text{Be}$ در مدل $\Lambda\Lambda\Xi\alpha\alpha$ در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل ۲-۳۰: سیستم پنج جسمی ${}_{\Lambda\Xi}^{11}\text{Be}$

هامیلتونی آن به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۲]

$$H_{\Lambda\Lambda\Xi}^{\alpha\alpha} = \sum_{i=1}^2 K_{\Lambda}(i) + K_{\Xi}(3) + \sum_{i=4}^5 K_{\alpha}(i) + V_{\Lambda\Lambda}(r_{12}) + \sum_{i=1}^2 V_{\Lambda\Xi}(r_{i3}) + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=4}^5 V_{\Lambda\alpha}(r_{ij}) + \sum_{i=4}^5 V_{\Xi\alpha}(r_{3i}) + V_{\alpha\alpha}(r_{45}) + \sum_{i=1}^2 V_{\Lambda\alpha\alpha}(r_{i4}, r_{i5}) \quad (10-2)$$

پتانسیل‌های دو جسمی مانند $\Lambda\Lambda$ و $\Lambda\Xi$ در حالت‌های اسپینی تک‌تایی s و سه تایی t به صورت

زیر می‌باشند

$$V_{BB}^{\sigma}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^3 v_i^{\sigma} \exp(-r^2/\alpha_i^2) \quad (11-2)$$

مقادیر ثابت در پتانسیل‌های رابطه (۱۱-۲) در جدول زیر آورده شده است.

جدول ۲-۶: مقادیر ثابت پتانسیل دو جسمی رابطه (۱۱-۲) [۲۲]

i	α_i (fm)	v_i^s (MeV)	v_i^t (MeV)
1	1.342	-21.49	-21.297
2	0.777	$-379.1 \times \gamma^s$	$-379.1 \times \gamma^t$
3	0.350	9324	11358.75

مقادیر γ^s و γ^t واقع در جدول بالا به ترتیب عبارت‌اند از 0.9156 و -0.915^t است. برهم‌کنش

$hh = \Lambda\alpha, \alpha\alpha$ با حالت اندازه حرکت زاویه‌ای l به صورت زیر می‌باشد

$$V_{hh}^{(\ell)} = V_{rep}^{(\ell)} \exp[-(\frac{r}{\beta_{ren}^{(\ell)}})^2] - V_{att}^{(\ell)} \exp[-(\frac{r}{\beta_{att}^{(\ell)}})^2] \quad (12-2)$$

برای برهم کنش $\alpha\alpha$ معادله (۲-۱۰) جمله اضافه زیر که پتانسیل کولنی است را دارا می باشد

$$V_{hh} = \frac{4e^2}{r} \Phi[(2\alpha/3)^{1/2} r] \quad (13-2)$$

$\alpha = 0.514 \text{ fm}^{-2}$ و Φ به صورت زیر تعریف می شود

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (14-2)$$

پتانسیل حالت $\Xi\alpha$ عبارت است از

$$V_{\Xi\alpha}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(\frac{(r-R)}{c})} \quad (15-2)$$

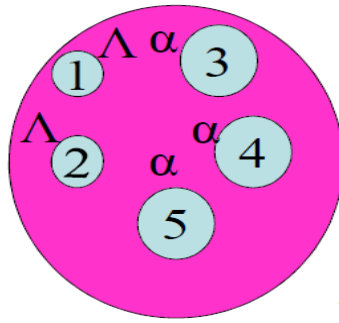
$R = 1.1 \times (A_c)^{1/3}$, A_c عدد جرمی هسته و $c = 0.65 \text{ fm}$ است.

$$V_{\Lambda\alpha\alpha} = W_0 f(r_{\Lambda\alpha_1}) f(r_{\Lambda\alpha_2}) \quad (16-2)$$

که $W_0 = 13.5 \text{ MeV}$ و $f(r)$ عبارت است از

$$f(r) = \exp(-ar) / ar \quad (17-2)$$

و $a = 0.5 \text{ fm}^{-1}$ است. شکل زیر نمایشی از سیستم پنج جسمی ${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{C}$ در مدل $\Lambda\Lambda\alpha\alpha\alpha$ است.



شکل ۲-۳: سیستم پنج جسمی ${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{C}$

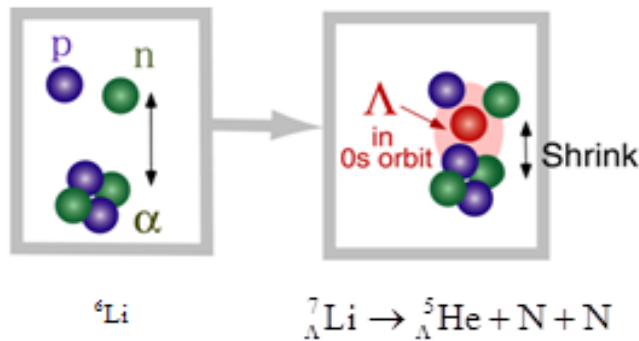
همیلتونی آن به صورت زیر تعریف می شود

$$H_{\Lambda\Lambda}^{\alpha\alpha\alpha} = \sum_{i=1}^2 K_{\Lambda}(i) + \sum_{i=3}^5 K_{\alpha}(i) + V_{\Lambda\Lambda}(r_{12}) + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^5 V_{\Lambda\alpha}(r_{ij}) + \sum_{i<j}^5 V_{\alpha\alpha}(r_{ij}) + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^5 \sum_{j<k=3}^5 V_{\Lambda\alpha\alpha}(r_{ij}, r_{jk}) + V_{\alpha\alpha\alpha}(r_{34}, r_{35}, r_{45}) \quad (18-2)$$

پتانسیل سه جسمی $\alpha\alpha\alpha$ عبارت است از

$$V_{\alpha\alpha\alpha} = W_3 \exp(-(r_{23}^2 + r_{24}^2 + r_{34}^2) / \alpha^2) \quad (19-2)$$

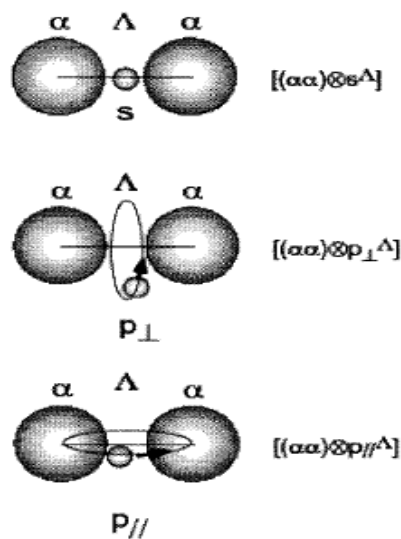
و $W_3 = -16.0 \text{ M}$, $\alpha = 7.7 \text{ fm}$ است [۲۲]. در شکل زیر اثر کوچکتر شدن هسته با ورود هیپرون به آن در مدل خوشه‌ای سه جسمی نشان داده شده است.



شکل ۲-۳: انقباض هسته ${}^6\text{Li}$ با وجود هیپرون

لاندا درون کلاستر مسافت بین آلفا و نوکلئون‌ها را کاهش می دهد [۱۵].

هنگامی که هیپرون جایگزین نوکلئون در هسته می‌شود ساختار پوسته‌ای به علت برهم‌کنش بین هیپرون‌ها و نوکلئون‌ها تغییر می‌کند و حالت‌های هسته‌ای با تقارن جدید ایجاد می‌شود. به عنوان مثال هیپر هسته ${}^9_8\text{Be}$ از ۴ پروتون و ۴ نوترون و یک هیپرون لاندای تشکیل شده است. این سیستم به طور ساده می‌تواند به صورت حالت مقید دو ذره $\alpha({}^4_2\text{He})$ و یک هیپرون در نظر گرفته شود. ذره آلفا به علت بسته شدن پیکربندی پوسته به شدت مقید است. در این هیپر هسته، نوکلئون‌ها در پوسته 1s ($\ell=0$) و 1p ($\ell=1$) قرار می‌گیرند و لاندای نیز می‌تواند در پوسته 1s و یا 1p قرار بگیرد. با در نظر گرفتن هیپرون در حالت 1s تقارن دیده شده در این سیستم مشابه سیستم ${}^8\text{Be}$ است. حال حالتی را در نظر بگیرید که ذره لاندای در پوسته 1p است و در این حالت می‌تواند نسبت به نوکلئون‌های دیگری در پوسته 1p حالت تقارن یا پادتقارن داشته باشد. حالت پادتقارن به صورت P_{\perp} در شکل (۲-۳۴) نشان داده شده است. تقارن دیده شده در این سیستم مشابه ${}^9\text{Be}$ است. مهم‌ترین حالت هنگامی است که لاندای در پوسته 1p مقید است اما نسبت به نوکلئون‌های دیگر حالت تقارن دارد. این حالت به صورت P_{\parallel} در شکل (۲-۳۴) نشان داده شده است. این حالت تقارن در هسته‌های معمولی به علت اصل طرد پائولی مشاهده نمی‌شود [۲۳]. بنابراین تقارن‌ها فقط در هیپر هسته‌ها مشاهده می‌شوند



شکل ۲-۳۳: حالت‌های تقارن در هیپر هسته ${}^9_8\text{Be}$ [۲۳]

در سال ۱۹۳۹ یکی از مدل‌های هسته‌ای اولیه که توسط نیلز بور و ویلر معرفی شد از روی قطره‌های مایع، ابداع شده است. یکی از برجسته‌ترین واقعیت‌های پیرامون هسته‌ها و هیپرهسته‌ها ثابت بودن تقریبی چگالی هسته‌ای و هیپرهسته‌ای است یعنی تعداد نوکلئون‌های موجود در اطراف هر نوکلئون تقریباً ثابت می‌ماند. حجم یک هیپرهسته با تعداد کل باریون‌های تشکیل دهنده‌ی آن متناسب است. بیشترین اطلاعات درباره‌ی ماده هسته‌ای از فرمول نیمه تجربی جرم به دست می‌آید. اولین و معروف‌ترین فرمول نیمه تجربی جرم برای هسته‌ها، فرمول بته- وایتسکر^۱ است؛ او ملاحظه کرد که ثابت بودن متوسط انرژی بستگی (انرژی بستگی کل هر هسته نقش مهمی در تعیین پایداری هسته بازی می‌کند) و ثابت بودن چگالی هسته‌ای، یک مدل قطره مایع را پیشنهاد می‌کند. در سال ۲۰۰۲ سامانتا^۲ و ادھیکاری^۳ فرمول جرم بته- وایتسکر در مدل قطره مایع را برای هیپرهسته‌ها بسط دادند. فرمول بته- وایتسکر به صورت زیر می‌باشد

$$B(A, z)_{\text{cor}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{z(z-1)}{A^{1/3}} - a_{\text{sym}} \frac{(A-2z)^2}{A} + \delta \quad (20-2)$$

$B(A, z)_{\text{cor}}$ انرژی بستگی کل یک هسته شامل Z پروتون و n نوترون است و A تعداد کل باریون-های درون هسته می‌باشد. مقادیر ضرایب ثابت عبارت است از $a_v = 15.777 \text{ MeV}$, $a_s = 18.34 \text{ MeV}$, $a_c = 0.71 \text{ Me}$, $a_{\text{sym}} = 23.21 \text{ Me}$. از آنجایی که تعداد A ذره در هسته وجود دارد، پس یک سهم حجمی $a_v A$ در انرژی بستگی در نظر گرفته می‌شود. نوکلئون‌های سطحی پیوندهای کمتری دارند و اندازه‌ی متناهی یک هسته‌ی حقیقی منجر به یک جمله‌ی متناسب با مساحت هسته بوده و انرژی بستگی را کاهش می‌دهد که این جمله عبارت است از $-a_s A^{2/3}$. اگر فقط این دو جمله وجود داشتند، ایزوبارها صرف‌نظر از مقدار Z و N پایدار می‌بودند. برای ویژه هسته‌های سبک‌تر، ایزوبارهای خود- مزدوج ($A = 2Z$ یا $n = z$) پایدارترین ویژه هسته‌ها هستند و حال آن‌که

¹ Bethe-Weizsaker

² Samanta

³ Adhikari

ایزوبارهای سنگین‌تر دارای $A > 2Z$ هستند. این خواص توسط دو جمله‌ی اضافی، یک جمله‌ی تقارنی و انرژی کولنی توضیح داده می‌شود. انرژی کولنی ناشی از نیروی دافعه‌ی الکتریکی است که بین هر دو پروتون به فرم $\frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z(z-1)}{A^{1/3}}$ وجود دارد؛ این انرژی ایزوبارهای با نوترون اضافی را ترجیح می‌دهد. به خاطر سادگی فرض می‌شود که پروتون‌ها به طور یکنواخت در سرتاسر یک هسته‌ی کروی به شعاع $R = R_0 A^{1/3}$ توزیع شده است پس سهم انرژی کولنی عبارت است از $-a_c z(z-1)/A^{1/3}$. این واقعیت که فقط ویژه هسته‌های واقع در یک نوار باریک پایدارند توسط جمله‌ی انرژی تقارنی توضیح داده می‌شود. اگر بخواهیم فرمول انرژی بستگی توصیف واقع بینانه‌ای از هسته‌های پایدار به دست بدهد، خاصیت $Z \approx A/2$ مربوط به هسته‌های پایدار هم باید در آن در نظر گرفته شود. این جمله در هسته‌های سبک بیشتر رعایت می‌شود و اهمیت زیادی دارد ولی در هسته‌های سنگین اهمیت کمتری دارد، زیرا افزایش سریع دافعه‌ی کولنی مستلزم نوترون‌های اضافی است تا به این وسیله پایداری هسته تضمین شود. این جمله به خاطر تأثیرش در متقارن نگه داشتن هسته از لحاظ تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها جمله‌ی تقارن نامیده می‌شود، می‌توان به صورت $-a_{\text{sym}} (A - 2Z)^2 / A$ نوشت که شکل آن هم به علت ترجیح هسته‌های متقارن ($Z \approx A/2$) و هم به علت کاهش وزن در موارد A بزرگ، قابل قبول است. جمله دیگری را هم باید در نظر گرفت که تمایل نوکلئون‌های مشابه را به تشکیل زوج و تحکیم پیکربندی پایدار هسته‌ای نشان دهد انرژی تزویج (δ) است. هنگامی که با تعداد فرد نوکلئون‌ها (Z فرد و n زوج و بالعکس) سروکار داشته باشیم، این جمله نقشی در انرژی بستگی ندارد. انرژی تزویج δ را معمولاً برای Z و n زوج به صورت $+a_p A^{-3/4}$ ، برای Z و n فرد $-a_p A^{-3/4}$ و برای A فرد برابر صفر در نظر گرفته می‌شود. فرمول انرژی بستگی تعمیم یافته (BWM) برای هسته به صورت زیر می‌باشد [۲۴]

¹ Modified-Bethe-Weizsacker

$$B(A, z_c)_{\text{cor}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{z(z-1)}{A^{1/3}} - \frac{a_{\text{sym}}(n-z)^2}{(1 + \exp(-A/17))A} + \delta_{\text{new}} \quad (21-2)$$

δ_{new} عبارت است از

$$\delta_{\text{new}} = (1 - \exp(-A/30))\delta \quad (22-2)$$

$\delta = 12A^{-1/2}$ برای z و n زوج، $\delta = -12A^{-1/2}$ برای z و n فرد، $\delta = 0$ برای حالت‌های دیگر z و n است. فرمول انرژی مقید تعمیم یافته که اساساً فرمول بت- وایتسکر بسط داده شده برای هسته سبک است که می‌تواند ویژگی‌های انرژی مقید برحسب عدد جرمی هسته غیر شگفت از $z=3$ تا $z=83$ را شرح دهد.

یک عبارت هیپرون که به فرمول (۲۱-۲) اضافه شود رابطه‌ای به دست می‌آید که می‌تواند انرژی مقید هیپر هسته‌ای که به صورت یک هسته نرمال به اضافه هیپرون است را توضیح دهد؛ این فرمول تعمیم یافته به صورت زیر می‌باشد [۲۴]

$$B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \frac{a_{\text{sym}}(n-z)^2}{(1 + \exp(-A/17))A} + (1 - \exp(-A/30))\delta + n_Y [0.0335(m_Y) - 26.7 - 48.7|S|A^{-2/3}] \quad (23-2)$$

$B(A, Z)_{\text{hypernuclei}}$ انرژی بستگی کل یک هیپر هسته شامل Z پروتون و n نوترون است. n_Y نماد هیپرون است که هیپرون‌ها از یک نوع هستند. S نیز عدد شگفتی می‌باشد که برای هسته‌های معمولی صفر است.

با قرار دادن $Z = z$ و $n_Y = 0$ در فرمول (۲۳-۲) فرمول انرژی بستگی هسته به دست خواهد آمد. انتخاب مقدار δ به فرد و یا زوج بودن تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها هیپر هسته بستگی دارد. به عنوان

مثال برای ${}^9_3\text{Li}$ تعداد نوترون، پروتون و هیپرون لاندا به ترتیب $n=5$ (فرد)، پروتون $Z=3$ (فرد) و $n_Y=1$ است بنابراین $\delta=-12A^{-1/2}$ است در حالی که برای هسته غیر شگفت ${}^9\text{Li}$ ، $\delta=0$ است.

فرمول (۲۳-۲) برای هیپر هسته‌ای که تنها از یک نوع هیپرون ساخته شده به کار می‌رود، این فرمول برای هسته با چندین شگفتی مانند ترکیبی از هیپرون‌های Ξ^0, Λ, Ξ^- نیز بسط داده شده است که فرم آن به صورت زیر خواهد بود [۲۴]

$$B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} = a_v A - a_s 4A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \frac{a_{\text{sym}}(n-z)^2}{(1 + \exp(-A/17))A} + (1 - \exp(-A/30))\delta$$

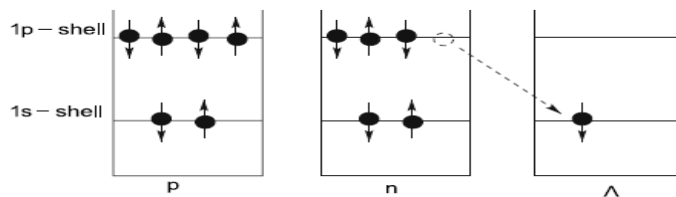
$$\sum_Y n_Y [0.0335(m_Y) - 26.7 - 48.7|S|A^{-2/3} - a_Y \{(n_\Lambda + n_{\Xi^0} + n_{\Xi^-} - z)^2 + (n_\Lambda + n_{\Xi^0} + n_{\Xi^-} - n)^2\} / \{(1 + e^{-A/17})A\}] \quad (24-2)$$

پارامتر a_Y برای عدم تقارن در تعداد هیپرون-نوترون و هیپرون-پروتون است. این عبارت شبیه عبارت عدم تقارن پروتون-نوترون هسته نرمال بدون شگفتی است. به ازای $n_Y=0$ عبارت‌های هیپرون ظاهر نمی‌شود و معادله به صورت معادله هسته نرمال می‌شود. بار کل سیستم چند شگفتی می‌تواند هم مثبت یا هم منفی باشد. Z در معادله (۲۴-۲) به صورت زیر تعریف می‌شود

$$Z = \left| z + \sum_Y n_Y q_Y \right| \quad (25-2)$$

سیستم هیپرونی با تنها هیپرون Ξ^0 مقیدتر از سیستم Ξ^- (به علت بار منفی) می‌باشد. برای سیستم‌های هسته‌ای شامل هم پروتون و هم هیپرونی مانند Ξ^- ، دافعه کولنی بوسیله پروتون‌ها به علت بار منفی هیپرون Ξ^- کم می‌شود.

به طور تجربی نیز در سال ۱۹۹۲ انرژی بستگی هیپرهسته سبک لاندای در حالت $1s$ که حالت پایه ذره می‌باشد در آزمایشات امولسیون بوسیله دویس^۱ تعیین شد و همچنین انرژی بستگی هیپرهسته-های سبک، متوسط و سنگین لاندای برای حالت‌های بالاتر l برای $^{28}_{\Lambda}\text{Si}$, $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$, $^{139}_{\Lambda}\text{La}$ و $^{209}_{\Lambda}\text{Pd}$ با طیف واکنش (π^+, K^+) توسط هاشیموتو^۲ و تامورا^۳ در سال ۲۰۰۶ به دست آمده است. اخیراً طیف واکنش $(e, e'K^+)$ پیشرفت کرده است و وضوح انرژی بالاتری نسبت به طیف واکنشی (π^+, K^+) فراهم می‌کند. یکی از مهمترین دستاوردهای واکنش $(e, e'K^+)$ مشخص شدن حالت‌های ذره منفرد لاندای در هیپرهسته از حالت‌های $s(l=0)$ به $h(l=5)$ است که توسط هاشیموتو و تامورا در سال ۲۰۰۶ انجام شده است. شکل زیر گذاری را نشان می‌دهد که یک نوترون تبدیل به یک هیپرون لاندای شده است و هیپرون در پایین‌ترین تراز ($1s$) قرار گرفته است و در نتیجه هیپرهسته تولید شده در حالت پایه قرار دارد.



شکل ۲-۳: نمایش ترازهای $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ در حالت پایه [۲۵]

۲-۷-۸ حرکت جمعی

مدل هسته‌ای جمعی مدلی است که حرکت‌های نوسانی و دورانی هسته‌های تغییر شکل یافته را توضیح می‌دهد. مدل‌های نظریه میدان نسبیتی و نظریه غیر نسبیتی اسکیرم-هارتر-فوک^۴ برای مطالعه حرکت جمعی و ویژگی‌های تغییر شکل هیپرهسته‌ها به کار رفته‌اند. در مطالعات تئوری اخیر با استفاده از نظریه میدان نسبیتی نشان داده شده است که شکل یک ^{12}C و ^{28}Si هنگامی که یک

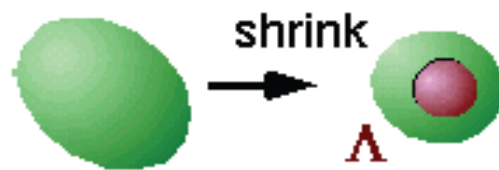
^۱Davis

^۲ Hashimoto

^۳Tamura

^۴Skyrme-Hartree-Fock

ذره لاندای آن‌ها اضافه می‌شود از یک حالت پخت به کرووی تغییر می‌کند [۲۶]. مدل اسکیرم-هاتر-فوک کاهش تغییر شکل برای ^{12}C در حضور هیپرون لاندای حالت پخت به کرووی شکل را پیشگویی می‌کند. یک کاربرد نظریه میدان برای هیپر هسته‌های تغییر شکل یافته اولین بار توسط وین^۱ و هاگینو^۲ در سال ۲۰۰۸ انجام شد. همچنین مطالعه هیپر هسته‌های تغییر شکل یافته توسط ایسکا^۳ در سال ۲۰۱۱ نیز انجام گردید. شکل زیر نمایشی از تغییر شکل حالت هسته با ورود هیپرون به آن می‌باشد



شکل ۲-۳۵: تغییر شکل هسته با حضور هیپرون از حالت پخت به کرووی

همانطور که در شکل مشاهده می‌شود حضور هیپرون باعث تغییر شکل هسته از حالت پهن شده در قطبین به کرووی می‌شود. تغییر شکل در وجود گذارهای چهارقطبی و طیف دوران که به طور آزمایشگاهی مشاهده می‌شود نتیجه می‌گردد. آزمایشات طیف اشعه گاما در J-PARC می‌تواند در وضوح ویژگی‌های تغییر شکل و حرکت تجمعی (دو نوع حرکت تجمعی عبارت‌اند از حرکت دورانی هسته تغییر شکل یافته و حرکت ارتعاشی هسته کرووی) در هیپر هسته بوسیله اندازه‌گیری مقادیر کسر انشعاب $B(E2)$ و انرژی‌های برانگیختگی در دوران و ارتعاش کمک کند. پارامتر تغییر شکل یافته به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۷]

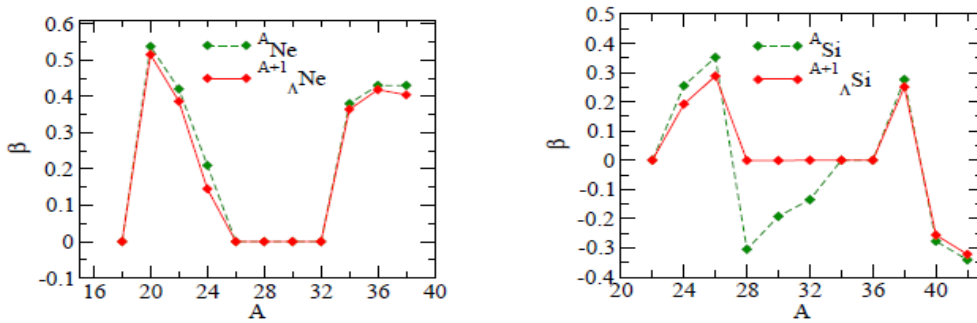
$$\beta = \frac{4\pi}{3AR^2} Q_{20} \quad (26-2)$$

A عدد جرمی و R شعاع هسته می‌باشد. Q_{20} گشتاور مغناطیسی چهارقطبی است که عبارت است از

¹Win
²Hagino
³Isaka

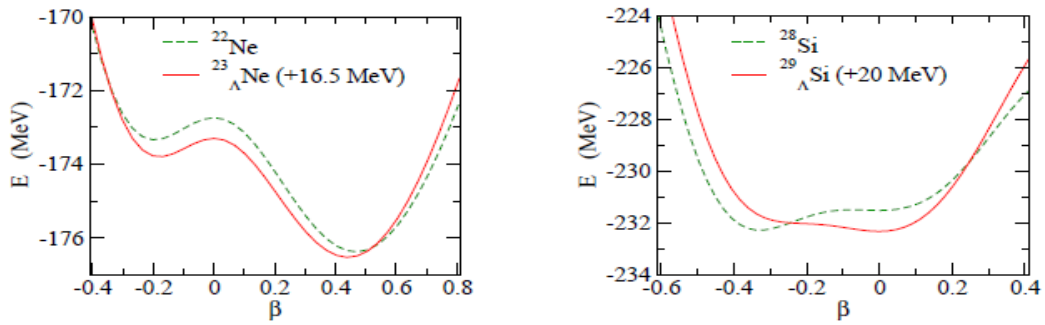
$$Q_{20} = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \int d^3r (2z^2 - x^2 - y^2) \rho_{\text{tot}}(r) \quad (27-2)$$

$\rho_{\text{tot}}(r)$ چگالی کل می‌باشد که شامل چگالی هیپرون، نوترون و پروتون است. هنگامی که بتا مثبت باشد هیپرهمسته به صورت یک بیضیوار کشیده و طویل است. هنگامی که بتا منفی باشد هیپرهمسته به شکل یک بیضیوار پخت و پهن در می‌آید. شکل (۲-۳۷) تغییرات پارامتر تغییرشکل چارکطبی β برحسب عدد جرمی برای حالت پایه ایزوتوپ‌های هسته و هیپرهمسته لاندای سیلیسیوم و نئون را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۳۶: تفاوت پارامتر تغییر شکل یافته هیپرهمسته و هسته [۲۷]

در شکل می‌توان نواحی که هیپرهمسته به صورت یک بیضیوار کشیده و طویل (به ازای بتاهای مثبت) و یا پخت و پهن (به ازای بتا منفی) می‌باشد را مشاهده کرد. در شکل سمت راست ملاحظه می‌گردد، تغییر شکل پخت برای ایزوتوپ‌هایی از هسته سیلیسیم با عدد جرمی ۲۸، ۳۰، ۳۲، ۳۴ و ۳۶ هنگامی که ذره لاندای به هسته اضافه می‌شود ظاهر نشده است ($\beta=0$) و در شکل سمت چپ نیز برای ایزوتوپ‌های هیپرهمسته نئون با عدد جرمی ۲۷، ۲۸، ۲۹، ۳۰، ۳۱، ۳۲ تغییر شکل مشاهده نمی‌شود. در شکل زیر مقایسه سطح انرژی پتانسیل برحسب پارامتر تغییر شکل یافته برای هیپرهمسته‌ها و هسته‌های ${}^{23}_{\Lambda}\text{Ne} - {}^{22}\text{Ne}$ و ${}^{28}_{\Lambda}\text{Si} - {}^{27}\text{Si}$ نشان داده شده است.



شکل ۲-۳۷: سطح انرژی پتانسیل برحسب پارامتر تغییر شکل یافته [۲۷]

در شکل اختلاف انرژی حالت پخت و کروی در حدود 0.75 MeV است. هامیلتونی تجمعی برای حرکت‌های چهارقطبی با مختصات β و γ با دوران سه بعدی به صورت زیر بیان می‌شود [۲۷]

$$H_{\text{coll}} = T_{\text{vib}} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \frac{I_k^2}{2\eta_k} + V_{\text{coll}}(\beta, \gamma) \quad (28-2)$$

که T_{vib} عملگر انرژی جنبشی برای حرکت‌های ارتعاشی و η_k تکانه دورانی می‌باشد. V_{coll} پتانسیل تجمعی است که شامل برهم‌کنش $N\Lambda$ نیز می‌گردد. تابع موج هیپرهمسته لاندای نیز به صورت زیر تعریف می‌گردد

$$\Psi^{\pm} = \hat{P}^{\pm} \Psi_{\text{int}}, \quad (29-2)$$

\hat{P}^{\pm} عملگر پاریته، Ψ_{int} تابع موج حقیقی است که بوسیله ضرب مستقیم تابع موج ذره لاندای منفرد ϕ_{Λ} و تابع موج نوکلئون‌ها Ψ_N به دست می‌آید

$$\Psi_{\text{int}} = \phi_{\Lambda} \otimes \Psi_N \quad (30-2)$$

بخش هسته‌ای رابطه بالا بوسیله دترمینان سلتر ویژه توابع نوکلئون منفرد توضیح داده می‌شود که به صورت زیر است

$$\Psi_N = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det\{\psi_i(r_j)\} \quad (31-2)$$

$\psi_i(r_j)$ ویژه تابع i امین نوکلئون منفرد، به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\psi_i(r_j) = \phi_i(r_j) \cdot \chi_i \cdot \xi_i \quad (32-2)$$

$\phi_i(r_j)$ تابع موج فضایی است که عبارت است از

$$\phi_i(r) = \prod_{\sigma=x,y,z} \left(\frac{2v_\sigma}{\pi} \right)^{1/4} \exp\{-v_\sigma(r-Z_i)_\sigma^2\} \quad (33-2)$$

Z_i بردار سه بعدی مختلط، v_σ دارای مقدار حقیقی می‌باشد. χ_i بخش اسپینی است که با اعداد

مختلط α_i و β_i پارامتر بندی شده است و به صورت زیر تعریف می‌گردد

$$\chi_i = \alpha_i \chi_\uparrow + \beta_i \chi_\downarrow \quad (34-2)$$

و ξ_i بخش ایزواسپینی قسمت هسته‌ای تابع موج می‌باشد

$$\xi_i = \text{proton or neutron} \quad (35-2)$$

β_i و α_i ، v_σ ، Z_i موجود در روابط بالا پارامترهای ارتعاشی بخش هسته‌ای هستند. همچنین تابع

موج بخش هیپرونی رابطه (۲-۳۰) برحسب بسته موج‌های گوسی به صورت زیر بیان می‌شود

$$\varphi_\Lambda(r) = \sum_{m=1}^M c_m \varphi_m(r) \quad (36-2)$$

φ_m عبارت است از

$$\varphi_m(r) = \phi_m(r) \cdot \chi_m \quad (37-2)$$

ϕ_m تابع‌ای به صورت زیر می‌باشد

$$\phi_m(r) = \prod_{\sigma=x,y,z} \left(\frac{2v_\sigma \rho}{\pi} \right)^{1/4} \exp\{-v_\sigma \rho (r-Z_m)_\sigma^2\} \quad (38-2)$$

که در رابطه بالا ρ عبارت است از

$$\rho = \frac{m_{\Lambda}}{m_N} \quad (39-2)$$

همچنین χ_m می‌شود

$$\chi_m = a_m \chi_{\uparrow} + b_m \chi_{\downarrow} \quad (40-2)$$

a_m و b_m در رابطه بالا پارامترهای بخش اسپینی‌اند. c_m, z_m, a_m و b_m پارامترهای ارتعاشی بخش هیپرونی هستند و v_{σ} برابر مقدار بخش هسته‌ای می‌باشد [۲۷]. جدول ۷-۲ مقادیر پارامترهای تغییرشکل یافته تعدادی از هیپرهسته‌ها و هسته‌ها را که در مدار s و p قرار دارند نشان می‌دهد.

۷-۲: جدول مقادیر پارامترهای تغییرشکل یافته [۲۷]

		β	γ
${}^8\text{Be}$	Ψ_N^+	0.68	1.9
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_s$	0.65	1.9
	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_p$	0.71	1.7
${}^{12}\text{C}$	Ψ_N^+	0.27	60.0
	Ψ_N^-	0.45	45.4
${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_s$	0.00	--
	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_p$	0.30	55.1
	$\Psi_N^- \otimes \Lambda_s$	0.40	45.5
${}^{19}\text{Ne}$	Ψ_N^+	0.27	0.6
	Ψ_N^-	0.45	0.5
${}^{20}_{\Lambda}\text{Ne}$	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_s$	0.25	0.6
	$\Psi_N^+ \otimes \Lambda_p$	0.30	0.9
	$\Psi_N^- \otimes \Lambda_s$	0.45	0.5
	$\Psi_N^- \otimes \Lambda_p$	0.45	0.5
${}^{20}\text{Ne}$	Ψ_N^+	0.38	0.7
	Ψ_N^-	0.43	0.4

۲-۷-۹ گشتاور مغناطیسی

گشتاورهای مغناطیسی هیپرهمسته‌ها یکی از مهمترین مشاهدات فیزیک می‌باشند و اطلاعاتی درباره ساختار و رفتار ذرات در یک میدان مغناطیسی را فراهم می‌کند. گشتاور مغناطیسی هیپرهمسته از مجموع گشتاورهای نوکلئون‌ها و هیپرون‌ها به دست آمده است. در نظریه‌های امروزی، گشتاور مغناطیسی نوکلئون‌ها و هیپرون‌ها را که از سه کوارک تشکیل شده‌اند مستقیماً از جمع گشتاورهای مغناطیسی کوارک‌ها به دست می‌آورند. گشتاور مغناطیسی هسته نقش مهم در تحلیل ساختار هسته بازی می‌کند. گشتاور مغناطیسی هیپرهمسته‌های سبک به طور تئوری در مدل پوسته‌ای مطالعه شده است. متویبا^۱ و همکارانش در سال ۱۹۸۵ اولین گشتاورهای مغناطیسی هیپرهمسته‌ها را برای هیپرهمسته‌های سبک پوسته p در مدل کلاستر سه جسمی مطالعه کردند. گشتاور مغناطیسی هسته وابسته به تکانه زاویه‌ای مداری به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\mu_N = g_\ell \mu_m \quad (41-2)$$

مقدار g_ℓ برای پروتون برابر با یک است و در صورتی می‌توان از این تعریف برای توصیف حرکت مداری نوترون‌ها استفاده کنیم که g_ℓ برابر با صفر باشد به علت این که نوترون‌ها بار ندارند. پروتون‌ها و نوترون‌ها مانند الکترون‌ها علاوه بر گشتاور مغناطیسی مداری، دارای گشتاور مغناطیسی ذاتی یا اسپینی هم هستند که هیچ گونه مشابهت کلاسیکی ندارد. رابطه این گشتاور به صورت زیر است

$$\mu_N = g_s S \mu_m \quad (42-2)$$

S اسپین ذرات است، g_s ضریب اسپینی g می‌گویند که از حل معادله‌ی کوانتوم نسبیتی حاصل می‌شود. برای پروتون مقدار $g_s = 5.5856912 \pm 0.0000022$ و برای نوترون مقدار $g_s = 5.5856912 \pm 0.0000022$ می‌باشد. نیروی تزویج در هسته‌ها، جفت‌شدگی میان نوکلئون‌ها را چنان تنظیم می‌کند که برایندهای تکانه‌های زاویه‌ای مداری و اسپینی هر زوج برابر صفر می‌شود. بدین

¹ Motoba

ترتیب، نوکلئون‌های تزویج شده هیچ‌گونه سهمی در گشتاور مغناطیسی ندارند و در تعیین آن فقط کافی است که نوکلئون‌های ظرفیت را در نظر بگیریم. اگر چنین نبود بر اساس ملاحظات آماری در بعضی از هسته‌های سنگین احتمالاً با گشتاورهای مغناطیسی خیلی بزرگ که شاید به ده‌ها مگنتون هسته‌ای می‌رسید، روبرو می‌شدیم. اما تا کنون هیچ هسته‌ای با گشتاور مغناطیسی دو قطبی بزرگتر از حدود $18.9156 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$ مشاهده نشده است. آریم^۱ و هری^۲ گشتاورهای مغناطیسی هسته را با استفاده از ترکیب تئوری و مقادیر آزمایشگاهی هسته‌ها و باریون‌ها بحث کردند. سوزوکی^۳ و همکارانش گشتاور مغناطیسی را با استفاده از قانون مجموع $SU(6)$ تحقیق کردند. ایزواسپین هیپر هسته با مجموع ایزواسپین هسته و هیپرون به دست می‌آید.

$$T = T_N + T_Y \quad (43-2)$$

T_N ایزواسپین نوکلئون و T_Y ایزواسپین هیپرون است. ایزواسپین هسته برای تقسیم‌بندی حالت‌های هسته خیلی مهم است. در ادامه روابط گشتاورهای مغناطیسی هیپر هسته‌های سبک برای سیستم‌های p^2n^2Y و pnY , pY , nY که p پروتون، n نوترون و Y هیپرون است، آورده شده است [۲۸].

گشتاور مغناطیسی سیستم pY و nY

سیستم pY و nY یعنی در لایه ظرفیت هیپر هسته یک p یا یک n منفرد وجود داشته باشد که گشتاور مغناطیسی نوکلئون منفرد با گشتاور مغناطیسی هیپرون، تعیین کننده گشتاور مغناطیسی هیپر هسته در این سیستم می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود.

الف) گشتاور مغناطیسی هیپر هسته لاند ($Y = \Lambda$) به صورت زیر بیان می‌شود

$$\mu\{J = j_N(\ell + 1/2) + j_Y(\ell(=0) + 1/2) = j_N - 1/2\} = \frac{2j_N - 1}{2j_N} \cdot \frac{2j_N + 2}{2j_N + 1} \mu_N - \frac{2j_N - 1}{2j_N + 1} \mu_Y \quad (44a-2)$$

¹Arima

²Horie

³Suzuki

9

$$\mu(J = j_N + 1/2) = \mu_N + \mu_Y \quad (44b-2)$$

در روابط بالا μ_N گشتاور مغناطیسی حالت j_N هسته و μ_Y گشتاور هیپرون حالت $1/2$ است. گشتاور مغناطیسی هیپر هسته می‌تواند با استفاده از مقادیر آزمایشگاهی μ_N و گشتاور مغناطیسی هیپرون لاندای به دست آید.

ب) گشتاور مغناطیسی سیستم‌های $n\Sigma$ ($T = 1/2, T_3 = -1/2$) با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\begin{aligned} \mu(J = j_N - 1/2) = & \frac{2j_N - 1}{2j_N} \cdot \frac{2j_N + 2}{2j_N + 1} \frac{1}{3} \{ \mu_N(n) + 2\mu_N(p) \} \\ & - \frac{2j_N - 1}{2j_N + 1} \frac{1}{3} \{ \mu_Y(\Sigma^0) + 2\mu_Y(\Sigma^-) \} \end{aligned} \quad (45a-2)$$

9

$$\mu(J = j_N + 1/2) = \frac{1}{3} \{ \mu_N(n) + 2\mu_N(p) \} + \frac{1}{3} \{ \mu_Y(\Sigma^0) + 2\mu_Y(\Sigma^-) \} \quad (45b-2)$$

$\mu_N(n), \mu_N(p), \mu_Y(\Sigma^-)$ و $\mu_Y(\Sigma^0)$ به ترتیب گشتاور مغناطیسی پروتون، نوترون، هیپرون Σ^- و Σ^0 می‌باشد. گشتاور مغناطیسی سیستم‌های $p\Sigma$ ($T = 1/2, T_3 = 1/2$) عبارت است از

$$\begin{aligned} \mu(J = j_N - 1/2) = & \frac{2j_N - 1}{2j_N} \cdot \frac{2j_N + 2}{2j_N + 1} \frac{1}{3} \{ \mu_N(p) + 2\mu_N(n) \} \\ & - \frac{2j_N - 1}{2j_N + 1} \frac{1}{3} \{ \mu_Y(\Sigma^0) + 2\mu_Y(\Sigma^+) \} \end{aligned} \quad (46a-2)$$

9

$$\mu(J = j_N + 1/2) = \frac{1}{3} \{ \mu_N(n) + 2\mu_N(p) \} + \frac{1}{3} \{ \mu_Y(\Sigma^0) + 2\mu_Y(\Sigma^-) \} \quad (46b-2)$$

ج) گشتاور مغناطیسی سیستم‌های $n\Xi$ ($T=0, T_3=0$) عبارت است از

$$\begin{aligned} \mu(J = j_N - 1/2) = & \frac{2j_N - 1}{2j_N} \cdot \frac{2j_N + 2}{2j_N + 1} \frac{1}{2} \{ \mu_N(p) + \mu_N(n) \} \\ & - \frac{2j_N - 1}{2j_N + 1} \frac{1}{2} \{ \mu_Y(\Xi^0) + \mu_Y(\Xi^+) \} \end{aligned} \quad (47a-2)$$

و

$$\mu(J = j_N + 1/2) = \frac{1}{2} \{ \mu_N(n) + \mu_N(p) \} + \frac{1}{2} \{ \mu_Y(\Xi^0) + \mu_Y(\Xi^+) \} \quad (47b-2)$$

همچنین برای سیستم‌های $p\Xi$ ($T=1, T_3=1$) گشتاور مغناطیسی با جایگزینی $\mu_N = \mu_N(p)$ و $\mu_Y = \mu_Y(\Xi^0)$ در رابطه بالا به دست می‌آید.

گشتاور مغناطیسی سیستم pnY

سیستم pnY یعنی سیستمی که یک p , یک n و یک Y در تراز آخر قرار داشته باشد مانند هیپر هسته‌های ${}^6_{\Xi}Li$ و ${}^6_{\Sigma}Li$. فرمول گشتاور مغناطیسی سیستم pnY عبارت است از

الف) به ازای $Y = \Lambda$

$$\mu_{1/2}(T=0) = \frac{2}{3} \mu_N(j^\pi = 1^+) - \frac{1}{3} \mu_Y(\Lambda) \quad (48a-2)$$

ب) به ازای $Y = \Sigma$

$$\begin{aligned} \mu_{1/2}(T=1) = & \left(A_J \begin{pmatrix} T_N = 0 \\ J_N = 1 \end{pmatrix} \right)^2 \left[\frac{2}{3} \mu_N(j^\pi = 1^+) - \frac{1}{3} \mu_Y(\Sigma^0) \right] \\ & + \left(A_J \begin{pmatrix} T_N = 1 \\ J_N = 0 \end{pmatrix} \right)^2 \left[\frac{1}{2} \mu_Y(\Sigma^+) + \frac{1}{2} \mu_Y(\Sigma^-) \right] \end{aligned} \quad (48b-2)$$

ج) به ازای $Y = \Xi$

$$\begin{aligned} \mu_{1/2}(T=1/2) = & \left(A_J \begin{pmatrix} T_N=0 \\ J_N=1 \end{pmatrix} \right)^2 \left[\frac{2}{3} \mu_N(j^\pi=1^+) - \frac{1}{3} \mu_Y(\Xi^0) \right] \\ & + \left(A_J \begin{pmatrix} T_N=1 \\ J_N=0 \end{pmatrix} \right)^2 \left[\frac{1}{3} \mu_Y(\Xi^0) + \frac{2}{3} \mu_Y(\Xi^-) \right] \end{aligned} \quad (48c-2)$$

گشتاور مغناطیسی سیستم p^2n^2Y

گشتاور مغناطیسی حالت پایه هیپر هسته p^2n^2Y تقریباً از گشتاور مغناطیسی هیپرون منفرد به دست می‌آید

$$\mu(p^2n^2Y; 1/2) \cong \mu_N(Y) \quad (49-2)$$

که $Y = \Lambda, \Sigma^0, \Xi^0$ است.

جدول زیر مربوط به مقادیر تجربی گشتاور مغناطیسی نوکلئون‌ها و هیپرون‌ها است [۲۸].

جدول ۲-۸: گشتاور مغناطیسی هشتایی باریونی [۲۸]

ذرات	$\mu_{\text{exp}} (\text{n.m})$
p	۲/۷۹۳
n	-۱/۹۱۳
Λ	-۰/۶۱۳
Σ^+	۲/۳۸۰
Σ^-	-۱/۱۱۰
Ξ^0	-۱/۲۵۰
Ξ^-	-۰/۶۹۰

در جدول زیر مقادیر محاسبه شده گشتاور مغناطیسی حالت پایه هیپر هسته‌های سبک لاندا موجود

در مرجع [۲۸] آورده شده است.

جدول ۲-۹: گشتاور مغناطیسی هیپرهمسته سبک لاند [۲۸]

ذرات	J^π	$\mu(\text{n.m})$
${}^6_\Lambda\text{He}$	1^-	-1.228
${}^6_\Lambda\text{Li}$	1^-	3.467
${}^7_\Lambda\text{Li}$	$1/2^+$	0.791
${}^8_\Lambda\text{Li}$	1^-	0.347
${}^8_\Lambda\text{Be}$	1^-	1.052
${}^9_\Lambda\text{Be}$	$1/2^+$	-0.610

در جدول زیر مقادیر محاسبه شده گشتاور مغناطیسی حالت پایه هیپرهمسته‌های سبک Σ و Ξ موجود در مرجع [۲۸] نشان داده شده است.

جدول ۲-۱۰: گشتاور مغناطیسی هیپرهمسته سبک Σ و Ξ [۲۸]

ذرات	J^π	$\mu(\text{n.m})$	
		$Y = \Sigma$	$Y = \Xi$
${}^6_Y\text{He}$	1^-	($T = 1/2$) 1.840	($T = 0$) 1.268
${}^6_Y\text{Li}$	1^-	($T = 1/2$) -0.908	($T = 1$) 3.786
${}^7_Y\text{Li}$	$1/2^+$	($T = 1$) 0.336	($T = 1/2$) 0.965
${}^9_Y\text{Be}$	$1/2^+$	($T = 1$) 0.635	($T = 1/2$) -0.690

فصل ۳

تولید و واپاشی هیپر هسته

۳-۱ مقدمه

در سال‌های اخیر پیشرفت هیپر هسته‌ها ناشی از استفاده همزمان از روش‌های تجربی و تئوری بوده است. کشف هیپر هسته‌ها در آزمایش‌های انرژی بالا از مسائل مورد علاقه فیزیکدانان هسته‌ای بوده است. طول عمر هیپرون لاندای درون هسته دقیقاً برابر طول عمر هیپرون لاندای آزاد است، تقریباً در حدود 10^{-10} s. این طول عمر به اندازه‌ای کافی است که تحلیل طیف و تحقیق ویژگی‌های هیپر هسته انجام گیرد. روش‌های مختلفی برای تولید هیپر هسته‌ها در آزمایشگاه‌ها موجود است، از جمله آن‌ها استفاده از پرتوهای π^+ و k^- بر روی هدفی ثابت است. روش تجربی تکنیک امولسیون به مدت بیست و پنج سال اطلاعات مربوط به انرژی بستگی دقیق در هیپر هسته‌های سبک با $2 \leq A \leq 15$ را فراهم کرده است مطالعات تئوری بیشتر محدود به این رنج جرم بوده است به علت این که مسیریابی

هیپرهسته‌های سنگین و برانگیخته خوب نبوده است [۲۹-۳۰]. آزمایش‌های اولیه برای تولید هیپرهسته با استفاده از (K^-, π^-) در CERN و BNL صورت گرفته است. نمونه‌ای از واکنش‌های انجام شده در آزمایشگاه‌ها برای تولید هیپرهسته لاندرا در ادامه بیان شده است.

۲-۳ تولید هیپرهسته در آزمایشگاه

هاشیماتو و تامورا پیشرفت تجربی برای تولید طیف هیپرهسته را به چهار روش تقسیم بندی کردند که عبارت‌اند از

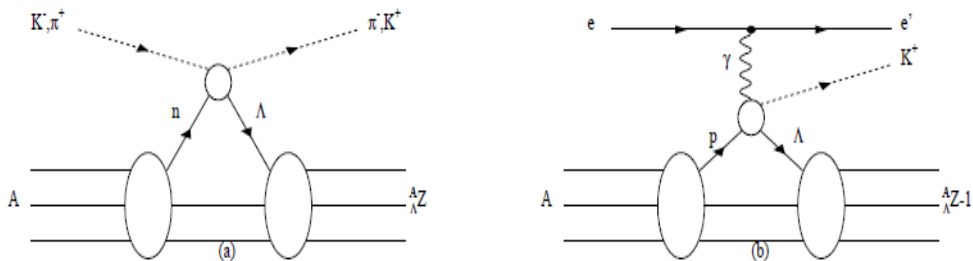
۱- مطالعه هیپرهسته بوسیله امولسیون

۲- تولید هیپرهسته با استفاده از برهم‌کنش (K^-, π^-)

۳- تولید هیپرهسته با کمک برهم‌کنش (π^+, K^+)

۴- تولید هیپرهسته بوسیله برهم‌کنش الکترومغناطیسی $(e, e' K^+)$

در ادامه توضیحاتی راجع به هر یک از این روش‌ها بیان شده است. شکل زیر طرحی از مکانیسم تولید هیپرهسته در تعدادی از واکنش‌های ذکر شده در بالا می‌باشد [۳۱].

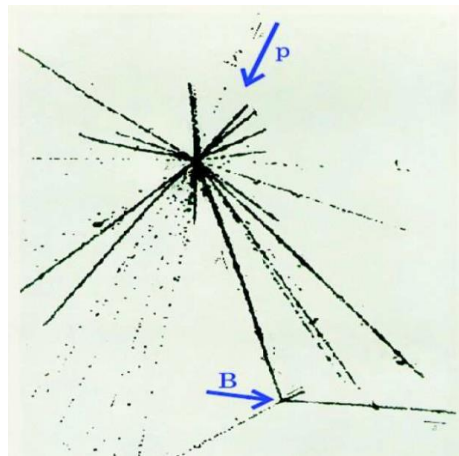


شکل ۳-۱: نمودار a تولید هادرونیکی و نمودار b تولید الکترومغناطیسی هیپرهسته [۳۱]

در نمودار a پرتو ورودی که K^- و یا π^+ است با برخورد به هسته‌ای با عدد جرمی A را نشان می‌دهد که بین پرتو ورودی و نوترون برهم‌کنشی صورت می‌گیرد و هیپرون لاندای در هسته تولید می‌شود و نمودار b تولید الکترومغناطیسی هیپرهمسته را نشان می‌دهد.

۳-۲-۱ تکنیک امولسیون

مشاهده اولیه هیپرهمسته با استفاده از روش تکنیک امولسیون انجام گرفته است. این روش به صورت برخورد اشعه کیهانی با هسته‌های امولسیون می‌باشد. بعد از برخورد اشعه کیهانی واکنشی بین پروتون و هسته موجود در امولسیون ایجاد می‌شود و سپس تابش رگباری از ذرات بوجود می‌آید. مسیرهای طی شده توسط ذرات در عکس‌های امولسیون قابل مشاهده می‌باشد. به عنوان مثال شکل (۳-۲) نمایشی از عکس امولسیون می‌باشد [۸].



شکل ۳-۲: عکس امولسیون [۸]

۳-۲-۲ تولید هیپرهمسته با استفاده از برهم‌کنش (K^-, π^-)

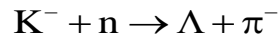
تولید هیپرهمسته با استفاده از پرتو K^- در سال ۱۹۷۰ در سرن^۱ با استفاده از آشکارساز شمارنده و با شدت بالای پرتو ورودی انجام شد و بعد از آن در آزمایشگاه ملی بروکهاون^۲ این آزمایش صورت گرفت. مطالعات انجام شده بر روی طیف، در این آزمایشگاه‌ها، شامل حالت‌های برانگیخته هیپرهمسته

^۱Centre Européen pour la Recherche Nucleaire

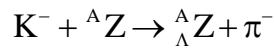
^۲Brookhaven National Laboratory (BNL)

نیز بوده است. بعد از اولین آزمایش با استفاده از واکنش (K^-_{stop}, π^-) مطالعه هیپر هسته در ادامه با واکنش (K^-_{flight}, π^-) نیز انجام شد. در واکنش (K^-_{stop}, π^-) هیپر هسته‌های سبک $3 < A < 16$ از طریق متوقف شدن پرتو ورودی K^- در امولسیون تولید شدند. مطالعه پوسته p هیپر هسته را امکان پذیر کرد و از داده‌های اندازه‌گیری شده، نتیجه شد که شکافت اسپین- مدار، مدارهای هیپرون لاندرا در درون هسته خیلی کوچک و نزدیک بهم هستند [۳۱].

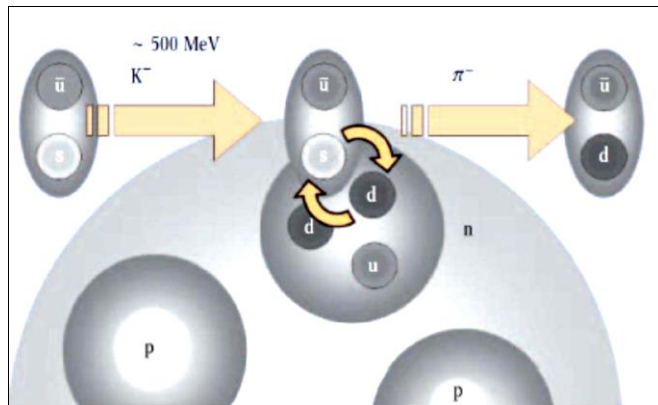
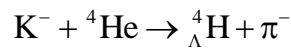
در برهم‌کنش (K^-, π^-) یک نوترون در هسته هدف تبدیل به یک هیپرون لاندایی می‌شود که با مرکز هسته جفت شده است. این فرایند به صورت زیر خواهد بود.



شکل (۳-۳) دیاگرامی از واکنش (K^-, π^-) را نشان می‌دهد. فرایند تبادل شگفتی در هسته و تولید هیپر هسته در واکنش (K^-, π^-) نیز به شکل زیر امکان پذیر می‌شود

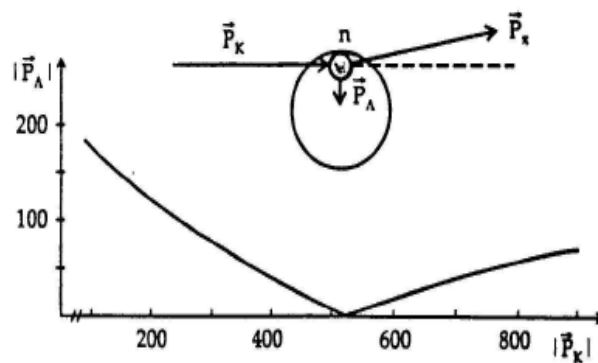


A_Z هسته، A_Z هیپر هسته می‌باشد. به عنوان مثال



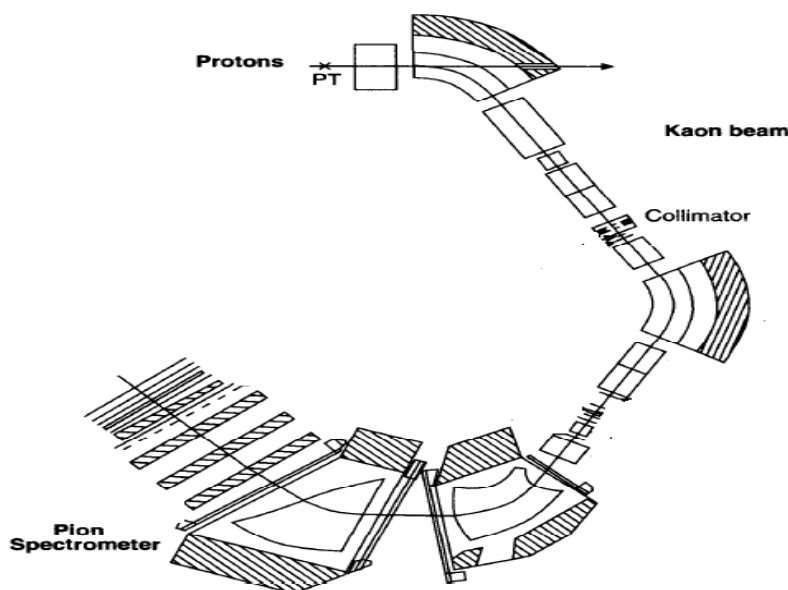
شکل ۳-۳: واکنش کائون با یک نوکلئون

شکل بالا نشان می‌دهد که هنگامی که یک k^- در داخل یک هسته متوقف می‌شود بعد از تبادل شگفتی با یک نوترون، یک پيون را تابش می‌کند و یک هیپرون در هسته تولید می‌شود و پيون به خارج از هسته پرتاب می‌شود [۳۱]. با مطالعه دقیق پيون‌های خروجی هم انرژی بستگی اندازه‌گیری می‌شود و هم اطلاعات از هیپرهمسته به دست خواهد آمد. شکل زیر موقعیت تکانه ذرات در واکنش (K^-, π^-) را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۴: موقعیت تکانه ذرات در واکنش $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ [۳۱]

شکل زیر دستگاهی را نشان می‌دهد که در سرن در سال ۱۹۷۰ برای تولید و آشکارسازی هیپرهمسته در واکنش $K^- + {}^A_Z \rightarrow {}^A_\Lambda Z + \pi^-$ مورد استفاده قرار گرفته است.



شکل ۳-۵: دستگاه تولید و آشکارسازی هیپرهمسته در سرن [۳۱]

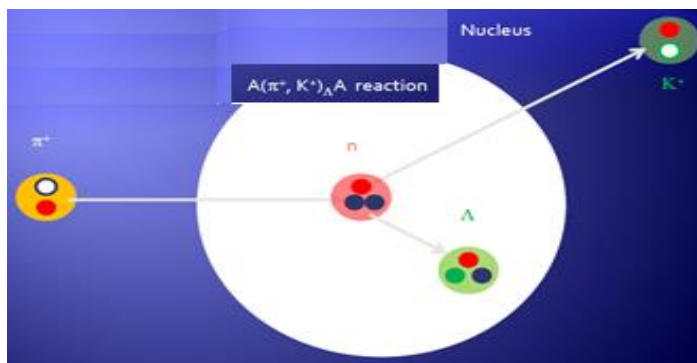
در این آزمایش یک پرتو از ذرات K^- به هدفی که یک سانتی‌متر کربن است برخورد می‌کند، هیپرهسته و پرتو π^- تولید می‌شود. اسپکترومتر دو مرحله دارد؛ ابتدا اندازه‌گیری تکانه کائون‌ها و سپس تکانه پيون‌های تولید شده است. ذرات با کمک شمارنده سوسوزن و شمارنده چرنکوف^۱ آشکارسازی و اندازه‌گیری شده‌اند [۱۲۰]. در حقیقت اولین اطلاعات معتبر درباره ویژگی‌های هیپرهسته لانداز از طریق واکنش‌های $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ و $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$ صورت گرفت.

۳-۲-۳ تولید هیپرهسته با استفاده از برهم‌کنش (π^+, K^+)

در سال ۱۹۸۰ یک برنامه جدید برای تولید هیپرهسته با استفاده از واکنش (π^+, K^+) در آزمایشگاه ملی بروکهاون که در آن هسته هدف، هسته کربن بود صورت گرفت. سطح مقطع واکنش در برهم-کنش (π^+, K^+) کوچکتر از سطح مقطع برهم‌کنش (K^-, π^-) است. طیف جرم هیپرهسته تولید شده برای هیپرهسته‌ای با عدد جرمی $A=208$ نیز با استفاده از این واکنش در آزمایشگاه KEK اندازه‌گیری شد. واکنش زیر، واکنش تولید هیپرون لانداز با استفاده از برهم‌کنش (π^+, K^+) می‌باشد.



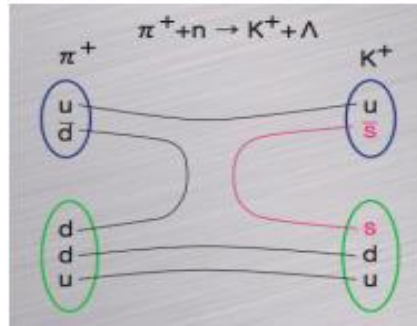
در این واکنش یک نوترون در هسته هدف تبدیل به یک هیپرون لانداز می‌شود که با مرکز هسته جفت شده است. شکل (۳-۶) نمایی از واکنش بالا می‌باشد.



شکل ۳-۶: نمودار واکنش $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$

¹ cherenkov counter

شکل زیر نیز ساختار کوارکی واکنش $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$ را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۷: ساختار کوارکی واکنش $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$

فرمول زیر فرمول سطح مقطع تولید هیپرهسته ${}^A_\Lambda Z$ در واکنش‌های $K^- + {}^A Z \rightarrow {}^A_\Lambda Z + \pi^-$ و

$$\pi^+ + {}^A Z \rightarrow {}^A_\Lambda Z + K^+$$

می‌باشد [۱۶]

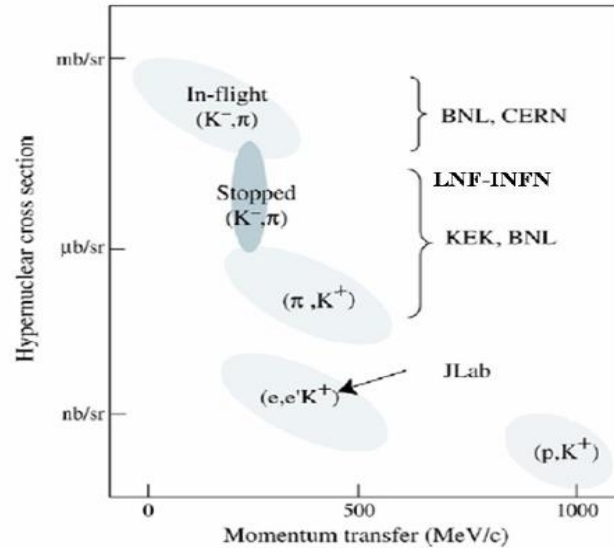
$$d\sigma(\theta)/d\Omega_L = \xi [d\sigma(\theta)/d\Omega_L]_{\text{free}} N_{\text{eff}}(i \rightarrow f, \theta) \quad (1-3)$$

$d\sigma(\theta)/d\Omega_L$ سطح مقطع تولید هیپرهسته ${}^A_\Lambda Z$ است. ξ یک فاکتور سینماتیک از گذار دو جسمی به چند جسمی، $[d\sigma(\theta)/d\Omega_L]_{\text{free}}$ سطح مقطع مربوط به واکنش‌های $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$ و $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ است. $N_{\text{eff}}(i \rightarrow f, \theta)$ تعداد نوکلئون‌های مؤثر نامیده می‌شود. در ساده‌ترین

تقریب موج تخت $N_{\text{eff}}(i \rightarrow f, \theta)$ را می‌توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه کنیم

$$N_{\text{eff}}(i \rightarrow f, \theta) = (\text{Clebsh - Gordan coefficient}) \times F(q) \quad (2-3)$$

$F(q)$ فاکتور شکل است. تقریب موج تخت تنها یک تقریب دقیق، برای توضیح تولید واکنش‌های هیپرهسته و تعیین مقدار دقیق سطح مقطع است. شکل زیر سطح مقطع تولید هیپرهسته برای انواع واکنش‌ها برحسب تکانه انتقالی است [۱۶].



شکل ۳-۸: سطح مقطع هیپرهسته بر حسب تکانه انتقالی [۱۶]

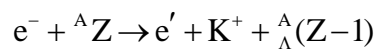
در جدول زیر نیز تعدادی از واکنش‌های تولید هیپرهسته سبک با استفاده از پرتو ورودی π^- آورده شده است.

جدول ۳-۱: تولید هیپرهسته براساس واپاشی پيون [۱۶]

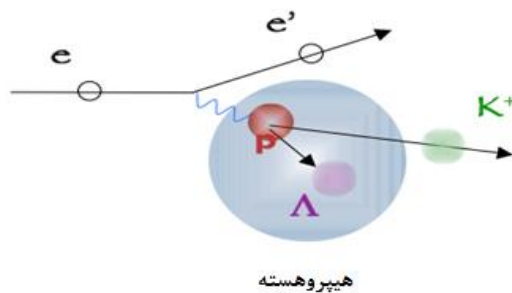
${}^9\text{Be} + \pi^- \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Li}$	${}^6\text{He} + \pi^- \rightarrow {}^3\text{He} + {}^6_{\Lambda}\text{H}$
${}^8\text{Li} + \pi^- \rightarrow p + {}^8_{\Lambda}\text{He}$	${}^6\text{Li} + \pi^- \rightarrow \text{H} + {}^6_{\Lambda}\text{He}$
${}^8\text{Be} + \pi^- \rightarrow n + {}^8_{\Lambda}\text{Li}$	${}^6\text{Be} + \pi^- \rightarrow 3n + {}^6_{\Lambda}\text{Li}$
${}^7\text{He} + \pi^- \rightarrow 2p + {}^7_{\Lambda}\text{H}$	${}^5\text{He} + \pi^- \rightarrow \alpha + {}^5_{\Lambda}\text{H}$
${}^7\text{Li} + \pi^- \rightarrow d + {}^7_{\Lambda}\text{He}$	${}^4\text{He} + \pi^- \rightarrow n + \alpha + {}^4_{\Lambda}\text{H}$
${}^7\text{Be} + \pi^- \rightarrow 2n + {}^7_{\Lambda}\text{Li}$	${}^3\text{He} + \pi^- \rightarrow {}^6\text{He} + {}^3_{\Lambda}\text{H}$

۴-۲-۳ تولید هیپرهمسته با استفاده از برهم‌کنش الکترومغناطیسی ($e, e'K^+$)

استفاده از طیف اشعه‌ی γ در تولید طیف هیپرهمسته در سال ۱۹۷۰ معرفی شد. در سال ۲۰۰۹ تولید هیپرون از طریق برهم‌کنش الکترومغناطیسی در آزمایشگاه JLAB^۱ با استفاده از واکنش زیر صورت گرفت که مکانیسم تولید متداول آن با استفاده از تولید فوتون‌ها می‌باشد [۳۲]

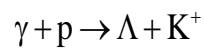


شکل زیر نمایی از واکنش بالا می‌باشد.

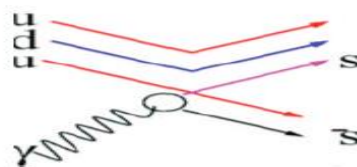


شکل ۳-۹: برهم‌کنش الکترومغناطیسی تولید هیپرهمسته لاند

فرایند اولیه برای تولید ذره شگفت در روش الکترومغناطیسی به صورت زیر می‌باشد



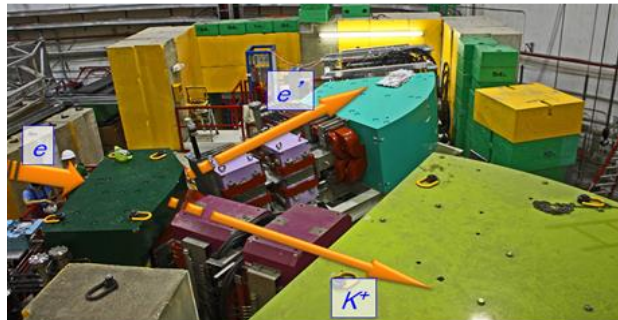
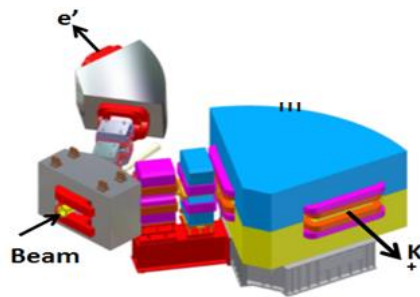
در این برهم‌کنش یک پروتون در هسته هدف تبدیل به یک هیپرون لاند می‌شود که با مرکز هسته جفت شده است، انرژی آستانه در حدود ۹۱۰ MeV است. نمودار کوارکی واکنش بالا در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل ۳-۱۰: نمودار برهم‌کنش پروتون و فوتون در هسته

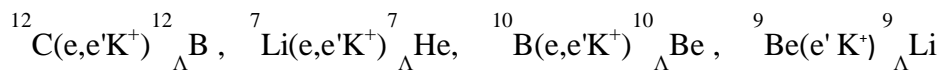
^۱Thomas Jefferson National Accelerator Facility

شکل زیر نمایی از دستگاه تولید هیپر هسته به روش الکترومغناطیسی در آزمایشگاه JLab می باشد.



شکل ۳-۱۱: دستگاه تولید هیپر هسته به روش الکترومغناطیسی

در این آزمایش هیپر هسته سنگین ${}_{\Lambda}^{52}\text{V}$ $\text{Cr}(e, e'K^+)$ و هیپر هسته های سبک زیر تولید شدند [۳۳].



اولین مشاهده گذار اشعه ی γ در پوسته p هیپر هسته لاندای نیز در آزمایشگاه BLN انجام شد. همچنین

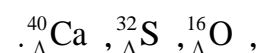
در برخوردهای یون سنگین نیز سیستم های مقید هیپرون - نوکلئون تولید می شوند [۳۳]. در ادامه

تاریخچه ای از تولید طیف هیپر هسته لاندای در آزمایشگاه ها آورده شده است [۳۴]

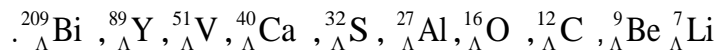
در آزمایشگاه سرن :

در سال ۱۹۷۲ در طی واکنش $(k_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ ذره مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$.

در سال ۱۹۷۵ پرتو ورودی با تکانه $0.91 \text{ GeV}/c$ در واکنش (k^-, π^-) ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$



در سال ۱۹۷۸ پرتو ورودی با تکانه $0.64-0.79 \text{ GeV}/c$ در واکنش (k^-, π^-) , ذرات مورد مطالعه ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$,



در آزمایشگاه BNL:

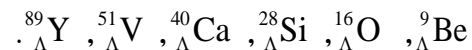
در سال ۱۹۷۹ پرتو ورودی با تکانه $0.80 \text{ GeV}/c$ در واکنش (k^-, π^-) , ذره مورد مطالعه ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$.

در سال ۱۹۸۱ پرتو ورودی با تکانه $0.80 \text{ GeV}/c$ در واکنش (k^-, π^-) , ذرات مورد مطالعه ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}, {}^{13}_{\Lambda}\text{C}$,



در سال ۱۹۸۵ پرتو ورودی با تکانه $1.05 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذره مورد مطالعه ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$.

در سال ۱۹۹۱ پرتو ورودی با تکانه $1.05 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$,



در سال ۲۰۰۰ در واکنش $(k_{\text{stop}}^-, \pi^+)$, ذرات مورد مطالعه ${}^{89}_{\Lambda}\text{Y}, {}^{51}_{\Lambda}\text{V}, {}^{12}_{\Lambda}\text{C}$.

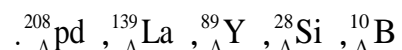
در آزمایشگاه KEK:

در سال ۱۹۹۰ در واکنش $(k_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ و ذره مورد مطالعه ${}^4_{\Lambda}\text{He}, {}^7_{\Lambda}\text{Li}, {}^9_{\Lambda}\text{Be}, {}^{12}_{\Lambda}\text{C}, {}^{16}_{\Lambda}\text{O}, {}^{12}_{\Lambda}\text{C}$.

در سال ۱۹۹۱ پرتو ورودی با تکانه $1.05 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$,



در سال ۱۹۹۵ پرتو ورودی با تکانه $1.05 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$,



در سال ۱۹۹۸ پرتو ورودی با تکانه $1/0.5 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$,
 ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$

در سال ۲۰۰۱ پرتو ورودی با تکانه $1/0.5 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^+, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$,
 ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$, ${}_{\Lambda}^{51}\text{V}$

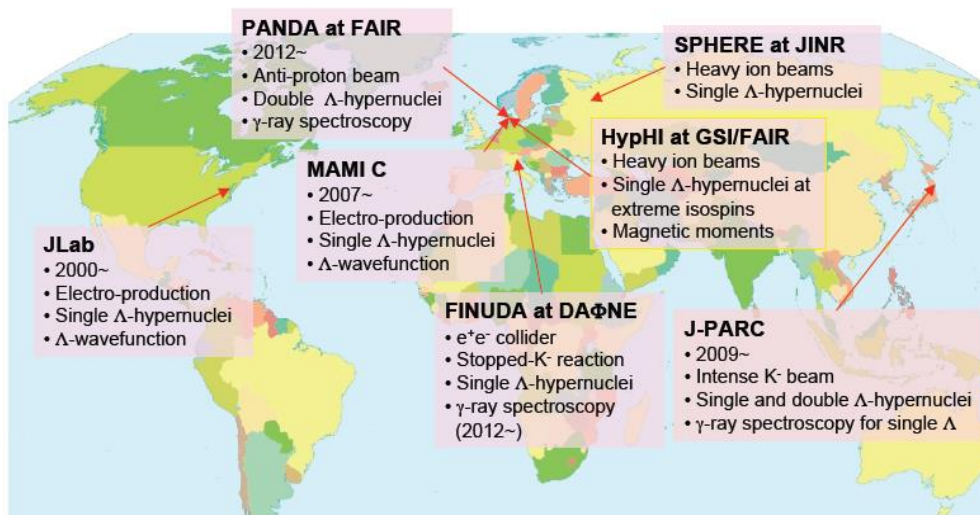
در سال ۲۰۰۴ پرتو ورودی با تکانه $1/20 \text{ GeV}/c$ در واکنش (π^-, K^+) , ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{10}\text{Li}$.
در آزمایشگاه JLab:

در سال ۲۰۰۳ پرتو ورودی با تکانه $1/8 \text{ GeV}/c$ در واکنش $(e, e'K^+)$, ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$,
 ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$

در سال ۲۰۰۲ پرتو ورودی با تکانه $1/8 \text{ GeV}/c$ در واکنش $(e, e'K^+)$, ذرات مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$,
 ${}_{\Lambda}^7\text{He}$.
در آزمایشگاه LNF:

در سال ۲۰۰۳ در طی واکنش $(k_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ ذره مورد مطالعه ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$, ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$

هیپرهسته Σ , نیز در آزمایشگاه KEK با استفاده از واکنش (K^-, π) با کائون متوقف شده تولید شده است و همچنین واکنش‌های مشابه با کائون در حال حرکت در BNL بررسی شد. چندین ویژگی هیپرهسته‌ها مانند شکافتگی‌های اسپین-مدار، انرژی بستگی هیپرون لاند با استفاده از طیف واکنش‌های $(e, e'K^+)$, (π^+, K^+) , (K^-, π^-) و طیف اشعه گاما بوسیله هاشیماتو و تامورا در سال ۲۰۰۶ آشکار شد. شکل زیر نیز مکان‌های مختلفی را که آزمایشات هیپرهسته‌ها در آن‌ها طراحی یا انجام شده است، نشان می‌دهد.

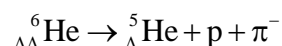
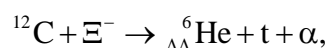


شکل ۳-۱۲: مکان‌های مختلف آزمایشات هیپر هسته‌ها

در این آزمایشگاه‌ها مطالعات هیپر هسته تک لانداز H تا U انجام شده و تعداد کمی هیپر هسته دو هیپرونی لانداز و تک هیپرون سیگما به طور تجربی تولید شده است.

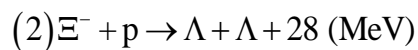
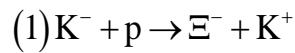
۳-۳ تولید هیپر هسته دو هیپرونی

تنها چهار هیپر هسته دو هیپرونی لانداز که عبارت‌اند از ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ و ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ به طور تجربی در آزمایشگاه‌ها مشخص شده است. از جمله کسانی که به طور تجربی در سال‌های ۲۰۰۱ و ۲۰۱۳ هیپر هسته دو هیپرونی را مشاهده کردند به ترتیب تاکاهاشی^۱ و همکارانش^۲ و آهن^۲ و همکارانش می‌باشند. به عنوان مثال واکنش‌های مربوط به تولید و واپاشی هیپر هسته ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ در آزمایشگاه به صورت زیر می‌باشد

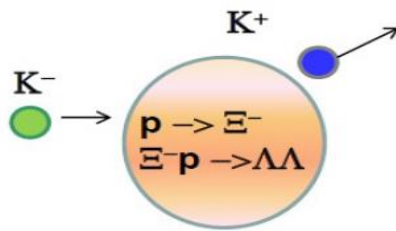


^۱Takahashi
^۲Ahn

از جمله برهم‌کنش‌های مورد استفاده قرار گرفته برای تولید دو هیپرون لاندا در هسته، استفاده از برهم‌کنش (K^-, K^+) بوده است. این واکنش به صورت زیر می‌باشد که در آزمایشگاه BNL و KEK مورد استفاده قرار گرفته است.

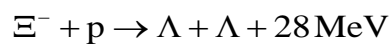
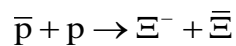


در این واکنش ابتدا پرتو ورودی کائون منفی با یک پروتون موجود در هسته برخورد می‌کند و سپس هیپرون Ξ^- تولید شده با یک پروتون موجود در هسته برهم‌کنش می‌کند و دو هیپرون لاندا بوجود می‌آید. شکل زیر نمایی از واکنش (K^-, K^+) می‌باشد.

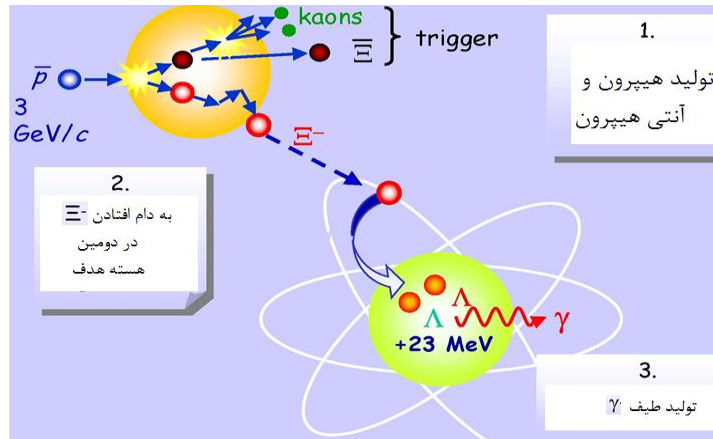


شکل ۳-۱۳: تولید دو هیپرون لاندا در واکنش (K^-, K^+)

روش دیگر برای تولید دو هیپرون لاندا در هسته استفاده از برخورد پرتو پروتون و پاد پروتون با انرژی آستانه در حدود 289 MeV است که واکنش آن عبارت است از

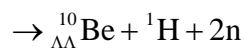
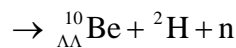
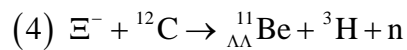
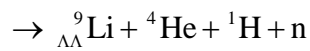
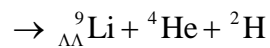
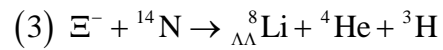
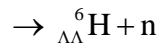
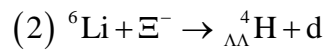
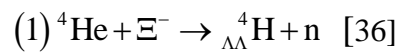


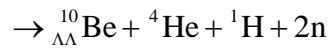
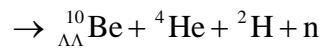
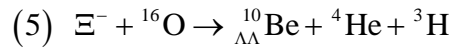
طرح توصیفی تولید دو هیپرون لاندا در هسته توسط واکنش بالا در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل ۳-۱۴: طرح توصیفی تولید دو هیپرون لاندا در هسته

در زیر انواع واکنش‌های تولید هیپر هسته دو هیپرونی لاندا با به دام افتادن هیپرون Ξ^- آورده شده است [۳۵]





مشاهده هیپرهسته با دو باریون $\Xi\Xi$ نیز اولین بار در سال ۲۰۰۶ توسط میلر^۱ صورت گرفت [۳۶].

۳-۴ واپاشی مزونی و غیرمزونی هیپرهسته

فیزیک هیپرهسته در حال رسیدن به مرحله‌ای از یک علم کامل می‌باشد و تلاش‌های تجربی و تئوری بسیاری در این زمینه صورت گرفته است. پیشرفت‌های تئوری به موازات پیشرفت‌های آزمایشگاهی در این زمینه در حال حرکت بوده است. نتایج جالب بسیاری از واپاشی هیپرهسته‌ها از سال ۱۹۹۰ تا کنون به دست آمده است. بندو^۲ و همکارانش و همچنین کوهن^۳ در سال ۱۹۹۰ هم به صورت تئوری و هم تجربی واپاشی هیپرهسته را مطالعه نمودند. آلبریکو^۴ و گاربارینو^۵ نیز از جمله کسانی بودند که ویژگی‌های واپاشی هیپرهسته‌ها را در سال ۲۰۰۲ مطالعه کرده‌اند. واپاشی هیپرهسته لاندای جزء موضوعات مهم در ارتباط بین فیزیک ذرات و هسته‌ای است که می‌توان از آن هم اطلاعات در مورد خواص ذرات ناشناخته در واکنش با عناصر معمولی و هم خواص هسته‌ای هیپرهسته را به دست آورد و هم فرصتی برای مطالعه تغییر شگفتی برهم‌کنش نوکلئون- لاندای و ساختار هیپرهسته لاندای باشد [۳۷]. یک هیپرهسته در حالت برانگیخته ابتدا به طور الکترومغناطیسی به حالت پایه‌اش واپاشی می‌کند و سپس از طریق واپاشی ضعیف به هسته معمولی تبدیل شود. هیپرهسته‌ها نوعاً در حالت برانگیخته از طریق واکنش‌های (K^-, π^-) یا (π^+, K^+) تولید می‌شوند اما حالت پایه آن‌ها از طریق امولسیون نوکلئون و برهم‌کنش الکترومغناطیسی به دست می‌آید و سرانجام از طریق فرایندهای برهم‌کنش

¹Miller

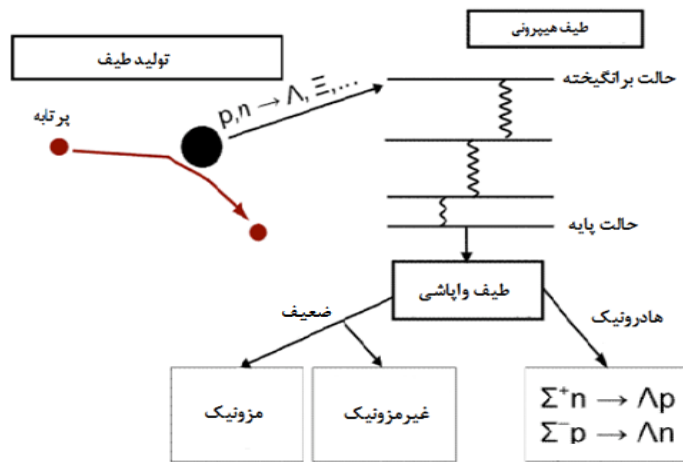
²Bando

³Cohen

⁴Alberico

⁵Garbarino

ضعیفی که شامل تابش پیون یا نوکلئون‌ها هستند واپاشی می‌کنند. واپاشی ضعیف هیپرهمسته‌ها به دو دسته واپاشی مزونی و غیر مزونی تقسیم می‌شود. بنابراین یک هیپرون درون هسته می‌تواند از طریق کانال‌های مزونی، که مشابه مدهای واپاشی یک لاندای آزاد هستند و یا از طریق کانال‌های غیرمزونی ضعیف با نوکلئون‌ها، برهم‌کنش کند [۳۸]. شکل زیر فرایندی از تولید و واپاشی هیپرهمسته را نمایش می‌دهد.



شکل ۳-۱۵: نمودار فرایند تولید و واپاشی هیپرهمسته

واپاشی ضعیف به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\Gamma_w = \Gamma_{\text{Mesonic}} + \Gamma_{\text{Nonmesonic}}$$

واپاشی ضعیف هیپرهمسته تنها ابزار قابل دسترس برای دانش تغییر شگفتی برهم‌کنش‌های باریون‌ها می‌باشد. در ادامه هر یک از واپاشی‌های مزونی و غیر مزونی توضیح داده خواهد شد.

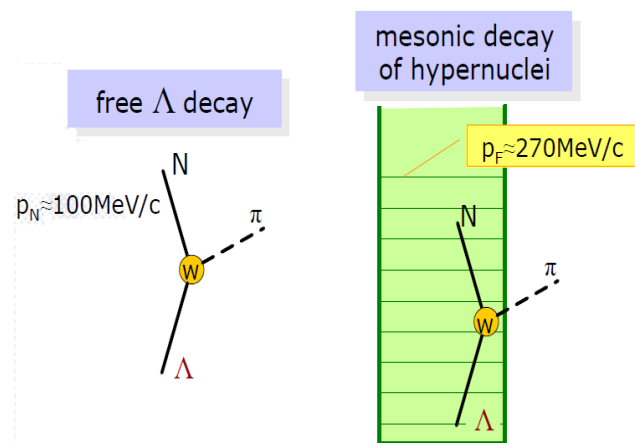
۳-۴-۱ واپاشی مزونی

واپاشی مزونی هیپرهمسته فرایندی است که هیپرون موجود در هسته واپاشی می‌کند و در محصول واپاشی، مزون و نوکلئون موجود خواهد بود. واپاشی یک هیپرون لاندای درون هسته به صورت زیر می‌باشد [۳۹]

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- + 37.8\text{MeV} \quad (64.2\%) \quad (\text{a})$$

$$\rightarrow n + \pi^0 + 41.1\text{MeV} \quad (35.8\%) \quad (\text{b})$$

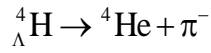
همانطور که در فرایندهای بالا مشاهده می‌شود به علت پایسته نبودن عدد شگفتی واپاشی از نوع واپاشی ضعیف می‌باشد. واپاشی لاندا موجود در هیپر هسته شبیه به واپاشی لاندا آزاد می‌باشد، اگر چه تفاوت‌هایی بین واپاشی لاندا موجود در هیپر هسته و واپاشی هیپرون لاندا آزاد وجود دارد. از جمله این تفاوت‌ها این است که نوکلئون تولید شده بوسیله واپاشی لاندا موجود در هیپر هسته در یک مدار هسته باقی می‌ماند که به علت اصل طرد پائولی مدار باید خالی باشد؛ هر چند اغلب مدار اشغال شده است، زیرا تکانه انتقالی مربوط به نوکلئون تولید شده ($p_N \approx 100\text{MeV}/c$) مربوط به واکنش‌های *a* و *b* ذکر شده در بالا) کوچکتر از تکانه فرمی ($P_F \approx 270\text{MeV}/c$) است؛ بنابراین در این حالت اصل طرد پائولی واپاشی مزونی را متوقف می‌کند، که به این حالت منع پائولی^۱ می‌گویند. این واپاشی تقریباً برای هیپر هسته سنگین به علت منع پائولی رخ نمی‌دهد. شکل زیر نمایش واپاشی مزونی هیپر هسته می‌باشد.



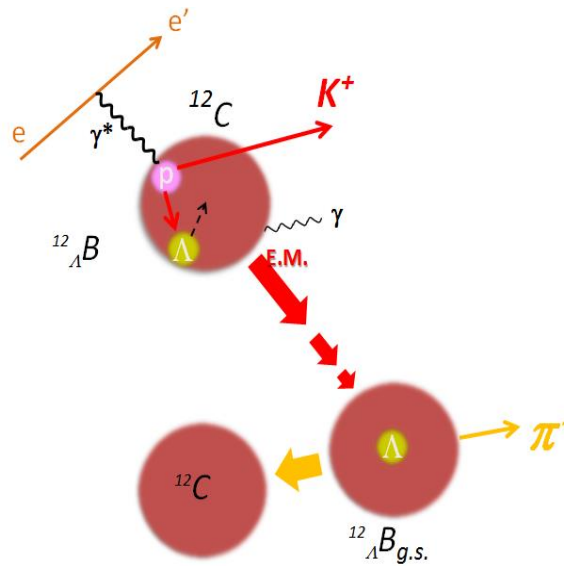
شکل ۳-۱۶: نمایش واپاشی مزونی هیپر هسته لاندا و لاندا آزاد

واکنش زیر نیز مثالی از واپاشی مزونی هیپر هسته است

^۱ Pauli blacking

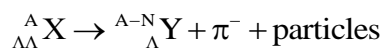


در واکنش بالا، تکانه پیون منفی در حدود $p_{\pi} \approx 133 \text{ MeV}$ می‌باشد. شکل زیر نمونه‌ای از واپاشی مزونی هیپرهسته لاندای تولید شده از طریق برهم‌کنش الکترومغناطیسی می‌باشد.



شکل ۳-۱۷: واپاشی ضعیف مزونی از طریق هیپرون تولید شده توسط برهم‌کنش الکترومغناطیسی

فرایند زیر نیز فرایند واپاشی مزونی هیپرهسته دو هیپرونی لاندای به هیپرهسته تک هیپرونی لاندای می‌باشد [۳۵]



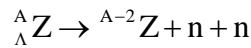
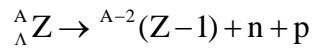
در جدول زیر نیز مثالی‌هایی از فرایند واپاشی بالا آورده شده است [۳۵]

جدول ۳-۲: فرایند واپاشی مزونی هیپرهسته دو هیپرونی به تک هیپرونی [۳۵]

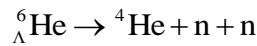
${}^8_{\Lambda\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^{-}$
${}^9_{\Lambda\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^8_{\Lambda}\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^{-}$
${}^8_{\Lambda\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{Li} + {}^1\text{H} + \pi^{-}$
${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be} + {}^1\text{H} + \pi^{-}$
${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be} + {}^1\text{H} + n + \pi^{-}$
${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be} \rightarrow {}^{10}_{\Lambda}\text{Be} + {}^1\text{H} + \pi^{-}$

۳-۴-۲ واپاشی غیرمزونی

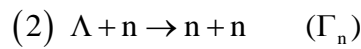
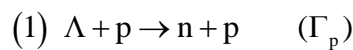
واپاشی غیرمزونی هیپرهسته بیش از ۳۰ سال تقریباً از زمان شروع فیزیک هیپرهسته مورد مطالعه قرار گرفته است. واپاشی غیرمزونی فرایندی است از برهم‌کنش ضعیف یک هیپرون با یکی از نوکلئون‌های درون هسته رخ می‌دهد و در محصول برهم‌کنش فقط دو نوکلئون باقی می‌ماند. این واپاشی فقط در هیپرهسته‌ها مشاهده شده است و قانون ایزواسپین $\Delta I = 1/2$ برای آن برقرار می‌باشد. در واپاشی غیر مزونی تکانه انتقالی فرایند از تکانه فرمی بزرگ‌تر است و اصل منع پائولی غیر مهم می‌شود [۴۰] این واپاشی به صورت زیر می‌باشد [۴۱]



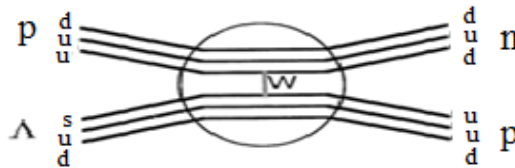
به عنوان مثال داریم



در این واپاشی برهم‌کنش‌های زیر بین نوکلئون و لاندای صورت می‌گیرد

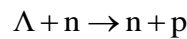
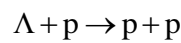


شکل زیر نمودار برهم‌کنش بین پروتون و هیپرون لاندای را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱۸: نمودار برهم‌کنش $\Lambda p \rightarrow np$

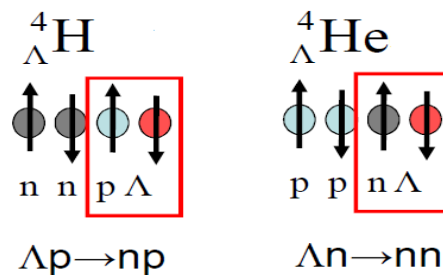
برهم‌کنش‌های (۱) و (۲) یک دسته منحصر به فرد از چهار باریون می‌باشد که واپاشی‌هایی را تشکیل می‌دهند که در آن پایستگی عدد شگفتی وجود ندارد این نوع برهم‌کنش بین نوکلئون-هیپرون فقط در هسته رخ می‌دهد [۴۱]. گذارهای بدون تغییر شگفتی می‌تواند از طریق واپاشی‌های هادرونی یا الکترومغناطیسی صورت گیرند، بنابراین پایستگی شگفتی در برهم‌کنش‌های هادرونی و الکترومغناطیسی وجود دارد و در واپاشی‌های ضعیف، پایستگی شگفتی را نخواهیم داشت. برهم‌کنش‌هایی مانند برهم‌کنش‌های زیر به علت پایسته نبودن بار رخ نمی‌دهد



مطالعه برهم‌کنش معکوس $p + n \rightarrow p + \Lambda$ نیز با انرژی مناسب و شدت پرتو پروتون در RCNP^۱ و

COSY^۲ [۴۲] امکان‌پذیر شد. شکل زیر نمایشی از واکنش غیر مزونی هیپر هسته لاندای ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ و ${}^4_{\Lambda}\text{He}$

می‌باشد.



شکل ۳-۱۹: واکنش غیرمزونی هیپر هسته ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ و ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ [۴۲]

در این شکل برای هیپر هسته ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ، طبق مدل پوسته‌ای پروتون، نوترون و لاندای تشکیل دهنده آن هر یک در لایه $1s_{1/2}$ قرار می‌گیرند در این حالت هیپرون لاندای می‌تواند با پروتون جفت نشده برهم‌کنش

کند. برای هیپر هسته ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ نیز دو پروتون، یک نوترون و یک لاندای تشکیل دهنده آن در تراز $1s_{1/2}$

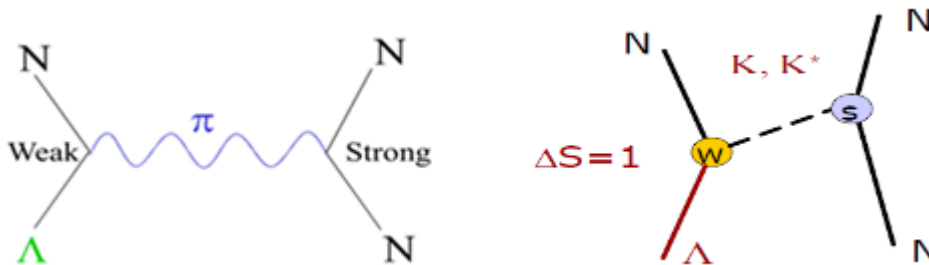
^۱Research Center for Nuclear Physics

^۲Control System

قرار می‌گیرند و لاندای با نوترون منفرد برهم‌کنش می‌کند. پهنا واپاشی غیرمزمونی کل با استفاده از واکنش‌های (۱) و (۲) ذکر شده در بالا به صورت زیر خواهد بود

$$\Gamma_{nm} = \Gamma_p(\Lambda + p \rightarrow n + p) + \Gamma_n(\Lambda + n \rightarrow n + n) \quad (3-3)$$

واپاشی غیرمزمونی توجه زیادی را جلب کرده است و در حال حاضر مدل‌های دقیقی که فراتر از مکانیزم تبادل پیون، از جمله تبادل چندین مزون می‌باشد، به‌دست آمده است. شکل زیر ساده‌ترین دیاگرام برای واپاشی غیرمزمونی هیپرهسته با تبادل پیون و کائون را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۲۰: واپاشی ضعیف لاندای- نوکلئون با تبادل پیون

تعیین آهنگ واپاشی از مسائل مورد توجهی است که به طور تجربی از واکنش‌های مستقیم $\Lambda + n \rightarrow n + n$ و $\Lambda + p \rightarrow n + p$ ، به علت کمبود پرتوهای مناسب هیپرون‌ها، تعیین نمی‌شوند و تنها راه مطالعه آن‌ها از طریق واکنش‌های هیپرهسته‌ای ${}^A_Z \rightarrow {}^{A-2}(Z-1) + n + p$ و ${}^A_Z \rightarrow {}^{A-2}Z + n + n$ می‌باشد. برهم‌کنش یک هیپرون با یک جفت نوکلئون نیز در هسته امکان پذیر است که فرایندهای آنها به صورت زیر خواهد بود

$$Ynp \rightarrow nnp \quad (\Gamma_{np})$$

$$Ynp \rightarrow nnn \quad (\Gamma_{np})$$

$$Ypp \rightarrow npp \quad (\Gamma_{pp})$$

$$Ypp \rightarrow ppp \quad (\Gamma_{pp})$$

$$Ynn \rightarrow nnn \quad (\Gamma_{nn})$$

به طوری که برای واپاشی‌های بالا پایستگی بار باید برقرار باشد. پهنا واپاشی برای واپاشی غیر مزونی به صورت زیر است [۴۳]

$$\Gamma_{NM} = \Gamma_1 + \Gamma_2$$

Γ_1 و Γ_2 عبارت‌اند از

$$\Gamma_1 = \Gamma_n + \Gamma_p$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_{nn} + \Gamma_{np} + \Gamma_{pp}$$

رابطه زیر مربوط به واپاشی غیر مزونی واپاشی $\Lambda + n \rightarrow n + n$ (N نماد نوکلئون) می‌باشد

$$\Gamma_{\text{Nonmesonic}} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \times \sum (2\pi) \delta(M_H c^2 - E_R - E_1 - E_2) |M|^2 \quad (4-3)$$

در رابطه بالا p و k به ترتیب تکانه مرکز جرم و تکانه نسبیتی نوکلئون‌های تولید شده هستند. M دامنه گذار از حالت اولیه هیپرهسته به حالت نهایی که شامل دو نوکلئون و یک ذره با عدد جرمی $A-2$ است، می‌باشد. M_H جرم هیپرهسته، E_R مربوط به ذره با عدد جرمی $A-2$ ، E_1 و E_2 انرژی نوکلئون‌های ساطع شده می‌باشند. در حال حاضر طیف هیپرهسته در چهار جهت در حال پیشرفت است:

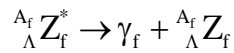
۱- حالت‌های خاص برانگیخته هیپرهسته اولیه در واکنش‌های زیر

$${}^{A_i}Z_i(K^-, \pi^-) {}_{\Lambda}^{A_i}Z_i^* \quad \text{or} \quad {}^{A_i}Z_i(\pi^+, K^+) {}_{\Lambda}^{A_i}Z_i^*$$

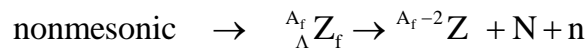
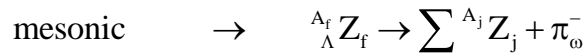
۲- مطالعه ویژگی‌های واپاشی باریونی در واکنش زیر

$${}_{\Lambda}^{A_i}Z_i^* \rightarrow \beta + {}_{\Lambda}^{A_f}Z_f^*$$

۳- بررسی کوانتا γ در هیپرهسته‌ها در واکنش زیر



۴- مطالعه مشخصات واپاشی ضعیف هیپرون در یک هسته متوسط در واکنش‌های



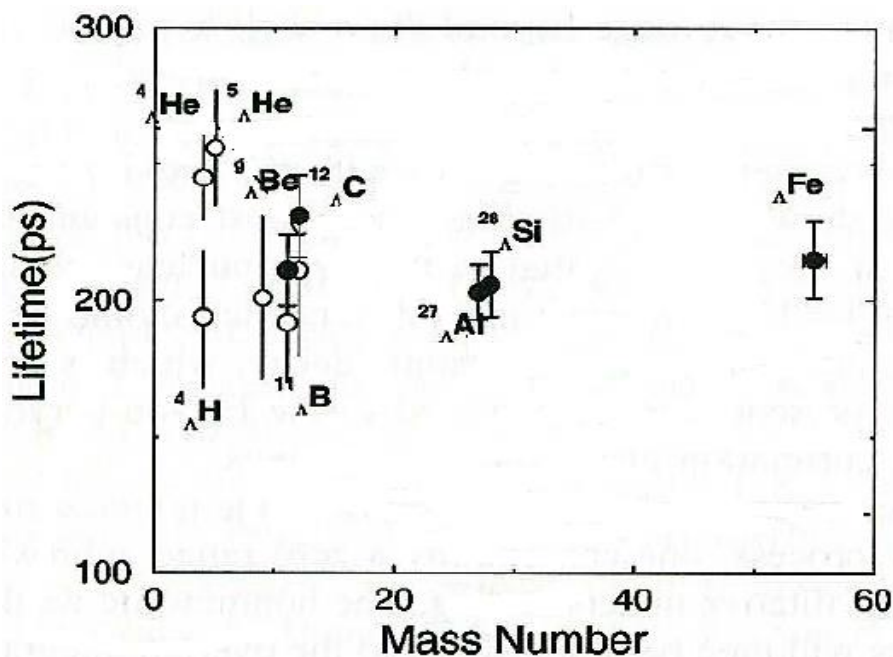
۳-۵ طول عمر هیپرهسته

تعیین طول عمر هیپرهسته به دهه شصت میلادی برمی‌گردد و اولین طول عمر اندازه‌گیری شده هیپرهسته‌های در حالت پایه ${}_{\Lambda}^3\text{H}$, ${}_{\Lambda}^4\text{H}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He}$ و ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ بودند. برای تعیین مستقیم طول عمر هیپرهسته لازم به اندازه‌گیری کردن محصولات واپاشی ساطع شده از حالت‌های پایه هیپرهسته است. در میان مشاهدات آزمایشگاهی، طول عمر هیپرهسته‌ها یا به عبارتی پهنا واپاشی کل Γ_T با دقت بالایی می‌تواند اندازه‌گیری شود. برای اندازه‌گیری طول عمر هیپرهسته باید محصولات ممکن واپاشی-های مزونی یا غیر مزونی به صورت تابعی از زمان مشخص شود و سپس توزیع مشاهدات با قانون واپاشی تجربی فیت شود. طول عمر هیپرهسته در واپاشی با استفاده از رابطه زیر تعیین می‌شود

$$\tau({}_{\Lambda}^A Z) = \hbar / \Gamma_{\text{tot}}({}_{\Lambda}^A Z) \quad (5-3)$$

شکل (۳-۲۲) طول عمر هیپرهسته‌هایی با عدد جرمی $A < 60$ را نشان می‌دهد که بوسیله آزمایشات متعدد در BNL و KEK از سال ۱۹۸۵ تا ۲۰۰۰ به دست آمده است.

هیپرون لاندا طول عمری در حدود 260 ps دارد که این زمان به اندازه‌ای کافی است که هیپرون لاندا در هسته متوسط مقید شود. هیپرهسته لاندا طول عمری در حدود 200 ps دارد، این طول عمر در مقایسه با واپاشی برهم‌کنش قوی با طول عمری در حدود 10^{-23} s پایدارتر است.



شکل ۳-۲۱: طول عمر هیپر هسته‌ها با عدد جرمی $A < 60$

در شکل مقدار طول عمر هیپر هسته‌ها از سبک به سنگین نشان داده شده است. برای هیپر هسته‌هایی با عدد جرمی بالای $A = 20$ تقریباً مقدار طول عمر ثابت می‌باشد و در حدود 210ps است که تقریباً 80% با طول عمر لاندان آزاد مطابقت دارد. دایره‌های پر رنگ مربوط به نتایج به دست آمده در آزمایشگاه KEK است [۴۴]. و دایره‌های خالی نتایج مربوط به مرجع [۴۵] می‌باشد. در زیر طول عمر هیپر هسته‌های ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ و ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ بیان شده است.

$${}^3_{\Lambda}\text{H} = 0.9 \times 10^{-10} \text{sec}$$

$${}^4_{\Lambda}\text{H} = 1.8 \times 10^{-10} \text{sec}$$

$${}^5_{\Lambda}\text{He} = 1.4 \times 10^{-10} \text{sec}$$

به طور تجربی اندازه‌گیری طول عمر این هیپر هسته‌ها در آزمایش دوبنا^۱ انجام شد و برای واپاشی این هیپر هسته‌های تولید شده، آن‌ها را در یک اتاقک پر از Ne که در یک میدان مغناطیسی در حدود

^۱Dubna

0.9T قرار گرفته بود، قرار دادند. طول عمر یک هیپرون لاند (10⁻¹⁰s) زیادتر از مدت زمانی است که لاند از واپاشی الکترومغناطیسی (10⁻¹⁵s) ایجاد می‌شود. بنابراین می‌توان فرض کرد که لاند در هسته در حالت پایه قرار دارد.

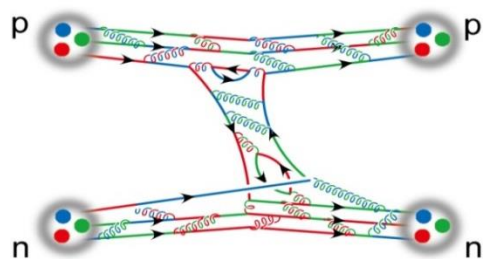
۳-۶ برهم‌کنش باریون- باریون در هیپرهسته

اصلی‌ترین هدف فیزیک هیپرهسته فهم برهم‌کنش باریون- باریون و مطالعه ساختار سیستم‌های چندین شگفتی است. مطالعه هیپرهسته بوسیله مشاهده واپاشی‌های ضعیف‌شان شروع شد. کارهای متعددی بر روی مطالعه مکانیسم تولید و ساختار هیپرهسته، به خصوص هیپرهسته لاند صورت گرفته است. به علت اینکه انجام آزمایشات پراکندگی هیپرون- نوکلئون و هیپرون - هیپرون سخت می‌باشد ساختار هیپرهسته‌ها یک نقش اساسی را برای این برهم‌کنش‌ها بازی می‌کنند. برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون به خوبی مطالعه شده است اما برای برهم‌کنش هیپرون-هیپرون به علت طول عمر کم هیپرون آزاد، اطلاعات کمی‌تری وجود دارد از این‌رو این برهم‌کنش از طریق تولید هیپرهسته بررسی می‌شود.

۳-۶-۱ برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون

خواص اصلی نیروی هسته‌ای در حدود سال ۱۹۳۶ مشخص شده بود. خواص نیروهای بین نوکلئون‌ها را می‌توان به طور مستقیم در آزمایش‌های برخورد و یا به طور غیر مستقیم با استخراج آن‌ها از خواص سیستم‌های مقید، یعنی هسته‌ها، یا با کمک تحلیل داده‌های پراکندگی pp و np مطالعه کرد. البته در آن سال‌ها، این گونه آزمایش‌های پراکندگی فقط در انرژی‌های خیلی پایین انجام داده می‌شد [۴۶]. شواهدی قوی دال بر این است که نیروی هسته‌ای تفاوتی بین پروتون و نوترون نمی‌گذارد. بنابراین تبدیل پروتون به نوترون نباید تأثیری در انرژی هسته‌ای بگذارد. نیروهای نگه‌دارنده- ی هسته دارای بردی کوتاه هستند و بسیار قوی‌تر از نیروی الکترواستاتیک بین نوکلئون‌ها است.

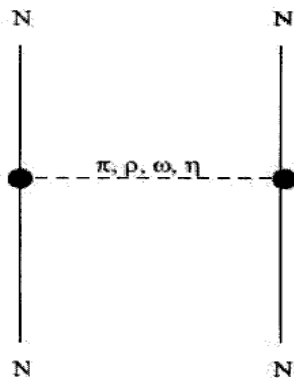
همچنین اهمیت برهم‌کنش ضعیف و الکترومغناطیسی برای تشکیل ساختار هسته کم است اما نقش مهمی را در مطالعه ساختار هسته بازی می‌کنند. شکل زیر نیروی بین نوکلئون‌ها را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۲۲: نیروی هسته‌ای بین نوکلئون‌ها

مقایسه‌ی انرژی‌های بستگی تریتون (^3H), ذره‌ی آلفا (^4He) و دوترون (^2H) نتیجه می‌دهد که نیروهای هسته‌ای باید دارای بردی در حدود یک فرمی و بسیار قوی داشته باشند. این نیروها مستقل از جفت‌شدگی سایر نوکلئون‌ها هستند. این نیروها محدود هستند و هر نوکلئون فقط می‌تواند نزدیک-ترین نوکلئون‌های خود را جذب کند. این نیرو غالباً جاذب است، در غیر این صورت هسته‌های پایدار نمی‌توانستند وجود داشته باشند. امروزه شواهد زیادی مبنی بر استقلال از نیروهای هسته‌ای از بار وجود دارد و معلوم شده است که نه‌تنها نیروهای بین نوکلئون‌ها بلکه تمام نیروهای هادرونی مستقل از بار هستند؛ به عبارتی اندرکنش‌های $n-p$ و $n-n$ و $p-p$ همگی شبیه هم هستند و تفاوت چندانی بین نوکلئون‌های باردار و خنثی وجود ندارد که اختلاف آن‌ها به واسطه‌ی ایزواسپین بیان می‌شود (در حقیقت استقلال نیروهای هسته‌ای از بار منجر به معرفی عدد کوانتومی پایسته‌ی ایزواسپین شد) [۴۷]. یک نوکلئون فقط تعداد محدودی از سایر نوکلئون‌ها را جذب می‌کند، نوکلئون‌های دیگر یا تحت تأثیر قرار می‌گیرند یا دفع می‌شوند. نیروی بین دو نوکلئون به سمتگیری اسپین نوکلئون‌ها وابسته است. برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون به طور تجربی از داده‌های پراکندگی الاستیک شناخته می‌شود. استدلال‌هایی که نشان می‌دهند که با استفاده از خواص هسته‌ها می‌توان استنتاج‌های بسیاری را در رابطه با برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون به عمل آورد. اطلاع کامل از برهم‌کنش نوکلئون-

نوکلئون، مستلزم آزمایش‌های برخوردی با نوکلئون‌هاست. شکل زیر برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون با تبادل مزون می‌باشد.



شکل ۳-۲۳: برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون در مدل تبادل مزون [۴۸]

فرم پتانسیل نوکلئون-نوکلئون از کمیت‌های دینامیکی به دست می‌آید و از ساختار درونی نوکلئون‌ها صرف نظر می‌شود. کمیت‌های دینامیکی که برهم‌کنش بین نوکلئون-نوکلئون را تعیین می‌کنند عبارت‌اند از تکانه \mathbf{p} ، تکانه اندازه حرکت زاویه‌ای مداری کل \mathbf{L} ، جهت‌های اسپینی مربوط به دو نوکلئون. بنابراین پتانسیل نوکلئون-نوکلئون عبارت است از [۴۷]

$$V_{NN}(\mathbf{r}) = V_0(\mathbf{r}) + V_{ss}(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2}{\hbar^2} + V_T(\mathbf{r}) S_{12} + V_{LS}(\mathbf{r}) \frac{(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) \cdot \mathbf{L}}{\hbar^2} + V_{Ls}(\mathbf{r}) \frac{(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{L})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{L})}{\hbar^4} + V_{ps}(\mathbf{r}) \frac{(\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{p})(\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{p})}{\hbar^2 m^2 c^2} \quad (6-3)$$

$V_0(\mathbf{r})$ پتانسیل مرکزی و r فاصله‌ی بین نوکلئون‌ها است. شکل پتانسیل مرکزی به گونه‌ای انتخاب می‌شود که اطلاعات تجربی را به خوبی باز تولید کند. فرم‌هایی که برای این پتانسیل در نظر گرفته می‌شود در نتیجه‌گیری‌های اصلی تغییری حاصل نمی‌کند، در حقیقت، تقریب برد مؤثر عملاً از شکلی که برای پتانسیل در نظر می‌گیریم مستقل است. ویژگی مشترک همه‌ی این پتانسیل‌ها در بستگی انحصاری آن‌ها به فاصله‌ی بین نوکلئونی است. برنامه‌ی آزمایشی بررسی پتانسیل مرکزی به این ترتیب خواهد بود که وابستگی انرژی پارامترهایی نظیر اختلاف فازهای پراکندگی را اندازه‌گیری کنیم

و آنگاه سعی کنیم که شکل پتانسیل را چنان انتخاب کنیم که به بهترین وجه پارامترهای یاد شده را باز تولید کند. عبارت دوم برهم‌کنش اسپین-اسپین می‌باشد، برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون قویاً وابسته به اسپین است. این جمله باید به اسپین s_1 و s_2 نوکلئون‌ها بستگی داشته باشد، ولی همگی ترکیب‌های آن‌ها مجاز نیستند. نیروی هسته‌ای باید متضمن بعضی از تقارن‌ها باشد، که این امر منجر به محدودیت شکل پتانسیل می‌شود. انعکاس پاریته و برگشت زمان را می‌توان به عنوان نمونه‌هایی از این تقارن‌ها نام برد. آزمایش نشان می‌دهد که پتانسیل بین نوکلئونی نسبت به این عملیات تا حد زیادی ناورداست. بنابراین بهترین شکل برای برهم‌کنش اسپین-اسپین $s_1 \cdot s_2$ است [۴۷]. $V_{ss}(\mathbf{r})$ را چنان می‌توان تنظیم کرد که اختلاف سطح مقطع‌های تک‌تایه و سه‌تایه را به درستی پیش‌بینی کند و وابستگی شعاعی آن همچنان قابل تنظیم است که انرژی حالت‌ها نیز به‌طور مناسبی در نظر گرفته شود. پتانسیل در برگیرنده‌ی $V_{ss}(\mathbf{r})$ را می‌توان به صورت زیر نیز بنویسیم

$$V_{ss}(\mathbf{r}) = -\left(\frac{s_1 \cdot s_2}{\hbar^2} - \frac{1}{4}\right) V_1(\mathbf{r}) + \left(\frac{s_1 \cdot s_2}{\hbar^2} - \frac{3}{4}\right) V_3(\mathbf{r}) \quad (7-3)$$

$V_1(\mathbf{r})$ و $V_2(\mathbf{r})$ پتانسیل‌هایی هستند که به‌طور جداگانه رفتار تک‌تایه و سه‌تایه را توضیح می‌دهند. عبارت سوم معادله (۳-۶) پتانسیل تانسور نامیده می‌شود.

$$S_{12} = \frac{3(s_1 \cdot \mathbf{r})(s_2 \cdot \mathbf{r}) / r^2 - s_1 \cdot s_2}{\hbar^2} \quad (8-3)$$

برای نوکلئون منفرد، بدیهی است که انتخاب یک جهت مشخص در فضا اختیاری است یعنی شمال و جنوب یا شرق و غرب برای آن تفاوتی ندارد. تنها جهت مرجع برای نوکلئون جهت اسپین آن است و از این‌رو تنها جمله‌ای که می‌توان در نظر گرفت به صورت $S \cdot \mathbf{I}$ یا $S \times \mathbf{I}$ است که بردار مکان \mathbf{I} را با جهت S ارتباط می‌دهد. برای آنکه شرط ناوردایی پاریته تأمین شود، باید با تعداد زوجی از عوامل \mathbf{I} سروکار داشته باشیم و بنابراین پتانسیل بین دو نوکلئون می‌باید به جملاتی مانند $(s_1 \cdot \mathbf{r})(s_2 \cdot \mathbf{r})$ یا $(s_1 \times \mathbf{r})(s_2 \times \mathbf{r})$ بستگی داشته باشد. با استفاده از اتحادهای برداری می‌توان نشان داد که صورت دوم

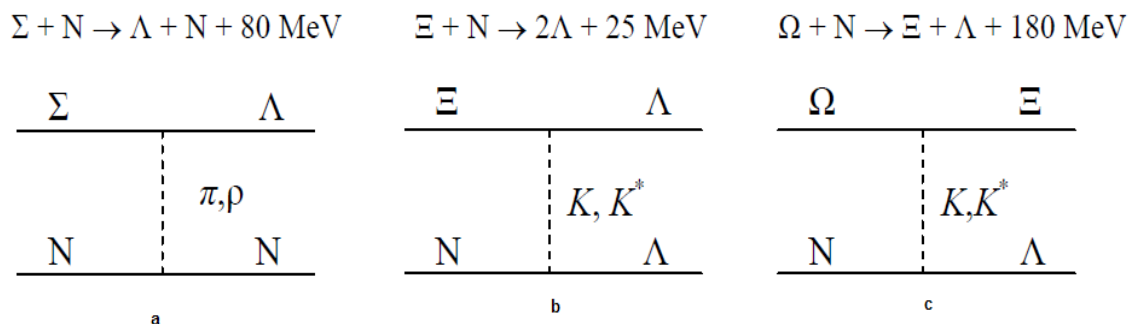
همان صورت اول بعلاوه‌ی جمله‌ی $s_1.s_2$ است. $V_T(r)$ بستگی شعاعی نیرو و بزرگی آن را تأمین می‌کند.

منشأ عبارت چهارم معادله (۳-۶) نیروی اسپین-مدار است که بوسیله برهم‌کنش قوی تولید می‌شود. برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون می‌تواند به تکانه یا سرعت نسبی نوکلئون‌ها بستگی داشته باشد. نیروهای وابسته به سرعت یا تکانه را نمی‌توان با پتانسیل نرده‌ای نشان داد، اما با استفاده از جملات درجه‌ی اول p ، درجه دوم p و غیره، که هر کدام از آن‌ها با یک پتانسیل مشخصه‌ی $V(r)$ متناظرند، می‌توان آن‌ها را به طرز قابل قبول در نظر گرفت. تحت تأثیر عملگر پاریته $p \rightarrow -p$ و در اثر عملگر برگشت زمان هم داریم $p \rightarrow -p$. پس هر جمله‌ای که فقط شامل توان‌های درجه‌ی اول تکانه باشد غیر قابل قبول است، زیرا در این صورت ناوردایی‌های پاریته و برگشت زمان هر دو نقض خواهند شد. جملاتی که به صورت $r.p$ یا $r \times p$ باشند، نسبت به پاریته ناوردا هستند ولی ناوردایی برگشت زمان را نقض می‌کنند. یکی از صورت‌های قابل قبول این جمله که شامل توان‌های درجه‌ی اول تکانه می‌شود و نسبت به پاریته و برگشت زمان هر دو ناورداست، $(r \times p).S$ است که در آن $S = s_1 + s_2$ اسپین کل دو نوکلئون مورد بررسی است (اسپین تحت برگشت زمان ناوردا نیست). تکانه‌ی زاویه‌ای نسبی نوکلئون‌ها برابر $l = r \times p$ است و در نتیجه این جمله که به خاطر مشابهت با فیزیک اتمی جمله‌ی اسپین-مدار نامیده می‌شود، هرچند که از جملات بالاتر هم می‌توان استفاده کرد، ولی این عبارت تنها عبارت درجه‌ی اول تکانه است که با تقارن پاریته و برگشت زمان هر دو سازگاری دارد [۴۷].

۳-۶-۲ برهم‌کنش هیپرون-نوکلئون و هیپرون-هیپرون [۴۷]

برهم‌کنش بین هیپرون و نوکلئون نه تنها برای مکانسیم نیروی هسته‌ای مهم است بلکه برای معادله حالت ماده هسته‌ای در فیزیک نجوم نیز مهم است. آزمایشات پراکندگی هیپرون-نوکلئون به علت کوتاه بودن طول عمر هیپرون در خلا (تقریباً 10^{-10} s) و به طور فنی سخت انجام می‌شود. بنابراین اطلاعات برهم‌کنش هیپرون-نوکلئون از ساختار متناهی هیپرهسته‌هایی که از پروتون‌ها و نوترون‌ها و

حداقل یک هیپرون تشکیل شده‌اند به‌دست می‌آید. برهم‌کنش بین هیپرون و نوکلئون به علت پایسته نبودن عدد شگفتی از نوع برهم‌کنش ضعیف می‌باشد. این برهم‌کنش باعث تغییر در ساختار پوسته‌ای هیپر هسته نسبت به هسته می‌شود. شکل زیر برهم‌کنش بین نوکلئون و هیپرون Σ , Ξ و Ω را نشان می‌دهد. [۴۸].



شکل ۳-۲۴: برهم‌کنش نوکلئون-هیپرون. شکل a تبدیل Σ به Λ ،

شکل b تبدیل Ξ به Λ ، شکل c تبدیل Ω به Λ [۴۸]

به علت انرژی زیادی که در این فرایندها آزاد شده است این واپاشی‌ها خیلی سریع در بازه زمانی 10^{-23} s تا 10^{-24} s رخ می‌دهند. طول عمر هیپرون‌های Σ , Ξ و Ω در ماده هسته‌ای کوتاه است و به سرعت به هیپرون Λ واپاشی می‌کنند. یک هیپرون سیگما و کسی در ماده هسته‌ای در حدود 10^{-20} s به هیپرون Λ تبدیل می‌شوند. برهم‌کنش نوکلئون- Λ ضعیف می‌باشد و رنج برهم‌کنش نیز کوتاه است. در هیپر هسته Λ به علت اینکه هیپرون Λ به طور ضعیف واپاشی می‌کند و دارای طول عمر طولانی است، برای بررسی برهم‌کنش هیپرون-نوکلئون مناسب‌تر است.

برهم‌کنش هیپرون با همه نوکلئون‌های داخل هسته باید به صورت سیستم چند جسمی نشان داده شود. برهم‌کنش نوکلئون‌ها نه تنها از طریق نیروهای متقابل دو جسمی، بلکه از طریق نیروهای سه جسمی نیز صورت می‌گیرد. یعنی نیروی وارد بر نوکلئون ۱ نه فقط به مواضع هر یک از نوکلئون‌های ۲ و ۳ بستگی دارد، بلکه شامل یک جمله‌ی اضافی است که از هم‌بستگی بین مواضع نوکلئون‌های ۲ و

۳ ناشی می‌شود؛ این حالت نیز برای هیپر هسته‌ها که سیستم‌های چند جسمی از هیپرون، نوترون و پروتون هستند نیز برقرار است. هامیلتونی هیپر هسته لاندا عبارت است از

$$H_{\text{hypernuclei}} = H_{\text{nuclei}} + \frac{p_{\Lambda}^2}{2m_{\Lambda}} + \sum_{N=1}^{A-1} V_{\Lambda N} + \sum_{N<j}^{A-1} V_{\Lambda Nj} \quad (9-3)$$

m_{Λ} جرم هیپرون، p_{Λ} تکانه هیپرون، $V_{\Lambda i}$ پتانسیل بین هیپرون لاندا و یک نوکلئون و $V_{\Lambda ij}$ پتانسیل بین دو نوکلئون و هیپرون لاندا و شاخص‌های N و j برچسب‌های نوکلئون‌ها می‌باشند. H_{nuclei} نیز به صورت زیر است

$$H_{\text{nuclei}} = T_N + V_{NN} = \sum_{N=1}^{A-1} \frac{p_N^2}{2m_N} + \sum_{N<j}^{A-1} V_{Nj} \quad (10-3)$$

T_N انرژی جنبشی نوکلئون، V_{NN} پتانسیل برهم‌کنشی بین نوکلئون- نوکلئون، A جمع تعداد باریون‌ها است. m_N جرم نوکلئون و p_N تکانه نوکلئون می‌باشد. انرژی پتانسیل بین یک نوکلئون و یک هیپرون به صورت زیر می‌باشد

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}) = V_0(\mathbf{r}) + V_{\sigma}(\mathbf{r}) \vec{s}_{\Lambda} \cdot \vec{s}_N + V_{\Lambda}(\mathbf{r}) \vec{I}_{N\Lambda} \cdot \vec{s}_{\Lambda} + V_N(\mathbf{r}) \vec{I}_{N\Lambda} \cdot \vec{s}_N + V_T(\mathbf{r}) S_{N\Lambda} \quad (11-3)$$

$V_0(\mathbf{r})$ پتانسیل مرکزی، $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\Lambda} - \mathbf{r}_N$ مربوط به مختصات برهم‌کنش هیپرون- نوکلئون است. $V_{\sigma}(\mathbf{r}) \vec{s}_{\Lambda} \cdot \vec{s}_N$ پتانسیل اسپین- اسپین، $V_{\Lambda}(\mathbf{r}) \vec{I}_{N\Lambda} \cdot \vec{s}_{\Lambda}$ پتانسیل اسپین- مداری (وابسته به اسپین لاندا)، $V_N(\mathbf{r}) \vec{I}_{N\Lambda} \cdot \vec{s}_N$ پتانسیل اسپین- مداری (وابسته به اسپین نوکلئون)، $V_T(\mathbf{r}) S_{N\Lambda}$ پتانسیل تانسوری است که $S_{N\Lambda}$ عبارت است از

$$S_{N\Lambda} = \frac{(\vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \mathbf{r})(\vec{\sigma}_N \cdot \mathbf{r})}{r^2} - (\vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N) \quad (12-3)$$

و فرم پتانسیل تانسوری $V_T(\mathbf{r})$ برای تبادلی پویا به صورت زیر می‌باشد

$$V_T(\mathbf{r}) = \frac{g_{\pi NN}^2}{4M^2} \frac{1}{3} \mu^2 \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r} \left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}\right) \quad (13-3)$$

به عنوان مثال فرم پتانسیل مرکزی $V_0(r)$ برای حالتی که تبادل پیون صورت می‌گیرد به صورت زیر است [۴۹]

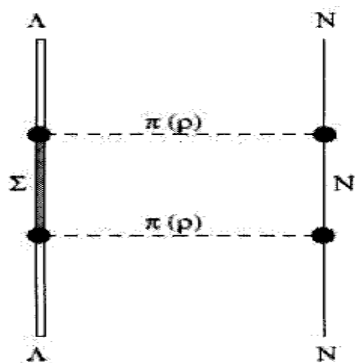
$$V_0^\pi(\mathbf{r}) = \frac{g_{\pi NN}^2}{4M^2} \frac{1}{3} \left(\mu^2 \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r} - \delta(\mathbf{r})\right) \quad (14-3)$$

$g_{\pi NN}$ ثابت جفت‌شدگی برهم‌کنش πNN ، M جرم نوکلئون، μ جرم پیون است. نیروی هیپرون - نوکلئون وابسته به اسپین است و این نیرو در حالت تک‌تایی اسپین قوی‌تر از سه تایی است. جاذبه بودن برهم‌کنش هیپرون - نوکلئون باعث می‌شود هیپرهمسته پایدار و مخالف واپاشی نوترون شود. هامیلتونی هیپرهمسته با دو هیپرون به صورت زیر تعریف می‌گردد که در اینجا برهم‌کنش هیپرون - هیپرون مربوط هیپرون لاندا می‌باشد

$$\begin{aligned} H_{\text{hypernuclei}} &= H_{\text{nuclei}} + T_\Lambda + V_{\Lambda N} + V_{\Lambda NN} + V_{\Lambda\Lambda} \\ &= H_{\text{nuclei}} + \sum_k \frac{p_k^2}{2m_\Lambda} + \sum_{kN} V_{kN} + \sum_{k,N < j} V_{kNj} + \sum_{k < \mu} V_{k\mu} \end{aligned} \quad (15-3)$$

نماد k و μ برای هیپرون لاندا استفاده می‌شود.

با توجه به داده‌های آزمایشگاهی حدس زده می‌شود که برهم‌کنش لاندا - لاندا قوی‌تر از برهم‌کنش لاندا - نوکلئون و حدود ۳ یا ۴ برابر قوی‌تر از برهم‌کنش نوکلئون - نوکلئون است [۴۸]. نیروی هیپرون - نوکلئون کوچک‌تر از نیروی نوکلئون - نوکلئون می‌باشد. شکل (۳-۲۵) برهم‌کنش نوکلئون - لاندا با تبادل دو مزون است. برهم‌کنش لاندا - نوکلئون با تبادل یک پیون به علت پایستگی ایزواسپین صورت نمی‌گیرد. بنابراین برهم‌کنش لاندا - نوکلئون با تبادل دو پیون یا یک کائون امکان‌پذیر است.



شکل ۳-۲۵: برهم‌کنش لاندای- نوکلئون با تبادل دو مزون [۴۸]

برهم‌کنش اسپین-اسپین و اسپین-مدار در هیپرهسته‌ها ضعیف‌تر از هسته‌های معمولی است. هیپرهسته‌های لاندای از طریق برهم‌کنش ضعیف واپاشی می‌کنند و طول عمری در حدود 2×10^{-10} s دارند.

۳-۷ برهم‌کنش اسپین-مدار در هیپرهسته

برهم‌کنش اسپین-مدار یکی از مهمترین کمیت‌ها برای فهم ساختار پوسته‌ای هسته است. برهم‌کنش اسپین-مدار در فیزیک اتمی مولد ساختار ریز مشاهده شده در خطوط طیفی است. این برهم‌کنش در هسته‌ها و هیپرهسته‌ها نیز برای توجیه ساختار ریز به کار می‌رود. برهم‌کنش اسپین مداری هسته و هیپرون Λ یکی از موضوعات مورد علاقه در فیزیک هیپرهسته به مدت ۲۰ سال بوده است. معرفی برهم‌کنش اسپین-مدار بزرگترین نتیجه مدل پوسته‌ای می‌باشد. در سال ۱۹۴۹، با افزودن شدن جمله اسپین-مدار به پتانسیل، فاصله مناسبی بین زیر پوسته‌ها به دست آمد که نه تنها به خوبی اعداد جادویی را توضیح می‌دهد بلکه تعدادی ویژگی‌های برجسته هسته را نیز توضیح می‌دهد. بنابراین این برهم‌کنش نقش مهمی را در فیزیک هسته‌ای بازی می‌کند. در هیپرهسته‌ها برهم‌کنش (K^-, π^-) در سال ۱۹۷۰ شکافت اسپین-مدار را آشکار کرد. در سال ۱۹۷۸ نیز برهم‌کنش اسپین-مدار هسته و هیپرون Λ در آزمایش $^{16}\text{O}(\Lambda, K^-, \pi^-)^{16}\text{O}$ در سرن انجام شد. طیف اشعه گاما برای هیپرهسته

$^{13}_\Lambda\text{C}$ در سال ۲۰۰۱ توسط آجیمورا^۱ انجام شد که اطلاعاتی برای شکافت اسپین - مدار فراهم نمود. همچنین اندازه‌گیری طیف اشعه گاما از حالت‌های برانگیخته $1/2^-$ و $3/2^-$ به حالت‌های پایه در واکنش $^{13}_\Lambda\text{C}(\text{K}^-, \pi^-)$ صورت گرفت که این آزمایش علاوه بر آجیمورا در سال ۲۰۰۶ توسط هاشیماتو و تامورا نیز انجام پذیرفت. در این آزمایش انرژی شکافت اسپین - مدار هیپرون بین حالت-های $1p_{1/2}$ و $1p_{3/2}$ در هیپر هسته $^{13}_\Lambda\text{C}$ در حدود $152 \pm 54 \pm 36 \text{ keV}$ تعیین شده بود که کوچکتر از شکافت اسپین - مدار در یک هسته معمولی است. برهم‌کنش اسپین - مدار از نوع معادله زیر می‌تواند پدیده‌ی تجربی پوسته‌های بسته در بین نوکلئون‌ها را توجیه کند.

$$V_{LS} L \cdot S \quad (16-3)$$

L تکانه زاویه‌ای مداری نسبی دو نوکلئون می‌باشد و S حاصل جمع اسپین‌های آن‌ها است. شکل V_{LS} خیلی مهم نیست. عامل برهم‌کنش اسپین-مدار عبارت $L \cdot S$ است که باعث تجدید سازمان ترازها می‌شود. برهم‌کنش اسپین-مدار، حالت‌های یک ذره منفرد را به دو حالت $j = \ell + 1/2$ و $j = \ell - 1/2$ می‌شکافتد که j اندازه حرکت زاویه‌ای کل را نشان می‌دهد. اگر ℓ و s موازی باشند، برهم‌کنش اسپین-مدار جاذب است. اگر ℓ و s موازی نباشند، نیروی اسپین - مدار دافع است. در هیپر هسته‌ها برهم‌کنش اسپین-مدار شامل دو جمله می‌باشد یکی برهم‌کنش اسپین-مداری وابسته به اسپین لاند و دیگری وابسته به اسپین نوکلئون است.

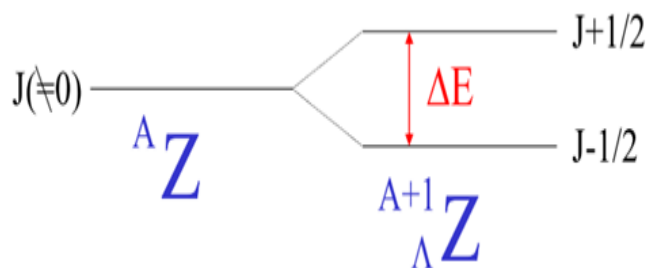
$$V_\Lambda(r) \sigma_\Lambda \cdot L_{\Lambda N} \quad (17-3)$$

$$V_N(r) \sigma_N \cdot L_{\Lambda N} \quad (18-3)$$

σ_N و σ_Λ به ترتیب عملگر اسپینی هیپرون و نوکلئون می‌باشند و $L_{\Lambda N}$ تکانه زاویه‌ای مداری نسبی بین هیپرون و نوکلئون می‌باشد. حالت‌ها در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار با تکانه زاویه‌ای کل $J(j = s + \ell)$ نشانه‌گذاری می‌شود. واگنی هر تراز برابر با $2j+1$ است که از مقادیر m_j حاصل می‌-

¹Ajimura

شود، در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار، m_l و m_s دیگر اعداد کوانتومی خوب به حساب نمی‌آیند و نمی‌توان آن‌ها را برای نمایاندن حالت‌ها به کار برد. شکل زیر نمایی از شکافت تراز انرژی هیپرهسته بر حسب تکانه زاویه‌ای کل می‌باشد برای حالتی که هیپرون لاندای در تراز S قرار دارد.



شکل ۳-۲۶: شکافت تراز هیپرهسته

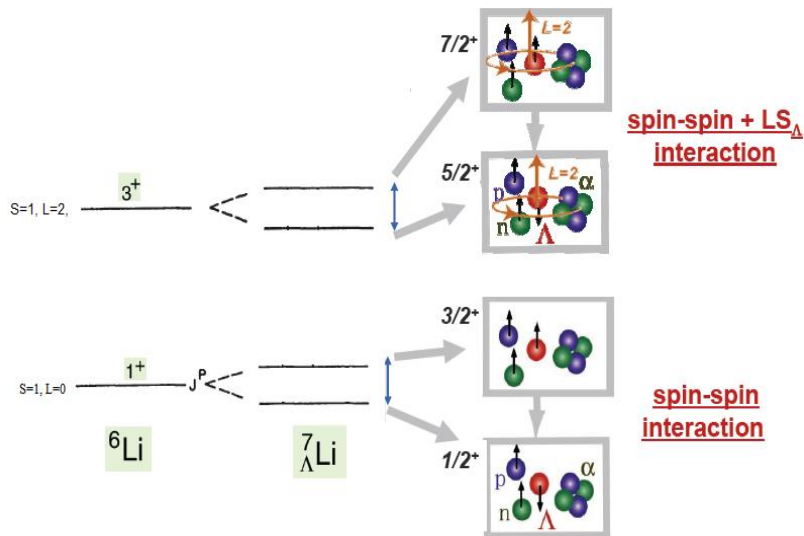
در شکل بالا ${}^A Z$ نماد هسته و ${}^{A+1} \Lambda Z$ نماد هیپرهسته است. تکانه زاویه‌ای کل هیپرهسته به صورت زیر خواهد بود.

$$J_A (\text{parent nucleus}) + \Lambda (s - \text{shell}) \rightarrow J_{A+1} (\text{Hypernuclei}) = J_A (\text{parent nucleus}) \pm \frac{1}{2}$$

در شکل ΔE انرژی شکافتگی اسپین-مدار است و با توجه به وابستگی اسپینی برهم‌کنش نوکلئون - هیپرون ΔE به صورت زیر تعیین می‌شود [۵۰]

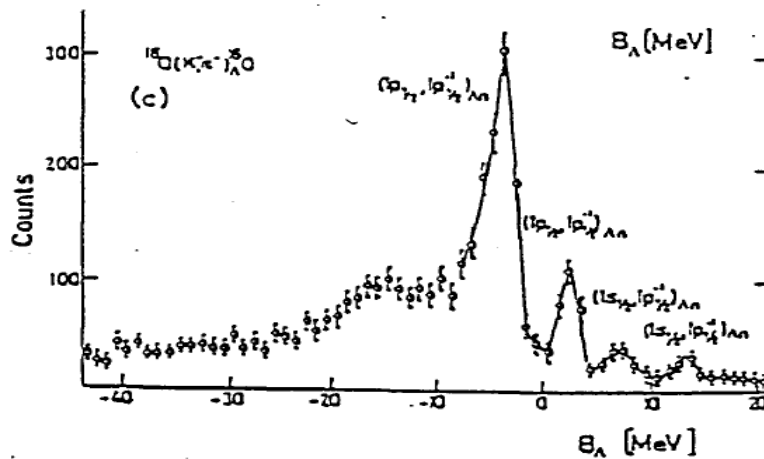
$$\Delta E_{so} = E_{j=\ell+1/2} - E_{j=\ell-1/2} = -\langle V_{so}(\mathbf{r}) \rangle (\ell + 1/2) \quad (19-3)$$

ΔE در هسته‌های سنگین‌تر که در آن‌ها مقدارهای بزرگتری از ℓ ظاهر می‌شوند، مهم‌تر می‌گردد [۴۷]. شکل زیر نیز حالتی از شکافتگی یک هیپرهسته لاندای است که یک هیپرون در تراز S با هسته‌ای با عددجرمی $A-1$ جفت شده است.



شکل ۳-۲۷: ترازهای انرژی هیپر هسته ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$

در سال ۱۹۷۸ برهم‌کنش اسپین-مدار هسته- Λ در آزمایش ${}^{16}\text{O}(\text{K}^-, \pi^-){}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{O}$ با تکانه پرتو $0.715 \text{ GeV}/c$ در PS^1 سرن انجام شد. در این آزمایش چهار پیک مشاهده شده بود که در شکل (۳-۲۷) آورده شده است [۵۰].

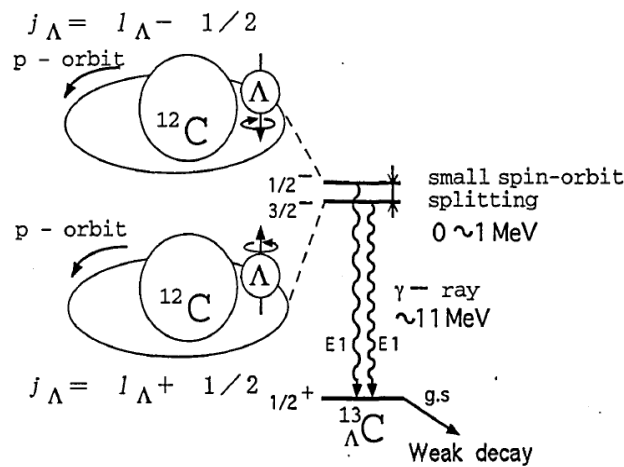


شکل ۳-۲۸: طیف به دست آمده در واکنش ${}^{16}\text{O}(\text{K}^-, \pi^-){}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{O}$

پیک اول با پیکربندی $(p_{1/2})_n^{-1}(s_{1/2})_{\Lambda}$ و پیک دوم با پیکربندی $(p_{3/2})_n^{-1}(s_{1/2})_{\Lambda}$ با انرژی‌های مختلف در حدود 6 MeV مشاهده شدند. همچنین پیک سوم با پیکربندی $(p_{3/2})_n^{-1}(p_{3/2})_{\Lambda}$ و

¹ Proton Synchrotron

پیک چهارم با پیکربندی $(p_{1/2})_n^{-1} (p_{1/2})_\Lambda$ با تفاوت انرژی در حدود 6 MeV مشاهده گردیدند. انرژی شکافتگی حالت‌های حفره $p_{1/2}$ و $p_{3/2}$ نوترون در ^{16}O ، که مرکز هسته ^{16}O است در حدود 6.176 MeV است. در سال ۱۹۹۸ نیز آزمایش برهم‌کنش اسپین - مدار هیبرهسته در آزمایشگاه ملی بروکهاون صورت گرفت. در این آزمایش طیف اشعه گاما از حالت‌های $1/2^+$ و $3/2^+$ به حالت پایه ^{13}C اندازه‌گیری شده که در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل ۳-۲۹: پیکربندی حالت‌های $1/2^-$ و $3/2^-$ در ^{13}C

حالت $1/2^-$ شامل پیکربندی $[^{12}\text{C}(g.s. 0^+) \otimes (p_{1/2})_\Lambda]$ می‌باشد و حالت $3/2^-$ پیکربندی‌اش $[^{12}\text{C}(g.s. 0^+) \otimes (p_{3/2})_\Lambda]$ است [۵۰].

به ذرات زیر اتمی می‌توان پاریتته‌های ذاتی نسبت داد به عنوان مثال پاریتته ذاتی نوکلئون‌ها (پروتون و نوترون) و هیپرون لاندای و همچنین پیون به صورت زیر است

$$\pi_p = \pi_n = \pi_\Lambda = 1$$

$$\pi_\pi = -1$$

مثلا پاریتته دوترون که از یک پروتون و یک نوترون تشکیل شده است به صورت $\pi(d) = \pi(p)\pi(n) = +1$ می‌باشد. با این تعریف‌ها می‌توان پاریتته‌ی سایر هادرون‌ها، از جمله تمام

فصل ۴

محاسبه جرم هیپرون‌ها

۴-۱ مقدمه

در این فصل ما ابتدا ویژه مقدار انرژی هیپرون‌ها، مقدار میانگین انرژی برهم‌کنش اسپین-اسپین، اسپین-ایزواسپین و ایزواسپین-ایزواسپین و مقدار میانگین هامیلتونی برهم‌کنش فوق ریز هیپرون‌ها را محاسبه نموده‌ایم و سپس با استفاده از تحلیل برهم‌کنش فوق ریز و روش وردش جرم هیپرون‌ها را به‌دست آورده‌ایم و نتایج به‌دست آمده برای جرم هیپرون‌ها را با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم. در بخش ۴-۲ روش محاسبه توضیح داده شده است و در بخش ۴-۳ نتایج عددی به-دست آورده شده ارائه گردیده است.

۴-۲ روش محاسبه

ما برای محاسبه جرم هیپرون‌ها از مختصات فوق کروی استفاده خواهیم نمود. برای سیستم‌های بیش از دو جسم این مختصات، از دیگر مختصات‌ها مناسب‌تر می‌باشد. ابتدا باریون را به صورت یک سیستم مقید از سه کوآرک در نظر می‌گیریم. بنابراین هامیلتونی در مختصات کروی را به صورت زیر خواهیم داشت

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \quad (1-4)$$

رابطه بین موقعیت مکانی ذرات در مختصات کروی و بردارهای ژاکوبی $\vec{\rho}$ و $\vec{\lambda}$ به صورت زیر می‌باشد [۵۲]

$$\vec{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2a-4)$$

$$\vec{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3) \quad (2b-4)$$

$$\vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3}{3} \quad (2c-4)$$

$\vec{\rho}$ بردار نسبی بین دو ذره ۱ و ۲، $\vec{\lambda}$ بردار نسبی بین مرکز جرم ذرات ۱، ۲ و ۳ و \vec{R} بردار مختصات مرکز جرم می‌باشد. در ادامه محاسبات مختصات \vec{R} در نظر گرفته نخواهد شد. مختصات فوق کروی عبارت‌اند از

$$\Omega_\lambda = (\theta_\lambda, \phi_\lambda) \text{ و } \Omega_\rho = (\theta_\rho, \phi_\rho)$$

- فوق شعاع کره X

- فوق زاویه ξ

که این مختصات به صورت زیر به مختصات ژاکوبین مربوط می‌شوند

$$x = \sqrt{\rho^2 + \bar{\lambda}^2} \quad (3a-4)$$

$$\xi = \arctan \frac{\rho}{\lambda} \quad (3b-4)$$

همیلتونی در مختصات ژاکوبین به صورت زیر است

$$H = \frac{P_\rho^2}{2m} + \frac{P_\lambda^2}{2m} + V(x) \quad (4-4)$$

رابطه زیر فرم عملگر لاپلاس در مختصات ژاکوبین در فضایی با ابعاد D برحسب مختصات فوق کروی می‌باشد

$$\nabla^2 = \nabla_\rho^2 + \nabla_\lambda^2 = -\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{D-1}{x} \frac{d}{dx} + \frac{L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi)}{x^2}\right) \quad (5-4)$$

برای به دست آوردن عملگر لاپلاس، اگر بردارهای مختصات ژاکوبین را برحسب مختصات فوق کروی بنویسیم و بعد از مشتق‌گیری عملگر لاپلاس (۴-۵) به دست خواهد آمد. L در رابطه بالا عملگر اندازه حرکت زاویه‌ای کل است. می‌توان عملگر انرژی جنبشی یا به عبارتی عملگر لاپلاس به دست آمده را برای مسئله سه جسمی به صورت زیر نوشت

$$\nabla_\rho^2 + \nabla_\lambda^2 = -\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi)}{x^2}\right) \quad (6-4)$$

ویژه توابع L^2 همان هماهنگ‌های فوق کروی هستند که دارای ویژه مقدار زیر می‌باشند

$$L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) Y_{[l]l_\rho l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) = l(l+4) Y_{[l]l_\rho l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) \quad (7-4)$$

که در آن l عدد کوانتومی زاویه‌ای کل و برابر با $l = 2n + 1_\rho + 1_\lambda$ می‌باشد. l_ρ و l_λ به ترتیب تکانه‌های زاویه‌ای مربوط به متغیرهای ρ ، λ می‌باشد و n عدد صحیح مثبت است.

$Y_{[l]l_\rho l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi)$ نیز به صورت زیر تعریف می‌شود

$$Y_{[l]l_\rho l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) = Y_{l_\rho m_\lambda}(\Omega_\rho) Y_{l_\lambda m_\lambda}(\Omega_\lambda) {}^{(2)}P_\gamma^{l_\rho l_\lambda}(\xi) \quad (8-4)$$

تعریف تابع موج در مختصات فوق کروی نیز به صورت زیر می باشد

$$\Psi(\vec{\rho}, \vec{\lambda}) = \sum_{n, l_\rho, l_\lambda} N_{n, l} R_{n, l}(x) Y_{[l]l_\rho l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) \quad (9-4)$$

$R_{n, l}(x)$ تابع موج فوق شعاعی است. در تابع موج سه کوارکی می توان از بخش فوق زاویه ای فاکتور

گرفت. بنابراین معادله شرودینگر فوق کروی بر حسب مختصات x به صورت زیر می شود

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{l(l+4)}{x^2} \right) R_{n, l}(x) = -2\mu (E_{n, l} - V(x)) R_{n, l}(x) \quad (10-4)$$

x فاصله نسبی دو کوارک است. در معادله بالا $E_{n, l}$ ویژه مقادیر انرژی، $V = V(x)$ پتانسیل سه

جسمی و μ جرم کاهش یافته سه کوارک درون هیپرون است که به صورت زیر نوشته می شود

$$\mu_1 = \frac{m_{q_1} m_{q_2}}{m_{q_1} + m_{q_2}} \quad (11a-4)$$

$$\mu_2 = \frac{3m_{q_3} (m_{q_1} + m_{q_2})}{2(m_{q_1} + m_{q_2} + m_{q_3})} \quad (11b-4)$$

$$\mu = \frac{2\mu_1 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \quad (11c-4)$$

که m_{q_1}, m_{q_2} و m_{q_3} جرم کوارکها هستند. حال فرمی برای پتانسیل در نظر خواهیم گرفت.

هیپرونها از سه کوارک تشکیل شده اند، بنابراین یک سیستم سه ذره ای می باشند و برای معرفی

پتانسیل بین آنها نیز از مختصات فوق کروی استفاده می کنیم. در این مجموعه هر کوارک با دو

کوارک دیگر برهم کنش می کند. با توجه به اینکه اثرات بارالکتریکی کوارکها در برهم کنشهای قوی

بسیار ناچیز است، می توان از اثر پتانسیل الکتریکی بار کوارکها در پتانسیل بین کوارکی با تقریب

خوبی چشم پوشی کرد. اولین پتانسیلی که بین کوارکها در درون باریون می توان در نظر گرفت

پتانسیل فوق کولنی است. پتانسیل فوق کولنی در فواصل کوچک جاذبه می‌باشد. برای هر کوآرک نوعاً با رنگی تعریف می‌شود و در واقع این بار رنگ است که در برهم‌کنش‌ها خود را نمایان می‌کند و منشأ پتانسیل فوق کولنی است. دومین پتانسیلی که بین کوآرک‌ها در درون باریون می‌توان در نظر گرفت، پتانسیل محدود کننده‌ای است که مانع از آن می‌شود تا کوآرک‌ها از یکدیگر فاصله بگیرند، یعنی با زیاد شدن فاصله میان کوآرک‌ها این پتانسیل نیز افزایش می‌یابد و این مطلب از این اصل بسیار مهم ناشی می‌شود که کوآرک آزاد در طبیعت وجود ندارد. بنابراین پتانسیلی به فرم پتانسیل کرنل در نظر گرفتیم که ترکیبی از پتانسیل فوق کولنی و جمله مقید کننده خطی است [۵۳].

$$V(x) = \kappa x + \frac{\varepsilon}{x} + V_0 \quad (12-4)$$

در معادله بالا جمله ε/x اشاره به پتانسیل فوق کولنی دارد و جمله κx پتانسیل محدود کننده را شامل می‌شود. پتانسیل V_0 ، پتانسیل ثابتی است که در نیروهای هسته‌ای اثر نمی‌گذارد زیرا نیرو مشتق پتانسیل است. پتانسیل ثابت باعث شیفت در انرژی یا هامیلتونی می‌شود. معادله شرودینگر شعاعی به ازای این پتانسیل دارای حل تحلیلی نمی‌باشد. برای قسمت تابع موج فوق شعاعی، فرمی به صورت زیر انتخاب نموده‌ایم

$$R_{n,l}(ax) = N_{nor}(ax)^{l+1} e^{-x} L_n^{2l+4}(ax) \quad (13-4)$$

که $L_n^{2l+4}(ax)$ ، a و N_{nor} به ترتیب چند جمله‌ای لاگر، پارامتر وردش و ضریب بهنجارش تابع موج هستند. حال با استفاده از رابطه زیر پارامتر وردش به دست می‌آید

$$\frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{\langle \psi(a,x) | H | \psi(a,x) \rangle}{\langle \psi(a,x) | \psi(a,x) \rangle} \right) = 0 \quad (14-4)$$

هامیلتونی در این رابطه همان هامیلتونی رابطه (۴-۱۰) می‌باشد.

ما برای محاسبه جرم هیپرون‌ها از تعریف زیر استفاده می‌کنیم که در مرجع [۵۴] موجود است

$$M_{hypron} = \sum_{v=1}^3 m_v + E_{n,l} + \langle H \rangle \quad (15-4)$$

m_v جرم کوارک‌های تشکیل‌دهنده‌ی باریون و $E_{n,l}$ ویژه مقدار انرژی معادله شرودینگر (۴-۱۰) می‌باشد. $\langle H \rangle$ جمله اختلالی است. فرم H در این رابطه را به صورت برهم‌کنش فوق ریز در نظر خواهیم گرفت [۵۴] زیرا برای توصیف جرم‌های باریونی و ایجاد شکافتگی جرمی میان چندتایی‌های باریونی، در نظر گرفتن پتانسیل ناشی از برهم‌کنش اسپین-اسپین، اسپین-ایزواسپین و ایزواسپین-ایزواسپین و پتانسیلی با بستگی طعمی کوارک‌ها بسیار حائز اهمیت است. بنابراین داریم [۵۵]

$$H(x) = V(x) + V_s(x) \sum_{v<\eta} (S_v \cdot S_\eta) + V_I(x) \sum_{v<\eta} (I_v \cdot I_\eta) + V_{SI}(x) \sum_{v<\eta} (S_v \cdot S_\eta)(I_v \cdot I_\eta) \quad (16-4)$$

در رابطه بالا $V_s(x)(S_v \cdot S_\eta)$ معرف برهم‌کنش اسپین-اسپین است که در آن S_v عملگر اسپین کوارک v می‌باشد. $V_I(x)(I_v \cdot I_\eta)$ و $V_{SI}(x)(S_v \cdot S_\eta)(I_v \cdot I_\eta)$ به ترتیب برهم‌کنش ایزواسپین-ایزواسپین و اسپین-ایزواسپین کوارک‌ها می‌باشند I_v ایزواسپین کوارک v می‌باشد. سهم برهم‌کنش ایزواسپین را به این علت برای کوارک‌ها در نظر گرفته می‌شود، چون کوارک‌های u و d شبیه نوکلئون‌ها اند یعنی جرمشان بهم نزدیک است. در سال ۲۰۰۱ گیانینی به منظور توصیف شکافتگی جرمی، برهم‌کنش فوق ریز را به شکل تابعی گوسی از فاصله‌ی نسبی بین دو کوارک (به عنوان اختلال) در نظر گرفت. در نظر گرفتن فرم تابع موج گوسی به علت داشتن حالت تقارنی، برای توصیف حالت‌هایی با اسپین بالا، پایین یا ایزواسپین‌ها بهترین حالت ممکن می‌باشد.

$$V_s(r) = \frac{b_s \pi^{-\frac{2}{3}}}{\sigma_s^3} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_s^2}\right) \quad (17a-4)$$

$$V_I(r) = \frac{b_I \pi^{-\frac{2}{3}}}{\sigma_I^3} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_I^2}\right) \quad (17b-4)$$

$$V_{SI}(r) = \frac{b_{SI} \pi^{-\frac{2}{3}}}{\sigma_{IS}^3} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_{IS}^2}\right) \quad (17c-4)$$

با توجه به مرجع [۵۶] عبارت است از: $\sigma_s = 2.87 \text{ fm}$, $\sigma_I = 3.4$, $\sigma_{Is} = 2.31 \text{ fm}$, $b_{SI} = 2.31 \text{ fm}$, $b_I = 3.45 \text{ fm}$, $b_s = 67.4 \text{ fm}$

$\langle H \rangle$ مقدار میانگین هامیلتونی رابطه (۴-۱۵) به صورت زیر می‌باشد

$$\langle H \rangle = \frac{\int \psi_{v,\gamma} H \psi_{v,\gamma} x^5 dx d\Omega_\rho d\Omega_\lambda}{\int \psi_{v,\gamma} \psi_{v,\gamma} x^5 dx d\Omega_\rho d\Omega_\lambda}$$

$$= \frac{\langle V_s(r)(S_v \cdot S_\eta) \rangle + \langle V_I(r)(I_v \cdot I_\eta) \rangle + \langle V_{SI}(r)(S_v \cdot S_\eta)(I_v \cdot I_\eta) \rangle}{\langle \psi_{n,l}(a,r) | \psi_{n,l}(a,r) \rangle} \quad (18-4)$$

۴-۳ نتایج محاسبات

ما مقدار پارامتر ورودش را با استفاده از تابع موج شعاعی رابطه (۴-۱۳) و رابطه (۴-۱۴) $a = 0.52 \text{ fm}^{-1}$ به دست آوردیم. این مقدار به ازای $n=1$ و $l=0$ نتیجه شده است. مقدار n از صفر در نظر گرفته نشده است زیرا ما تابع لاگر هیدروژن را بررسی می‌کنیم.

با استفاده از مقادیر ذکر شده برای $\kappa = 1.16 \text{ fm}^{-2}$ و $\epsilon = -4.5$ موجود در مرجع [۵۳]، مقدار V_0 را با استفاده از جرم آزمایشگاهی هیپرون سنگین سیگما و فرمول (۴-۱۵) برابر -1.1347 fm به دست آوردیم.

نتایج به دست آمده برای ویژه مقدار انرژی، مقدار میانگین انرژی برهم‌کنش اسپین-اسپین، اسپین-ایزواسپین و ایزواسپین-ایزواسپین و مقدار میانگین هامیلتونی برهم‌کنش فوق ریز در جدول ۴-۱ و نتایج مربوط به جرم هیپرون‌ها در جدول ۴-۱ آورده شده‌اند.

جدول ۱-۴ ویژه مقدار انرژی و مقدار میانگین برهم کنش فوق ریز برحسب (MeV)

هیپرون	$I(J^P)$	$E_{n,l}$ (MeV)	برهم کنش اسپین - اسپین	برهم کنش ایزواسپین - ایزواسپین	برهم کنش ایزواسپین - اسپین	$\langle H_{int} \rangle$ (MeV)
Λ (uds)	$0(\frac{1}{2}^+)$	461.47	-29.91	-17.45	-45.58	-92.95
Σ^+ (uus)	$1(\frac{1}{2}^+)$	464.68	-29.91	5.81	15.19	-8.90
Σ^0 (uds)	$1(\frac{1}{2}^+)$	461.47	-29.91	5.81	15.19	-8.90
Σ^- (dds)	$1(\frac{1}{2}^+)$	457.81	-29.91	5.81	15.19	-8.90
Ξ^0 (uss)	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	450.21	-29.91	0	0	-29.91
Ξ^- (dss)	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	447.00	-29.91	0	0	-29.91
Ω (sss)	$0(\frac{3}{2}^+)$	436.86	29.91	0	0	29.91
Σ^{*+} (uus)	$1(\frac{3}{2}^+)$	464.68	29.91	5.81	-15.19	20.53
Σ^{*0} (uds)	$1(\frac{3}{2}^+)$	461.47	29.91	5.81	-15.19	20.53
Σ^{*-} (dds)	$1(\frac{3}{2}^+)$	457.81	29.91	5.81	-15.19	20.53
Ξ^{*0} (uss)	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	450.21	29.91	0	0	29.91
Ξ^{*-} (dss)	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	447.00	29.91	0	0	29.91

با استفاده از رابطه (۴-۱۵) و نتایج موجود در جدول ۱-۴ جرم هیپرون‌ها محاسبه شده که نتایج در

جدول ۲-۴ آورده شده است.

جدول ۴-۲: نتایج تئوری و تجربی [۵۷] جرم (برحسب MeV)

هیپرون	جرم (تئوری)	جرم (تجربی)
Λ	1207.00	1115.60
Σ^+	1255.04	1189.30
Σ^0	1291.06	1192.60
Σ^-	1326.75	1197.40
Ξ^0	1416.25	1314.80
Ξ^-	1462.66	1321.17
Ω	1723.78	1672.40
Σ^{*+}	1284.48	1382.80
Σ^{*0}	1320.50	1163.30
Σ^{*-}	1356.18	1387.20
Ξ^{*0}	1476.08	1531.80
Ξ^{*-}	1522.49	1535.00

خطای محاسبه شده در حدود ۰/۲۵۴۱ می‌باشد.

فصل ۵

انرژی بستگی حالت‌های پایه و برانگیخته لاند

۵-۱ مقدمه

ما در این فصل، در بخش ۲-۵ و ۳-۵ به ترتیب انرژی بستگی غیر نسبیتی و نسبیتی حالت پایه هیپرون لاند موجود در هیپرسته را محاسبه نموده‌ایم و نتایج به‌دست آمده از دو بخش را در جداول (۱-۵) و (۲-۵) با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم. همچنین در بخش ۴-۵ انرژی بستگی ذره لاند در حالت‌های برانگیخته $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{7/2}$ و $1g_{9/2}$ برای هیپرسته‌های ${}_{\Lambda}^{40}\text{Ca}$, ${}_{\Lambda}^{51}\text{V}$, ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$ و ${}_{\Lambda}^{138}\text{Ba}$ و ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$ محاسبه شده است و سپس نتایج انرژی ترازهای شکافته شده و غیر شکافت با استفاده از پتانسیل مرکزی و پتانسیل اسپین-مدار به ترتیب در جداول (۳-۵) و (۴-۵) آورده شده است.

۵-۲ محاسبه انرژی بستگی غیرنسبیتی ذره لاند در حالت پایه

در این بخش ما با حل تحلیلی معادله شرودینگر شعاعی و با به کار بردن تقریب پکریس^۱، انرژی بستگی غیر نسبیتی هیپرون لاندرا در حالت پایه را محاسبه نموده‌ایم و در آخر نتایج عددی به دست آورده شده را با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم.

معادله شعاعی غیرنسبیتی برای هیپرون لاندرا در هیپرهسته به صورت زیر می‌باشد

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)]R(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} R(r) = 0 \quad (1-5)$$

$R(r)$ تابع موج شعاعی، E ویژه مقدار انرژی، ℓ عدد کوانتومی اندازه حرکت زاویه‌ای می‌باشد. μ نیز عبارت است از

$$\mu = \frac{m_\Lambda m_{\text{cor}}}{(m_\Lambda + m_{\text{cor}})} \quad (2-5)$$

m_Λ جرم هیپرون لاندرا و m_{cor} جرم هسته است. ما $V(r)$ را به صورت زیر در نظر گرفته‌ایم [۵۸]

$$V(r) = -\frac{U_0 + U_1 \frac{A-2Z}{A}}{(1 + \exp[\frac{r-R_0}{a_0}])} \quad (3-5)$$

این پتانسیل یک پتانسیل پدیدارشناسی است که از پتانسیل وودسکسون گرفته شده است که در پتانسیل وودسکسون $a \ll R_0$ است. در این پتانسیل A عدد جرمی هسته، $R_0 = r_0 A^{1/3}$ و Z تعداد پروتون‌ها در هیپرهسته می‌باشد. با معرفی تابع موج شعاعی به صورت $R(r) = u(r)/r$ معادله (۱-۵) خواهد شد

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - (V(r) + V_0(r))\} u(r) = 0 \quad (4-5)$$

$V_0(r)$ در رابطه بالا عبارت است از

^۱Pekeris

$$V_0(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \quad (5-5)$$

با توجه به کمان تابع نمایی در پتانسیل رابطه (۳-۵) داریم $\frac{r-R_0}{a} = \frac{R_0}{a} s$ بنابراین

برای پتانسیل گریز از مرکز (۵-۵) تغییر متغیر $\left(\frac{r-R_0}{R_0}\right) = s \Rightarrow r = R_0(1+s)$ را به کار می‌بریم و

سپس با استفاده از بسط دو جمله‌ای رابطه (۵-۵) را به صورت زیر خواهیم داشت

$$V_0(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{R_0^2(1+s)^2} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{R_0^2} (1-2s+3s^2+\dots) \quad (6-5)$$

طبق تقریب پکریس که براساس بسط عبارت گریز از مرکز بیان می‌شود، عبارت زیر را می‌توان جای-

گزین معادله (۶-۵) نمود

$$\tilde{V}_0(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{R_0^2} \left(\eta_0 + \frac{\eta_1}{1 + \exp\left(\frac{R_0}{a_0} s\right)} + \frac{\eta_2}{\left(1 + \exp\left(\frac{R_0}{a_0} s\right)\right)^2} \right) \quad (7-5)$$

ما برای تعیین ضرایب η_0 ، η_1 و η_2 از بسط تیلور استفاده می‌کنیم. رابطه (۷-۵) را حول $s=0$ یا

$r = R_0$ بسط خواهیم داد. بنابراین داریم

$$\tilde{V}_0(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{R_0^2} \left\{ \left(\eta_0 + \frac{\eta_1}{2} + \frac{\eta_2}{4} \right) - \frac{R_0}{a_0} (\eta_1 + \eta_2) s + \frac{R_0^2 \eta_2}{a_0^2 16} s^2 + \dots \right\} \quad (8-5)$$

با مقایسه توان‌های معادله (۶-۵) و (۸-۵) ضرایب η_0 ، η_1 و η_2 را به صورت زیر به دست آوردیم

$$\eta_0 = \left(1 - \frac{4a_0}{R_0} + 12 \frac{a_0^2}{R_0^2} \right) \quad (9a-5)$$

$$\eta_1 = \left(\frac{8a_0}{R_0} - 48 \frac{a_0^2}{R_0^2} \right) \quad (9b-5)$$

$$\eta_2 = 48 \frac{a_0^2}{R_0^2} \quad (9c-5)$$

حال برای حل معادله (۱-۵) به جای استفاده از پتانسیل (۵-۵) از پتانسیل (۷-۵) استفاده می‌کنیم.

بنابراین خواهیم داشت

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left\{ \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2} \left(1 - \frac{4a_0}{R_0} + 12 \frac{a_0^2}{R_0^2}\right) + \frac{U_0 + U_1 \frac{A-2Z}{A} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2} \left(\frac{8a_0}{R_0} - 48 \frac{a_0^2}{R_0^2}\right)}{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a_0}\right]} - \frac{24\hbar^2 \ell(\ell+1) a_0^2}{\mu R_0^2 R_0^2} \right\} u(r) = 0 \quad (10-5)$$

برای حل معادله بالا از تغییر متغیر $y = 1 / (1 + \exp[\frac{r-R_0}{a_0}])$ استفاده خواهیم نمود و رابطه زیر به-

دست خواهد آمد

$$u''(y) + \frac{1-2y}{y(1-y)} u'(y) + \frac{-\xi_1^2 + \xi_2^2 y - \xi_3^2 y^2}{(y(1-y))^2} u(y) = 0 \quad (11-5)$$

ضرایب رابطه بالا عبارت‌اند از

$$\xi_1^2 = -\frac{2\mu a_0^2}{\hbar^2} \left(E - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1) \left(1 - \frac{4a_0}{R_0} + 12 \frac{a_0^2}{R_0^2}\right)}{2\mu R_0^2} \right) \quad (12a-5)$$

$$\xi_2^2 = \frac{2\mu a_0^2}{\hbar^2} \left(U_0 + U_1 \frac{A-2Z}{A} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1) \left(8 \frac{a_0}{R_0} - 48 \frac{a_0^2}{R_0^2}\right)}{2\mu R_0^2} \right) \quad (12b-5)$$

$$\xi_3^2 = \frac{48\ell(\ell+1) a_0^4}{R_0^2} \quad (12c-5)$$

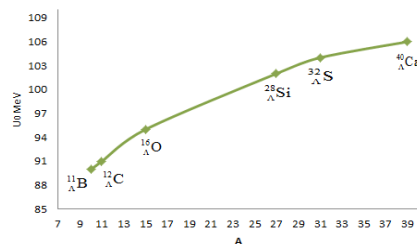
حال ویژه مقدار معادله (۱-۵) را با استفاده از روش NU به دست خواهیم آورد. این روش در مرجع [۵۹] توضیح داده شده است.

$$E_{n\ell} = -\frac{\hbar^2}{2\mu a_0^2} \left\{ \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{192a_0^2\ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2}} - 2n - 1 \right)^2}{16} + \frac{4 \left(\frac{\mu a_0^2 (U_0 + U_1 \frac{A-2Z}{A})}{\hbar^2} + \frac{a_0^3 \ell(\ell+1)}{2\mu R_0^3} \right)^2}{\left(\sqrt{1 + \frac{192a_0^2\ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2}} - 2n - 1 \right)^2} \right\} - \frac{1}{2} (U_0 + U_1 \frac{A-2Z}{A}) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2} \left(1 + \frac{12a_0^2}{R_0^2} \right) \quad (13-5)$$

ما مقدار عددی انرژی بستگی برای ذره لاندا را با استفاده از رابطه $-B_\Lambda = E_{n\ell}$ به دست خواهیم آورد. مقادیر پارامترهای پتانسیل مورد استفاده قرار گرفته در محاسبات عبارت است از $r_0 = 1.2 \text{ fm}$,

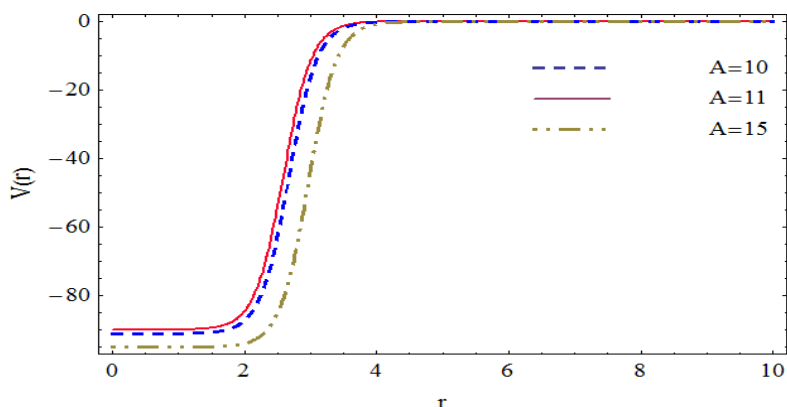
$U_1 = -0.075 \text{ MeV}$, $a_0 = 0.215 \text{ fm}$. [۵۸] پارامتر U_0 پارامتر تنظیم پذیری است و مقدار آن

برای هر هیپرهسته بر حسب A در شکل ۱-۵ نشان داده شده است.



شکل ۱-۵: مقادیر U_0 برای هر هیپرهسته

شکل ۲-۵ نمودار مربوط به پتانسیل رابطه (۳-۵) بر حسب پارامتر r برای سه هیپرهسته با عدد جرمی $A=10$, $A=11$ و $A=12$ می باشد.



شکل ۲-۵: رسم پتانسیل رابطه (۳-۵) بر حسب پارامتر Γ

نتایج به دست آمده برای انرژی بستگی غیرنسبیتی ذره لاندا به ازای $n=1$ و $\ell=0$ و با در نظر گرفتن $\hbar=c=1$ در جدول زیر نشان داده شده است.

جدول ۱-۵: مقدار انرژی بستگی غیرنسبیتی حالت پایه لاندا در هیپرهسته

A_{cor}	هیپرهسته	B_{Λ} (MeV) (نئوری)	B_{Λ} (MeV) [۵۸] (تجربی)
10	${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$	10.26	10.20
11	${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$	10.75	10.80
15	${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$	10.65	12.50
27	${}_{\Lambda}^{28}\text{Si}$	16.36	16.00
31	${}_{\Lambda}^{32}\text{S}$	17.45	17.50
39	${}_{\Lambda}^{40}\text{Ca}$	18.69	18.70

خطای محاسبه شده در حدود 0.0713 می باشد.

۳-۵ محاسبه انرژی بستگی نسبیتی هیپرون Ξ و لاندا در حالت پایه

در این بخش ما انرژی بستگی حالت S ذره کسی و لاندرا در هیپرهسته را با استفاده از معادله نسبیتی دیراک محاسبه می‌کنیم. معادله نسبیتی ذره لاندرا در هیپرهسته به صورت زیر است

$$\{c\alpha.p + \beta\mu c^2 + \beta U_s(r) + U_s(r)\}\psi(r) = E\psi(r) \quad (14-5)$$

در این رابطه α و β ماترسی‌های دیراک، U_s و U_v به ترتیب پتانسیل اسکالر و برداری می‌باشند. ψ ویژه تابع دیراک و μ جرم کاهش یافته است که به صورت زیر تعریف می‌گردد

$$\mu = \frac{m_\Lambda m_{cor}}{(m_\Lambda + m_{cor})} \quad (15-5)$$

m_γ جرم هیپرون و m_{cor} جرم هسته می‌باشند. E در معادله (۱۴-۵) انرژی کل است که تعریف آن را به صورت زیر در نظر گرفته‌ایم

$$E = \varepsilon + \mu c^2 = -B_\Lambda + \mu c^2 \quad (16-5)$$

در این رابطه B_γ انرژی بستگی هیپرون موجود در هیپرهسته است. با در نظر گرفتن $\hbar = c = 1$ و نوشتن معادله‌های مولفه‌های بالا و پایین رابطه (۱۴-۵) خواهیم داشت

$$F'(r) = H(r)G(r) + \frac{\kappa}{r}F(r) \quad (17a-5)$$

$$F(r) = \frac{G'(r) + \frac{\kappa}{r}G(r)}{D(r)} \quad (17b-5)$$

که $H(r)$ و $D(r)$ عبارت‌اند از

$$H(r) = B_\Lambda + U_+(r) \quad (18a-5)$$

$$D(r) = -B_\Lambda + 2\mu - U_-(r) \quad (18b-5)$$

U_\pm عبارت است از

$$U_{\pm}(r) = U_s(r) \pm U_v(r) \quad (19-5)$$

با استفاده از دو معادله دیفرانسیل مرتبه اول یعنی روابط (۱۸a-۵) و (۱۸b-۵) خواهیم داشت

$$G''(r) - \frac{D'(r)}{D(r)} G'(r) + \left[-\frac{D'(r) \kappa}{D(r) r} - D(r) H(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] G(r) = 0 \quad (20-5)$$

برای حذف مشتق اول در روابط بالا $G(r)$ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$G(r) = [D(r)]^{1/2} g(r) \quad (21-5)$$

بنابراین معادله دیفرانسیلی بر حسب $g(r)$ به دست خواهیم آورد

$$g''(r) = \left[-\frac{D''(r)}{2D(r)} + \frac{3D'^2(r)}{4D^2(r)} + \frac{D'(r) \kappa}{D(r) r} + D(r) H(r) + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] g(r) \quad (22-5)$$

با استفاده از روابط (۱۸a-۵), (۱۸b-۵) و $\kappa = -(\sigma L + 1)$ داریم

$$g''(r) - \left\{ \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + 2\mu(V_{\text{centr}}(r, B_{\Lambda}) + V_{\text{S.O}}(r, B_{\Lambda}) + B_{\Lambda}) \right\} g(r) = 0 \quad (23-5)$$

که V_{centr} و $V_{\text{S.O}}$ در روابط بالا عبارت‌اند از

$$V_{\text{centr}}(r, B_{\Lambda}) = U_+(r) + \frac{1}{2\mu} \{ (U_+(r) + B_{\Lambda})(U_-(r) - B_{\Lambda}) - D^{-1}(r) D'(r) r^{-1} + (2D(r))^{-1} D''(r) + \frac{3}{4} D^{-2}(r) (D'(r))^2 \} \quad (24-5)$$

و

$$V_{\text{S.O}}(r, B_{\Lambda}) = -\frac{1}{2\mu} \frac{\sigma L}{(2\mu - B_{\Lambda} + U_-(r)) r} \frac{1}{r} \frac{dU_-(r)}{dr} \quad (25-5)$$

با در نظر گرفتن $V_{\text{centr}} = 0$ و پتانسیل U_- به صورت زیر

$$U_- = \frac{c_-}{r} + F_- \quad (26-5)$$

معادله (۲۳-۵) خواهد شد

$$g''(r) - \left\{ \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + \frac{2\mu(L\sigma)c_-}{(c_- + ar)r^2} + 2\mu B_\Lambda \right\} g(r) = 0 \quad (27-5)$$

بعد از تجزیه کسر دوم موجود در کروشه بالا رابطه زیر به دست می آید

$$g''(r) + \left\{ -\frac{\eta_0}{r^2} + \frac{\eta_1}{r} - \frac{\eta_2}{\left(\frac{c_-}{a} + r\right)} + \eta_3 \right\} g(r) = 0 \quad (28-5)$$

$a, \eta_0, \eta_1, \eta_2$ و η_3 عبارتند از

$$a = 2\mu - B_\Lambda + F_- \quad (29a-5)$$

$$\eta_0 = j(j+1) - s(s+1) \quad (29b-5)$$

$$\eta_1 = \eta_2 = (j(j+1) - s(s+1)) \frac{a}{c_-} \quad (29c-5)$$

$$\eta_3 = 2\mu B_\Lambda \quad (29d-5)$$

معادله (۲۸-۵) را نمی توان به صورت تحلیلی حل نمود. برای این منظور ما از روش ansatz استفاده

خواهیم نمود. $g(r)$ را به صورت زیر در نظر می گیریم.

$$g(r) = f(r) e^{K(r)} \quad (30-5)$$

که در این رابطه $K(r)$ و $q(r)$ عبارتند از

$$K(r) = v \ln(r) + \beta' \ln(\alpha' + r) + \gamma r \quad (31a-5)$$

$$f(r) = \begin{cases} 1 & \text{if } n = 0 \\ \prod_{i=1}^n (r - \omega_i^{(n)}) & \text{if } n \geq 1 \end{cases} \quad (31b-5)$$

ما در ادامه محاسبات را در حالت $n=0$ و $\ell=0$ انجام خواهیم داد. بنابراین بعد از دو بار مشتق‌گیری

از رابطه (۳۰-۵) معادله‌ای به صورت زیر به دست خواهیم آورد

$$g''(r) - (K''(r) + K'^2(r))g(r) = 0 \quad (32-5)$$

در ادامه با قرار دادن رابطه (۳۱a-۵) در رابطه (۳۲-۵) داریم

$$g''(r) + \left\{ \frac{v-v^2}{r^2} - \frac{\frac{2v}{\alpha'} + 2v\gamma}{r} + \frac{\frac{2v}{\alpha'} - 2\gamma}{(\alpha' + r)} - \gamma^2 \right\} g(r) = 0 \quad (33-5)$$

با مقایسه رابطه (۳۳-۵) با رابطه (۲۸-۵) ضریب $\beta' = 1$ به دست می‌آید. بنابراین خواهیم داشت

$$g''(r) + \left\{ \frac{v-v^2}{r^2} - \frac{2v}{r(\alpha' + r)} - \frac{2\gamma}{\alpha' + r} - \frac{2\gamma v}{r} - \gamma^2 \right\} g(r) = 0 \quad (34-5)$$

و سپس با استفاده از تجزیه کسرها معادله زیر به دست می‌آید

$$g''(r) + \left\{ \frac{v-v^2}{r^2} - \frac{\frac{2v}{\alpha'} + 2v\gamma}{r} + \frac{\frac{2v}{\alpha'} - 2\gamma}{(\alpha' + r)} - \gamma^2 \right\} g(r) = 0 \quad (35-5)$$

حال برای به دست آوردن انرژی بستگی، ضرایب معادله‌های (۲۸-۵) و (۳۳-۵) را با هم مقایسه می-

کنیم و داریم

$$\gamma = (2\mu B_V)^{\frac{1}{2}} \quad (36a-5)$$

$$v = \frac{1 + (1 + 4\eta_0)^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (36b-5)$$

$$\alpha' = \frac{c_-}{a} \quad (36c-5)$$

$$\frac{v}{\alpha'} - 2\gamma + \eta_2 = 0 \quad (36d-5)$$

بنابراین با استفاده از روابط بالا و روابط (۲۹a-۵) تا (۲۹c-۵)، رابطه B_Y به صورت زیر به دست خواهد آمد

$$B_\Lambda = \frac{2\xi_1\xi_2 + \xi_3^2 \pm \sqrt{4\xi_1\xi_2\xi_3^2 + \xi_3^4}}{2\xi_2^2} \quad (37-5)$$

که ξ_1 , ξ_2 و ξ_3 در رابطه بالا عبارت اند از

$$\xi_1 = \frac{(2\mu + F_-)}{c_-} (1 + j(j+1) - s(s+1) + \sqrt{1 + 4(j(j+1) - s(s+1))}) \quad (38a-5)$$

$$\xi_2 = \frac{1}{c_-} (1 + j(j+1) - s(s+1) + \sqrt{1 + 4(j(j+1) - s(s+1))}) \quad (38b-5)$$

$$\xi_3 = 2\sqrt{2\mu} \quad (38c-5)$$

ما به ازای مقادیر $c_- = -1.59 \text{ MeV}$, $F_-(\Lambda) = -1815.16 \text{ MeV}$ و $F_-(\Xi) = -2090 \text{ MeV}$ مربوط به پتانسیل رابطه (۲۶-۵)، مقدار انرژی بستگی نسبی حالت پایه هیپرون Ξ و لاندای در هیپرسته را به دست آورده ایم و با داده های تجربی مورد مقایسه نموده ایم. نتایج در جداول ۲-۵، ۳-۵ و شکل ۳-۵ نشان داده شده است.

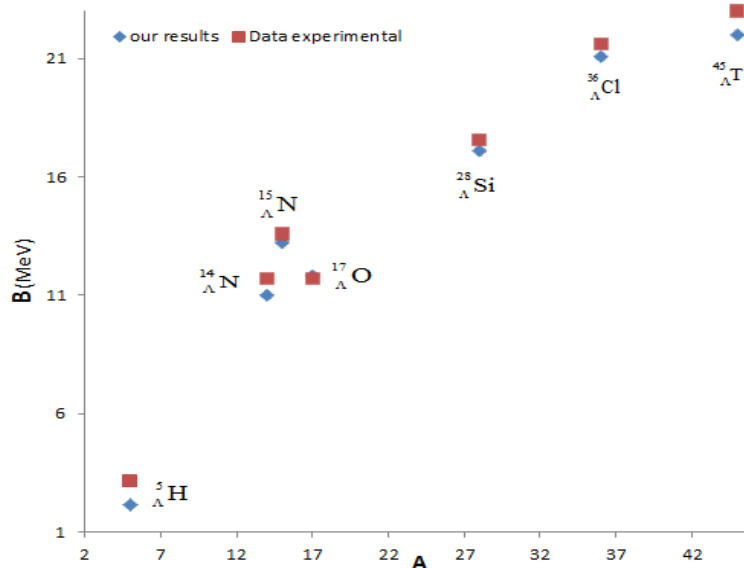
جدول ۲-۵: انرژی بستگی نسبی حالت پایه Ξ در هیپرسته

هیپرسته	B_Ξ (MeV)	نتایج تجربی
$^{11}_\Xi\text{B}$	8.10	9.2 ± 2.2 [60]
$^{15}_\Xi\text{C}$	14.93	16.0 ± 4.7 [61]
$^{17}_\Xi\text{O}$	17.84	16.0 ± 5.5 [61]
$^{28}_\Xi\text{Al}$	24.68	23.2 ± 6.8 [61]

جدول ۳-۵: مقدار انرژی بستگی نسبیتی حالت پایه لاندای هیپر هسته

A_{cor}	هیپر هسته	B_{Λ} (MeV) (تئوری)	B_{Λ} (MeV) (تجربی)
27	${}_{27}^{28}\Lambda\text{Al}$	17.10	17.57 [60]
31	${}_{16}^{32}\Lambda\text{S}$	18.20	17.50 [61] 17.50 ± 0.50 [62]
39	${}_{20}^{40}\Lambda\text{Ca}$	19.80	18.60 [61] 18.70 ± 11 [62]
50	${}_{23}^{51}\Lambda\text{V}$	21.22	19.80 [61] 19.90 ± 1.0 [62]
52	${}_{24}^{53}\Lambda\text{Cr}$	21.42	22.50 [61]
63	${}_{29}^{64}\Lambda\text{Cu}$	22.30	21.90 [61]
65	${}_{29}^{66}\Lambda\text{Cu}$	22.60	22.80 [61]
72	${}_{32}^{73}\Lambda\text{Ge}$	22.82	23.80 [61]
75	${}_{33}^{76}\Lambda\text{As}$	22.97	23.70 [61]
80	${}_{34}^{81}\Lambda\text{Se}$	23.20	22.50 [61]
80	${}_{36}^{81}\Lambda\text{Kr}$	23.20	22.50 [61]
88	${}_{39}^{89}\Lambda\text{Y}$	23.20	22.50 [61] 23.10 ± 1.20 [62]
93	${}_{40}^{94}\Lambda\text{Zr}$	23.76	22.80 [61]
93	${}_{41}^{94}\Lambda\text{Nb}$	23.76	22.80 [61]
103	${}_{45}^{104}\Lambda\text{Rh}$	23.98	23.70 [61]
138	${}_{57}^{139}\Lambda\text{La}$	24.65	24.50 ± 1.20 [60]
207	${}_{82}^{208}\Lambda\text{Pb}$	25.32	26.30 ± 0.80 [60]

خطای محاسبه شده در جداول ۲-۵ و ۳-۵ به ترتیب در حدود 0.7641 و 0.3842 می‌باشد.



شکل ۳-۵: نتایج تئوری و تجربی [۶۰] انرژی بستگی حالت نسبیتی ذره لاندا

۴-۵ محاسبه انرژی بستگی لاندا در حالت‌های برانگیخته

در بخش قبل حالت s هیپرون کسی و لاندا در هیپر هسته بررسی شد، حال در این بخش ما انرژی بستگی حالت‌های برانگیخته لاندا یعنی حالت‌های $0g_{5/2}$, $0f_{7/2}$, $0f_{5/2}$, $0d_{5/2}$, $0d_{3/2}$, $0p_{3/2}$, $0p_{1/2}$ و $0g_{7/2}$ را با استفاده از پتانسیل وودسکسون محاسبه خواهیم نمود.

حل تحلیلی

برای انجام محاسبات مربوط به این بخش از معادله دیفرانسیل رابطه (۲۲-۵) به ازای $V_{\text{centr}} = 0$ استفاده می‌کنیم. ابتدا پتانسیل را به فرم پتانسیل وودسکسون در نظر می‌گیریم

$$U_{\pm}(r) = \frac{-D_{\pm}}{1 + e^{(r-c')/a}} \quad (39-5)$$

پارامترهای a , r_0 , D_{\pm} با فیت کردن انرژی بستگی حالت مقید هیپرون لاندا برای یک تعداد هیپر هسته به دست می‌آیند [۱۱] و عبارت است از

$$c' = r_0 A^{1/3} \quad (40-5)$$

که $A = A_{\text{core}}$ می باشد. بنابراین خواهیم داشت

$$g''(r) - \left\{ \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \left(\frac{2(LS)D_-}{\hbar^2 a} \right) \left(\frac{e^{\frac{r-c'}{a}}}{r(1+e^{\frac{r-c'}{a}})^2 (2\mu c^2 - B_\lambda + \frac{D_-}{1+e^{\frac{r-c'}{a}}})} \right) + \frac{2\mu}{\hbar^2} B_\lambda \right\} g(r) = 0, \quad (41-5)$$

برای حل معادله بالا از تقریب‌های زیر استفاده می‌کنیم

$$\frac{1}{(2\mu c^2 - B_\lambda + \frac{D_-}{1+e^{\frac{r-c'}{a}}})} \approx \frac{1}{(2\mu c^2 - B_\lambda)} \left(1 - \frac{D_-}{(2\mu c^2 - B_\lambda)(1+e^{\frac{r-c'}{a}})} + \frac{D_-^2}{(2\mu c^2 - B_\lambda)^2 (1+e^{\frac{r-c'}{a}})^2} \right) \quad (42-5)$$

برای $1/r$ در معادله (۴۱-۵) نیز تقریب زیر را به کار برده‌ایم

$$\frac{1}{r} \approx a'_0 + \frac{a'_1}{1+e^{\alpha x}} + \frac{a'_2}{(1+e^{\alpha x})^2} \quad (43-5)$$

و پارامترهای α, a'_0, a'_1 و a'_2 عبارت‌اند از

$$\alpha = \frac{1}{a} \quad (44a-5)$$

$$a'_0 = \frac{1-\alpha c'}{9(\alpha c')^2} \quad (44b-5)$$

$$a'_1 = \frac{\alpha c' - 1}{9(\alpha c')^2} \quad (44c-5)$$

$$a'_2 = \frac{1-\alpha c'}{72(\alpha c')^2} - \frac{1}{8\alpha c'} \quad (44d-5)$$

و همچنین برای عبارت $1/r^2$ موجود در رابطه (۴۱-۵) تقریب زیر مورد استفاده قرار گرفته است

$$\frac{1}{r^2} \approx a_0 + \frac{a_1}{1+e^{\frac{r-c'}{a}}} + \frac{a_2}{\left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)^2} \quad (45-5)$$

پارامترهای a_0 , a_1 و a_2 عبارت‌اند از

$$a_0 = 1 - \frac{4}{\alpha c'} + \frac{12}{(\alpha c')^2} \quad (46a-5)$$

$$a_1 = \frac{8}{\alpha c'} - \frac{48}{(\alpha c')^2} \quad (46b-5)$$

$$a_2 = \frac{48}{(\alpha c')^2} \quad (46c-5)$$

با قرار دادن تقریب‌های بالا در معادله (41-5) خواهیم داشت

$$\begin{aligned} g''(r) - \left\{ \ell(\ell+1) \left(a_0 + \frac{a_1}{1+e^{\frac{r-c'}{a}}} + \frac{a_2}{\left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)^2} \right) + \frac{2\mu}{\hbar^2} B_\Lambda \right. \\ \left. - \left(\frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \right) \left(\frac{e^{\frac{r-c'}{a}}}{\left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)^2} \right) \left(a'_0 + \frac{a'_1}{1+e^{\frac{r-c'}{a}}} + \frac{a'_2}{\left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)^2} \right) \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{D_-}{(2\mu c^2 - B_\Lambda) \left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)} + \frac{D_-^2}{(2\mu c^2 - B_\Lambda)^2 \left(1+e^{\frac{r-c'}{a}}\right)^2} \right) \right\} g(r) = 0 \quad (47-5) \end{aligned}$$

حال تغییر متغیر $1+e^{\frac{r-c'}{a}} = s$ را اعمال می‌کنیم و خواهیم داشت

$$\begin{aligned} g''(s) + \frac{g'}{s-1} + \left\{ \frac{\eta_0 a_0 + \frac{2\mu B_\Lambda}{\hbar^2}}{(s-1)^2} + \frac{\eta_0 a_1}{(s-1)^2 s} + \frac{\eta_0 a_2}{(s-1)^2 s^2} + \frac{\eta_1}{(s-1)s^2} \right. \\ \left. + \frac{\eta_2}{(s-1)s^3} + \frac{\eta_3}{(s-1)s^4} + \frac{\eta_4}{(s-1)s^5} + \frac{\eta_5}{(s-1)s^6} \right\} g(s) = 0 \quad (48-5) \end{aligned}$$

که $\eta_0, \eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4$ و η_5 عبارت‌اند از

$$\eta_0 = -\frac{\ell(\ell-1)}{\alpha^2} \quad (49a-5)$$

$$\eta_1 = \frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a \alpha^2 (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \quad (49b-5)$$

$$\eta_2 = \left(\frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \right) \left(a'_1 - \frac{a'_0 D_-}{2\mu c^2 - B_\Lambda} \right) \quad (49c-5)$$

$$\eta_3 = \left(\frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a \alpha^2 (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \right) \left(a'_2 - \frac{a'_0 D_-}{2\mu c^2 - B_\Lambda} \right) + \frac{a'_0 D_-^2}{(2\mu c^2 - B_\Lambda)^2} \quad (49d-5)$$

$$\eta_4 = \left(\frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a \alpha^2 (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \right) \left(\frac{a'_2 D_-}{2\mu c^2 - B_\Lambda} \right) + \frac{a'_1 D_-^2}{(2\mu c^2 - B_\Lambda)^2} \quad (49e-5)$$

$$\eta_4 = \left(\frac{2(L.S)D_-}{\hbar^2 a \alpha^2 (2\mu c^2 - B_\Lambda)} \right) + \frac{a'_1 D_-^2}{(2\mu c^2 - B_\Lambda)^2} \quad (49f-5)$$

در ادامه برای حل معادله نیاز داریم که مشتق اول حذف شود. بنابراین تغییر متغیر $g(s) = qu(s)$ را

اعمال می‌کنیم و سپس خواهیم داشت

$$u''(s) + \left(\frac{2q'}{q} + \frac{1}{s-1} \right) u'(s) + \left\{ \frac{\eta_0 a_0 + \frac{2\mu B_\Lambda}{\hbar^2}}{(s-1)^2} + \frac{\eta_0 a_1}{(s-1)^2 s} + \frac{\eta_0 a_2}{(s-1)^2 s^2} + \frac{\eta_1}{(s-1)s^2} \right. \\ \left. + \frac{\eta_2}{(s-1)s^3} + \frac{\eta_3}{(s-1)s^4} + \frac{\eta_4}{(s-1)s^5} + \frac{\eta_5}{(s-1)s^6} + \frac{1}{s-1} \frac{q'}{q} + \frac{q''}{q} \right\} u(s) = 0, \quad (50-5)$$

ضریب q در رابطه بالا برای اینکه مشتق اول صفر شود به صورت زیر خواهد شد

$$q = \frac{1}{(s-1)^{1/2}} \quad (51-5)$$

بنابراین داریم

$$u''(s) + \left\{ \frac{\eta_0 a_0 + \frac{1}{4} + \frac{2\mu B_\lambda}{\hbar^2}}{(s-1)^2} + \frac{\eta_0 a_1}{(s-1)^2 s} + \frac{\eta_0 a_2}{(s-1)^2 s^2} + \frac{\eta_1}{(s-1)s^2} + \frac{\eta_2}{(s-1)s^3} + \frac{\eta_3}{(s-1)s^4} + \frac{\eta_4}{(s-1)s^5} + \frac{\eta_5}{(s-1)s^6} \right\} u(s) = 0, \quad (52-5)$$

حال از روش تجزیه کسرهای استفاده می‌کنیم

$$u''(s) + \left\{ \frac{A}{s} + \frac{B}{s^2} + \frac{C}{s^3} + \frac{D}{s^4} + \frac{E}{s^5} + \frac{F}{s^6} + \frac{G}{(s-1)} + \frac{H}{(s-1)^2} \right\} u(s) = 0 \quad (53-5)$$

ضرایب بالا عبارت‌اند از

$$A = \eta_0(a_1 + 2a_2) - \eta_1 - \eta_4 + \eta_5 \quad (54a-5)$$

$$B = a_2 \eta_0 - \eta_1 - \eta_2 - \eta_4 + \eta_5 \quad (54b-5)$$

$$C = -\eta_1 - \eta_3 - \eta_4 + \eta_5 \quad (54c-5)$$

$$D = -\eta_3 - \eta_4 + \eta_5 \quad (54d-5)$$

$$E = -\eta_4 + \eta_5 \quad (54e-5)$$

$$F = \eta_5 \quad (54f-5)$$

$$G = -\eta_0(a_1 + 2a_2) + \eta_1 + \eta_4 - \eta_5 \quad (54g-5)$$

$$H = \frac{2\mu B_\lambda}{\hbar^2} + \eta_0(a_0 + a_1 - a_2) + \frac{1}{4} \quad (54h-5)$$

در ادامه به علت حل نشدن معادله (۵۳-۵) از روش ansatz استفاده می‌کنیم

$$u = \bar{f} e^{gs} \quad (55-5)$$

با دو بار مشتق گرفتن از رابطه بالا معادله زیر به دست می‌آید

$$u'' - (g'' + g'^2 + \frac{\bar{f}'' + 2g'\bar{f}'}{\bar{f}})u = 0 \quad (56-5)$$

که

$$\bar{f}(s) = \begin{cases} 1 & \text{if } n=0 \\ \prod_{i=1}^n (s - \omega_i^{(n)}) & \text{if } n \geq 1 \end{cases} \quad (57a-5)$$

$$g(s) = \alpha \text{Ln}s + \frac{\beta}{s} + \frac{\gamma}{s^2} + \eta \text{Ln}(s-1) \quad (57b-5)$$

به ازای $n=0$, رابطه (۵۶-۵) بعد از تجزیه کسرها می شود

$$u''(s) - \left\{ \frac{2\eta(\beta - \alpha)}{s} + \frac{2\eta\beta + \alpha - \alpha^2}{s^2} + \frac{2\eta\beta - 2\beta - 4\gamma\eta}{s^3} + \frac{2\alpha\gamma - \beta^2 - 6\eta}{s^4} - \frac{4\gamma\beta}{s^5} - \frac{4\gamma^2}{s^6} + \frac{2\eta\alpha - 2\beta\eta}{s-1} - \frac{\eta + \eta^2}{(s-1)^2} \right\} u(s) = 0 \quad (58-5)$$

حال برای به دست آوردن رابطه انرژی بستگی توان های دو معادله (۵۳-۵) و (۵۸-۵) را برابر هم قرار می دهیم و بنابراین رابطه زیر به دست خواهد آمد

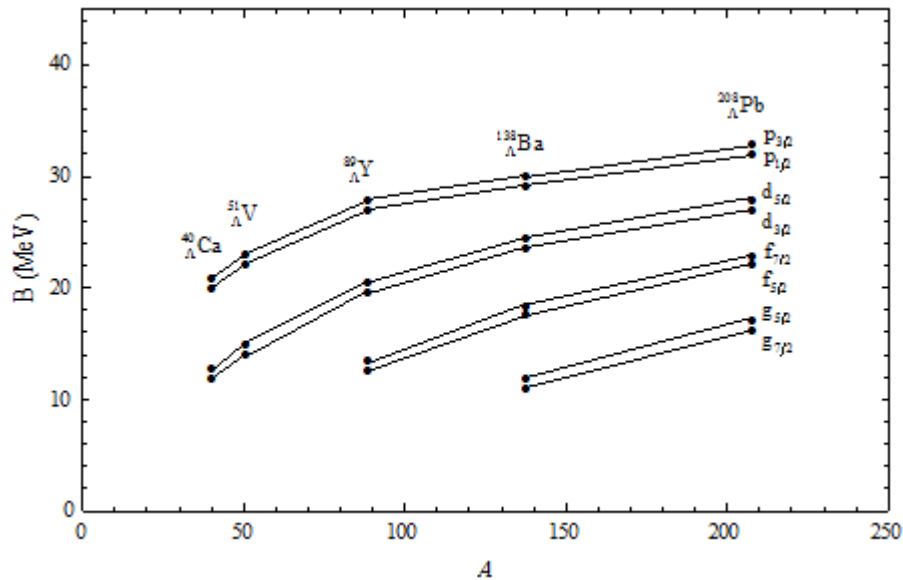
$$B_{\Lambda} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} (\eta + \eta^2 - \eta_0(a_0 + a_1 - a_2) - \frac{1}{4}) \quad (59-5)$$

که η برابر است با

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{F}{4}C - \frac{E}{2}}}{F - \frac{E}{2}} \quad (60-2)$$

ما برای محاسبه مقادیر مربوط به انرژی بستگی حالت های برانگیخته ذره لاندای در هیپرهسته به ازای $n=0$ و $\ell=1, 2$ از مقادیر $a=0.6 \text{ fm}$, $D_- = 300 \text{ MeV}$, $D_+ = 29.8 \text{ MeV}$ و

استفاده نموده‌ایم و نتایج محاسبات برحسب $r_0 = 1.198 \text{ fm}$ می‌باشند که در شکل زیر نشان شده است.



شکل ۴-۵: انرژی بستگی حالت‌های برانگیخته ذره لاندا

همانطور که از نتایج ملاحظه می‌شود انرژی بستگی ترازهای پایین‌تر بیشتر از ترازهای بالاتر می‌باشد. با افزایش عدد جرمی، چاه پتانسیل عمیق‌تر می‌شود در این حالت هیپرون مجاز به داشتن تعداد حالت‌های برانگیخته بالاتر می‌باشد.

۵-۵ انرژی بستگی ترازهای غیرشکافت

در این بخش ما انرژی بستگی ترازهای غیرشکافت (g و f, d) تعدادی از هیپر هسته‌ها را با استفاده از فرمول (۲۳-۵) و با در نظر گرفتن پتانسیل مرکزی و $U_{\pm}(r)$ به فرم پتانسیل وودسکسون را محاسبه می‌کنیم و نتایج را با بخش قبلی یعنی نتایج جمله اسپین-مدار مورد مقایسه قرار می‌دهیم. برای به-دست آوردن انرژی بستگی حالت‌های غیرشکافت بخش قبلی از تعریف زیر استفاده نموده‌ایم

$$B_{\Lambda}(P) = \frac{B_{\Lambda}(p_{3/2}) + B_{\Lambda}(p_{1/2})}{2} \quad (61-5)$$

این رابطه به طور مشابه برای ترازهای d , f و g نیز تعریف می‌گردد. برای به دست آوردن مقدار انرژی بستگی غیرشکافت با استفاده از پتانسیل مرکزی نیز در رابطه (۵-۲۳) جمله مربوط به پتانسیل مرکزی را نگه می‌داریم و پتانسیل اسپین-مدار را مساوی صفر قرار می‌دهیم. طریقه محاسبات کاملاً مشابه روش بخش ۳-۵ می‌باشد. همچنین فاصله ترازهای انرژی pd , df و gf را با استفاده از تعریف $\Delta_{pd} = B_{\Lambda}(p) - B_{\Lambda}(d)$ به دست آورده‌ایم. نتایج محاسبات در جدول زیر نشان داده شده است. مقادیر به دست آمده با استفاده از پتانسیل مرکزی را با p_c , d_c و ... نشان داده‌ایم.

جدول ۵-۴: انرژی حالت غیرشکافت ذره لاند

هیپرهسته	p B_{Λ}	p_c B_{Λ}	d B_{Λ}	d_c B_{Λ}	Δ_{pd} B_{Λ}	f B_{Λ}	f_c B_{Λ}	Δ_{df} B_{Λ}	g B_{Λ}	g_c B_{Λ}	Δ_{fg} B_{Λ}
$^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$	20.45	20.53	12.35	12.41	8.10	--	--	---	--	--	--
$^{51}_{\Lambda}\text{V}$	22.45	22.55	14.35	14.45	8.10	--	--	--	--	--	--
$^{89}_{\Lambda}\text{Y}$	27.43	27.56	19.95	20.20	7.48	12.85	12.91	7.1	--	--	--
$^{138}_{\Lambda}\text{Ba}$	29.50	29.60	24.00	24.10	5.50	17.90	18.00	6.1	11.40	11.50	6.5
$^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$	32.45	32.55	27.45	27.56	5.00	22.40	22.50	4.95	16.60	16.60	5.80

فصل ۶

معادله ویژه مقدار انرژی و

انرژی عدم تقارن هیپر هسته

۱-۶ مقدمه

در این فصل در بخش ۲-۶ با استفاده از معادله حرکت نسبیتی و چاه پتانسیل مربعی، معادله ویژه مقدار انرژی هیپرون لاندای در هیپر هسته و رابطه تقریبی انرژی بستگی هیپرون لاندای به دست آورده شده است و نتایج عددی با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته است و در بخش ۳-۶ نیز رابطه انرژی عدم تقارن هیپر هسته محاسبه شده است.

۲-۶ معادله ویژه مقدار انرژی هیپرون لاندای

برای به دست آوردن معادله ویژه مقدار انرژی ذره لاندای از معادله نسبیتی زیر استفاده می‌کنیم. این معادله، معادله حرکت نسبیتی ذره لاندای در هیپرهسته می‌باشد

$$\{c\alpha.p + \beta\mu c^2 + \beta U_s(r) + U_s(r)\}\psi(r) = (-B_\Lambda + \mu c^2)\psi(r) \quad (1-6)$$

در این رابطه B_Λ انرژی بستگی ذره لاندای در هیپرهسته، μ جرم کاهش یافته و U_s و \vec{U}_v به ترتیب پتانسیل اسکالر و برداری می‌باشند. $\psi(r)$ اسپینور دیراک عبارت است از

$$\psi_{nljm}(r) = \begin{pmatrix} \frac{iG_{nlj}(r)}{r} \\ F(r)_{nlj} \sigma \cdot \frac{\hat{r}}{r} \end{pmatrix} \phi_{ljm}(r) \quad (2-6)$$

$\phi_{ljm}(r)$ اسپینور پائولی است که به صورت $[Y_1 \times \chi_{1/2}]_{jm} \chi_{1/2}$ تعریف می‌گردد. با نوشتن مولفه‌های بالا و پایین رابطه (۱-۶) و در نظر گرفتن پتانسیل‌های اسکالر و برداری به صورت $U_\pm(r) = U_s(r) \pm U_v(r)$ خواهیم داشت

$$G''(r) - \frac{D'(r)}{D(r)} G'(r) + \left[-\frac{D'(r)}{D(r)} \frac{\kappa}{r} - D(r)H(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] G(r) = 0 \quad (3-6)$$

در رابطه بالا $H(r)$ و $D(r)$ عبارت‌اند از

$$H(r) = B_\Lambda + U_+(r) \quad (4a-5)$$

و

$$D(r) = -B_\Lambda + 2\mu - U_-(r) \quad (4b-5)$$

حال پتانسیل را به صورت چاه پتانسیل مربعی در نظر می‌گیریم

$$U_\pm(r) = U_\pm \{1 - \theta(r - R)\} = -D_\pm \{1 - \theta(r - R)\}, \quad R = r_0 A^{1/3} \quad (5-6)$$

در این رابطه D_{\pm} عمق چاه، θ تابع پله‌ای و $A = A_{\text{core}}$ عدد جرمی سیستم هسته است. با قرار دادن پتانسیل (۵-۶) در معادله (۳-۶)، جواب معادله به صورت توابع بسط کروی j_{ℓ} و توابع هنکل کروی $h_{\ell}^{(1)}$ به دست خواهد آمد. بنابراین داریم

$$G(r) = N_0 \{ [1 - \theta(r - R)] j_{\ell}(\eta r) + \theta(r - R) \frac{j_{\ell}(\eta R)}{h_{\ell}^{(1)}(i\eta_0 R)} h_{\ell}^{(1)}(i\eta_0 R) \} \quad (6-6)$$

N_0 در رابط بالا ضریب بهنجارش می‌باشد و η_0 و η عبارت‌اند از

$$\eta_0 = \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} B_{\Lambda} (1 - B_{\Lambda} (2\mu c^2)^{-1}) \right)^{1/2} \quad (7a-6)$$

$$\eta = \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} (D_{+} - B_{\Lambda}) (1 - (B_{\Lambda} + D_{-}) (2\mu c^2)^{-1}) \right)^{1/2} \quad (7b-6)$$

و سپس با استفاده از رابطه $F(r) = G'(r) + \frac{\kappa}{r} G(r) / D(r)$ که از نوشتن معادله‌های بالا و پایین معادله (۱-۶) به دست می‌آید، داریم

$$F(r) = N_0 \eta c \hbar \{ [1 - \theta(r - R)] \frac{1}{(2\mu c^2 - B_{\Lambda} - D_{-})} (\eta r j_{\ell-1}(\eta r) + (k - \ell) j_{\ell}(\eta r)) + \theta(r - R) \frac{1}{(2\mu c^2 - B_{\Lambda})} \frac{j_{\ell}(\eta R)}{h_{\ell}^{(1)}(i\eta_0 R)} (i\eta_0 r h_{\ell-1}^{(1)}(i\eta_0 r) + (k - \ell) h_{\ell}^{(1)}(i\eta_0 r)) \} \quad (8-6)$$

فرض می‌کنیم $\eta_0 R$ و ηR بزرگتر از $(\ell/2)(\ell+1)$ می‌باشند، بنابراین از فرم مجانبی برای j_{ℓ} و $h_{\ell}^{(1)}$ استفاده می‌کنیم، بنابراین خواهیم داشت

$$j_{\ell}(\eta R) \approx \frac{1}{\eta R} \sin\left(\eta R - \frac{\ell\pi}{2}\right) \quad (9a-6)$$

$$h_{\ell}^{(1)}(i\eta_0 R) \approx \frac{-1}{\eta_0 R} e^{(-\eta_0 R - \frac{i\ell\pi}{2})} \quad (9b-6)$$

با قرار دادن این روابط در روابط (۶-۶) و (۶-۸) و به ازای حالت پایه یعنی حالت $\ell = 0$ و $K = -1$ توابع $G(r)$ و $F(r)$ به صورت زیر به دست خواهند آمد

$$G(r) = N_0 \{ [1 - \theta(r-R)] \sin \eta r + \theta(r-R) (\sin \eta r) e^{-\eta_0(r-R)} \} \quad (10a-6)$$

$$F(r) = N_0 c \hbar \{ [1 - \theta(r-R)] \frac{1}{(2\mu c^2 - B_\Lambda - D_-)} (\eta \cos \eta r - \frac{1}{r} \sin \eta r) + \theta(r-R) \frac{-\sin \eta R}{(2\mu c^2 - B_\Lambda)} (\eta_0 + \frac{1}{r}) e^{-\eta_0(r-R)} \} \quad (10b-6)$$

ما در ادامه برای به دست آوردن معادله ویژه مقدار انرژی از معادله زیر استفاده نموده ایم

$$G''(r) - D'(r)F(r) + \left[-D(r)H(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] G(r) = 0 \quad (11-6)$$

این رابطه با استفاده از رابطه $F(r) = (G'(r) + \frac{K}{r}G(r)) / D(r)$ و معادله (۶-۳) به دست آورده شده است. حال از معادله (۶-۱۱) از حدود $R - \varepsilon_1$ تا $R - \varepsilon_2$ ($\varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 > 0$) انتگرال می گیریم و سپس حد را به ازای $\varepsilon_2 \rightarrow 0$ و $\varepsilon_1 \rightarrow 0$ به دست می آوریم

$$\lim_{\substack{\varepsilon_1 \rightarrow 0 \\ \varepsilon_2 \rightarrow 0}} \left\{ \int_{R-\varepsilon_1}^{R+\varepsilon_2} \frac{d^2 G(r)}{dr^2} dr - \int_{R-\varepsilon_1}^{R+\varepsilon_2} D'(r)F(r) dr - \int_{R-\varepsilon_1}^{R+\varepsilon_2} \left[-D(r)H(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] G(r) dr = 0 \right\} \quad (12-6)$$

عبارت آخر رابطه بالا سهمی در محاسبه انتگرال ندارد. با توجه به رابطه $\frac{d}{dr} \theta(r-R) = \delta(r-R)$

خواهیم داشت $D'(r) = (D_- / \hbar c) \delta(r-R)$ و $F(r)$ باید در R پیوسته باشد، ما به دست آوردیم

$$G'(R+0) - G'(R-0) = \frac{D_-}{\hbar c} F(R) \quad (13-6)$$

$G(r)$ باید در R پیوسته باشد. حال از توابع موج موجود در فرمول های (۶-۱۰a) و (۶-۱۰b) و

رابطه (۶-۱۳) استفاده می کنیم و سپس معادله انرژی به صورت زیر به دست خواهد آمد

$$\cot \eta R = -\frac{\eta_0}{\eta} \left[\frac{1 - [B_\Lambda + D_-(1 + (\eta_0 R)^{-1})](2\mu c^2)^{-1}}{1 - B_\Lambda (2\mu c^2)^{-1}} \right] \quad (14-6)$$

معادله بالا برای به دست آوردن انرژی بستگی قابل حل نمی باشد. بنابراین ما از تقریب استفاده خواهیم نمود. در معادله (۶-۱۴) با قرار دادن $\cot(\eta R + \pi - \pi)$ به جای $\cot \eta R$, رابطه زیر را خواهیم داشت

$$\pi - \eta R = \arctan x \quad (15-6)$$

در رابطه بالا x عبارت است از

$$x = -\frac{\eta_0(1 - [B_\Lambda + D_-(1 + (\eta_0 R)^{-1})](2\mu c^2)^{-1})}{\eta(1 - B_\Lambda (2\mu c^2)^{-1})} \quad (16-6)$$

با فرض این که $x \ll 1$ است، حالت $\arctan x \approx x$ را خواهیم داشت که این تقریب برای R بزرگ یا به عبارتی عدد جرمی بزرگ تر تطابق دارد. بنابراین خواهیم داشت

$$B_\Lambda^2 - \frac{2\mu c^2}{\lambda} [1 + \lambda D_+ (2\mu c^2)^{-1}] B_\Lambda - \left[\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu R^2} - \frac{D_+}{\lambda} \right] 2\mu c^2 \approx 0 \quad (17-6)$$

که در رابطه بالا λ عبارت است از

$$\lambda = [1 - D_-(2\mu c^2)^{-1}]^{-1} \quad (18-6)$$

سپس با حل معادله (۶-۱۷) رابطه ی تقریبی انرژی بستگی به صورت زیر به دست خواهد آمد

$$B_\Lambda \approx \frac{\mu c^2}{\lambda} [1 + \lambda D_+ (2\mu c^2)^{-1}] \{ 1 - [1 + 2\lambda (\mu c^2)^{-1} (\frac{\hbar^2 \pi^2 \lambda}{2\mu R^2} - D_+)] [1 + D_+ \lambda (2\mu c^2)^{-1}]^{-2} \}^{1/2} \quad (19-6)$$

در شکل زیر نتایج تئوری و تجربی [۶۳] انرژی بستگی تعدادی از هیپرهسته ها مقایسه شده است با در نظر گرفتن $\hbar = c = 1$.

جدول ۶-۱: نتایج تجربی [۶۳] و تئوری انرژی بستگی هیپرهسته‌هایی با عدد جرمی بالا

A	B_{Λ} (تئوری)	B_{Λ} (تجربی)
90	20.19	23.65
140	22.91	25.18
208	24.73	26.29

مقادیر استفاده شده در محاسبات عبارت‌اند از $D_+ = 30.7 \text{ MeV}$, $D_- = 447 \text{ MeV}$ و $r_0 = 1.02 \text{ fm}$ [۶۳]. خطای محاسبه شده در حدود 0.9913 می‌باشد.

۶-۳ محاسبه انرژی عدم تقارن هیپرهسته

در این بخش انرژی عدم تقارن نسبیتی هیپرهسته را با در نظر گرفتن معادله حرکت نسبیتی برای ذرات با اسپین 1/2 و با در نظر گرفتن مدل گاز فرمی به طوری که ذرات به طور آزادانه حرکت می‌کنند و با هم برهم‌کنش ندارند، به دست آورده شده است.

حل تحلیلی:

معادله دیراک ذرات با اسپین 1/2 را توضیح می‌دهد و به صورت زیر بیان می‌شود

$$[\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta(m + s(r))]\Psi(r) = [E - V(r)]\Psi(r), \quad (20-6)$$

در رابطه بالا $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$, $\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$, $\beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$ و m جرم فرمیون‌هایی شامل نوکلئون‌ها و هیپرون

می‌باشد. ما در ادامه محاسبات را در حالت $\hbar = c = 1$ انجام خواهیم داد و $\Psi(r)$ را به صورت

اسپینورهای دیراک یعنی $\begin{pmatrix} \psi^+(r) \\ \psi^-(r) \end{pmatrix}$ در نظر خواهیم گرفت. با قرار دادن این روابط در معادله دیراک

به دست خواهیم آورد

$$(m + s(r))\psi^+(r) + (\vec{\sigma} \cdot \vec{p})\psi^-(r) = (E - V(r))\psi^+(r) \quad (21a-6)$$

$$(\sigma.p)\psi^+(r) - (m + s(r))\psi^-(r) = (E - V(r))\psi^-(r) \quad (21b-6)$$

و سپس داریم

$$(\sigma.p)\psi^-(r) = (E - m - V(r) - s(r))\psi^+(r) \quad (22a-6)$$

$$(\sigma.p)\psi^+(r) = (E + m - V(r) + s(r))\psi^-(r) \quad (22b-6)$$

و

$$\psi^\pm(r) = \frac{\sigma.p}{(E \mp m - V(r) \mp s(r))} \psi^\mp(r) \quad (23-6)$$

حال در ادامه پتانسیل را به صورت چاه پتانسیل کروی در نظر خواهیم گرفت که عبارت است از

$$V(r) = s(r) = \begin{cases} 0 & r \leq a \\ \infty & r > a \end{cases} \quad (24-6)$$

با قرار دادن رابطه (۶-۲۴) در معادله دیراک خواهیم داشت

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - k_n^2 \right] \psi_n^\pm(r) = 0 \quad (25-6)$$

که $k_n^2 = (E_n^2 - m^2)$ می‌باشد. جواب معادله بالا تابع بسل کروی نوع اول است

$$\psi_n^\pm(r) = A_n^\pm \frac{\text{Sin}(k_n r)}{r}, \quad (26-6)$$

با به کار بردن شرایط مرزی $k_n = \frac{n\pi}{a}$ ، ویژه مقدار انرژی به صورت زیر به دست می‌آید

$$E_n = \pm m \sqrt{1 + \frac{n^2 \pi^2}{m^2 a^2}} \quad (27-6)$$

برای به دست آوردن فرم کلی انرژی عدم تقارن ابتدا نیاز به محاسبه مقدار میانگین انرژی داریم.

تعریف مقدار میانگین انرژی هر ذره به صورت رابطه زیر می‌باشد

$$\langle \varepsilon^{(R)} \rangle_{i(=p,n,\Lambda,\Xi^\pm,\Sigma^{\pm,0})} = \frac{\int_{m_i}^{\varepsilon_f} E_n d\rho_i}{\int_{m_i}^{\varepsilon_f} d\rho_i} \quad (28-6)$$

که در آن m_i جرم مربوط به هر ذره می‌باشد که این ذرات عبارت‌اند از p و $n, \Lambda, \Xi^\pm, \Sigma^{\pm,0}$. همچنین در رابطه بالا ρ_i چگالی ذره و ε_f انرژی آخرین تراز فرمی می‌باشند. چگالی هر ذره را با استفاده از تعریف زیر می‌توان محاسبه نمود

$$\rho_i = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi a^3} \quad (29-6)$$

در رابطه بالا N چگالی حالت‌ها می‌باشد که با کمک فرمول زیر به دست می‌آید

$$dN = n^2 dnd\Omega \quad (30-6)$$

n در رابطه بالا را با استفاده از رابطه (۲۷-۶) به دست آورده‌ایم

$$n^2 = \frac{a^2(E_n^2 - m_i^2)}{\pi^2} \quad (31-6)$$

با مشتق‌گیری از رابطه (۲۹-۶) و سپس قرار دادن روابط (۳۰-۶) و (۳۱-۶) در آن خواهیم داشت

$$d\rho_i = (E_n^2 - m_i^2)^{\frac{1}{2}} E_n dE_n \quad (32-6)$$

و چگالی حالت‌ها به صورت زیر به دست می‌آید

$$N = g \frac{4a^3}{\pi^2} \int_{m_i}^{\varepsilon_f} (E_n^2 - m_i^2)^{\frac{1}{2}} E_n dE_n = g \frac{4a^3}{3\pi^2} (\varepsilon_f^2 - m_i^2)^{\frac{3}{2}} \quad (33-6)$$

بنابراین با استفاده از رابطه بالا و رابطه (۶-۲۹) انرژی فرمی خواهد شد

$$\varepsilon_f = \sqrt{m_i^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_i}{g}\right)^{\frac{2}{3}}} \quad (34-6)$$

با قرار دادن روابط (۶-۳۲) در رابطه (۶-۲۸)، مقدار میانگین انرژی هر ذره می‌شود

$$\langle \varepsilon^{(R)} \rangle_{i=(p,n,\Lambda,\Xi^\pm,\Sigma^\pm,0)} = \frac{3}{4} \varepsilon_f \left[1 + \frac{m_i^2}{2} \frac{1}{(\varepsilon_f^2 - m_i^2)} \right] - \frac{3m_i^4}{8(\varepsilon_f^2 - m_i^2)^{\frac{3}{2}}} \text{Ln} \left(\frac{\varepsilon_f + (\varepsilon_f^2 - m_i^2)^{\frac{1}{2}}}{m_i} \right) \quad (35-6)$$

چگالی هیپرهمسته به صورت زیر تعریف می‌گردد

$$\rho_H = \rho_p + \rho_n + \rho_Y \quad (36-6)$$

ρ_Y چگالی هیپرون، ρ_n چگالی نوترون و ρ_p چگالی پروتون می‌باشد. به علت اینکه انرژی عدم تقارن

هیپرهمسته عبارت است از عدم تقارن در تعداد نوکلئون‌ها و هیپرون‌های موجود در هیپرهمسته، ما

چگالی‌ها را به این صورت تعریف نموده‌ایم

$$\rho_p = \frac{Z}{A} \rho_H = \frac{\rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z - N - \sum_Y n_Y}{A} \right) \quad (37a-6)$$

$$\rho_n = \frac{N}{A} \rho_H = \frac{\rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z - N + \sum_Y n_Y}{A} \right) \quad (37b-6)$$

$$\rho_Y = \frac{\sum_Y n_Y}{A} \rho_H = \frac{\rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z + N - \sum_Y n_Y}{A} \right) \quad (37c-6)$$

حال از رابطه زیر استفاده می‌کنیم

$$\varepsilon_{\text{asym}}^{(R)} = N \langle \varepsilon_n^{(R)} \rangle_{\text{asym}} + Z \langle \varepsilon_p^{(R)} \rangle_{\text{asym}} + \sum_Y n_Y \langle \varepsilon_Y^{(R)} \rangle_{\text{asym}} \quad (38-6)$$

که $\langle \varepsilon_n^{(R)} \rangle_{\text{asym}}$ ، $\langle \varepsilon_p^{(R)} \rangle_{\text{asym}}$ و $\langle \varepsilon_Y^{(R)} \rangle_{\text{asym}}$ به صورت زیر به دست آورده شده اند

$$\langle \varepsilon_n^{(R)} \rangle_{\text{asym}} = N \left(\frac{3}{4} \eta_1 \left[1 + \frac{m_n^2}{2} \frac{1}{\eta_2} \right] - \frac{3m_n^4}{8\eta_2^{3/2}} \text{Ln} \left(\frac{\frac{3}{4} \eta_1 + \eta_2^{1/2}}{m_n} \right) \right) \quad (39-6)$$

که η_1 و η_2 عبارت اند از

$$\eta_1 = \sqrt{m_n^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z - N + \sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (40a-6)$$

$$\eta_2 = \frac{9}{16} \left(m_n^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z - N + \sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}} \right) - m_n^2 \quad (40b-6)$$

عبارت محاسبه شده برای $\langle \varepsilon_p^{(R)} \rangle_{\text{asym}}$ برابر است با

$$\langle \varepsilon_p^{(R)} \rangle_{\text{asym}} = +Z \left(\frac{3}{4} \eta_3 \left[1 + \frac{m_p^2}{2} \frac{1}{\eta_4} \right] - \frac{3m_p^4}{8\eta_4^{3/2}} \text{Ln} \left(\frac{\frac{3}{4} \eta_3 + \eta_4^{1/2}}{m_p} \right) \right) \quad (41-6)$$

η_3 و η_4 عبارت اند از

$$\eta_3 = \sqrt{m_p^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 + \frac{Z - N - \sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (42a-6)$$

$$\eta_4 = \frac{9}{16} \left(m_p^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 + \frac{Z - N - \sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}} \right) - m_p^2 \quad (42b-6)$$

و $\langle \varepsilon_Y^{(R)} \rangle_{\text{asym}}$ نیز برابر است با

$$\langle \varepsilon_Y^{(R)} \rangle_{\text{asym}} = \sum_Y n_Y \left(\frac{3}{4} \eta_5 \left[1 + \frac{m_Y^2}{2} \frac{1}{\eta_6} \right] - \frac{3m_Y^4}{8\eta_6^{\frac{3}{2}}} \text{Ln} \left(\frac{1}{m_Y} \left(\frac{3}{4} \eta_5 + \eta_6^{\frac{1}{2}} \right) \right) \right) \quad (43-6)$$

η_5 و η_6 عبارت‌اند از

$$\eta_5 = \sqrt{m_Y^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z+N-\sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (44a-6)$$

$$\eta_6 = \frac{9}{16} (m_Y^2 + \left(\frac{\pi^3 \rho_H}{2} \left(1 - \frac{Z+N-\sum_Y n_Y}{A} \right) \right)^{\frac{2}{3}}) - m_Y^2 \quad (44b-6)$$

بنابراین خواهیم داشت

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{asym}}^{(R)} = & N \left(\frac{3}{4} \eta_1 \left[1 + \frac{m_n^2}{2} \frac{1}{\eta_2} \right] - \frac{3m_n^4}{8\eta_2^{\frac{3}{2}}} \text{Ln} \left(\frac{\frac{3}{4} \eta_1 + \eta_2^{\frac{1}{2}}}{m_n} \right) \right) \\ & + Z \left(\frac{3}{4} \eta_3 \left[1 + \frac{m_p^2}{2} \frac{1}{\eta_4} \right] - \frac{3m_p^4}{8\eta_4^{\frac{3}{2}}} \text{Ln} \left(\frac{\frac{3}{4} \eta_3 + \eta_4^{\frac{1}{2}}}{m_p} \right) \right) \\ & + \sum_Y n_Y \left(\frac{3}{4} \eta_5 \left[1 + \frac{m_Y^2}{2} \frac{1}{\eta_6} \right] - \frac{3m_Y^4}{8\eta_6^{\frac{3}{2}}} \text{Ln} \left(\frac{1}{m_Y} \left(\frac{3}{4} \eta_5 + \eta_6^{\frac{1}{2}} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (45-6)$$

رابطه بالا انرژی عدم قطعیت هیپرسته می‌باشد.

فصل ۷

زنجیره جرمی و انرژی جداسازی

۷-۱ مقدمه

در این فصل ما در بخش ۷-۲ زنجیره واپاشی جرمی هیپرهسته‌های زوج-زوج، فرد-فرد و زوج-فرد مربوط به هیپرهسته‌هایی با یک هیپرون لاندای، یک هیپرون کسی و هیپرهسته‌های شامل دو هیپرون لاندای را به‌دست آورده‌ایم. همچنین در بخش ۷-۲ جرم هیپرهسته‌های تک لاندای و دو لاندای محاسبه شده است و نتایج را با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم. در بخش ۷-۳ میزان انرژی بستگی اضافی هیپرهسته دو لاندایی نسبت به تک لاندایی محاسبه شده و با مقادیر تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است و نمودار میزان تفاوت مقدار انرژی بستگی هسته با وجود ذره هیپرون Ξ^0 و بدون آن نشان داده شده است. همچنین انرژی جداسازی پروتون و نوترون، هیپرون لاندای موجود در تعدادی هیپرهسته‌های آینه‌ای شامل دو هیپرون لاندای به‌دست آورده شده و نمودار میزان اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و هیپرون لاندای تعدادی از هسته‌های آینه‌ای و هیپرهسته‌های آینه-

ای رسم شده است و سپس انرژی جداسازی Ξ^0 و Σ^0 در هیپر هسته‌های شامل دو هیپرون Ξ^0 و Σ^0 به دست آورده شده است.

۲-۷ زنجیره جرمی هیپر هسته‌ها

جرم کل هیپر هسته از مجموع جرم باریون‌های تشکیل‌دهنده‌ی آن اندکی کمتر است. رابطه مربوط به جرم هیپر هسته به صورت زیر تعریف می‌گردد [۶۴]

$$M(A, Z) = M_{\text{cor}} + M_Y - B_Y(\text{g.s}) \quad (1-7)$$

$M(A, Z)$ جرم هیپر هسته، M_{cor} جرم هسته، M_Y جرم هیپرون و $B_Y(\text{g.s})$ انرژی بستگی هر هیپرون می‌باشد. A عدد باریونی کل می‌باشد که عبارت است از

$$A = N + Z + n_Y \quad (2-7)$$

N تعداد نوترون، Z تعداد پروتون، n_Y تعداد هیپرون‌ها و Y نماد هیپرون می‌باشد. Z عبارت است از

$$Z = |Z + n_Y q_Y| \quad (3-7)$$

q_Y بار هیپرون است. M_{cor} نیز به صورت زیر می‌باشد

$$M_{\text{cor}}(Z_c, N) = Z_c m_p + N m_n - \frac{B(A - \sum_Y n_Y, Z)_{\text{cor}}}{c^2} \quad (4-7)$$

m_p جرم پروتون، m_n جرم نوترون و $B(A - \sum_Y n_Y, Z)_{\text{cor}}$ انرژی بستگی هسته است.

$B_Y(\text{g.s})$ عبارت است از

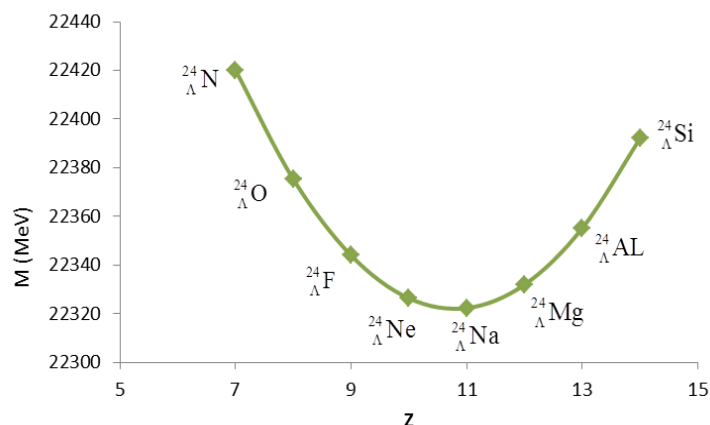
$$B_Y(\text{g.s}) = B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} - B(A - \sum_Y n_Y, Z)_{\text{core}} \quad (5-7)$$

در رابطه بالا $B(A, Z)_{\text{hypernuclei}}$ انرژی بستگی هیپرهسته می‌باشد.

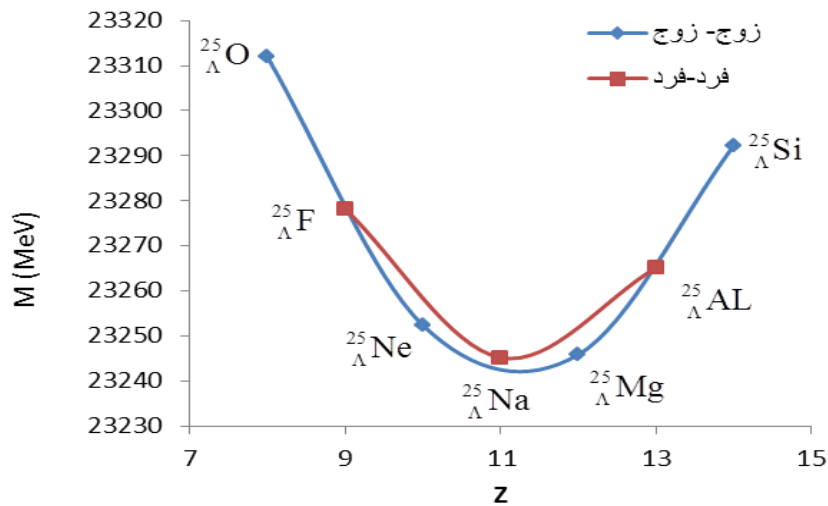
ما با استفاده از فرمول (۷-۱) و فرمول انرژی بستگی هیپرهسته که در فصل ۲ بخش مدل قطره مایع معرفی شده است، معادله جرم هیپرهسته را به صورت زیر به دست آورده‌ایم

$$M(A, Z) = \left(\frac{1.42}{A^{1/3}} + \frac{92.84}{A(1+e^{-A/17})} \right) z^2 + (m_n + m_p - \frac{1.42}{A^{1/3}} - \frac{92.84}{1+e^{-A/17}}) z - 2(1 - e^{-A/30})\delta + m_\lambda \\ + m_n n_\lambda + 36.68A^{2/3} + (-31.554 + \frac{23.21}{1+e^{-A/17}} + m_n)A - 2n_\lambda (-26.7 + 0.0335m_\lambda - \frac{48.7|S|}{A^{2/3}}) \quad (6-7)$$

و در شکل‌های ۷-۱ و ۷-۲ نمودار زنجیره جرمی ایزوبارهای هیپرهسته‌های زوج - فرد با $A = 24$ که این هیپرهسته‌ها عبارت‌اند از ${}^{24}_{\Lambda}\text{Si}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{Al}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{Mg}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{Na}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{Ne}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{24}_{\Lambda}\text{O}$ و ${}^{24}_{\Lambda}\text{N}$ و با $A = 25$ برای ایزوبارهای هیپرهسته‌های زوج-زوج شامل ${}^{25}_{\Lambda}\text{Si}$, ${}^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$, ${}^{25}_{\Lambda}\text{Ne}$ و ${}^{25}_{\Lambda}\text{O}$ و فرد-فرد که عبارت‌اند از ${}^{25}_{\Lambda}\text{Al}$, ${}^{25}_{\Lambda}\text{Na}$ و ${}^{25}_{\Lambda}\text{F}$ برحسب Z رسم نموده‌ایم. فرم نمودارهای رسم شده سهمی شکل می‌باشد.



شکل ۷-۱: نمودار زنجیره جرمی ایزوبارهای هیپرهسته زوج - فرد $A = 24$



شکل ۷-۲: نمودار زنجیره جرمی هیپرهسته‌های فرد - فرد و زوج-زوج به ازای $A = 25$

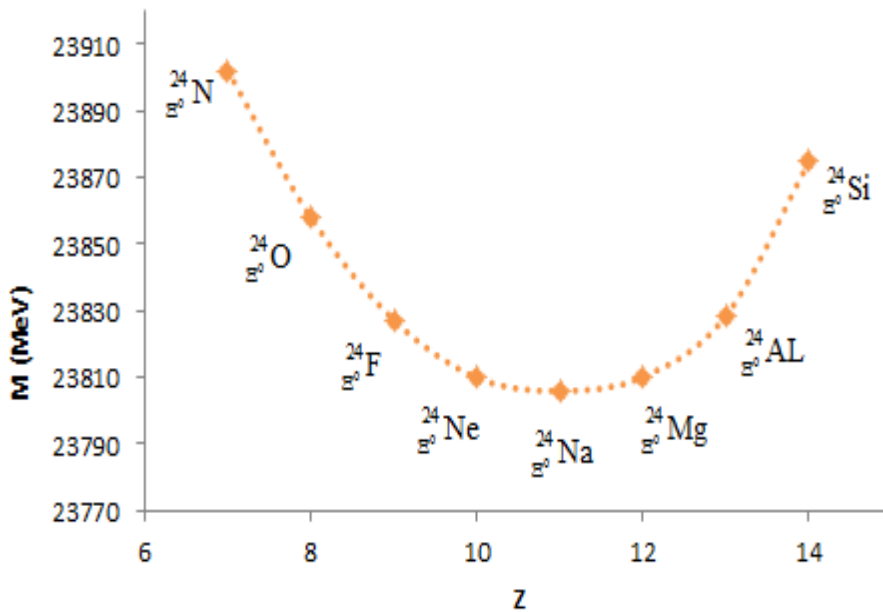
در این زنجیره‌های جرمی، هیپرهسته‌های ناپایدار از طریق تبدیل یک نوترون به یک پروتون یا تبدیل یک پروتون به یک نوترون به طرف هیپرهسته‌های پایدار نزدیک می‌شوند (هیپرهسته‌ای با کمترین جرم، در طیف ایزوباری پایدار قرار می‌گیرد). هیپرهسته‌های فرد-فرد همیشه در کمترین حالت قیدی نسبت به هیپرهسته‌های زوج-زوج هستند بنابراین آن‌ها ناپایدارترند. همان‌طور که در شکل ۷-۲ دیده می‌شود، نمودار زنجیره جرمی برای هیپرهسته‌های زوج - زوج و فرد-فرد شامل دو سهمی است و این به خاطر وجود جمله‌ی تزویج می‌باشد. سهمی فرد-فرد به علت انرژی جفت شدگی $(2\delta/\sqrt{A})$ بالای سهمی زوج-زوج قرار دارد. مینیمم سهمی در $\partial M/\partial Z$ قرار دارد. مرکز این سهمی در همان نقطه‌ای است که مقدار معادله (۶-۷) مینیمم می‌شود. مقدار کمینه با قرار دادن $\partial M/\partial Z$ مساوی صفر به دست خواهد آمد که عبارت است از

$$Z_{c_{\min}} = \frac{A(1+e^{A/17})(m_n + \frac{8a_{\text{sym}}}{1+e^{-A/17}} + \frac{2a_c}{A^{1/3}} - m_p)}{4(4a_{\text{sym}}e^{A/17} + a_c A^{2/3}(1+e^{A/17}))} \quad (7-7)$$

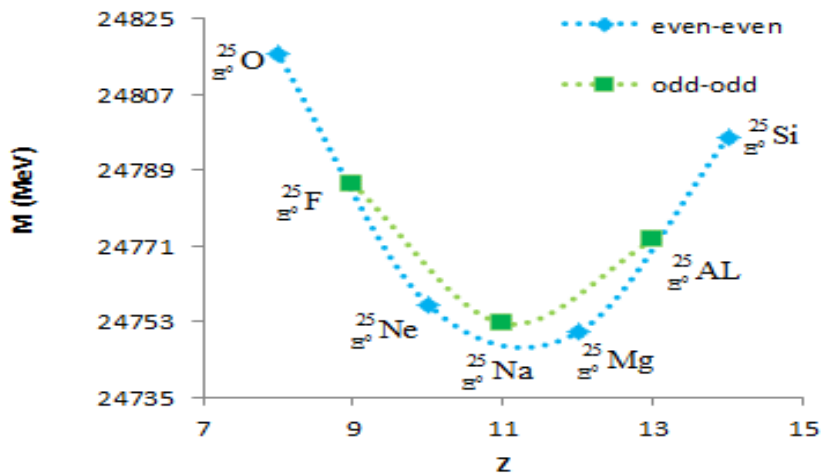
و سپس کمترین مقدار جرمی که به دست آورده‌ایم، به صورت زیر می‌باشد

$$\begin{aligned}
(M)_{\min} = & -2a_v A + 2a_s A^{2/3} + M_\lambda + A m_n - n_\lambda \left(-26.7 + 0.0335 M_\lambda - \frac{48.7|S|}{A^{2/3}} \right) \\
& + \frac{a_{\text{sym}} A^{1/3} e^{A/17} (1 + e^{A/17}) (A^{1/3} (m_p - m_n) + 2(A-1)a_c)^2}{2(4a_{\text{sym}} e^{A/17} + a_c A^{2/3} (1 + e^{A/17}))^2} \\
& + \frac{(m_n - m_p) A (1 + e^{A/17}) (m_p - m_n - \frac{8a_{\text{sym}}}{1 + e^{A/17}} - \frac{2a_c}{A^{1/3}})}{4(4a_{\text{sym}} e^{A/17} + a_c A^{2/3} (1 + e^{A/17}))} \\
& + \frac{\{a_c A^{1/3} (8a_{\text{sym}} (A-2) e^{A/17} + A^{2/3} (1 + e^{A/17})) (A^{1/3} (m_n - m_p) - 2a_c)\}}{8(4a_{\text{sym}} e^{A/17} + a_c A^{2/3} (1 + e^{A/17}))^2} \\
& \times \{8a_{\text{sym}} A^{1/3} e^{A/17} + (1 + e^{A/17}) (A^{1/3} (m_n - m_p) + 2a_c)\} \quad (8-7)
\end{aligned}$$

در زیر نمودار زنجیره واپاشی بتازایی ایزوبارهای هیپرسته‌های Ξ^0 زوج - فرد با $A=24$ و تعدادی ایزوبارهای هیپرسته‌های Ξ^0 زوج-زوج و فرد-فرد با $A=25$ و برحسب Z رسم نموده‌ایم.

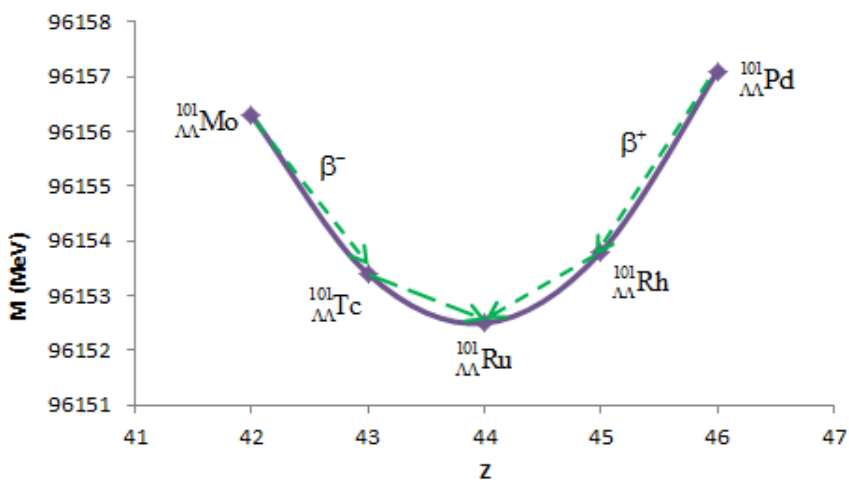


شکل ۷-۳: زنجیره جرمی زوج-فرد هیپرسته‌های Ξ^0



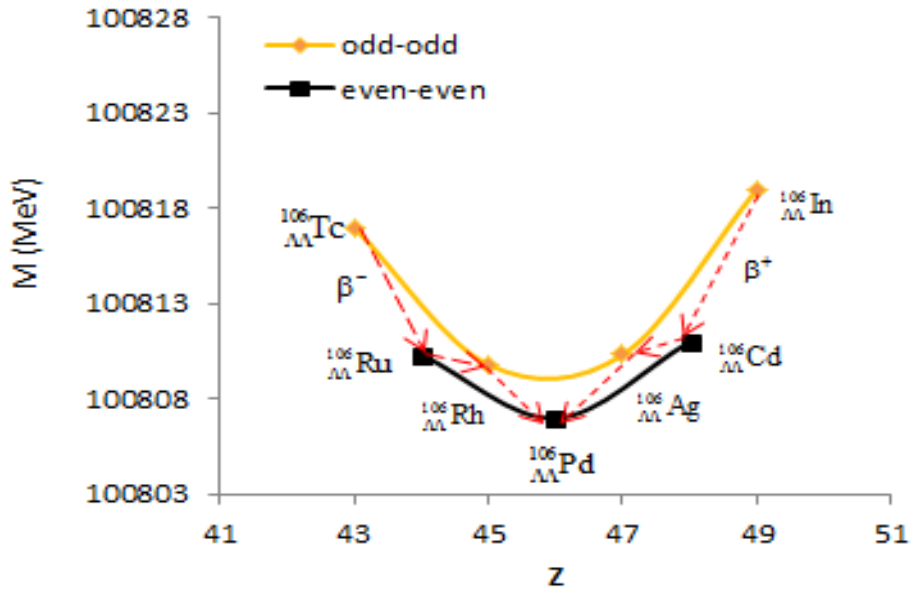
شکل ۴-۷: زنجیره جرمی فرد-فرد و زوج-زوج هیپرهسته‌های Ξ^0

در شکل‌های زیر نیز نمودار زنجیره جرمی برای هیپرهسته‌هایی با دو هیپرون لاندای را رسم کرده‌ایم.



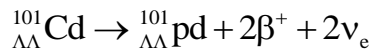
شکل ۵-۷: زنجیره جرمی هیپرهسته‌های دو لاندایی فرد-زوج

برای $A=101$ مینیمم سهمی در ایزوبار ${}_{\Lambda\Lambda}^{101}\text{Ru}$ قرار دارد.



شکل ۷-۶: زنجیره جرمی هیپرهسته‌های دو لاندایی فرد-فرد و زوج-زوج

به ازای $A > 70$ اغلب بیش از یک ایزوبار پایدار در زنجیره جرمی فرد-فرد وجود دارد. برای $A=106$ در نمودار هیپرهسته‌های زوج-زوج که عبارت‌اند از ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Pd}$, ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Ru}$ و ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Cd}$ هیپرهسته ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Pd}$ در پایین‌ترین جای نمودار قرار دارد و پایدارتر می‌باشد. تبدیل ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Cd}$ تنها از طریق دو واپاشی بتازایی به صورت ${}^{106}_{\Lambda\Lambda}\text{Pd}$ می‌گیرد یعنی واکنش زیر



مقدار مینیم برای نمودار زنجیره جرمی هیپرهسته‌های شامل دو هیپرون لاندای به صورت زیر به دست آورده‌ایم

$$z_{\min} = \frac{A(1 + e^{A/17})\eta_0}{4\xi_0} \quad (9-7)$$

که در آن η_0 و ξ_0 عبارت‌اند از

$$\eta_0 = m_n - m_p + \frac{2a_c}{A^{1/3}} + \frac{8a_{\text{sym}}}{1 + e^{-A/17}} \quad (10a-7)$$

$$\xi_0 = 4a_{\text{sym}} e^{A/17} + a_c A^{2/3} (1 + e^{A/17}) \quad (10b-7)$$

به ازای مقدار مینیم جرم می شود

$$M = -2a_v A + 2a_s A^{2/3} - n_\lambda \left(-26.7 + 0.067 M_\lambda - \frac{48.7|S|}{A^{2/3}} \right) + 2M_\lambda + A m_n - \frac{(m_n - m_p)A(1 + e^{A/17})\eta_0}{4\xi_0} + \frac{\eta_1}{2\xi_0^2} + \frac{\eta_2\eta_3}{8\xi_0^2} \quad (11-7)$$

که η_1 , η_2 و η_3 عبارتند از

$$\eta_1 = a_{\text{sym}} A^{1/3} e^{A/17} (1 + e^{A/17}) (A^{1/3} (m_p - m_n) + 2(A-1)a_c)^2 \quad (12a-7)$$

$$\eta_2 = a_c A^{1/3} (8a_{\text{sym}} (A-2)e^{A/17} + A^{2/3} (1 + e^{A/17})) (A^{1/3} (m_n - m_p) - 2a_c) \quad (12b-7)$$

$$\eta_3 = 8a_{\text{sym}} A^{1/3} e^{A/17} + (1 + e^{A/17}) (A^{1/3} (m_n - m_p) + 2a_c) \quad (12c-7)$$

در زیر نتایج تجربی جرم برای هیپرهسته های ${}^3_\Lambda\text{H}$ و ${}^4_\Lambda\text{H}$ موجود در مرجع [۶۵] با مقدار جرم تئوری محاسبه شده مقایسه شده است .

$${}^3_\Lambda\text{H} = 2991.14 \text{ MeV} \quad \text{مقدار تجربی} \quad \text{و} \quad {}^3_\Lambda\text{H} = 2995.85 \text{ MeV} \quad \text{مقدار تئوری}$$

$${}^4_\Lambda\text{H} = 3922.50 \text{ MeV} \quad \text{مقدار تجربی} \quad \text{و} \quad {}^4_\Lambda\text{H} = 3923.13 \text{ MeV} \quad \text{مقدار تئوری}$$

و نتایج تعدادی دیگر از هیپرهسته ها در جداول ۷-۱ و ۷-۲ آورده شده است.

جدول ۷-۱: نتایج تئوری و تجربی جرم هیپرهسته لاند

هیپرهسته	جرم با عبارت انرژی عدم تقارن (تئوری)	جرم بدون عبارت انرژی عدم تقارن (تئوری)	جرم (تجربی) [۶۶]
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	2995.85	2995.85	2991.12 ± 0.06
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	3919.89	3923.13	3922.45 ± 0.05
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	3920.48	3923.72	3921.63 ± 0.03
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	4835.37	4835.37	4839.84 ± 0.02
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	5759.94	5762.21	5779.14 ± 0.15
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	6684.51	6692.49	6715.66 ± 0.18
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	6680.84	6680.84	671146 ± 0.06
${}^7_{\Lambda}\text{Be}$	6689.55	6697.52	6715.71 ± 0.12
${}^8_{\Lambda}\text{He}$	7614.82	7630.90	7653.2 ± 0.8
${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	7600.48	7602.27	7642.52 ± 0.05
${}^8_{\Lambda}\text{Be}$	7603.54	7605.33	7642.86 ± 0.07
${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	8526.82	8533.31	8578.69 ± 0.13
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	8518.50	8518.50	8563.69 ± 0.04
${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	9440.87	9443.44	9500.15 ± 0.20
${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	10361.50	10363.80	10429.69 ± 0.10
${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	11288.40	11282.40	11356.91 ± 0.10
${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	12200.10	12204.70	12278.95 ± 0.15

در جدول بالا جرم هیپرهسته‌ها را یک بار با در نظر گرفتن اثر انرژی عدم تقارن نوکلئون‌ها و بار دیگر بدون در نظر گرفتن آن جمله محاسبه نموده‌ایم. همان‌طور که در جدول ۷-۱ مشاهده می‌شود با در نظر گرفتن سهم این انرژی نتایج به داده‌های تجربی نزدیک‌تر می‌شود و همچنین برای هیپرهسته‌های ${}^3_1\text{H}$, ${}^5_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^7_4\text{Be}$ و ${}^{12}_5\text{B}$ نیز به علت برابر بودن تعداد پروتون و نوترون، وجود این جمله تاثیری ندارد. در جدول زیر نیز نتایج تئوری و تجربی جرم هیپرهسته‌های شامل دو هیپرون لاندآ آورده شده است. خطای محاسبه شده در حدود 0.2713 می‌باشد.

جدول ۷-۲: نتایج تئوری و تجربی جرم هیپرهسته‌های دو لاندایی برحسب (MeV)

هیپرهسته	جرم (تئوری)	جرم (تجربی)	
${}^5_1\text{H}$	5004.84	5018.10 ± 0.7	[67]
${}^5_2\text{He}$	5004.37	5036.98	[68]
${}^9_2\text{He}$	8737.08	8756.10 ± 0.7	[67]
${}^7_3\text{Li}$	6863.95	6889.35	[68]
${}^8_3\text{Li}$	7793.84	7820.70 ± 0.7	[67]
${}^9_3\text{Li}$	8724.17	8741.50 ± 0.7	[67]
${}^{10}_3\text{Li}$	9659.09	9676.90 ± 0.7	[67]
${}^9_4\text{Be}$	8724.93	8757 ± 0.7	[67]
${}^{10}_4\text{Be}$	9651.66	9677.70 ± 0.7	[67]
${}^{11}_4\text{Be}$	10583.40	10607.40 ± 0.7	[67]
${}^{12}_4\text{Be}$	11515.10	11534.05	[68]
${}^{13}_4\text{Be}$	12451.00	12456.30 ± 0.7	[67]
${}^{11}_5\text{B}$	10584.60	10603.71	[68]
${}^{12}_5\text{B}$	11513.40	11532.52	[68]
${}^{13}_5\text{B}$	12442.40	12456.59	[68]

۳-۷ انرژی جداسازی

فرمول انرژی جداسازی نوترون و پروتون از هیپرهسته به صورت زیر تعریف می‌شود [۶۹]

$$S_n = B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} - B(A-1, Z)_{\text{hypernuclei}} \quad (13a-7)$$

$$S_p = B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} - B(A-1, Z-1)_{\text{hypernuclei}} \quad (13b-7)$$

$B(A, Z)_{\text{hypernuclei}}$ انرژی بستگی هیپرهسته می‌باشد. ما برای محاسبه انرژی بستگی از مدل قطره مایع هیپرهسته معرفی شده در فصل ۲ استفاده نموده‌ایم. انرژی جداسازی چند هیپرون از یک نوع نیز به صورت زیر تعریف می‌گردد

$$S_Y = B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} - B(A - n_Y, Z)_{\text{core}} \quad (14-7)$$

$B(A - n_Y, Z)_{\text{core}}$ انرژی بستگی هسته و n_Y تعداد یک نوع هیپرون در هیپرهسته می‌باشد. انرژی جداسازی تعمیم یافته برای سیستمی شامل چند نوع مختلف از هیپرون نیز عبارت است از

$$S_Y = B(A, Z)_{\text{hypernuclei}} - B(A - \sum_Y n_Y, Z)_{\text{hypernuclei}} \quad (15-7)$$

$\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ میزان انرژی بستگی اضافی یک هیپرون موجود در هیپرهسته دولاندایی نسبت به هیپرون موجود در هیپرهسته تک لاندایی می‌باشد که تعریف آن به صورت زیر می‌باشد

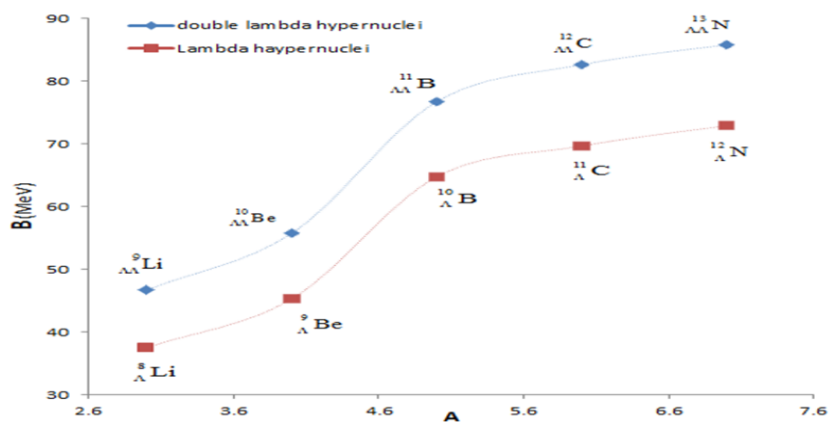
$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) = B_{\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ) - B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{A-1}Z) \quad (16-7)$$

در این رابطه $B_{\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^AZ)$ انرژی بستگی مربوط به یک هیپرون لاندای در هیپرهسته دولاندایی است و $B_{\Lambda}({}_{\Lambda}^{A-1}Z)$ انرژی بستگی یک هیپرون لاندای در هیپرهسته تک لاندایی می‌باشد [۷۰]. نتایج $B_{\Lambda\Lambda}$ و $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ تعدادی از هیپرهسته‌های دو هیپرونی در جدول ۳-۷ آورده شده است.

جدول ۷-۳: نتایج محاسبات $B_{\Lambda\Lambda}$ و $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$

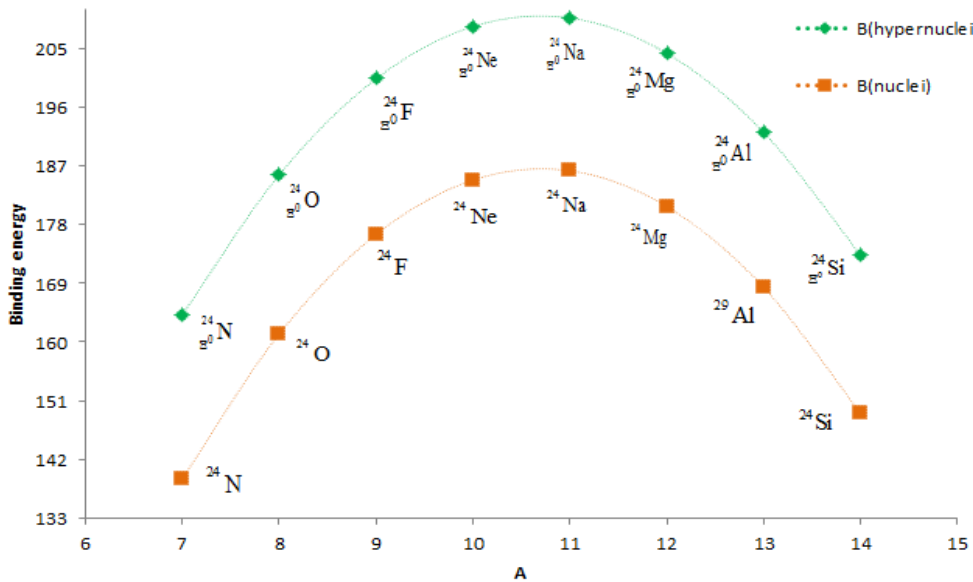
هیپر هسته	$B_{\Lambda\Lambda}({}^A_{\Lambda\Lambda}Z)$ (MeV) (تئوری)	$B_{\Lambda\Lambda}({}^A_{\Lambda\Lambda}Z)$ (MeV) (تجربی)	$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^A_{\Lambda\Lambda}Z)$ (MeV) (تئوری)	$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}^A_{\Lambda\Lambda}Z)$ (MeV) (تجربی)
${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$	9.31	10.9 ± 0.5 [Prowse(1966)] $7.25 \pm 0.19^{+0.18}_{-0.11}$ [KEK-E373(2001)]	2.31	4.7 ± 0.6 [Prowse(1966)] $1.01 \pm 0.20^{+0.18}_{-0.11}$ [KEK-E373(2001)]
${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$	20.54	17.7 ± 0.4 [Danysz(1963)]	3.85	4.3 ± 0.4 [Danysz(1963)]
${}^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$	25.11	27.6 ± 0.7 [KEK-E176(1991)]	3.54	4.8 ± 0.7 [KEK-E176(1991)]

نمودار زیر نیز مقدار تفاوت انرژی بستگی هیپر هسته‌های دو لاندایی نسبت به هیپر هسته‌های تک لاندایی را نشان می‌دهد.



شکل ۷-۷: تفاوت میزان انرژی بستگی هیپر هسته دو لاندایی و تک لاندایی

در شکل ۷-۸ نیز تفاوت انرژی بستگی ایزوهای هسته و هیپر هسته Ξ^0 را به ازای عدد باریونی $A=2$ نشان داده‌ایم.



شکل ۷-۸: میزان تغییر انرژی بستگی هسته بدون هیپرون و با وجود هیپرون

همان‌طور که در شکل بالا ملاحظه می‌شود، انرژی بستگی هیپر هسته‌هایی مانند ${}^{24}\text{Na}$ و هسته ${}^{24}\text{Na}$ به ترتیب برابر $209/696$ و $186/280$ به دست آورده شده است که این تفاوت انرژی بستگی نشان می‌دهد هیپر هسته‌ها سیستم‌های مقیدی می‌باشند، یعنی با حضور هیپرون Ξ^0 انرژی بستگی افزایش پیدا می‌کند.

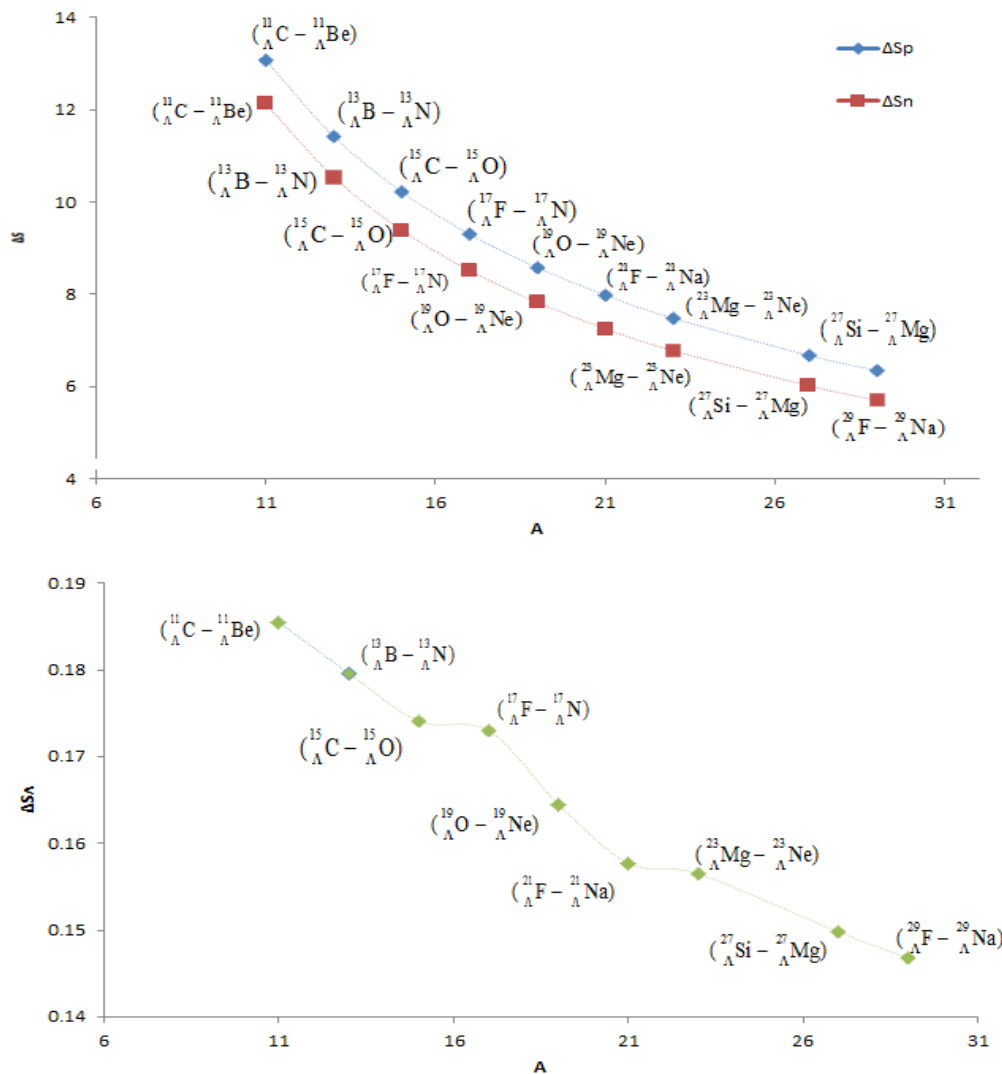
در ادامه ما مقدار انرژی لازم برای جدا نمودن یک نوترون، پروتون و هیپرون لاندرا در هیپر هسته‌های آینه‌ای و همچنین مقدار انرژی بستگی هیپر هسته‌های آینه‌ای را محاسبه نموده‌ایم و نتایج را در جدول ۷-۴ نشان داده‌ایم. در این جدول هیپر هسته‌های ستون I و II هیپر هسته‌های آینه‌ای یکدیگر می‌باشند.

جدول ۷-۴: انرژی جداسازی پروتون، نوترون و لاندای هیپرهسته‌های آینه‌ای

I	$B_{\text{hypernuclei}}$	S_n	S_p	S_Λ	II	$B_{\text{hypernuclei}}$	S_n	S_p	S_Λ
${}^8_\Lambda\text{Li}$	47.4405	9.9172	14.5226	8.3345	${}^8_\Lambda\text{Be}$	45.3105	16.1042	7.7827	8.4315
${}^{10}_\Lambda\text{Be}$	67.3795	8.3786	14.8961	10.4581	${}^{10}_\Lambda\text{B}$	64.7431	17.0384	5.7421	10.5523
${}^{12}_\Lambda\text{B}$	87.0819	10.9126	11.6769	12.0160	${}^{12}_\Lambda\text{C}$	83.9807	14.3222	7.8113	12.1072
${}^{14}_\Lambda\text{C}$	106.646	8.9646	13.1591	13.2202	${}^{14}_\Lambda\text{N}$	103.111	16.2671	5.4296	13.3086
${}^{16}_\Lambda\text{N}$	126.108	11.6430	10.1279	14.1867	${}^{16}_\Lambda\text{O}$	122.164	13.6683	7.6983	14.2724
${}^{18}_\Lambda\text{O}$	145.478	9.4182	12.0629	14.9846	${}^{18}_\Lambda\text{F}$	141.143	16.012	5.0835	15.0680
${}^{20}_\Lambda\text{F}$	164.7560	12.1936	9.0351	15.6582	${}^{20}_\Lambda\text{Ne}$	160.047	13.3736	7.4854	15.7394
${}^{22}_\Lambda\text{Ne}$	183.9390	9.7827	11.2146	16.2370	${}^{22}_\Lambda\text{Na}$	178.871	15.9261	4.7175	16.3162
${}^{24}_\Lambda\text{Na}$	201.724	12.6225	8.1604	16.7415	${}^{24}_\Lambda\text{Mg}$	185.479	13.2310	4.5310	16.8189
${}^{26}_\Lambda\text{Mg}$	222.00	10.0956	10.4879	17.1867	${}^{26}_\Lambda\text{Al}$	216.2480	15.9049	4.3436	17.2624
${}^{28}_\Lambda\text{Al}$	240.8690	12.9761	7.4103	17.5836	${}^{28}_\Lambda\text{Si}$	234.79	13.1645	6.8969	17.6577
${}^{30}_\Lambda\text{Si}$	259.623	10.3665	9.8289	17.9405	${}^{30}_\Lambda\text{P}$	253.225	15.9101	3.9684	18.0132
${}^{20}_\Lambda\text{N}$	151.3150	5.4990	18.1333	16.3919	${}^{20}_\Lambda\text{Mg}$	127.7740	21.7322	0.0513	16.6294
${}^{18}_\Lambda\text{N}$	141.6120	8.1967	14.3425	15.2376	${}^{18}_\Lambda\text{Ne}$	128.608	17.9062	3.4766	15.4878
${}^{17}_\Lambda\text{N}$	133.415	7.3066	12.2734	13.4426	${}^{17}_\Lambda\text{F}$	125.131	15.8236	2.9675	13.6171
${}^{16}_\Lambda\text{N}$	126.108	11.6430	10.1279	14.1867	${}^{16}_\Lambda\text{O}$	122.164	13.6683	7.6983	14.2724
${}^{14}_\Lambda\text{N}$	103.111	16.2671	5.4296	13.3086	${}^{14}_\Lambda\text{C}$	106.6460	8.9646	13.1591	13.2202
${}^{13}_\Lambda\text{N}$	86.8443	16.9444	2.8636	11.8538	${}^{13}_\Lambda\text{B}$	93.4874	6.4054	14.2838	11.6742
${}^{12}_\Lambda\text{N}$	69.9000	22.9124	0.2414	12.9367	${}^{12}_\Lambda\text{Be}$	79.2036	3.7986	20.7231	12.6629

$^{17}_{\Lambda}\text{C}$	127.269	6.1275	20.0058	15.1975	$^{17}_{\Lambda}\text{Ne}$	110.701	23.1616	1.3940	15.5357
$^{16}_{\Lambda}\text{C}$	121.141	5.1611	17.5838	13.3016	$^{16}_{\Lambda}\text{F}$	109.3070	18.5518	0.8122	13.5590
$^{15}_{\Lambda}\text{C}$	115.9800	9.3333	15.6055	13.8859	$^{15}_{\Lambda}\text{O}$	108.495	18.7255	5.3837	14.0600
$^{11}_{\Lambda}\text{C}$	69.6585	20.1494	4.9154	11.7954	$^{11}_{\Lambda}\text{Be}$	75.4049	8.0254	17.9866	11.6099
$^{10}_{\Lambda}\text{C}$	49.5091	22.6204	1.8043	11.7157	$^{10}_{\Lambda}\text{Li}$	57.4183	4.9349	20.9723	11.4330
$^{14}_{\Lambda}\text{B}$	100.3750	6.8874	16.7507	13.6754	$^{14}_{\Lambda}\text{O}$	89.7697	21.0117	2.9253	13.9407
$^{13}_{\Lambda}\text{B}$	93.4874	6.4054	14.2838	12.8163	$^{13}_{\Lambda}\text{N}$	86.8443	16.9444	2.8636	12.9959
$^9_{\Lambda}\text{B}$	47.7047	19.5205	2.3942	10.0849	$^9_{\Lambda}\text{Li}$	52.4834	17.9092	5.04288	9.8936
$^{10}_{\Lambda}\text{Li}$	57.4186	4.9349	20.9723	11.4330	$^{10}_{\Lambda}\text{C}$	49.5091	22.6204	1.8043	11.7157
$^{28}_{\Lambda}\text{P}$	222.6820	18.9906	1.05731	17.8877	$^{28}_{\Lambda}\text{Mg}$	240.9200	7.4615	13.5615	17.6652
$^{29}_{\Lambda}\text{P}$	237.3150	14.6326	2.5237	17.9271	$^{29}_{\Lambda}\text{Al}$	249.794	8.9253	8.8742	17.7803
$^{25}_{\Lambda}\text{Si}$	187.685	2.2063	21.0474	17.5224	$^{25}_{\Lambda}\text{Ne}$	210.024	8.3000	16.3107	17.2164
$^{26}_{\Lambda}\text{Si}$	204.1470	3.8038	16.4623	17.5141	$^{26}_{\Lambda}\text{Na}$	221.4030	9.8900	11.3789	17.2870
$^{27}_{\Lambda}\text{Si}$	221.6250	17.4778	5.3767	17.5713	$^{27}_{\Lambda}\text{Mg}$	233.458	11.458	12.0554	17.4215
$^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$	127.7740	21.7322	0.05130	15.4422	$^{20}_{\Lambda}\text{N}$	151.3150	5.4990	18.1333	16.3278
$^{21}_{\Lambda}\text{Mg}$	149.6440	21.8703	1.9241	16.6475	$^{21}_{\Lambda}\text{O}$	169.203	7.3579	17.8877	16.3268
$^{22}_{\Lambda}\text{Mg}$	166.672	17.0279	3.7274	16.6294	$^{22}_{\Lambda}\text{F}$	181.8760	9.1515	12.6728	16.3919
$^{23}_{\Lambda}\text{Mg}$	184.376	17.7034	5.5047	16.7063	$^{23}_{\Lambda}\text{Ne}$	194.861	10.922	12.9859	16.5498
$^{20}_{\Lambda}\text{Na}$	147.7200	19.9975	1.0464	16.0980	$^{20}_{\Lambda}\text{O}$	161.8450	13.445	19.9975	15.8544
$^{21}_{\Lambda}\text{Na}$	162.945	15.2246	2.8973	13.5470	$^{21}_{\Lambda}\text{F}$	172.7240	7.9683	10.8792	13.3893
$^{19}_{\Lambda}\text{Ne}$	146.674	18.0662	5.5307	15.5879	$^{19}_{\Lambda}\text{O}$	155.720	10.242	14.1089	15.4234

همانطور که در مقادیر مربوط به انرژی بستگی هیپرهمسته‌های آینه‌ای دیده می‌شود، در هر یک از هیپرهمسته‌های آینه‌ای که تعداد پروتون بیشتری وجود دارد، انرژی بستگی کوچکتر خواهد بود که به علت وجود نیروی دافعه کولنی می‌باشد. همچنین در این حالت میزان انرژی لازم برای جدا کردن پروتون نیز کمتر است. در شکل‌های زیر میزان اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و هیپرون لاندای بین هر دو هیپرهمسته آینه‌ای نشان داده شده است.

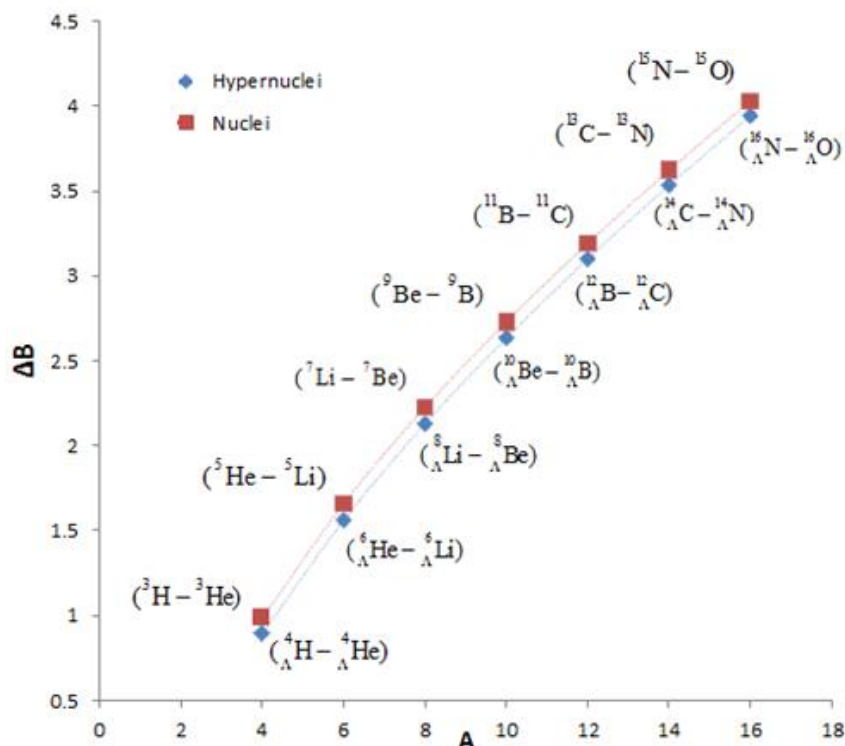


شکل ۷-۹: اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و لاندای در هیپرهمسته‌های آینه‌ای

همان‌طور که در شکل بالا ملاحظه می‌گردد میزان اختلاف انرژی جداسازی پروتون بیشتر از نوترون و هیپرون می‌باشد. بعنوان مثال ${}^{11}_A\text{C}$ و ${}^{11}_A\text{B}$ جفت هیپرهمسته‌های آینه‌ای یکدیگرند مقدار اختلاف

انرژی جداسازی آن‌ها به ترتیب برابر است با $\Delta S_p = 13.0712 \text{ MeV}$, $\Delta S_n = 12.12400$ و $\Delta S_\Lambda = 0.1913 \text{ MeV}$ است. بنابراین مقدار ΔS_Λ کمتر از ΔS_n و ΔS_p می‌باشد.

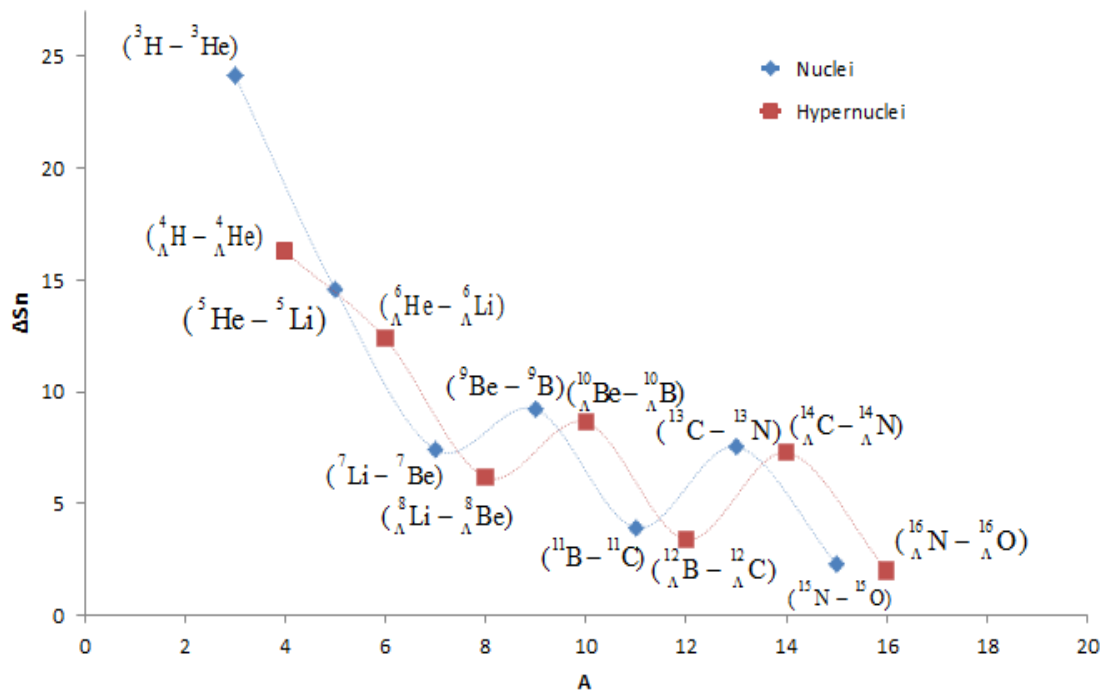
در شکل (۷-۱۰) مقدار اختلاف انرژی بستگی بین هسته‌های آینه‌ای و مقدار اختلاف انرژی بستگی بین هیپر هسته‌های آینه‌ای را رسم نموده ایم.



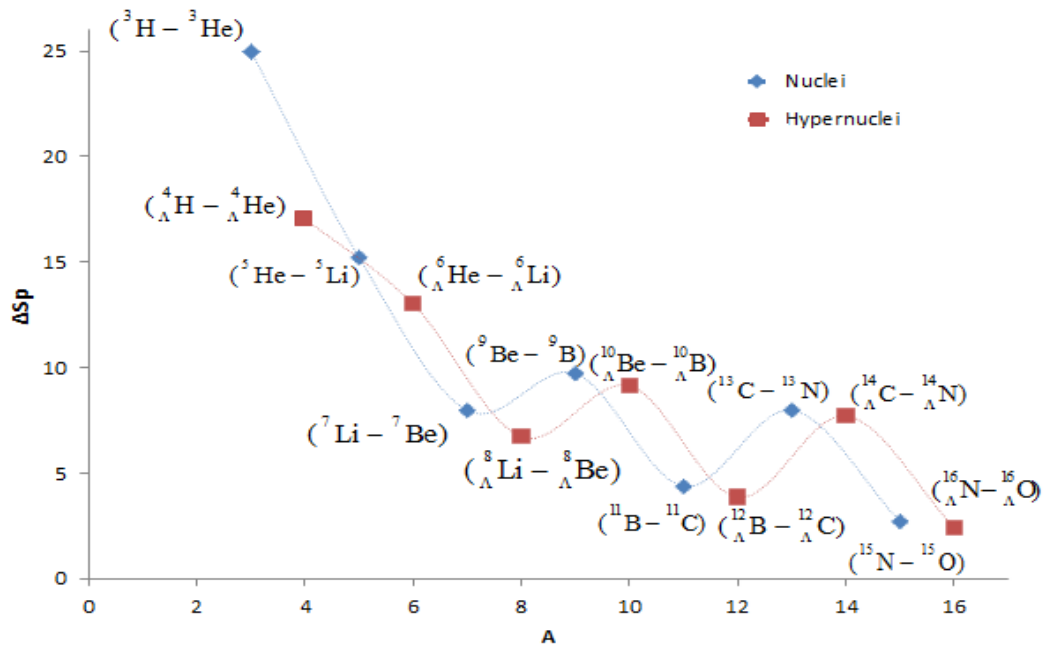
شکل ۷-۱۰: اختلاف انرژی بستگی هیپر هسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای

همانطور که در شکل بالا مشاهده می‌شود، میزان اختلاف انرژی بستگی هیپر هسته‌های آینه‌ای کمتر از میزان اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای می‌باشد. به عنوان مثال مقدار اختلاف انرژی بستگی هیپر هسته‌های آینه‌ای ${}^{16}_\Lambda\text{N}$ و ${}^{16}_\Lambda\text{O}$ و هسته‌های آینه‌ای ${}^{15}\text{N}$ و ${}^{15}\text{O}$ به ترتیب $\Delta B({}^{16}_\Lambda\text{N} - {}^{16}_\Lambda\text{O}) = 0.8945 \text{ MeV}$ و $\Delta B({}^{15}\text{N} - {}^{15}\text{O}) = 0.9845 \text{ MeV}$ به دست آورده شده است.

در شکل (۷-۱۱) و (۷-۱۲) به ترتیب مقدار اختلاف انرژی بستگی نوترون و پروتون تعدادی از هیپر هسته‌های آینه‌ای و هسته‌های آینه‌ای را نشان داده ایم.



شکل ۷-۱۱: اختلاف انرژی جداسازی نوترون در هیپر هسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای



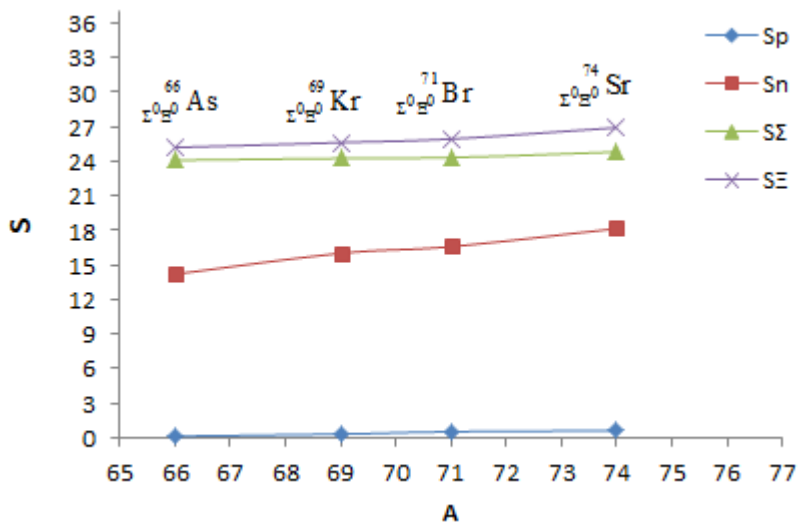
شکل ۷-۱۲: اختلاف انرژی جداسازی پروتون در هیپر هسته‌ها و هسته‌های آینه‌ای

در شکل‌های بالا مقدار اختلاف انرژی جداسازی نوترون و پروتون هیپرهمسته‌های آینه‌ای از هسته‌های آینه‌ای کمتر می‌باشد. همچنین در جدول زیر مقدار انرژی جداسازی باریون‌های Σ^0 , Ξ^0 و n و p در هیپرهمسته‌های ${}_{\Sigma^0\Xi^0}^AZ$ آورده شده است.

جدول ۷-۵: انرژی جداسازی هیپرهمسته‌های شامل Σ^0 و Ξ^0

${}_{YY}^AZ$	S_p	S_n	S_{Σ^0}	S_{Ξ^0}
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^7\text{Be}$	3.4511	32.1948	14.7946	4.1460
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^9\text{B}$	1.5061	27.7802	15.3819	7.3073
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{10}\text{C}$	1.0231	30.4271	16.8016	10.6831
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{13}\text{N}$	1.6345	23.1924	16.9859	11.750
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{14}\text{O}$	1.8078	25.5448	17.8941	13.1860
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{17}\text{F}$	1.7156	21.2376	18.3269	14.7576
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{17}\text{Ne}$	0.2828	23.7623	19.1551	15.5857
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{21}\text{Na}$	1.6928	20.1884	19.3788	16.8695
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{21}\text{Mg}$	0.8145	21.7127	19.9633	17.4541
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{25}\text{Al}$	1.5963	19.5404	20.2179	18.4551
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{25}\text{Si}$	1.1379	20.4049	20.6671	18.4651
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{29}\text{P}$	1.4511	17.7218	20.9039	19.7228
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{29}\text{S}$	1.3182	19.4937	21.2692	20.0881
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{33}\text{Cl}$	1.2732	18.7725	21.4776	20.7464
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{34}\text{Ar}$	2.6957	20.0711	21.7431	21.1100
${}_{\Xi^0\Sigma^0}^{37}\text{K}$	1.0724	18.5204	20.5690	21.6002

در شکل زیر نمودار انرژی جداسازی چند هیپرهسته سنگین نشان داده شده است.



شکل ۷-۱۳: انرژی جداسازی پروتون، نوترون، سیگما و کسی در هیپرهسته

همانطور که در شکل مشاهده می‌شود میزان انرژی جداسازی پروتون به علت نیروی دافعه کولنی کمتر از بقیه هیپرون‌ها می‌باشد.

نتیجه‌گیری

در فصل ۴ ما ابتدا ویژه مقدار انرژی هیپرون‌ها، مقدار میانگین انرژی برهم‌کنش اسپین-اسپین، اسپین-ایزواسپین و ایزواسپین-ایزواسپین و مقدار میانگین هامیلتونی برهم‌کنش فوق ریز هیپرون‌ها را محاسبه نموده‌ایم و سپس با استفاده از تحلیل برهم‌کنش فوق ریز و روش وردش، جرم هیپرون‌ها را به‌دست آورده‌ایم و نتایج به‌دست آمده برای جرم هیپرون‌ها را با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم.

در فصل ۵، در بخش ۲-۵ و ۳-۵ به ترتیب انرژی بستگی غیرنسبیتی و نسبیتی حالت پایه هیپرون لاندای موجود در هیپر هسته را محاسبه نموده‌ایم و نتایج به‌دست آمده از دو بخش را در جداول (۱-۵) و (۳-۵) با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم. همچنین در بخش ۳ نتایج مربوط به هیپر هسته Ξ را در جدول ۲-۵ آورده شده است. در بخش ۴-۵ انرژی بستگی ذره لاندای در حالت‌های برانگیخته $1g_{9/2}$ و $1g_{7/2}$ ، $1f_{5/2}$ ، $1f_{7/2}$ ، $1d_{5/2}$ ، $1d_{3/2}$ ، $1p_{3/2}$ ، $1p_{1/2}$ ، $^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$ ، $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ و $^{138}_{\Lambda}\text{Ba}$ ، $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ ، $^{51}_{\Lambda}\text{V}$ محاسبه شده است و سپس نتایج انرژی ترازهای شکافته شده و غیر شکافت با استفاده از پتانسیل مرکزی و پتانسیل اسپین-مدار به ترتیب در جداول (۳-۵) و (۴-۵) آورده شده است.

در فصل ۶ در بخش ۲-۶ با استفاده از معادله حرکت نسبیتی و چاه پتانسیل مربعی، معادله ویژه مقدار انرژی هیپرون لاندای در هیپر هسته و رابطه تقریبی انرژی بستگی هیپرون لاندای به‌دست آورده شده است و نتایج عددی با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته است و در بخش ۳-۶ نیز رابطه انرژی عدم تقارن هیپر هسته محاسبه شده است.

در فصل ۷ بخش ۲-۷ زنجیره واپاشی بتازایی هیپر هسته‌های زوج-زوج، فرد-فرد و زوج-فرد مربوط به هیپر هسته‌هایی با یک هیپرون لاندای، یک هیپرون کسی و هیپر هسته‌های شامل دو هیپرون لاندای را به‌دست آورده‌ایم. همچنین در بخش ۲-۷ جرم هیپر هسته‌های تک لاندای و هیپر هسته‌های با دو

هیپرون لاندای محاسبه شده است و نتایج را با داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار داده‌ایم. در بخش ۳-۷ میزان انرژی بستگی اضافی هیپرهسته دو لاندایی نسبت به تک لاندایی محاسبه شده و با مقادیر تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است و نمودار میزان تفاوت مقدار انرژی بستگی هسته با وجود ذره هیپرون Ξ^0 و بدون آن نشان داده شده است. همچنین انرژی جداسازی پروتون و نوترون، هیپرون لاندای موجود در تعدادی هیپرهسته‌های آینه‌ای شامل دو هیپرون لاندای به‌دست آورده شده و نمودار میزان اختلاف انرژی جداسازی پروتون، نوترون و هیپرون لاندای از هسته‌های آینه‌ای و هیپرهسته‌های آینه‌ای رسم شده است و سپس انرژی جداسازی Ξ^0 و Σ^0 در هیپرهسته‌های شامل دو هیپرون Ξ^0 و Σ^0 به‌دست آورده شده است.

واژه نامه فارسی به انگلیسی

.....الف	
Isospin.....	ایزواسپین
Binding energy.....	انرژی بستگی
Spinor	اسپینور
Electroweak.....	الکتروضعیف
.....ب	
Strange baryon.....	باریون شگفت
Normalization.....	بهنجارش
Fitting.....	برازش
Weak interaction.....	برهم کنش ضعیف
.....پ	
proton.....	پروتون
.....ث	
Strong coupling constant	ثابت جفت شدگی قوی
.....ج	
coupling	جفت شدگی
.....چ	
Density.....	چگالی
.....ح	
Excited state.....	حالت برانگیخته
Ground state.....	حالت پایه
Substitution state	حالت جانشینی
Unsubstitution state	حالت غیرجانشینی
Bound state.....	حالت مقید
.....ز	
Mass Chains.....	زنجیره جرمی

.....	س
Scattering of cross section	سطح مقطع پراکندگی
Kinematics	سینماتیک
.....	ع
Antisymmetric.....	عدم تقارن
.....	غ
Nonmesonic	غیر مزونیک
.....	گ
centrifugal	گریز از مرکز
Magnetic	گشتاور مغناطیسی
.....	م
Cluster model	مدل کلاستر
Mesonic	مزونیک
.....	ن
Neutron	نوترون
Nucleon	نوکلئون
Spin-orbit force.....	نیروی اسپین - مدار
Coulomb force.....	نیروی کولنی
.....	ه
Nucleus.....	هسته
Hypernucleus.....	هیپر هسته
Hypernuclei.....	هیپر هسته ها
Light hypernuclei.....	هیپر هسته های سبک
Hyperon.....	هیپرون

واژه نامه انگلیسی به فارسی

A	عدم تقارن
Antisymmetric.....	
B	
Bound state.....	حالت مقید
C	
Centrifugal	گریز از مرکز
Cluster model	مدل کلاستر
Coulomb force.....	نیروی کولنی
Central potential	پتانسیل مرکزی
D	
Density.....	چگالی
Dimensions.....	ابعاد
E.....	
Electroweak	الکتروضعیف
Electroweak Coupling.....	جفت شدگی الکتروضعیف
Emulsion.....	امولسیون
Excited state.....	حالت برانگیخته
F.....	
Fine-structure constant	ثابت ساختار ریز
G	
Ground state.....	حالت پایه
Glue-like role	نقش چسب مانند
H	
Heavy ion collision.....	برخورد یون سنگین
Hypernucleus.....	هیپرنهسته
Hypernuclei.....	هیپرنهسته‌ها
Hyperon.....	هیپرون
I	
Isospin.....	ایزواسپین

K	
Kinematics	سینماتیک
L.....	
Lifetime.....	طول عمر
Light hypernuclei.....	هیپر هسته‌های سبک
M	
Mass Chains.....	زنجیره جرمی
Magnetic	گشتاور مغناطیسی
Mesonic	مزونیک
Mirror hypernuclei	هیپر هسته‌های آینه‌ای
N.....	
Neutron	نوترون
Non-relativistic	غیرنسبیتی
Nonmesonic	غیرمزونیک
Nucleus.....	هسته
Nucleon	نوکلئون
O	
Oblate.....	پهن شده در قطبین
Ordinary magnetic	گشتاور مغناطیسی معمولی
P	
polarization.....	پلاریزیشن
Proton.....	پروتون
Q	
Quantum field theory	نظریه میدان کوانتومی
Quark.....	کوارک
R.....	
Relativistically	نسبیتی
U.....	
Unsubstitution state	حالت غیرجانشینی
W.....	
Weak interaction	برهم‌کنش ضعیف

- [1] Rochester .G. D. and Butler .C. C. (1947), “ Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles”, **Nature.**, 4077, 160, pp 855.
- [2] Armenteros. R, Barker. K.H, Butler. C.C, Cachon. A. and Chapmann. A.H. (1951), “ Decay of V-Particles”, **Nature.**, 167,14, pp 501.
- [3] Leighton. R.B. Wanlass. S.D. and Alford. W.1. (1951), “On the Decay of Neutral V-Particles” **Phys. Rev.**, 4, 83, pp 843.
- [4] Schaffner-Bielich. J. and et al. (2000),“Dibaryons with Strangeness: Their Weak Nonleptonic Decay Using SU(3) Symmetry and How to Find Them in Relativistic Heavy-Ion Collisions”, **Phys. Rev. Lett.**, 84, 117, pp 4305.
- [5] Greiner.W., (1995), “Nuclear models”, Vol 1, springer, UK.1, pp 21S3.
- [6] Parreño. A, Ramos, A. and . Bennhold. C. (1997), “Nonmesonic Weak Decay Spectra of Light Hypernuclei”, **Phys. Rev. C.**, 1, 56, pp 339.
- [7] Danysz .M. and Pniewski. J. (1953), “The first observation of a neutron rich hypernucleus”, **philos.mag.**, 33, 44, pp 348.
- [8] Danysz .M. and Pniewski. J. (1953), “Delayed Disintegration of a Heavy Fragment Emitted in Nuclear Explosion”, **Acad. Pol. Sci.**, 1, 42, pp 348.
- [9] Gerasyuta. S.M. and Matskevich. E.E. (2015), “Twelve-quark hypernuclei with A=4 in relativistic quark-gluon model”, **Int.J.Mod.Phys. A.**, 25, 30, pp 1550157.
- [10] Takahashi. H. et al.(2001), “Observation of a $_{\Lambda}$ He Double Hypernucleus”, **PRL.**, 11, 87, pp 212502.
- [11] Waseem Ahmed. M., (1999), “STUDY OF THE f B HYPERNUCLEAR SYSTEM WITH THE $12C_{\Lambda}$ B REACTION” , Phys. depart. Houston university.
- [12] Hashimoto. O. and Tamura. H., (2006), “Spectroscopy of Λ hypernuclei”, **Prog. Part. Nucl. Phys.**, 2, 57, pp 564.
- [13] Barbero C. and Mariano. A. (2008), “Shell model formalism for all hypernuclei types: A guide to solving the nonmesonic weak decay puzzle”, **Phys. Rev. C.**, 4, 78, pp 044324.
- [14] Yamamoto.Y, Bando. H and Ofka, J. Z., (1988), “ On the A-Hypernuclear Single Particle Energies”, **Prog. Theor. Phys.**, 5, 80, pp 757.

- [15] Hiyama. E, Kamimura.M, Miyazaki K., and Motoba T., (1999), “ γ transitions in $A=7$ hypernuclei and a possible derivation of hypernuclear size ”, **PRC.**, 59, pp 2351.
- [16] Botta. E, (2012), “Strangeness nuclear physics: A critical review on selected topics”,
Epja, 1, 78, pp 148.
- [17] Schumacher.R,(2006),“Polarization of Hyperons in Elementary Photoproduction”,
arXiv:nucl-ex/0611035v2.
- [18] Keisuke, T, Tetsuo. N, Toru. S, Hisao. O.,(1993),“ Relativistic effects on electron scattering of the deuteron”., 3, 536, pp 597.
- [19] Brueckner.W, et al., (1978), “Spectroscopy of hypernuclei experiment”, **PLB**, 14, 79, pp 157.
- [20] Hotchi.H and et al., (2001),“Spectroscopy of medium-heavy Λ hypernuclei”,
Phys.Rev.C.,4, 64, pp 044302.
- [21] Goyal. D. P., (1966), “Determination of the Λ -nuclear potential well depth”, **Nucl Phys**,3, 83, pp 639.
- [22] Shoeb. M, (2009),“ Stability of the s- and p-shell α cluster hypernuclei with strangeness $S = -2$ to -4 ”, **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys**, 4, 36, pp 300.
- [23] Duloki Randeniya. S., (2007), “A RE-ANALYSIS OF THE REPORTED OBSERVATION OF THE AaH HYPERNUCLEUS”, Phys. depart. Houston university.
- [24] Samanta.C., (2010), “Lambda hyperonic effect on the normal drip lines”, **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**,6,35, pp 37 075104.
- [25] Bydzovsky. P, Gal. A, Mares. J., (2007), “Topics in Strangeness Nuclear Physics”, Vol. 724 Springer, pp 54.
- [26] Minato. F, (2009), “Fission of heavy Lambda hypernuclei with the Skyrme-Hartree”, arXiv:0909.0868v1.
- [27] Hagino. K, (2013), “Structure of hypernuclei in relativistic approaches”, **Nuclear Physics A**, 25, 914, pp 151.
- [28] Tanaka.Y., (1989)., “ $Y=\Lambda, \Sigma$ and Ξ - Progress of Theoretical Physics”, **Progress of Theoretical Physics**, 1, 82, pp 96.
- [29] Juricet, M, et al. (1973), “Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei”,**Nucl. Phys. B**, 52, 1, pp 166.

- [30] Eilenberger. G., (1967), “Determination of κ_1 and κ_2 for Type-II Superconductors with Arbitrary Impurity Concentration ”, **Phys. Rev.** 153, pp 584.
- [31] Seva. T., (2009), “Experimental Study of Hypernuclei Electroproduction by High Precision Spectroscopy”, Phys. depart. Zagreb university.
- [32] Cohen. J., (1989). “Electromagnetic production of hypernuclei”, **Int. J. Mod. Phys. A**, 04, 1, pp 355.
- [33] Lea. R., (2013), “Hypernuclei production in Pb–Pb collisions”, **Nucl. Phys. A**, 1, 914, pp 415.
- [34] Bonomi.G, (2011), “Hypernuclei Production by K-at rest”, arXiv:1109.3549v1.
- [35] Danysz. M, et. al, (1963), “The identification of a double hyperfragment”, **Nuclear Physics**, 1, 49, pp 121.
- [36] Yamazaki.T, (1992), “Double-lambda compound nucleus and the formation of double hypernuclei”, **Czechoslovak Journal of Physics**, 11, 42, pp 1137.
- [37] BANDŌ. H. et al, (1990), “Production, Structure And Decay of Hypernuclei”, **Int. J. Mod. Phys. A**. 21, 05, pp 4021.
- [38] Krmpotic. F, Tadic. D, (2003), “Nuclear structure in nonmesonic weak decay of hypernuclei”, **Braz. J. Phys.**, 2, 33, pp 315.
- [39] Motoba, T, (1992), “Mesonic Weak Decays of Light Hypernuclei”, **Few-Body Systems**, 1, 5, pp 386.
- [40] Kishimoto.T, (1994) “Experimental Particle Physics Literature”, **Nuclear Physics A**, 1, 577, pp 263.
- [41] Agnello. M, (2011), “Neutron–proton coincidences from Non-Mesonic Weak Decay of p-shell Λ -hypernuclei and determination of the two-nucleon induced process”, **Phys. Lett. B**, 5,701, pp 556.
- [42] Haidenbauer. J, Holinde. K, Kilian. K and Sefzick. T, (1995), “Weak Strangeness Production in Nucleon-Nucleon Scattering”, **Phys. Rev. C**, 1, 52, pp 3496.
- [43] Bauer. E and Garbarino. G, (2011), “Microscopic Approach to Nucleon Spectra in Hypernuclear”, arXiv:1103.2277v1.
- [44] Park. H, et al., (2000), “Lifetime measurements of medium heavy Lambda hypernuclei”, **Phys. Rev. C**, 1, 61, pp 054004.
- [45] Grace. R, et al., (1985), “Weak decays and polarization of Lambda hypernuclei”, **Phys. Rev. Lett.** 55, pp 1055.

- [46] Breit, G, Condon, E. U. and Present R. D., (1936), “Theory of Scattering of Protons by Protons”, **Phys. Rev.**, 1, 50, pp 825.
- [47] Povh. B, et.al, (2000), “particles and nuclei”, Vol. 1, University Press, UK. 1, pp.391.
- [48] Walker. E., (1968), PhD. thesis, “A STUDY OF THE NON-MESIC DECAY OF HEAVY HYPERNUCLEI”, Phys. depart. Wyoming university.
- [49] Parreno. A and Ramos. A., (1995), “Short range correlations in the weak decay of Λ hypernuclei” ,**Phys. Rev C**, 51, 5, pp 339.
- [50] Bernstein. A. M., (2002), “ $\Lambda^{13}\text{C}$ hypernucleus studied with the $^{13}\text{C}(K, \pi\text{-}\gamma)$ reaction” ,**Phys. Rev C**, 51, 65, pp 034607.
- [51] Akikawa. H. et al., (2002), “Gamma Spectroscopy in Λ Hypernuclei”, **PRL**, 88, pp 082501.
- [52] Morpurgo. G., (1952), “Excited Nucleons and Hadronic Structure”, **Nuovo Cimento.**, 1, 9, pp 461.
- [53] Ferraris, M., Giannini. M. M., and et al., (1995)., “A three-body force model for the baryon spectrum”, **Phys. Lett. B**.4, 364, pp 231.
- [54] Gianninia. M. M, Santopinto. E and Vassallo. A., (2001), “Baryon spectroscopy in a three-quark model”, **Prog. Part. Nucl. Phys.**, 1, 50, pp 263.
- [55] Gianninia. M. M, Santopinto. E and Vassallo. A, (2001), “Electroproduction of nucleon resonances”, *Eur. Phys. J. A.*, 1, 12, pp 447.
- [56] Capstick. S and Isgur. N, (1986), “Baryons in a relativized quark model with chromodynamic”, **Phys. Rev. D.**, 9, 34, pp 347.
- [57] Olive. K. A. and et al., (2014), “Particle Data Group”, **Chin. Phys. C**. 38, 090001.
- [58] Thakkar.T, Majethiya. A and Vinodkumar P. C., (2011), “p-wave lambda-hyperon binding energies of medium heavyHypernuclei”, **Nucl. Phys.**, 1, 56, pp 750.
- [59] Boumali. A, Chetouani. L, Hassanabadi. H, (2011), “Two-dimensional Duffin–Kemmer–Petiau oscillator under an external magnetic field”, *Can. J. Phys.*, 1, 91, pp 1.
- [60] Catala. J. and et al., (1969), Proceedings of the international conference on hypernuclear physics.1, 2, pp 758.
- [61] Bechdolff. A and et al. (1968), “Two-dimensional Duffin–Kemmer–Petiau oscillator under an external magnetic field”, **Phys. Lett B**, 1, 26, pp 174.
- [62] Guleria. N., Dhiman. S. K., Shyam R., (2012), “Hartree-Fock Calculations of ^{16}O and ^{40}Ca Nuclei Using Fish-Bone”, **Nuclear Physics A.**, 1, 886, pp 71.

- [63] Batsouli. S., (2001), “Study of Light Hypemuclei Production in 11.5 A GeV/c Au-Pb Heavy Ion Collisions”, Phys. depart. Yale university.
- [64] Hagino, K. and et al., (2007), “Structure of hypernuclei in relativistic approaches”, arXiv:1410.7531.
- [65] Rappold. C, Kim. E., Nakajima. D., et al., (2013). “Hypernuclear spectroscopy of products from Li-6 projectiles”, **Nucl. Phys. A**, 170, 913, pp 1.
- [66] Pniewski. J., (1971), “Hypernuclei and hypernuclear spectroscopy”, **Acta Phys. Pol. B**, 20, 2 ,pp 129.
- [67] Aoki. S, (1991), “Direct Observation of Sequential Weak Decay of a Double Hypernucleus”,**Prog. Theor .Phys**, 6, 85, pp 121.
- [68] Lorente. A. S, (2011), “Production of excited double hypernuclei via Fermi breakup of excited”,**Physics Letters B**, 12, 697 pp 222.
- [69] Samanta. C and Adhikari.S., (2002). “Extension of the Bethe-Weizsäcker mass formula to light nuclei and some new shell closures”, **Phys. Rev. C**, 1, 65, pp 037301.
- [70] Lonardoni. D, Pederiva. F., (2014), “An accurate determination of the interaction between Lambda”,threearXiv 1312.3844v2.

Abstract

We calculate the Hyperon mass by using the hyperspherical coordinates and the variational approach while the Cornell hypercentral potential and hyperfine interactions are present in the Hamiltonian. The results are reported for classes of Lambda, Omega, Sigma and Xi hyperons and the consistency with the existing experimental data is acceptable.

The ground state binding energy of particle in hypernuclei is investigated by using analytical solution of nonrelativistic Schrödinger equation in the presence of a generalized Woods-Saxon-type interaction. The comparison with the experimental data is motivating and also by using analytically solution relativistic equation, we have calculated the ground states binding energy of the single cascade and lambda in hypernuclei. The derived results are compared with data experimental and the excited state binding energy of Λ -particle in hypernuclei is investigated by using analytical solution of relativistic equation in the presence of Woods–Saxon-type interaction.

We obtained the approximate formula for binding energy of lambda at large values of the mass number shows a remarkable similarity with the non-relativistic one for large A and by using Dirac equation which describes the spin $1/2$ particles, we calculated the density of states, the Fermi energy, the average energy, the density of states of nucleons and hyperons and then asymmetry energy of hypernuclei is obtained.

By using generalized semi-empirical mass formula, decay chains of light hypernuclei for odd- A and even- A are calculated and the unstable hypernuclei of mass chains are presented. The separation energy per baryon of the mirror hypernuclei is obtained.

Keywords: Hypernuclei, Hyperon, Light mirror hypernuclei, The ground and the excited states binding energy, Mass chains, Separation energy, Asymmetry energy of hypernuclei.



Shahrood University of Technology

Faculty of Physics Sciences

Systematic study of light hypernuclei

Aida Armat

Supervisor :

Dr Hassan Hassanabadi

Date: Bahman 1395