

$$K^- pp \quad \bar{K}N - \pi\Sigma$$

jesmaili@ph.iut.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۱۰/۲۰؛ پذیرش: ۱۳۹۱/۴/۳)

$$\bar{K}N - \pi\Sigma N \quad S = L = 0 \quad ( \quad ) \text{ AGS} \quad J^\pi = 0^- \quad \bar{K}(NN)_{I=1} (I = \frac{1}{2})$$

$$\bar{K}N - \pi\Sigma \quad K^- pp \quad \Lambda(1405) :$$

ذرات [۱] گزارش شده است. هرچند که اختلاف نظرهای بسیار متفاوتی در مورد ماهیت، انرژی و پهن شدگی این حالت تشدیدی وجود دارد [۲ و ۳، و مراجع آنها]، اما مقایسه مقدار انرژی سیستم فوق با انرژی بستگی نوکلئون‌ها در هسته دوترون حدود  $2/2 \text{ MeV}$  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  $1s$  در اتم هیدروژن کائونی، با داده‌های پراکندگی  $\bar{K}N$ ، و وجود حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  در زیر

اخیراً مطالعه 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 شبه مقید مزون-باریون، حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  است که به صورت یک حالت شبه مقید  $\bar{K}N$  با ایزوسپین  $I=0$  در نظر گرفته می‌شود. جاذبه قوی در سیستم  $\bar{K}N$  به ایده حالت‌های بسیار مقید کائونی در هسته‌های سبک منجر می‌گردد. این جاذبه منجر به انرژی بستگی سیستم شبه مقید کائون-پروتون در حدود  $30 \text{ MeV}$ ، با پهن شدگی در حدود  $50 \text{ MeV}$  می‌شود که در جدول داده‌های

در یک سیستم هسته‌ای کائونی بیبیشتر باشد، چنین سیستمی می‌تواند به یک حالت هسته‌ای مقیدتر و با پهنایی کمتر منجر شود. در مقایسه سیستم  $K^-pp$  با سیستم کائونی  $K^-pn$ ، با وجود این‌که برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها در سیستم  $K^-pn$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  رخ می‌دهد، ولی نسبت تعداد زوج-برهم‌کنش‌های  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I=0$  به زوج-برهم‌کنش‌ها در حالت  $I=1$ ، 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  $d(K^-, \pi^-)$ ،  $He(K^-, n)$  و  $K^- + p + p \rightarrow K^-pp + K^+$  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  $SU(3)$  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<sup>۵</sup> [۱۱-۱۴] پیش‌بینی یامازاکی و آکائیشی مبنی بر امکان وجود حالت‌های بسیار مقید در سیستم  $K^-pp$  را تأیید می‌کنند. اما محاسبات فدیف در کانال‌های جفت‌شده برای دو دسته پتانسیل کائون-نوکلئون مختلف، پتانسیل پدیده‌شناختی [۱۱ و ۱۲] و مدل دینامیکی کایرال  $SU(3)$  [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

آستانه  $\bar{K}N$  ناسازگار بود. مشکل این ناسازگاری با آزمایش  $KpX$  در آزمایشگاه KEK حل شد [۴]. نتایج آزمایش  $KpX$  نشان می‌داد که  $\Lambda(1405)$  را می‌توان به صورت یک حالت مقید سیستم  $K^-p$  تلقی کرد. با توجه به نتایج آزمایش فوق‌الذکر و شواهد تجربی دیگر [۵]، یامازاکی<sup>۱</sup> و آکائیشی<sup>۱</sup>،  $\Lambda(1405)$  را به صورت یک حالت مقید  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I=0$  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  $\Lambda(1405)$  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  $I=0$  و  $I=1$ ، ۲- جابه‌جایی تراز اتمی  $K^-p$  و ۳- انرژی و پهنای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  را بازتولید کند. این برهم‌کنش پدیده‌شناختی [۶ و ۷] با برهم‌کنش‌هایی که قبلاً از نظریه‌های اختلافی کایرال<sup>۳</sup> به‌دست آمده [۸]، در توافق خوبی می‌باشد، اما با برهم‌کنش‌هایی که اخیراً از مدل کایرال  $SU(3)$  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 ۰، ۱، به صورت جاذب در نظر گرفته شده‌اند، اما حالت ایزواسپینی  $I=0$  برهم‌کنش در مقایسه با حالت ایزواسپینی  $I=1$  بسیار جاذب‌تر است، و به همین دلیل در این سیستم‌ها جاذبه قوی برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  نقش اساسی را در ساختار و شکل‌گیری سیستم‌های مقید کائونی بازی می‌کند. یامازاکی و آکائیشی نشان دادند که، با شروع از حالت تشدید  $\Lambda(1405)$ ، رژیم بستگی قوی‌ای حاصل می‌گردد که به پیش‌بینی حالت‌های بسیار مقید در هسته‌های سبک و نهایتاً به چگالش کائونی<sup>۴</sup> در ماده منجر می‌گردد [۶ و ۷].

هرچه تعداد زوج برهم‌کنش‌های  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I=0$

۱. Yamazaki

۲. Akaishi

۳. Chiral

۴. Kaon condensation

۵. Faddeev

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

$\Gamma$ [MeV]	$B$ [MeV]	ویژگی اساسی	روش محاسبه
۱۰۰	۵۰-۷۰	کانال‌های جفت‌شده	فدیف
۷۴	۷۹	کانال‌های جفت‌شده	فدیف
۵۰	۴۷	قیدهای مدل کایرال	فدیف
۶۰	۴۸	پدیده‌شناختی	وردش
۴۰-۷۰	۱۹	دامنه‌های مدل کایرال	وردش
۱۰۰	۲۰-۴۰	دامنه‌های مدل کایرال	وردش

وابستگی حالت‌های مقید کائونی در هسته‌های سبک را به جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  با استفاده از روش فدیف مورد بررسی و مطالعه قرار دهیم. بدین منظور با استفاده از رهیافت‌های غیر نسبیتی فدیف-یاکبوسکی<sup>۶</sup> [۲۰] و  $^{\vee}AGS$  [۲۱] در فضای تکانه، سبک‌ترین سیستم کائونی  $(I = \frac{1}{2})$  با تکانه زاویه‌ای کل و پاریته  $J^{\pi} = 0^{-}$  و تکانه زاویه‌ای مداری و اسپین کل  $S = L = 0$  را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در بخش بعدی این مقاله به‌طور مختصری به معرفی رهیافت فدیف-یاکبوسکی استفاده شده در محاسبات مان 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.

-

رهیافت فدیف-یاکبوسکی، تکنیکی برای تبدیل معادله شرودینگر به معادلات انتگرالی است که، اولین بار فدیف آن را برای سیستم‌های سه ذره‌ای به کار بست و یاکبوسکی 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

$$H = K_{\text{int}} + V_{NN} + V_{\bar{K}N} + V_{\bar{K}N}, \quad (1)$$

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

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  $^6\text{Li}$  و  $^{12}\text{C}$ ، خوشه هسته‌های  $K^-pp$  را با انرژی بستگی  $B_{K^-pp} = 115_{-5}^{+6}(\text{stat})_{-3}^{+3}(\text{syst}) \text{ MeV}$  و پهنای  $\Gamma = 67_{-11}^{+14}(\text{stat})_{-3}^{+3}(\text{syst}) \text{ MeV}$  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 به ترتیب  $B_{K^-pp} = 103 \pm 3(\text{stat}) \pm 5(\text{syst}) \text{ MeV}$  و  $\Gamma = 118 \pm 8(\text{stat}) \pm 10(\text{syst}) \text{ MeV}$  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

۱. Schevchenko

۲. Sato

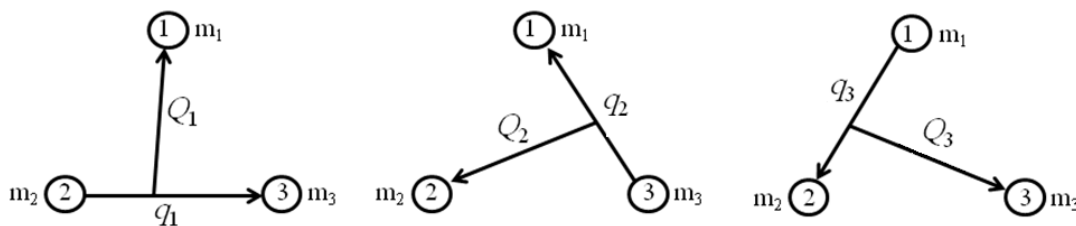
۳. Ikeda

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  $\bar{q}_1$  مختصه ژاکوبی تکانه نسبی ذرات ۲ و ۳، و  $\bar{Q}_1$  مختصه ژاکوبی تکانه نسبی ذرات (۲+۳) و ۱ می‌باشند.

$$\psi = \psi^{(12)} + \psi^{(23)} + \psi^{(31)} = \psi^{(2)} + \psi^{(1)} + \psi^{(3)}. \quad (5)$$

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

$$\psi^{(ij)} = G_i(z) T_{ij}(z) \{ \psi^{(jk)} + \psi^{(ki)} \} \quad (6)$$

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

$$T_{ij}(z) = V_{ij} + V_{ij} G_o(z) T_{ij}(z), \quad (7)$$

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

$$G_o(z) = \frac{1}{z - K_{int} + i\epsilon}. \quad (8)$$

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

$$K_{int} = \frac{\hbar^2}{2\mu_{j,k}} q_i^2 + \frac{\hbar^2}{2\mu_{jk,i}} Q_i^2, \quad (9)$$

که در آن  $\mu_{j,k} = \frac{m_j m_k}{m_j + m_k}$ ، جرم کاهش‌یافته سیستم دو

ذره‌ای  $z$  و  $k$  و  $\mu_{jk,i} = \frac{(m_j + m_k)m_i}{m_i + m_j + m_k}$ ، جرم کاهش‌یافته

سیستم دو ذره‌ای  $(j+k)$  و  $i$  می‌باشد.

برای حل معادله شرودینگر سیستم کائونی برای حل معادله شرودینگر سیستم کائونی با تکانه زاویه‌ای کل و پاریته  $J^\pi = 0^-$ ، و تکانه زاویه‌ای مداری و اسپین کل  $S = L = 0$ ، به‌دلیل

گذاشته‌ایم، و  $K_{int}$  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، معادله شرودینگر زیر را ارضاء می‌کند

$$(z - K_{int})\psi = (V_{NN} + V_{\bar{K}N} + V_{\bar{K}N})\psi, \quad (2)$$

که در آن  $\psi$  و  $z$  به‌ترتیب تابع موج و انرژی سیستم سه ذره‌ای است.

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

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

$$\bar{Q}_i = \frac{(m_j + m_k)\bar{p}_i - m_i(\bar{p}_j + \bar{p}_k)}{m_i + m_j + m_k} \quad (3)$$

این مختصه‌ها برای سه کانال فدیف یک سیستم سه ذره‌ای، در شکل ۱ نشان داده شده‌اند. به‌ترتیب تکانه و جرم ذره نام،  $\bar{q}_i$  و  $\bar{Q}_i$  به‌ترتیب مختصه‌های ژاکوبی تکانه نسبی ذرات  $z$  و  $k$ ، و ذرات  $(j+k)$  و  $i$  می‌باشند. در صورت نیاز می‌توان با توجه به معادله (۳)، مختصه‌های  $\bar{q}_i$  و  $\bar{Q}_i$  را

برحسب مختصه‌های  $\bar{q}_j$  و  $\bar{Q}_j$  به‌صورت زیر بسط داد

$$\bar{q}_i = \alpha_{ij} \bar{q}_j + \beta_{ij} \bar{Q}_j, \quad (4)$$

$$\bar{Q}_i = \eta_{ij} \bar{q}_j + \gamma_{ij} \bar{Q}_j,$$

که  $\alpha, \beta, \eta, \gamma$  ماتریس‌های  $3 \times 3$  تبدیل مختصه‌های ژاکوبی به یکدیگرند. در رهیافت فدیف، تابع موج شرودینگر غیر نسبیتی سیستم سه ذره‌ای ( $\psi$ )، به صورت جمع سه مولفه تابعی فدیف تعریف می‌شود

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

$$\langle \vec{k}' | v_{ij} | \vec{k} \rangle = g(\vec{k}') U_{ij} g(\vec{k}), \quad (10)$$

$$g(\vec{k}) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + \vec{k}^2},$$

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

که  $i$  ( $j$ ) برای کانال‌های  $\bar{K}N$  یا  $\Sigma\pi$  به ترتیب، ۱ یا ۲ در نظر گرفته می‌شود.  $\mu_i$  ( $\mu_j$ ) جرم کاهش یافته در کانال  $i$  ( $j$ )، و  $s_{ij}$  پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل و  $\Lambda$  پارامتر برد می‌باشد. پارامترهای شدت در حالت ایزواسپینی  $I = 0$  به وسیله 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

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12} \frac{\Lambda^2}{(\Lambda - i\kappa_1)^2 + s_{22}\Lambda^2} s_{21}, \quad (12)$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \kappa_1^2 = E + \Delta M c^2, \quad (13)$$

که در آن  $\Delta M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^\pm} - M_{\Sigma^\mp} = 99 \text{ MeV} / c^2$  اختلاف جرم آستانه‌ها، و  $\kappa_1$  تکانه (مختلط) در کانال  $\Sigma\pi$  می‌باشد. انرژی (مختلط) حالت قطب ( $E_{pol}$ ) دو ذره‌ای، برای سه پارامتر برهم کنش ( $s_{11}$ ،  $s_{12}$  و  $s_{22}$ ) با حل معادله  $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$  حاصل می‌شود. انرژی قطب برای یک حالت تک‌کاناله مؤثر، با پتانسیل‌های جداپذیر و توابع ساختار یوکاوا به صورت زیر است

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

جفت‌شدگی کانال‌های  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  در سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  سه کانال ذره‌ای  $(\bar{K}, N, N)$ ،  $(\pi, \Sigma, N)$  و  $(\pi, N, \Sigma)$  (اندیس‌های ذره‌ای) را در معادلات مربوط به محاسبات فدیف منظور می‌نماییم. احتساب کانال‌های ذره‌ای مذکور منجر به تغییر در نمایش  $T$ -ماتریس‌ها  $T_{ij} \rightarrow T_{ij}^{\alpha\beta}$  و تابع گرین آزاد  $G_0 \rightarrow G_0^{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} G_0^\alpha$  می‌شود، که در آن،  $\alpha$  و  $\beta$  اندیس‌های ذره‌ای و  $i$  و  $j$  اندیس‌های فدیف‌اند. در نهایت تکانه 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 تشدید  $\Lambda(1405)$  در تعیین انرژی سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  می‌باشد، برای سادگی و کاستن حجم محاسبات از احتساب برهم کنش  $\Sigma N - \Sigma N$ ، به‌خاطر اینکه نسبت به دیگر برهم کنش‌های سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  ضعیف‌تر است، و گذار ناکشسان  $\bar{K}N - \pi\Lambda$  در حالت ایزواسپین  $I = 1$ ، به دلیل نقش کم اهمیت برهم کنش  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I = 1$  در ساختار  $K^-pp$  [۱۱ و ۱۲]، صرف نظر کرده‌ایم.

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 این رو مطالعه سیستم‌های کائونی مستلزم آگاهی از برهم کنش پایه  $\bar{K}N$  و جفت‌شدگی آن با کانال‌های دیگر ( $\pi^0\Lambda$ ،  $\pi^0\Sigma^0$ ،  $\bar{K}^0n$ ،  $\pi^+\Sigma^-$ ) و  $\bar{K}N$  ( $\pi^-\Sigma^+$ ) است.

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

برهم کنش دو جسمی  $\bar{K}N - \pi\Sigma$ ، از قطب‌های مختلف انرژی دو ذره‌ای سیستم  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  در حالت ایزواسپین  $I = 0$  که از مدل‌های نظری مختلف استخراج شده‌اند، استفاده کرده‌ایم.

بدین منظور برای تعیین پارامترهای شدت پتانسیل از چهار قطب انرژی دو ذره‌ای ( $W_{\Lambda(1405)}$ ) به دست آمده از مدل‌های نظری مختلف زیر استفاده کرده‌ایم، ۱- مقدار فعلی جدول داده‌های ذرات (PDG) [۱] که به بحث‌های انجام شده توسط دالیتز<sup>۳</sup> و دلوف<sup>۴</sup> [۲۵] وابسته است ۲- یامازاکی - آکائیشی [۶] ۳- اسماعیلی و همکاران [۲] و [۳] ۴- هییدو- وایز [۱۰]. قطب‌های  $W_{\Lambda(1405)}$  مدل‌های ۱، ۲ و ۳ از پتانسیل‌های پدیده‌شناختی منتج شده‌اند، در حالی که قطب  $W_{\Lambda(1405)}$  مدل هییدو- وایز با رهیافتی متفاوت، براساس یک مدل دینامیکی کایرال  $SU(3)$  بنا شده است.

لازم به ذکر است که در محاسبه نتایج ارائه شده در جدول ۲ برای برهم کنش هییدو- وایز، از توابع ساختار یوکاوا با پارامتر برد  $\Lambda$  استفاده کرده‌ایم، به نحوی که پارامترهای شدت پتانسیل قطب انرژی دو ذره‌ای را نتیجه می‌دهند. به خاطر منظم‌سازی ابعادی<sup>۵</sup> به کار گرفته شده در مدل هییدو- وایز (معادله ۳ مرجع [۱۰])، محاسبه  $T$ - ماتریس‌های ناشی از پتانسیل دو ذره‌ای  $\bar{K}N$  در تکانه‌های بزرگ ذره ناظر، رفتارهای نوسانی غیر فیزیکی را از خود نشان می‌دهند، که منجر به واگرایی محاسبات فدیف می‌شود. بدین دلیل استفاده از پتانسیل واقعی هییدو- وایز در محاسبات فدیف سه جسمی نامناسب است.

مقادیر انرژی حالت  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  نسبت به آستانه  $\bar{K}NN$  برای مقادیر مختلف قطب‌های انرژی دو ذره‌ای ( $W_{\Lambda(1405)}$ )، برای حالتی که برهم کنش ایزواسپین  $I = 1$  در محاسبات منظور شده، و حالتی که این برهم کنش خاموش (بدون ایزواسپین  $I = 1$ ) در نظر گرفته شده، در جدول ۲ گزارش شده است. نتایج مذکور با استفاده از هر دو رهیافت غیر نسبیتی فدیف - یاکبوسکی و AGS محاسبه شده‌اند، که هر دو رهیافت نتایج

با توجه به روابط فوق الذکر برای یک سیستم دو کاناله، و معلوم بودن یکی از پارامترهای شدت برهم کنش برای یک انرژی قطب مشخص، می‌توان دو پارامتر شدت دیگر را مشخص نمود. نهایتاً با استفاده از پارامترهای شدت ( $S_{11}$ ،  $S_{12}$  و  $S_{22}$ )، پتانسیل‌های جداپذیر حاکم بر مسئله تعیین می‌شوند.

برای توصیف برهم کنش نوکلئون - نوکلئون در حالت‌های ایزواسپینی  $I = 0, 1$ ، از پتانسیل نوکلئون- نوکلئون PEST [۲۴] که تقریب جداپذیر پتانسیل Paris است، در محاسبات سه ذره‌ای فدیف استفاده کرده‌ایم. تابع ساختار پتانسیل مورد استفاده به صورت مجموع ۶ تابع ساختار شبه‌یوکاوا با پارامترهای برد مختلف و پارامتر شدت پتانسیل  $\lambda = -1$  ارائه شده است. شکل تابع ساختار پتانسیل PEST به صورت می‌باشد

$$g_I^{NN}(k) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^6 \frac{c_{i,I}^{NN}}{k^2 + (\beta_{i,I}^{NN})^2}, \quad (15)$$

که ثابت‌های  $c_{i,I}^{NN}$  و  $\beta_{i,I}^{NN}$  در مرجع [۲۴] داده شده‌اند. لازم به ذکر است که پتانسیل PEST برای حالت‌های، بر روی لاک حرکت<sup>۱</sup> و خارج از لاک حرکت<sup>۲</sup> با پتانسیل Paris تا انرژی‌های  $E_{lab} \sim 50 \text{ MeV}$  معادل است، و در فواصل کوچک‌تر از  $0.8 \text{ fm}$  دافع می‌باشد. این پتانسیل انرژی بستگی دوترون را  $E_d = -2.2249 \text{ MeV}$ ، و همچنین طول‌های پراکندگی حالت تک‌تایه و سه‌تایه  $NN$  را به ترتیب  $a(S_0) = 17.534 \text{ fm}$  و  $a(S_1) = -5.22 \text{ fm}$  نتیجه می‌دهد.

در کار حاضر محاسبات سه جسمی را برای حالت شبه‌مقید ( $I = \frac{1}{2}$ )  $\bar{K}(NN)_{I=1}$  با تکانه زاویه‌ای کل و پاریته  $J^\pi = 0^-$ ، و تکانه زاویه‌ای مداری و اسپین کل  $S = L = 0$  در سیستم کانال‌های جفت‌شده  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$ ، در فضای تکانه انجام داده‌ایم. برای بررسی وابستگی انرژی سیستم سه جسمی به

۳. Dalitz

۴. Deloff

۵. Dimensional regularization

۱. On shell

۲. Off shell

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  $I=0$ ، برای حالتی که برهم‌کنش ایزواسپین  $I=1$  دو ذره‌ای در محاسبات منظور شده و حالتی که این برهم‌کنش خاموش بدون ایزواسپین  $I=1$  فرض شده است.

$W_{\Lambda(1405)}[\text{MeV}]$	برهم‌کنش کامل $W_{\bar{K}NN-\pi\Sigma N}[\text{MeV}]$ ( $I=1$ و $I=0$ )	$W_{\bar{K}NN-\pi\Sigma N}[\text{MeV}]$ بدون $I=1$
$1406.5 - i25$ (در مدل PDG [۱])	$-33.4 - i44.9$	$-35.7 - i40.1$
$1405 - i20$ (در مدل یامازاکی و آکائیشی [۶])	$-38.3 - i39.5$	$-40.1 - i33.7$
$1405 - i15$ (در مدل اسماعیلی و همکاران [۲ و ۳])	$-41.9 - i32.7$	$-41.5 - i26.0$
$1432 - i17$ (در مدل هییدو- وایز [۱۰])	$-6.6 - i29.8$	$-7.6 - i26.7$

عمقی را برای  $\bar{K}NN$  نتیجه می‌دهد. این مسئله بیانگر آن است که پتانسیل‌هایی که اخیراً با رهیافت‌هایی متفاوت، از مدل دینامیکی کایرال  $SU(3)$  نتیجه شده‌اند قادر به پیش‌بینی حالت‌های بسیار مقید هسته‌های کائونی نمی‌باشند.

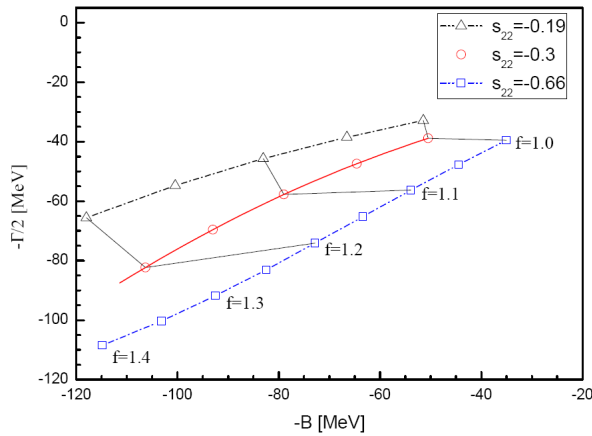
مقایسه انرژی سیستم  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$  برای مدل برهم‌کنشی یامازاکی و آکائیشی در جدول ۱ ( $-48 - i30$ ) و مقدار محاسبه شده در کار حاضر ( $-38.3 - i39.5$ )، بیانگر اختلاف انرژی‌ای در حدود  $10\text{MeV}$  است. این اختلاف انرژی از عدم وابستگی پتانسیل اپتیکی به کار گرفته شده در [۶ و ۷]، به انرژی سیستم سه ذره‌ای ناشی می‌شود. یامازاکی و آکائیشی با استفاده از روش وردشی ATMS [۶ و ۷] و قطب انرژی دو ذره‌ای  $W_{\Lambda(1405)}$ ، پتانسیل اپتیکی تک کاناله برهم‌کنش کائون- نوکلئون (پتانسیل مستقل از انرژی  $(S_1^{opt}(W_{\Lambda(1405)}))$ ) 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  $S_{22}$  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 نظریه کایرال، به طور معادل از سه

یکسانی را به دست می‌دهند. در تعیین تمامی پارامترهای شدت برهم‌کنش از طول پراکندگی  $a_{K^-p} = (-0.78 + i0.49)\text{fm}$  [۴] و پارامتر برد  $\Lambda = 3.9\text{fm}^{-1}$  استفاده کرده‌ایم. در محاسبه نتایج جدول مذکور،  $S_{22} = -0.66$  را در نظر گرفته‌ایم تا همچون مدل‌های کایرال مقدار  $\frac{U_{22}}{U_{11}} = \frac{4}{3}$  را برای  $\Lambda(1405)$  نتیجه دهد.

مقایسه مقادیر انرژی حالت  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$  حاصل از محاسبات در جدول ۲ بیانگر آن است که، به ازای قطب‌های مختلف  $W_{\Lambda(1405)}$  در مدل‌های دو ذره‌ای، اثرات برهم‌کنش  $\bar{K}N-\pi\Sigma$  در حالت ایزواسپین  $I=1$  ناچیز است و نقش غالب را برهم‌کنش  $\bar{K}N-\pi\Sigma$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  ایفا می‌کند. حتی برای انتخاب‌های مختلف طول پراکندگی  $K^-p$  جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  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 تشدید  $\Lambda(1405)$ ، انرژی بستگی سیستم  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$  افزایش، و با کاهش پهنای حالت  $\Lambda(1405)$ ، نه تنها پهنای  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$  کاهش می‌یابد بلکه برای مواردی با جرم  $\Lambda(1405)$  ثابت، به افزایش انرژی بستگی سیستم  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$  می‌انجامد. نزدیکی قطب دو ذره‌ای مدل هییدو- وایز به انرژی آستانه کائون- نوکلئون، انرژی حالت کم



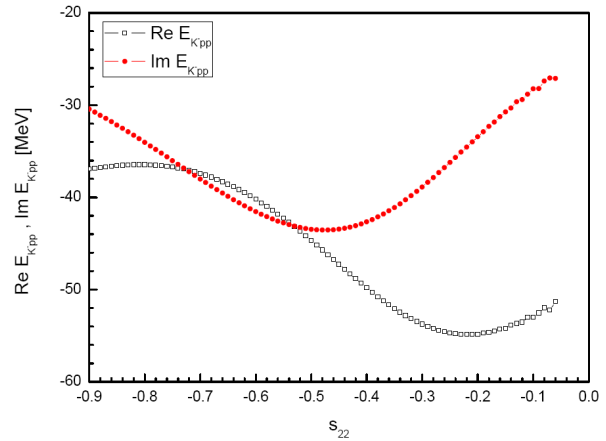
شکل ۳. رفتار رد قطب حالت تشدید  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  برای سه مقدار مختلف  $s_{22}$ ،  $s_{22} = -0.66$  (مربع توخالی)،  $s_{22} = -0.19$  (مثلث توخالی) و  $s_{22} = -0.3$  (دایره توخالی)، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] با محاسبات انجام شده در کانال‌های جفت شده. شدت برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  را به طور تصنعی با ضریب  $f$  از مقدار فیزیکی آن، برای سه مقدار  $s_{22}$  افزایش داده‌ایم.

[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 تشدید  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  را به طور تصنعی با افزایش شدت برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  از مقدار فیزیکی آن، برای سه مقدار  $s_{22}$  فوق‌الذکر، و مدل یامازاکی-آکائیشی برای قطب دو ذره‌ای کائون-نوکلئون، دنبال می‌کنیم. ضریب  $f$  را به عنوان یک فاکتور افزایش شدت به صورت

$$\bar{v}_{\bar{K}N, \bar{K}N} = f v_{\bar{K}N, \bar{K}N} \quad (16)$$

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  $(s_{11})$  و پتانسیل تصنعی می‌باشند. محاسبات ارائه شده در شکل ۳ نشان می‌دهند که برای هر سه مقدار  $s_{22}$ ، حالت تشدید سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$ ، با افزایش ضریب  $f$  به یک حالت مجازی می‌روند. در حالی که با توجه به بحث‌های صورت گرفته 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 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  $(s_{22})$ . در این محاسبات از قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] در کانال‌های جفت شده استفاده شده است.

مقدار  $s_{22} = -0.66$ ،  $-0.19$  و  $-0.30$  برای  $s_{22}$  که، مقدار  $\frac{U_{22}}{U_{11}}$  به ترتیب  $\frac{4}{3}$ ،  $\frac{4m_\pi}{3m_K}$  و  $\frac{4\omega_\pi}{3\omega_K}$  برای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  نتیجه دهد، استفاده می‌شود.  $m_{meson}$  و  $\omega_{meson}$  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  $(s_{22})$ ، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی با محاسبات انجام شده در کانال‌های جفت شده، نشان داده‌ایم. در گستره تغییرات  $s_{22}$  از  $-1$  تا  $0$ ، قسمت حقیقی انرژی بستگی سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  در گستره  $35$  تا  $55$  MeV قرار می‌گیرد و قسمت موهومی آن در گستره  $45$  تا  $25$  MeV که معادل پهنای  $90$  تا  $50$  MeV 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

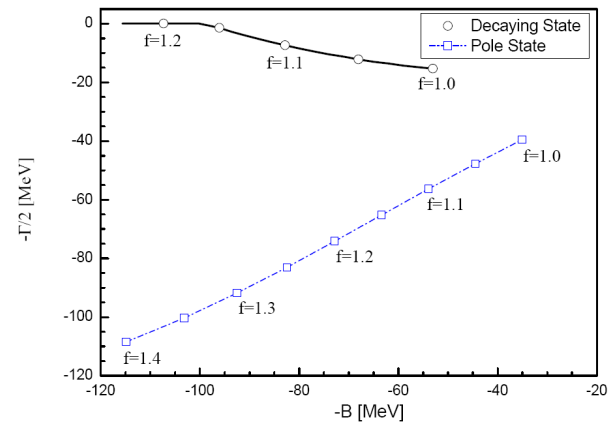


$\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  ، با برهم کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  به صورت یک حالت واپاشنده کاپور- پیرلز به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی، و  $s_{pp} = -0.66$  انجام داده‌ایم. انرژی حالت کاپور- پیرلز سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  ( $-53.0 - i15.3$ ) نسبت به انرژی قطب فدیف سیستم ( $-38.3 - i39.5$ )، حالت مقیدتری را شکل می‌دهد، که از تغییر  $T$ - ماتریس‌های دو ذره‌ای کائون- نوکلئون به ازای تکانه ذره ناظر، ناشی می‌شود. همین مسئله موجب باریک‌تر شدن حالت کاپور- پیرلز نسبت به حالت قطب فدیف می‌شود.

رفتار رد حالت کاپور- پیرلز سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  را به طور تصنعی با افزایش شدت برهم کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  از مقدار فیزیکی آن (معادله ۱۶) دنبال می‌کنیم. رفتار رد حالت قطب و حالت کاپور- پیرلز سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی، و  $s_{pp} = -0.66$  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 حالت 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.

محاسبات کار حاضر نشان می‌دهند که، جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  کلیدی‌ترین نقش را در تعیین انرژی و پهنای سبک‌ترین سیستم کائونی  $\bar{K}(NN)_{I=1}$  ( $I = \frac{1}{2}$ ) با تکانه زاویه‌ای کل و پاریته کائونی  $J^\pi = 0^-$  و تکانه زاویه‌ای مداری و اسپین کل  $S=L=0$  ایفاء می‌کند، و اثرات برهم کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  در حالت ایزواسپینی  $I=1$  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 واپاشنده کاپور- پیرلز در نظر بگیریم.



شکل ۴. رفتار رد قطب حالت تشدید (مربع توخالی) و حالت کاپور- پیرلز (دایره توخالی) سیستم  $\bar{K}NN - \pi\Sigma N$  برای  $s_{pp} = -0.66$ ، به ازای قطب انرژی دو ذره‌ای یامازاکی و آکائیشی [۶ و ۷] با محاسبات انجام‌شده در کانال‌های جفت‌شده. شدت برهم کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$  را به طور تصنعی با ضریب  $f$  از مقدار فیزیکی آن افزایش داده‌ایم.

افزایش شدت برهم کنش  $\bar{K}N$  در حالت ایزواسپینی  $I=0$ ، به زیر آستانه  $\pi\Sigma N$  برود ( $\text{Re } E_{K^- pp} < -99 \text{ MeV}$ )، 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 به صورت یک حالت واپاشنده<sup>۱</sup>، که توسط کاپور<sup>۲</sup> و پیرلز<sup>۳</sup> معرفی شده‌اند [۲۸]، ملاحظه شوند که با حالت قطب<sup>۴</sup> معادله 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

۱. Decaying state
۲. Kapur
۳. Peierls
۴. Pole state

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.
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.