مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۲، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۱

بررسي اثرات برهم‌كنش $\bar{K}N-\pi\Sigma$، در سيستم $K^{-}pp$ با استفاده از روش فديف

جعفر اسماعيلي[۱و۲و۳] سيد ظفراله كلانتري[۱]، شووجي مائدا[۴]، يشينُري آكائيشي[۲و۵] و تُشيماتسو يامازاكي[۲و۶]

۱. دانشكده فيزيك، دانشگاه صنعتي اصفهان، اصفهان ۸۴۱۵۶۸۳۱۱۱
۲. آزمايشگاه پيشرفته علم مزون، مركز نيشينا، موسسه تحقيقاتي ريكن، توكيو ۰۱۹۸-۳۵۱، ژاپن
۳. گروه فيزيك، دانشكدهٔ علوم پايه، دانشگاه شهركرد، شهركرد
۴. دانشكده فيزيك، دانشگاه هكايد، ساپر، ژاپن
۵. كالج علوم و تكنولوژي، دانشگاه نيهون، چيبا ۸۵۰۱-۲۷۴، ژاپن
۶. دانشكده فيزيك، دانشگاه توكيو، توكيو ۰۰۳۳-۱۱۳، ژاپن
پست الكترونيكي: jesmaili@ph.iut.ac.ir

(دريافت مقاله: ۱۳۹۰/۱۰/۲۰ ؛ پذيرش: ۱۳۹۱/۴/۳)

چكيده

براساس رهيافت فديف- ياكبوسكي و رهيافت AGS (آلت-گرسبرگر-سندآس)، محاسبات سه جسمي در كانال‌هاي جفت‌شده را براي حالت شبه‌مقيد سبك‌ترين سيستم كائوني $\bar{K}(NN)_{I=1}(I=\frac{1}{2})$ با تكانهٔ زاويه‌اي كل و پاريتهٔ $J^{\pi}=0^{-}$ و تكانهٔ زاويه‌اي مداري و اسپين كل $S=L=0$ در سيستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ در فضاي تكانه انجام داده‌ايم، و وابستگي انرژي اين سيستم سه جسمي را به برهم‌كنش دو جسمي $\bar{K}N-\pi\Sigma$ بررسي كرده‌ايم.

واژه‌هاي كليدي: $\Lambda(1405)$، هسته‌هاي كائوني، حالت‌هاي هسته‌اي كائوني بسيار مقيد، $K^{-}pp$ و كاپور- پيرلز

۱. مقدمه

اخیراً مطالعهٔ سیستم‌های شبه مقیدی از مزون‌ها و باریون‌های حاوی شگفتی که برهم‌کنش قوی بین آنها حاکم است، مورد توجه قرار گرفته است. یکی از ساده‌ترین سیستم‌های شبه‌مقید مزون- باریون، حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$ است که به صورت یک حالت شبه‌مقید $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=0$ در نظر گرفته می‌شود. جاذبه قوی در سیستم $\bar{K}N$ به ایدهٔ حالت‌های بسیار مقید کائونی در هسته‌های سبک منجر می‌گردد. این جاذبه منجر به انرژی بستگی سیستم شبه‌مقید کائون- پروتون در حدود ۳۰ MeV، با پهن‌شدگی در حدود ۵۰ MeV می‌شود که در جدول داده‌های ذرات[1] [۱] گزارش شده است. هرچند که اختلاف نظرهای بسیار متفاوتی در مورد ماهیت، انرژی و پهن‌شدگی این حالت تشدیدی وجود دارد [۲ و ۳، و مراجع آنها]، اما مقایسهٔ مقدار انرژی سیستم فوق با انرژی بستگی نوکلئون‌ها در هستهٔ دوترون حدود ۲/۲ MeV~ بر جذابیت موضوع می‌افزاید.

در اواخر قرن بیستم بزرگ‌ترین مسئله در زمینه هسته‌های کائونی، معمای پادکائونیک هیدروژن بود که داده‌های مربوط به جابه‌جایی و پهنای تراز 1 s در اتم هیدروژن کائونی، با داده‌های پراکندگی $\bar{K}N$، و وجود حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$ در زیر

۱. Particle data group

آستانه $\bar{K}N$ ناسازگار بود. مشکل این ناسازگاری با آزمایش KpX در آزمایشگاه KEK حل شد [۴]. نتایج آزمایش KpX نشان می‌داد که $\Lambda(۱۴۰۵)$ را می‌توان به صورت یک حالت مقید سیستم K^-p تلقی کرد. با توجه به نتایج آزمایش فوق‌الذکر و شواهد تجربی دیگر [۵]، یامازاکی[۱] و آکائیشی[۲]، $\Lambda(۱۴۰۵)$ را به صورت یک حالت مقید $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=۰$ فرض نمودند و برهم‌کنش $\bar{K}N$ را با استفاده از یک دسته پتانسیل پدیده‌شناختی برای کانال‌های برهم‌کنش به نحوی ساختند که، جرم و پهنای $\Lambda(۱۴۰۵)$ و دیگر داده‌های پراکندگی $\bar{K}N$ در انرژی‌های پایین از نظریه حاصل شوند. در مدل پدیده‌شناختی آنها، برهم‌کنش پایه $\bar{K}N$ به‌نحوی ساخته شد که بتواند ۱- طول‌های پراکندگی $\bar{K}N$ در حالت‌های ایزواسپینی $I=۰$ و $I=۱$، ۲- جابه‌جایی تراز اتمی K^-p و ۳- انرژی و پهنای حالت تشدیدی $\Lambda(۱۴۰۵)$ را بازتولید کند. این برهم‌کنش پدیده‌شناختی [۶ و ۷] با برهم‌کنش‌هایی که قبلاً از نظریه‌های اختلالی کایرال[۳] به‌دست آمده [۸]، در توافق خوبی می‌باشد، اما با برهم‌کنش‌هایی که اخیراً از مدل کایرال SU(۳) مستخرج شده [۹ و ۱۰]، ناسازگار است [۲ و ۳، و مراجع آنها]. در برهم‌کنش پدیده‌شناختی یامازاکی و آکائیشی، برهم‌کنش‌های $\bar{K}N$ در هر دو حالت ایزواسپینی $I=۰\,,\,۱$ به صورت جاذب در نظر گرفته شده‌اند، اما حالت ایزواسپینی $I=۰$ برهم‌کنش در مقایسه با حالت ایزواسپینی $I=۱$ بسیار جاذب‌تر است، و به همین دلیل در این سیستم‌ها جاذبهٔ قوی برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=۰$ نقش اساسی را در ساختار و شکل‌گیری سیستم‌های مقید کائونی بازی می‌کند. یامازاکی و آکائیشی نشان دادند که، با شروع از حالت تشدیدی $\Lambda(۱۴۰۵)$، رژیم بستگی قوی‌ای حاصل می‌گردد که به پیش بینی حالت‌های بسیار مقید در هسته‌های سبک و نهایتاً به چگالش کائونی[۴] در ماده منجر می‌گردد [۶ و ۷].

هرچه تعداد زوج برهم‌کنش‌های $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=۰$ در یک سیستم هسته‌ای کائونی بیشتر باشد، چنین سیستمی می‌تواند به یک حالت هسته‌ای مقیدتر و با پهنایی کمتر منجر شود. در مقایسهٔ سیستم K^-pp با سیستم کائونی K^-pn، با وجود این‌که برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها در سیستم K^-pn در حالت ایزواسپینی $I=۰$ رخ می‌دهد، ولی نسبت تعداد زوج- برهم‌کنش‌های $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=۰$ به زوج- برهم‌کنش‌ها در حالت $I=۱$، در K^-pn به‌صورت نسبت ۱ به ۳ است، در حالی که این نسبت در K^-pp به صورت ۳ به ۱ است. به‌همین جهت جستجو برای پیدا کردن حالت‌های مقید کائونی، بررسی سبک‌ترین سیستم هسته‌ای کائونی (K^-pp) را در دستور کار فیزیک‌پیشگان هسته‌های کائونی قرار داده است. از آنجا که حالت مقیدی را برای سیستم دو نوکلئونی pp در طبیعت نداریم، پس انتظار تشکیل مستقیم K^-pp از طریق قرار گرفتن K^- در کنار pp غیر ممکن است، ولی می‌توان چنین سیستمی را از طریق اندرکنش‌های مختلف $d(K^-,\pi^-)$، $^3He(K^-,n)$ و $p+p\to K^-pp+K^+$ [۶ و ۷] به‌وجود آورد.

پس از مطالعات و بررسی‌های یامازاکی و آکائیشی در سال ۲۰۰۲، سیستم کائونی K^-pp با پتانسیل‌های کائون- نوکلئون پدیده‌شناختی و مدل دینامیکی کایرال $SU(۳)$ متفاوت، و با استفاده از روش‌های محاسباتی مختلف مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. مقادیر انرژی بستگی و پهنای حالت شبه‌مقید K^-pp با استفاده از مدل‌های نظری مختلف در جدول ۱ گزارش داده شده‌اند [۱۱-۱۶]، همچنین محاسبات انجام شده با استفاده از روش فدیف[۵] [۱۱-۱۴] پیش بینی یامازاکی و آکائیشی مبنی بر امکان وجود حالت‌های بسیار مقید در سیستم K^-pp را تائید می‌کنند. اما محاسبات فدیف در کانال‌های جفت‌شده برای دو دسته پتانسیل کائون- نوکلئون مختلف، پتانسیل پدیده شناختی [۱۱ و ۱۲] و مدل دینامیکی کایرال $SU(۳)$ [۱۳ و ۱۴]، نتایج نسبتاً متفاوتی برای انرژی بستگی و پهنای K^-pp پیش‌بینی می‌کنند، که یکی حالت K^-pp را نسبتاً پهن [۱۱ و ۱۲] و دیگری نسبتاً باریک [۱۳ و ۱۴] نتیجه می‌دهد. با این حال، تاکنون نتایج نظریه محاسبه شده با استفاده

۱. Yamazaki

۲. Akaishi

۳. Chiral

۴. Kaon condensation

۵. Faddeev

جدول ۱. مقادیر نظری انرژی‌های بستگی و پهناها برای سیستم K^-pp.

Γ[MeV]	B[MeV]	ویژگی اساسی	روش محاسبه	
۱۰۰	۷۰-۵۰	کانال‌های جفت‌شده	فدیف	شووچنکو[۱] و همکاران [۱۱ و ۱۲]
۷۴	۷۹	کانال‌های جفت‌شده	فدیف	ساتو[۲] و ایکدا[۳] [۱۳]
۵۰	۴۷	قیدهای مدل کایرال	فدیف	ساتو و ایکدا [۱۴]
۶۰	۴۸	پدیده‌شناختی	وردش	یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷]
۷۰-۴۰	۱۹	دامنه‌های مدل کایرال	وردش	دِتِه و وایزِ[۴] [۱۵]
۱۰۰	۴۰-۲۰	دامنه‌های مدل کایرال	وردش	دِتِه، هییدِوَ[۵] و وایزِ [۱۶]

از مدل‌های برهم‌کنشی مختلف، به نتایج تجربی به‌دست آمده برای انرژی بستگی و پهنای K^-pp همگرا نشده‌اند.

شواهد تجربی‌ایی برای حالت مقید K^-pp در جذب K^- متوقف شده بر روی هسته‌های هدف مختلف در آزمایش FINUDA، به‌دست آمده است [۱۷]. اندازه‌گیری‌های FINUDA با توقف K^- بر روی $^{۶,۷}Li$ و ^{۱۲}C، خوشه هسته‌های K^-pp را با انرژی بستگی $B_{K^-pp}=۱۱۵^{+۶}_{-۵}(stat)^{+۳}_{-۴}(syst)$ MeV و پهنای $\Gamma=۶۷^{+۱۴}_{-۱۱}(stat)^{+۲}_{-۳}(syst)$ MeV نتیجه داده است [۱۷]. همچنین اخیراً، آنالیز داده‌های آزمایش DISTO برای برهم‌کنش $p+p\rightarrow K^-pp+K^+$ در تکانه‌های ۲٫۸۵ GeV، انرژی و پهنای حالت K^-pp را به‌ترتیب $B_{K^-pp}=۱۰۳\pm۳\ (stat)\pm۵\ (syst)$ MeV و $\Gamma=۱۱۸\pm۸\ (stat)\pm۱۰\ (syst)$ MeV به‌دست داده [۱۸]، که مقادیر تجربی فوق‌الذکر برای سیستم K^-pp اختلاف زیادی با مقادیر نظری محاسبه شده در جدول ۱ دارند.

برای مطالعه سیستم‌های اگزوتیک سه جسمی، حل معادلات جفت‌شده فدیف که دینامیک سیستم‌های چند جسمی را به صورت دقیقی توصیف می‌کنند، پیشنهاد می‌شود [۱۹]. در این مقاله سعی می‌کنیم با استفاده از یک مدل پدیده‌شناختی وابستگی حالت‌های مقید کائونی در هسته‌های سبک را به جرم و پهنای $\Lambda(۱۴۰۵)$ با استفاده از روش فدیف مورد بررسی و مطالعه قرار دهیم. بدین منظور با استفاده از رهیافت‌های غیر نسبیتی فدیف- یاکبَوسکی[۶] [۲۰] و AGS[۷] [۲۱] در فضای تکانه، سبک‌ترین سیستم کائونی $\bar{K}(NN)_{I=۱}(I=\frac{۱}{۲})$ با تکانهٔ زاویه‌ای کل و پاریتهٔ $J^\pi=۰^-$ و تکانهٔ زاویه‌ای مداری و اسپین کل $S=L=۰$ را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در بخش بعدی این مقاله به‌طور مختصری به معرفی رهیافت فدیف- یاکبَوسکی استفاده شده در محاسبات‌مان می‌پردازیم. سپس در بخش‌های سوم و چهارم، پتانسیل‌های برهم‌کنشی کائون- نوکلئون و نوکلئون- نوکلئون را معرفی می‌کنیم، و در بخش پنجم نتایج حاصل از این کار را ارائه خواهیم کرد.

۲. فرمول‌بندي رهيافت فديف- ياكبوسكي

رهیافت فدیف- یاکبَوسکی، تکنیکی برای تبدیل معادلهٔ شرودینگر به معادلات انتگرالی است که، اولین بار فدیف آن را برای سیستم‌های سه ذره‌ای به کار بست و یاکبَوسکی آن را برای سیستم‌های چند ذره‌ای تعمیم داد [۲۰].

هامیلتونی یک سیستم سه ذره‌ای $\bar{K}NN$ را می‌توان به صورت زیر در نظر گرفت

$$H=K_{\text{int}}+V_{NN}+V_{\bar{K}N}+V_{\bar{K}N}, \qquad (۱)$$

که در هامیلتونی فوق، انرژی جنبشی مرکز جرم سیستم را کنار

۱. Schevchenko

۲. Sato

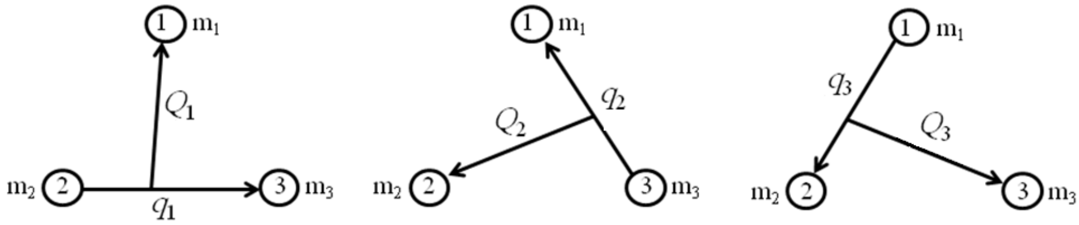
۳. Ikeda

۴. Weise

۵. Hyodo

۶. Faddeev-Yacubovsky

۷. Alt-Grassberger-Sandhas



شکل ۱. مختصات ژاکوبی برای یک سیستم ۳ ذره‌ای ۱، ۲ و ۳. برای مثال $\vec{q}_1$ مختصه ژاکوبی تکانهٔ نسبی ذرات ۲ و ۳، و $\vec{Q}_1$ مختصهٔ ژاکوبی تکانهٔ نسبی ذرات (۳+۲) و ۱ می‌باشند.

گذاشته‌ایم، و $K_{\rm int}$ انرژی جنبشی سیستم سه ذره‌ای در دستگاه مختصات مرکز جرم است، و V_{NN} و $V_{\bar{K}N}$ به‌ترتیب برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون و کائون- نوکلئون را توصیف می‌کنند.

هامیلتونی فوق، معادلهٔ شرودینگر زیر را ارضاء می‌کند

$$(z-K_{\rm int})\psi=(V_{NN}+V_{\bar{K}N}+V_{\bar{K}N})\psi\,, \qquad (۲)$$

که در آن ψ و z به‌ترتیب تابع موج و انرژی سیستم سه ذره‌ای است.

برای حل معادلهٔ شرودینگر در فضای تکانه، از مختصه‌های ژاکوبی زیر استفاده می‌کنیم

$$\vec{q}_i=\frac{m_j\vec{p}_k-m_k\vec{p}_j}{m_j+m_k},$$

$$\vec{Q}_i=\frac{(m_j+m_k)\vec{p}_i-m_i(\vec{p}_j+\vec{p}_k)}{m_1+m_2+m_3} \quad \text{دوره‌ای } (i,j,k) \text{ برای} \qquad (۳)$$

این مختصه‌ها برای سه کانال فدیف یک سیستم سه ذره‌ای، در شکل ۱ نشان داده شده‌اند. $\vec{p}_i$ و m_i، به‌ترتیب تکانه و جرم ذرهٔ iام، $\vec{q}_i$ و $\vec{Q}_i$ به‌ترتیب مختصه‌های ژاکوبی تکانهٔ نسبی ذرات j و k، و ذرات $(j+k)$ و i می‌باشند. در صورت نیاز می‌توان با توجه به معادلهٔ (۳)، مختصه‌های $\vec{q}_i$ و $\vec{Q}_i$ را برحسب مختصه‌های $\vec{q}_j$ و $\vec{Q}_j$ به‌صورت زیر بسط داد

$$\vec{q}_i=\alpha_{ij}\vec{q}_j+\beta_{ij}\vec{Q}_j,$$
$$\vec{Q}_i=\eta_{ij}\vec{q}_j+\gamma_{ij}\vec{Q}_j, \qquad (۴)$$

که α، β، η و γ ماتریس‌های ۳×۳ تبدیل مختصه‌های ژاکوبی به یکدیگرند. در رهیافت فدیف، تابع موج شرودینگر غیر نسبیتی سیستم سه ذره‌ای (ψ)، به صورت جمع سه مولفهٔ تابعی فدیف تعریف می‌شود

$$\psi=\psi^{(12)}+\psi^{(23)}+\psi^{(31)}=\psi^{(3)}+\psi^{(1)}+\psi^{(2)}\,. \qquad (۵)$$

لازم به ذکر است که فقط تابع موج ψ معادله شرودینگر (۱) را ارضاء می‌نماید. هر یک از مولفه‌های تابعی فدیف به صورت

$$\psi^{(ij)}=G_0(z)T_{ij}(z)\{\psi^{(jk)}+\psi^{(ki)}\} \quad \text{دوره‌ای } (i,j,k) \text{ برای} \qquad (۶)$$

تعریف می‌شوند. تمامی شرایط مرزی در معادلات تابع موج فوق‌الذکر لحاظ شده‌اند. در مولفه‌های تابعی فدیف، T_{ij}ها $T-$ماتریس‌های دو جسمی در سیستم سه جسمی‌اند که برحسب پتانسیل‌های دو ذره‌ای و تابع گرین آزاد داده می‌شوند

$$T_{ij}(z)=V_{ij}+V_{ij}G_0(z)T_{ij}(z), \qquad (۷)$$

که در معادلات (۶) و (۷)، z انرژی کل سیستم ۳ ذره‌ای است، و $G_0(z)$ تابع گرین آزاد سیستم، به صورت زیر می‌باشد

$$G_0(z)=\frac{1}{z-K_{\rm int}+i\varepsilon}. \qquad (۸)$$

انرژی جنبشی سیستم سه ذره‌ای، $K_{\rm int}$، را می‌توان بسته به وابستگی تابع موج به تکانه‌های نسبی ذرات، برحسب هر کدام از مختصه‌های ژاکوبی شکل ۱ بیان نمود

$$K_{\rm int}=\frac{\hbar^2}{2\mu_{j,k}}q_i^2+\frac{\hbar^2}{2\mu_{jk,i}}Q_i^2, \qquad (۹)$$

که در آن $\mu_{j,k}=\dfrac{m_jm_k}{m_j+m_k}$، جرم کاهش‌یافته سیستم دو ذره‌ای j و k و $\mu_{jk,i}=\dfrac{(m_j+m_k)m_i}{m_1+m_2+m_3}$، جرم کاهش‌یافته سیستم دو ذره‌ای $(j+k)$ و i می‌باشد.

برای حل معادله شرودینگر سیستم کائونی $\bar{K}(NN)_{I=1}(I=\frac{1}{2})$ با تکانهٔ زاویه‌ای کل و پاریتهٔ $J^\pi=0^-$، و تکانهٔ زاویه‌ای مداری و اسپین کل $S=L=0$، به‌دلیل

جفت‌شدگی کانال‌های $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ در سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$، سه کانال ذره‌ای $(\bar{K},N,N)$، (π,Σ,N) و (π,N,Σ) (اندیس‌های ذره‌ای) را در معادلات مربوط به محاسبات فدیف منظور می‌نماییم. احتساب کانال‌های ذره‌ای مذکور منجر به تغییر در نمایش T- ماتریس‌ها $T_{ij} \to T_{ij}^{\alpha\beta}$ و تابع گرین آزاد $G_0 \to G_0^{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} G_0^{\alpha}$ می‌شود، که در آن، α و β اندیس‌های ذره‌ای و i و j اندیس‌های فدیف‌اند. در نهایت تکانهٔ زاویه‌ای کل سیستم و اسپین ذرات در مولفه‌های تابعی فدیف جهت انجام محاسبات منظور می‌شوند.

از آنجا که هدف اصلی این مقاله بررسی وابستگی و نقش جرم و پهنای حالت تشدیدی $\Lambda(1405)$ در تعیین انرژی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ می‌باشد، برای سادگی و کاستن حجم محاسبات از احتساب برهم‌کنش $\Sigma N-\Sigma N$، به‌خاطر اینکه نسبت به دیگر برهم‌کنش‌های سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ ضعیف‌تر است، و گذار ناکشسان $\bar{K}N-\pi\Lambda$ در حالت ایزواسپین $I=1$، به‌دلیل نقش کم اهمیت برهم‌کنش $\bar{K}N$ با ایزواسپین $I=1$ در ساختار K^-pp [۱۱ و ۱۲]، صرف‌نظر کرده‌ایم.

۳. برهم‌کنش کائون- نوکلئون و پتانسیل‌های جداپذیر

از آنجا که کانال $\bar{K}N$ از طریق تشدید $\Lambda(1405)$ قویاً به کانال واپاشی $\Sigma\pi$ جفت‌شده است، اثر $\Lambda(1405)$ مشاهده‌پذیرهای تجربی را تحت تأثیر قرار می‌دهد. از این‌رو مطالعهٔ سیستم‌های کائونی مستلزم آگاهی از برهم‌کنش پایه $\bar{K}N$ و جفت‌شدگی آن با کانال‌های دیگر ($\pi^+\Sigma^-$، $\bar{K}^0 n$، $\pi^0\Sigma^0$، $\pi^0\Lambda$، $\bar{K}N$ و $\pi^-\Sigma^+$) است.

به‌همین منظور در این قسمت به معرفی برهم‌کنش پدیده‌شناختی کائون- نوکلئون استفاده شده در محاسبات سه ذره‌ای می‌پردازیم. به‌خاطر اهمیت کانال واپاشی $\Sigma\pi$ در برهم‌کنش $\bar{K}N$، و برای سادگی مسئله، تنها دو کانال برهم‌کنشی $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ در حالت‌های ایزواسپینی $I=0,1$، را در محاسبات منظور نموده‌ایم. به‌دلیل جفت‌شدگی بسیار قوی کانال‌های $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$، احتساب این دو کانال در محاسبات کفایت می‌کند و تقریب بسیار خوبی است [۱۰].

برای توصیف برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای با ایزواسپین $I=0,1$ در کانال‌های مذکور از پتانسیل‌های جداپذیر با توابع ساختار یوکاوا [۲۲]، استفاده کرده‌ایم.

$$\left\langle \vec{k}' \middle| v_{ij} \middle| \vec{k} \right\rangle = g(\vec{k}')U_{ij}\, g(\vec{k}), \qquad g(\vec{k}) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2+\vec{k}^2}, \tag{10}$$

$$U_{ij} = \frac{1}{\pi^2}\frac{\hbar^2}{2\sqrt{\mu_i \mu_j}}\frac{1}{\Lambda}s_{ij}, \tag{11}$$

که i (j) برای کانال‌های $\bar{K}N$ یا $\Sigma\pi$ به ترتیب، ۱ یا ۲ در نظر گرفته می‌شود. μ_i (μ_j) جرم کاهش یافته در کانال i (j)، و s_{ij} پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل و Λ پارامتر بُرد می‌باشد. پارامترهای شدت در حالت ایزواسپینی $I=0$ به وسیلهٔ جرم و پهنای $\Lambda(1405)$، و در حالت ایزواسپینی $I=1$ با طول پراکندگی K^-p، تعیین می‌شوند. در مدل نظری ارائه شده، پارامتر شدت s_{22} در حالت ایزواسپینی $I=0$ یک پارامتر آزاد در نظر گرفته می‌شود.

پتانسیل اپتیکی را برای دو کانال ۱ و ۲ ($\bar{K}N$ یا $\Sigma\pi$)، با استفاده از فرمول‌بندی نظری فشباخ [۲۳]، با پتانسیل‌های جداپذیر و توابع ساختار یوکاوا به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم. پارامتر شدت پتانسیل اپتیکی در اولین کانال، به صورت زیر است

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12}\frac{\Lambda^2}{(\Lambda - i\kappa_2)^2 + s_{22}\Lambda^2}s_{21}, \tag{12}$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_2}\kappa_2^2 = E + \Delta M c^2, \tag{13}$$

که در آن $\Delta M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^{\pm}} - M_{\Sigma^{\mp}} = 99\ MeV/c^2$ اختلاف جرم آستانه‌ها، و κ_2 تکانه (مختلط) در کانال $\Sigma\pi$ می‌باشد. انرژی (مختلط) حالت قطب (E_{pol}) دو ذره‌ای، برای سه پارامتر برهم‌کنش (s_{11}، s_{12} و s_{22}) با حل معادلهٔ $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$ حاصل می‌شود. انرژی قطب برای یک حالت تک‌کاناله مؤثر، با پتانسیل‌های جداپذیر و توابع ساختار یوکاوا به صورت زیر است

$$\Xi(z) \equiv -\frac{\hbar^2}{2\mu_1}\Lambda^2\left(\sqrt{-s_1^{opt}(z)} - 1\right)^2. \tag{14}$$

با توجه به روابط فوق الـذکر بـرای یـک سیـستم دو کانالـه، و معلوم بودن یکی از پارامترهای شـدت بـرهم‌کـنش بـرای یـک انرژی قطـب مـشخص، مـی‌تـوان دو پـارامتر شـدت دیگـر را مشخص نمود. نهایتاً با استفاده از پارامترهای شـدت (s_{11}، s_{12} و s_{22})، پتانسیل‌های جداپذیر حاکم بر مسئله تعیین می‌شوند.

۴. برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون

برای توصیف برهم‌کـنش نوکلئـون – نوکلئـون در حالـت‌هـای ایزواسپینی $I=0,1$، از پتانسیل نوکلئون- نوکلئـون PEST [۲۴] که تقریـب جداپـذیر پتانـسیل Paris اسـت، در محاسـبات سـه ذره‌ای فدیف استفاده کرده‌ایم. تابع ساختار پتانسیل مورد استفاده به صورت مجموع ۶ تابع ساختار شبه‌یوکاوا با پارامترهـای بَـرد مختلف و پارامتر شدت پتانسیل $\lambda=-1$ ارائه شده است. شکل تابع ساختار پتانسیل PEST به صورت می‌باشد

$$g_I^{NN}(k)=\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\sum_{i=1}^{6}\frac{c_{i,I}^{NN}}{k^2+(\beta_{i,I}^{NN})^2},\qquad (۱۵)$$

که ثابت‌های $c_{i,I}^{NN}$ و $\beta_{i,I}^{NN}$ در مرجع [۲۴] داده شده‌انـد. لازم به ذکر است که پتانسیل PEST برای حالـت‌هـای، بـرروی لاک حرکت[۱] و خارج از لاک حرکت[۲] با پتانسیل Paris تا انرژی‌های $E_{lab}\sim 50$ MeV معـادل اسـت، و در فواصـل کوچـک‌تـر از $0.8\,fm$ دافع می‌باشد. این پتانسیل انـرژی بـستگی دوتـرون را $E_d=-2.2249$MeV، و همچنین طول‌هـای پراکنـدگی حالـت تک‌تایـه و سـه‌تایـه NN را بـه ترتیـب $a(^1S_0)=17.534\,fm$ و $a(^3S_1)=-5.22\,fm$ نتیجه می‌دهد.

۵. نتایج

در کار حاضر محاسبات سه جسمی را بـرای حالـت شـبه‌مقیـد $\bar{K}(NN)_{I=1}(I=\frac{1}{2})$ با تکانهٔ زاویه‌ای کل و پاریتهٔ $J^{\pi}=0^-$، و تکانـهٔ زاویـه‌ای مـداری و اسـپین کـل $S=L=0$ در سیـستم کانال‌های جفـت‌شـده $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$، در فـضای تکانـه انجـام داده‌ایم. برای بررسی وابستگی انرژی سیـستم سـه جـسمی بـه برهم‌کنش دو جسمی $\bar{K}N-\pi\Sigma$، از قطب‌های مختلف انرژی دو ذره‌ای سیـستم $\bar{K}N-\pi\Sigma$ در حالـت ایزواسـپین $I=0$ کـه از مدل‌های نظری مختلف استخراج شده‌اند، استفاده کرده‌ایم.

بدین منظور برای تعیین پارامترهای شدت پتانسیل از چهـار قطب انرژی دو ذره‌ای ($W_{\Lambda(1405)}$) به دست آمده از مـدل‌هـای نظری مختلف زیر استفاده کـرده‌ایـم، ۱- مقـدار فعلـی جـدول داده‌های ذرات (PDG) [۱] که به بحث‌های انجام شـده توسـط دالیتز[۳] و دلُف[۴] [۲۵] وابسته است ۲- یامـازاکی – آکائیـشی [۶] ۳- اسـماعیلی و همکـاران [۲ و ۳] ۴- هییـدَو- وایـزِ [۱۰]. قطـب‌هـای $W_{\Lambda(1405)}$ مـدل‌هـای ۱، ۲ و ۳ از پتانـسیل‌هـای پدیده‌شناختی منتج شده‌اند، در حالی که قطـب $W_{\Lambda(1405)}$ مـدل هییدَو- وایزِ با رهیافتی متفاوت، براساس یـک مـدل دینـامیکی کایرال SU(۳) بنا شده است.

لازم به ذکر است که در محاسبهٔ نتایج ارائه شده در جـدول ۲ برای برهم‌کنش هییدَو- وایزِ، از توابع ساختار یوکاوا با پارامتر بَرد Λ استفاده کرده‌ایم، به نحوی که پارامترهای شدت پتانسیل قطب انرژی دو ذره‌ای را نتیجه می‌دهند. به خـاطر مـنظم‌سـازی ابعادی[۵] به کار گرفته‌شده در مدل هییدَو- وایزِ (معادله ۳ مرجـع [۱۰])، محاسبه T- ماتریس‌هـای ناشـی از پتانـسیل دو ذره‌ای $\bar{K}N$ در تکانه‌هـای بـزرگ ذرهٔ نـاظر، رفتارهـای نوسـانی غیـر فیزیکی را از خود نشان می‌دهند، که منجر به واگرایی محاسبات فدیف می‌شود. بدین دلیل اسـتفاده از پتانـسیل واقعـی هییـدَو- وایزِ در محاسبات فدیف سه جسمی نامناسب است.

مقادیر انرژی حالت $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ نسبت به آستانه $\bar{K}NN$ برای مقادیر مختلـف قطـب‌هـای انـرژی دو ذره‌ای $W_{\Lambda(1405)}$، برای حالتی که برهم‌کنش ایزواسپین $I=1$ در محاسبات منظور شده، و حالتی که این بـرهم‌کـنش خـاموش (بـدون ایزواسـپین $I=1$) در نظر گرفته شده، در جـدول ۲ گـزارش شـده اسـت. نتایج مذکور با استفاده از هر دو رهیافت غیر نـسبیتی فـدیف – یاکَبوسکی و AGS محاسبه شده‌اند، که هـر دو رهیافـت نتـایج

---

۱. On shell

۲. Off shell

۳. Dalitz

۴. Deloff

۵. Dimensional regularization

جدول ۲. مقدار قطب انرژی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ محاسبه شده در کار حاضر برای مقادیر مختلف قطب‌های انرژی دو ذره‌ای سیستم $\bar{K}N-\pi\Sigma$ در حالت ایزواسپین $I=۰$، برای حالتی که برهم‌کنش ایزواسپین $I=۱$ دو ذره‌ای در محاسبات منظور شده و حالتی که این برهم‌کنش خاموش بدون ایزواسپین $I=۱$ فرض شده است.

$W_{\bar{K}NN-\pi\Sigma N}$[MeV] بدون $I=۱$	$W_{\bar{K}NN-\pi\Sigma N}$[MeV] برهم‌کنش کامل ($I=۰$ و $I=۱$)	$W_{\Lambda(۱۴۰۵)}$[MeV]
$-۳۵/۷-i۴۰/۱$	$-۳۳/۴-i۴۴/۹$	$۱۴۰۶/۵-i۲۵$ (در مدل PDG [۱])
$-۴۰/۱-i۳۳/۷$	$-۳۸/۳-i۳۹/۵$	$۱۴۰۵-i۲۰$ (در مدل یامازاکی و آکائیشی [۶])
$-۴۱/۵-i۲۶/۰$	$-۴۱/۹-i۳۲/۷$	$۱۴۰۵-i۱۵$ (در مدل اسماعیلی و همکاران [۲ و ۳])
$-۷/۶-i۲۶/۷$	$-۶/۶-i۲۹/۸$	$۱۴۳۲-i۱۷$ (در مدل هییدَو- وایزِ [۱۰])

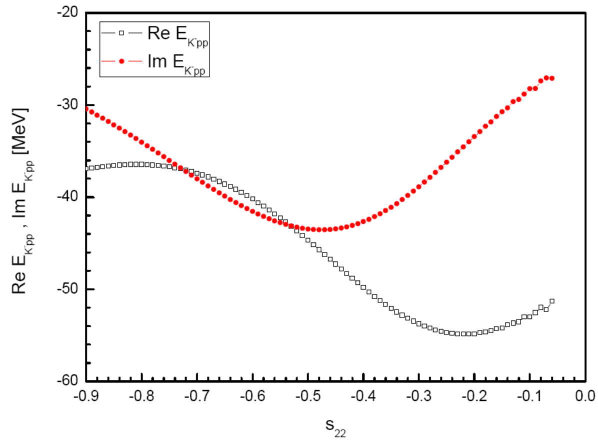
یکسانی را به دست می‌دهند. در تعیین تمامی پارامترهای شدت برهم‌کنش از طول پراکندگی $a_{K^-p}=(-۰/۷۸+i۰/۴۹)\,fm$ [۴] و پارامتر برد $\Lambda=۳/۹\,fm^{-۱}$ استفاده کرده‌ایم. در محاسبهٔ نتایج جدول مذکور، $s_{۲۲}=-۰/۶۶$ را در نظر گرفته‌ایم تا همچون مدل‌های کایرال مقدار $\frac{U_{۲۲}}{U_{۱۱}}=\frac{۴}{۳}$ را برای $\Lambda(۱۴۰۵)$ نتیجه دهد.

مقایسهٔ مقادیر انرژی حالت $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ حاصل از محاسبات در جدول ۲ بیانگر آن است که، به ازای قطب‌های مختلف $W_{\Lambda(۱۴۰۵)}$ در مدل‌های دو ذره‌ای، اثرات برهم‌کنش $\bar{K}N-\pi\Sigma$ در حالت ایزواسپین $I=۱$ ناچیز است و نقش غالب را برهم‌کنش $\bar{K}N-\pi\Sigma$ در حالت ایزواسپینی $I=۰$ ایفا می‌کند. حتی برای انتخاب‌های مختلف طول پراکندگی K^-p جرم و پهنای $\Lambda(۱۴۰۵)$ مهم‌ترین نقش را در تعیین قطب انرژی حالت K^-pp دارند.

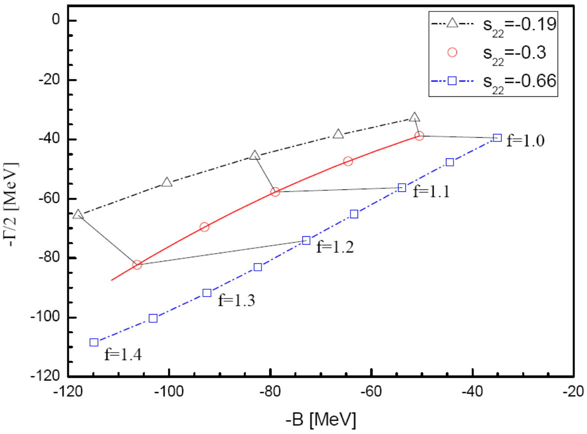
مقایسه قطب‌های انرژی حالت $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ نشان می‌دهد که با افزایش انرژی بستگی حالت تشدیدی $\Lambda(۱۴۰۵)$، انرژی بستگی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ افزایش، و با کاهش پهنای حالت $\Lambda(۱۴۰۵)$، نه‌تنها پهنای $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ کاهش می‌یابد بلکه برای مواردی با جرم $\Lambda(۱۴۰۵)$ ثابت، به افزایش انرژی بستگی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ می‌انجامد. نزدیکی قطب دو ذره‌ای مدل هییدَو- وایزِ به انرژی آستانه کائون- نوکلئون، انرژی حالت کم عمقی را برای $\bar{K}NN$ نتیجه می‌دهد. این مسئله بیانگر آن است که پتانسیل‌هایی که اخیراً با رهیافت‌هایی متفاوت، از مدل دینامیکی کایرال $SU(۳)$ نتیجه شده‌اند قادر به پیش‌بینی حالت‌های بسیار مقید هسته‌های کائونی نمی‌باشند.

مقایسهٔ انرژی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ برای مدل برهم‌کنشی یامازاکی و آکائیشی در جدول ۱ ($-۴۸-i۳۰$) و مقدار محاسبه شده در کار حاضر ($-۳۸/۳-i۳۹/۵$)، بیانگر اختلاف انرژی‌ای در حدود ۱۰MeV است. این اختلاف انرژی از عدم وابستگی پتانسیل اپتیکی به کار گرفته شده در [۶ و ۷]، به انرژی سیستم سه ذره‌ای ناشی می‌شود. یامازاکی و آکائیشی با استفاده از روش وردشی ATMS [۶ و ۷] و قطب انرژی دو ذره‌ای $W_{\Lambda(۱۴۰۵)}$، پتانسیل اپتیکی تک کانالهٔ برهم‌کنش کائون- نوکلئون (پتانسیل مستقل از انرژی $(s_۱^{opt}(W_{\Lambda(۱۴۰۵)}))$ را محاسبه کرده، و در برهم‌کنش‌های چند جسمی به کار برده‌اند.

همان‌گونه که گفته شد، برای برهم‌کنش کائون- نوکلئون ارائه شده در کار حاضر، پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل در دومین کانال $s_{۲۲}$ یک پارامتر آزاد محسوب می‌شود. این پارامتر آزاد را می‌توان به وسیله داده‌های تجربی بیشتر، و مرتبط با برهم‌کنش دو ذره‌ای کائون- نوکلئون در زیر آستانه مشخص نمود. در محاسبات مدل‌های نظریهٔ کایرال، به طور معادل از سه



شکل ۲. نمودار تغییرات قسمت حقیقی (مربع توخالی) و موهومی (دایره توپر) انرژی سیستم سه ذره‌ای $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ نسبت به آستانه $\bar{K}NN$، برحسب تغییرات پارامتر بدون بعد شدت در دومین کانال ($s_{۲۲}$). در این محاسبات از قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] در کانال‌های جفت‌شده استفاده شده است.



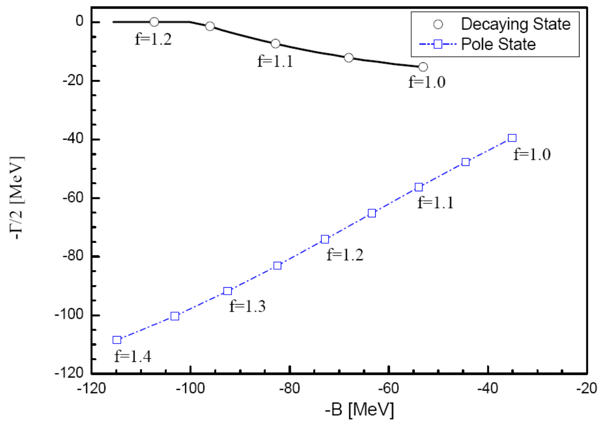
شکل ۳. رفتار رد قطب حالت تشدیدی $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ برای سه مقدار مختلف $s_{۲۲}$، ۰٫۶۶− (مربع توخالی)، ۰٫۱۹− (مثلث توخالی) و ۰٫۳۰− (دایره توخالی)، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] با محاسبات انجام‌شده در کانال‌های جفت‌شده. شدت برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=0$ را به طور تصنعی با ضریب f از مقدار فیزیکی آن، برای سه مقدار $s_{۲۲}$ افزایش داده‌ایم.

مقدار ۰٫۶۶−، ۰٫۱۹− و ۰٫۳۰− برای $s_{۲۲}$ که، مقدار $\frac{U_{22}}{U_{11}}$ را به ترتیب $\frac{4}{3}$، $\frac{4m_\pi}{3m_K}$ و $\frac{4\omega_\pi}{3\omega_K}$ برای حالت تشدیدی Λ(۱۴۰۵) نتیجه دهد، استفاده می‌شود. m_{meson} و ω_{meson} به ترتیب، جرم و انرژی مزون‌اند. به همین منظور در شکل ۲ تغییرات قسمت حقیقی و موهومی انرژی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ را برحسب پارامتر بدون بعد شدت در دومین کانال ($s_{۲۲}$)، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی با محاسبات انجام‌شده در کانال‌های جفت‌شده، نشان داده‌ایم. در گسترهٔ تغییرات $s_{۲۲}$ از ۱− تا ۰، قسمت حقیقی انرژی بستگی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ در گستره ۳۵ MeV− تا ۵۵− قرار می‌گیرد و قسمت موهومی آن در گسترهٔ ۴۵ MeV− تا ۲۵− که معادل پهنای ۹۰ MeV تا ۵۰ است تغییر می‌کند. هرچند نتایج محاسباتمان برای سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ با نتایج نظری دیگر (جدول ۱) قابل مقایسه می‌باشند، اما این نتایج با مقادیر تجربی موجود در اختلافند. این مسئله ممکن است، بیانگر عدم دقت کافی نتایج تجربی برای چنین سیستمی باشد، که آزمایش‌های با دقت بیشتر دیگری را می‌طلبد. معمای پاد کائونیک هیدروژن [۴] و هلیوم [۲۶] نمونه‌هایی از عدم تطابق داده‌ها با نتایج نظری است که در آزمایش‌های دقیق‌تر بعدی رفع شد.

در ادامه برای تعیین هویت قطب دامنه پراکندگی سه جسمی، رفتار رد قطب حالت تشدیدی $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ را به طور تصنعی با افزایش شدت برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=0$ از مقدار فیزیکی آن، برای سه مقدار $s_{۲۲}$ فوق‌الذکر، و مدل یامازاکی– آکائیشی برای قطب دو ذره‌ای کائون– نوکلئون، دنبال می‌کنیم. ضریب f را به عنوان یک فاکتور افزایش شدت به صورت

$$\bar{v}_{\bar{K}N,\bar{K}N}=f\ v_{\bar{K}N,\bar{K}N}, \qquad (۱۶)$$

تعریف می‌کنیم که، $v_{\bar{K}N,\bar{K}N}$ و $\bar{v}_{\bar{K}N,\bar{K}N}$ به ترتیب پتانسیل فیزیکی حاصل از پارامتر شدت برهم‌کنش ($s_{۱۱}$) و پتانسیل تصنعی می‌باشند. محاسبات ارائه شده در شکل ۳ نشان می‌دهند که برای هر سه مقدار $s_{۲۲}$، حالت تشدیدی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$، با افزایش ضریب f به یک حالت مجازی می‌روند. در حالی که با توجه به بحث‌های صورت‌گرفته در مرجع [۲۷]، برای یک قطب انرژی $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ متناظر با یک حالت فیزیکی، در صورتی که انرژی قطب به طور تصنعی با



شکل ۴. رفتار در قطب حالت تشدیدی (مربع توخالی) و حالت کاپور- پیرلز (دایره توخالی) سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ برای $s_{۲۲}=-۰/۶۶$، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] با محاسبات انجام‌شده در کانال‌های جفت‌شده. شدت برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=۰$ را به طور تصنعی با ضریب f از مقدار فیزیکی آن افزایش داده‌ایم.

افزایش شدت برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=۰$، به زیر آستانه $\pi\Sigma N$ برود ($\mathrm{Re}\,E_{K^-pp}<-۹۹$ MeV)، پهنای حالت $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ باید صفر شود. نتایج شکل ۳ این موضوع را نشان نمی‌دهند. این مسئله مستقیماً به عدم ارتباط قطب دامنه پراکندگی معادلات فدیف با نتایج تجربی مشاهده شده برمی‌گردد.

با توجه به بحث‌های صورت گرفته در مرجع [۲۷]، مشخص شده که مشاهده‌پذیرهای تجربی حالت‌های هسته‌ای کائونی را باید به‌صورت یک حالت واپاشنده[۱]، که توسط کاپور[۲] و پیرلز[۳] معرفی شده‌اند [۲۸]، ملاحظه شوند که با حالت قطب[۴] معادلهٔ فدیف متفاوت‌اند. به همین منظور در ادامه حالت سیستم $\bar{K}N-\pi\Sigma$ را به صورت یک حالت واپاشنده کاپور- پیرلز در نظر می‌گیریم، در این صورت اگر انرژی سیستم $\bar{K}N-\pi\Sigma$ از اختلاف جرم آستانه‌ها کمتر شود، امکان واپاشی به کانال $\pi\Sigma$ از بین می‌رود، و این مسئله موجب صفرشدن پهنای حالت سیستم می‌شود.

محاسبات فدیف در کانال‌های جفت‌شده را برای سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$، با برهم‌کنش $\bar{K}N-\pi\Sigma$ به صورت یک حالت واپاشندهٔ کاپور- پیرلز به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی، و $s_{۲۲}=-۰/۶۶$ انجام داده‌ایم. انرژی حالت کاپور- پیرلز سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ ($-۵۳/۰-i۱۵/۳$) نسبت به انرژی قطب فدیف سیستم ($-۳۸/۳-i۳۹/۵$)، حالت مقیدتری را شکل می‌دهد، که از تغییر T- ماتریس‌های دو ذره‌ای کائون- نوکلئون به ازای تکانه ذرهٔ ناظر، ناشی می‌شود. همین مسئله موجب باریک‌تر شدن حالت کاپور- پیرلز نسبت به حالت قطب فدیف می‌شود.

رفتار در حالت کاپور- پیرلز سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ را به طور تصنعی با افزایش شدت برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=۰$ از مقدار فیزیکی آن (معادله ۱۶) دنبال می‌کنیم. رفتار در حالت قطب و حالت کاپور- پیرلز سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی، و $s_{۲۲}=-۰/۶۶$ در شکل ۴ مقایسه، و نشان داده شده‌اند. همان‌گونه که برای مشاهده‌پذیرهای حالت‌های هسته‌ای کائونی انتظار می‌رود، با مقیدتر شدن حالت کاپور- پیرلز سیستم، پهنای حالت سیستم کوچک‌تر می‌شود، دقیقاً زمانی که انرژی سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ به زیر آستانه $\pi\Sigma N$ می‌رود، پهنای حالت سه ذره‌ای صفر می‌شود، و یک حالت مقید شکل می‌گیرد.

۶. نتیجه‌گیری

محاسبات کار حاضر نشان می‌دهند که، جرم و پهنای $\Lambda(۱۴۰۵)$ کلیدی‌ترین نقش را در تعیین انرژی و پهنای سبک‌ترین سیستم کائونی $\bar{K}(NN)_{I=۱}(I=\frac{۱}{۲})$ با تکانهٔ زاویه‌ای کل و پاریتهٔ $J^\pi=۰^-$ و تکانهٔ زاویه‌ای مداری و اسپین کل $S=L=۰$ ایفاء می‌کند، و اثرات برهم‌کنش $\bar{K}N-\pi\Sigma$ در حالت ایزواسپینی $I=۱$ به مراتب کوچک‌ترند.

با در نظر گرفتن حالت سیستم دو ذره‌ای $\bar{K}N-\pi\Sigma$ به صورت یک حالت کاپور- پیرلز، انرژی حالت سیستم $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ نیز به صورت یک حالت واپاشنده کاپور- پیرلز رفتار می‌کند. این مسئله بیانگر آن‌است که باید مشاهده‌پذیرهای حالت‌های هسته‌ای کائونی را به صورت یک حالت واپاشندهٔ کاپور- پیرلز در نظر بگیریم.

۱. Decaying state

۲. Kapur

۳. Peierls

۴. Pole state

مراجع

1. W M Yao *et al.*, Particle Data Group, *J. Phys.* G **33** (2006) 1.
2. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett.* B **686** (2010) 23.
3. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev.* C **83** (2011) 055207.
4. M Iwasaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3067.
5. A D Martin, *Nucl. Phys.* B **179** (1981) 33.
6. Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev.* C **65** (2002) 044005.
7. T Yamazaki, and Y Akaishi, *Phys. Lett.* B **535** (2002) 70.
8. T Waas, N Kaiser, and W Weise, *Phys. Lett.* B **365** (1996) 12; T Waas, N Kaiser, and W Weise, *Phys. Lett.* B **379** (1996) 34; N Kaiser, P B Siegel, and W Weise, *Nucl. Phys.* A **594** (1996) 325.
9. D Jido *et al.*, *Nucl. Phys.* A **725** (2003) 181.
10. T Hyodo, and W Weise, *Phys. Rev.* C **77** (2008) 035204.
11. N V Shevchenko, A Gal, and J Mares, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 082301.
12. N V Shevchenko, A Gal, J Mares, and J Revai, *Phys. Rev.* C **76** (2007) 044004.
13. Y Ikeda, and T Sato, arXiv:nucl-th/0701001.
14. Y Ikeda, and T Sato, *Phys. Rev.* C **76** (2007) 035203.
15. A Dote, and W Weise, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **168** (2007) 593.
16. A Dote, T Hyodo, and W Weise, *Phys. Rev.* C **79** (2009) 014003.
17. M Agnello *et al., Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 12303.
18. T Yamazaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132502.
19. L D Faddeev, *Sov. Phys. JETP* **12** (1961) 1014; *ibid.* "*Mathematical aspects of the three-body problem in quantum scattering theory*", Steklov Math. Institute **69** (1963).
20. O A Yacubovsky, *Sov. J. Nucl. Phys.* **5** (1967) 1312.
21. E O Alt, P Grassberger, and W Sandhas, *Nucl. Phys.* B **2** (1967) 167.
22. Y Yamaguchi, and Y Yamaguchi, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1628; Y Yamaguchi, and Y Yamaguchi, *Phys.Rev.* **95** (1954) 1635.
23. H Feshbach, *Ann. Phys.* **5** (1958) 357; H Feshbach, *Ann. Phys.* **19** (1962) 287.
24. H Zankel, W Plessas, and J Haidenbauer, *Phys. Rev.* C **28** (1983) 538.
25. R H Dalitz, and A Deloff, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 289.
26. S Okada *et al.*, *Phys. Lett.* B **653** (2007) 387.
27. Y Akaishi, Khin Swe Myint, and T Yamazaki, *Proc. Jpn. Acad. Ser.* B **84** (2008) 264.
28. P L Kapur, and R Peierls, *Proc. Roy. Soc.* A **166** (1938) 277.