

مطالعه طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم‌کنش کائون در-پرواز بر روی هسته هدف دوترون

جعفر اسماعیلی*، حامد عبداللهی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، 115 ایران

دریافت: 1396/12/18 ویرایش نهایی: 1398/03/05 پذیرش: 1398/04/05

چکیده

در این مقاله، با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت شده، طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ($M_{\Sigma\pi}$) ناشی از برهم‌کنش کائون در-پرواز با هسته دوترون، مورد بررسی قرار گرفته است. در محاسبه سطح مقطع واکنش، دو فرآیند تک و دو برهم‌کنشی در نظر گرفته شده است. در تکانه‌های کوچک کائون فرودی ($P_{\text{Lab}} < 400 \text{ MeV}/c$)، فرآیند تک-برهم‌کنشی غالب است در حالی که در تکانه‌های بزرگ ($P_{\text{Lab}} \sim \text{GeV}/c$)، سهم فرآیند دو برهم‌کنشی قابل چشم‌پوشی نیست و باید در دامنه برهم‌کنش منظور شود. با استفاده از آنالیز χ^2 و در نظر گرفتن جمعیت $(1385)^*$ ها، طیف‌های $M_{\Sigma\pi}$ نظری را بر داده‌های تجربی براون در زیر آستانه \overline{KN} برازش داده‌ایم که جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ را به ترتیب $M_{\Lambda} = 1432 \text{ MeV}$ و $\Gamma = 20 \text{ MeV}$ به دست آورده‌ایم. نتیجه حاضر هرچند با نتایج حاصل از مدل‌های کایرال $SU(3)$ در توافق نسبتاً خوبی است، اما با مقدار فعلی آن در جدول داده‌های ذرات سازگار نیست.

کلیدواژه‌گان: $\Lambda(1405)$ ، برهم‌کنش $K^- - d$ و هسته‌های کائونی

مقدمه

اندرکنش با ماده در طی حرکت در محیط، کند می‌شود. کائون کندشده جایگزین یکی از الکترون‌های اتمی شده و اتم کائونی تشکیل می‌شود. اتم کائونی در اثر گذارهای تابشی، برخوردی و سایر به‌حالت‌هایی با انرژی پایین‌تر گذار خواهد نمود تا نهایتاً در اثر هم‌پوشانی تابع موج اتمی کائون با هسته، کائون با نوکلئون‌های هسته برهم‌کنش هسته‌ای انجام دهد. آهنگ جذب کائون‌ها در اولین تقریب با 2 عامل برهم‌کنش‌های دوزره‌ای کائون-نوکلئون در انرژی‌های پایین و ویژگی‌های دینامیکی ماده هسته‌ای در پیرامون هسته مشخص می‌شود. به همین جهت جذب کائون در اتم‌های کائونی ابزار کاوش قدرتمندی برای مطالعه سطح هسته می‌باشد [14].

در دو دهه اخیر، مطالعه سیستم‌های هادرونی شگفت بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این میان هسته‌های کائونی که از حضور یک یا چند پادکائون در کنار دیگر نوکلئون‌ها شکل می‌گیرند، به‌طور گسترده‌ای از جنبه‌های نظری [10-1] و تجربی [11-13] مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. از لحاظ تجربی روند برهم‌کنش کائون با هسته به‌دو صورت دنبال می‌شود، در فرآیندهای در-پرواز¹ کائون فرودی بدون تشکیل اتم اگزوتیک، مستقیماً با نوکلئون‌های هدف برهم‌کنش هسته‌ای انجام می‌دهد که این مسئله مستلزم تکانه‌ای از مرتبه GeV/c برای کائون فرودی است. در برهم‌کنش‌های کائون متوقف‌شده²، کائون در اثر

*نویسنده مسئول: jafar.esmaili@gmail.com

¹ In-flight

² Stopped Kaon



qqq انتظار داریم، متفاوت است. از دیدگاه اسپکتروسکوپی هادرونی $\Lambda(1405)$ یک مولکول مزون-باریون در نظر گرفته می‌شود [18]. به‌طور کلی دو دسته مدل پدیده‌شناختی و کایرال برای تفسیر این ساختار تشدید ا ارائه شده است. در سال 2002 آکائیشی² و یامازاکی³ $(A - Y)^3$ ، با ارائه یک مدل پدیده‌شناختی، $\Lambda(1405)$ را به‌صورت یک حالت شبه‌مقید $\bar{K}N$ با $I=0$ فرض نمودند، و جرم و پهنای $\Lambda(1405)$ و دیگر داده‌های پراکندگی $\bar{K}N$ در انرژی‌های پایین را باز تولید نمودند [1]. $A - Y$ با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت شده $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ ، حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای را پیش‌بینی و ساختار و چگونگی شکل‌گیری سیستم‌های هسته‌ای کائونی چندنوکلئونی را مطالعه کردند [1-3]. $A - Y$ نشان دادند که با شروع از چنین حالت تشدید، می‌توان حالت‌های بسیار مقید در سیستم‌های کائونی را پیش‌بینی نمود که این مسئله می‌تواند به‌چگالش کائونی در ماده منجر شود [1-3]. در نقطه مقابل چنین تفسیری، اولین بار جیدو⁴ و همکاران [19] براساس نظریه دینامیکی کایرال $SU(3)$ توصیف دو قطبی‌ای از ساختار $\Lambda(1405)$ را ارائه نمودند. در این دسته از توصیف‌های دو قطبی $\Lambda(1405)$ ، دومین قطب به کانال $\Sigma\pi$ جفت شده و به‌صورت یک قله پهن در حوالی $1400 \text{ MeV}/c^2$ توزیع شده است که فرض بر آن است که کانال قبل و بعد از تشکیل تشدید $\Lambda(1405)$ ، $\Sigma\pi$ است [15-19-25]. بر این اساس، طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از واپاشی Λ^* دارای قله‌ای در اطراف $1405 \text{ MeV}/c^2$ می‌باشد که از برهم‌نهی دامنه‌های دو تشدید که قطب‌های بالا را دارا هستند توصیف می‌شود. محل اولین قطب حتی از $1430 \text{ MeV}/c^2$ بالاتر است

در اثر برهم‌کنش قوی، کائون-نوکلئون می‌تواند از طریق تشکیل یک حالت میانی به‌صورت تشدید، به کانال‌های $\bar{K}N$ ، $(\Sigma\pi)^0$ و $\Lambda\pi$ واپاشی کند. نتایج تجربی و نظری بیانگر این واقعیت هستند که مهم‌ترین کانال واپاشی در فرآیندهای مذکور، کانال $\Sigma\pi$ است [15]. به‌همین منظور در بیشتر مدل‌های نظری از اثر کانال‌های واپاشی دیگر ($\Lambda\pi$) چشم‌پوشی می‌شود. یکی از حالت‌های میانی تشدید در برهم‌کنش $\bar{K}N$ ، تشدید $\Lambda(1405)$ است. که پس از تشکیل $\Lambda(1405)$ در هسته هدف، کائون می‌تواند در اثر برهم‌کنش با دیگر نوکلئون‌های هدف یک حالت هسته‌ای شبه‌مقیدی را به‌وجود آورد. انرژی حالت‌های شبه‌مقید سیستم‌های کائونی، کاملاً به انرژی بستگی حالت میانی $\Lambda(1405)$ وابسته است.

$\Lambda(1405)$ باریون شگفتی است که اعداد کوآنتومی $I=0$ ، $S=-1$ و $J^P = \frac{1}{2}^-$ به آن نسبت داده می‌شود [16]. در سال‌های اخیر ماهیت این حالت تشدید مورد سؤال قرار گرفته است. ساختار تشدید $\Lambda(1405)$ به‌طور گسترده‌ای در فیزیک هسته‌ای و هادرونی شگفت مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. با بهبود ابزار اندازه‌گیری و توسعه مدل‌های نظری مقادیر متفاوتی برای جرم این حالت تشدید حول مقدار $1400 \text{ MeV}/c^2$ و پهنایی در گستره $90-20 \text{ MeV}$ در جدول داده‌های ذرات¹ گزارش شده است [17]. $\Lambda(1405)$ را نمی‌توان به‌عنوان یک حالت برانگیخته ذره Λ و یا یک حالت پنج کوآرکی در نظر گرفت زیرا ماهیت این تشدید نسبت به تشدیدهای باریونی معمولی که از مؤلفه‌های سه‌کوآرکی تشکیل شده‌اند، متفاوت است. پهنای واپاشی $\Lambda(1405)$ با قاعده واپاشی کلی که برای یک تشدید سه کوآرکی

³ Yamazaki⁴ Jido¹ Particle Data Group² Akaishi

استفاده شده است. در صورتی که یکی از مهمترین قیده‌های اعمالی بر نظریه‌های توصیف کننده برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپین $I=0$ ، داده‌های تجربی مرتبط با تشدید $\Lambda(1405)$ است، این داده‌ها بیانگر برهم‌کنش کائون-نوکلئون در زیر آستانه کائون-نوکلئون می‌باشند، در صورتی که داده‌های پراکندگی کانال‌های مختلف در ناحیه پیوسته می‌توانند تشدیدها و اطلاعات زیادی به غیر از برهم‌کنش کائون-نوکلئون را در برداشته باشند [26]. داده‌های همینگوی¹ بیشترین تعداد داده تجربی گزارش شده از برهم‌کنش کائون-پروتون در $4/2 \text{ GeV}/c$ هستند [27] که به منظور ارزیابی مدل‌های نظری مختلف مورد استفاده قرار گرفته‌اند. از جمله داده‌های تجربی دیگر که در فرآیندهای در-پرواز استفاده می‌شوند داده‌های براون² می‌باشند که از برهم‌کنش K^- بروی d حاصل شده‌اند [28]. به نظر می‌رسد که طیف جرم ناوردای ذرات $\Sigma\pi$ حاصل از برهم‌کنش K^- بر روی دوترون $(K^-d \rightarrow n + \Sigma^\pm \pi^\mp)$ برای تعیین محل تشدید $\Lambda(1405)$ بسیار ارزشمند است. از آنجا که تاکنون از آنها به منظور به دست آوردن اطلاعات در مورد $\Lambda(1405)$ استفاده نشده است. به نظر می‌رسد که اساساً طیف تجربی به دست آمده ناشی از واپاشی $\Lambda(1405)$ است. ولی این طیف، یک طیف انرژی تصویر شده است که توزیع تکانه ذره ناظر در برهم‌کنش (n) ، بر طیف واپاشی $(\Sigma\pi)^0$ $K^-p \rightarrow$ حاکم شده است.

با توجه به تردیدهای مطرح شده در مورد جرم و پهنای حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ، انگیزه کافی جهت تحقیقات بیشتر در این زمینه در واکنش‌های مختلف به وجود آمده است. با توجه به اهمیت تعیین هر چه دقیق‌تر جرم و پهنای حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ، هم اکنون آزمایش

اما به دلیل وجود اثرات آستانه $\bar{K}N$ ، به جرم‌های پایین‌تر سوق پیدا می‌کند. دومین قطب $\Lambda(1405)$ به کانال $\Sigma\pi$ جفت شده و به صورت قله پهنی در حوالی $1400 \text{ MeV}/c^2$ توزیع شده است که در حقیقت می‌تواند در کانال $T_{\pi\bar{K} \leftarrow \pi\Sigma}$ مشاهده گردد، اما این قطب قابل آشکارسازی مستقیم نیست [4-5]. در چنین مدل‌هایی فرض بر این است که کانال قبل و بعد از تشکیل $\Lambda(1405)$ ، $\Sigma\pi$ می‌باشد. بر این اساس طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ قله‌ای در اطراف $1405 \text{ MeV}/c^2$ دارد که از برهم‌نهی دامنه‌های دو قطب مربوط به تشدید حاصل می‌شود. این حالت مقید کم عمق $\bar{K}N$ ، به پیش‌بینی حالت‌های مقید کائونی کم عمق منجر می‌شود. در مقایسه دو مدل، برهم‌کنشی با عمق کمتر در حالت ایزواسپین $I=0$ به انرژی قیدی کم‌تری در هسته‌های کائونی منجر می‌شود. از آنجا که آستانه کانال $\Sigma\pi$ در زیر آستانه کانال $\bar{K}N$ واقع شده است، ترازهای هسته‌های کائونی کم عمق‌تر پهنای بزرگی خواهند داشت. عملاً اندازه‌گیری چنین ترازهای کم عمق و پهنی، کار نسبتاً دشواری است [24 و 25]. از آنجا که $\Lambda(1405)$ قویاً برهم‌کنش $\bar{K}N$ را در زیر آستانه دیکته می‌کند، این حالت تشدید اهمیت ویژه‌ای بر رفتار کائون در هسته‌ها دارد، پس قبل از پرداختن به مسئله حالت‌های مقید کائونی، سوالی مهم مطرح می‌گردد که، محل حالت شبه‌مقید K^-p با ایزواسپین $I=0$ و تکانه زاویه‌ای $L=0$ کجاست؟ $\Lambda(1405)$ یا $\Lambda(1420)$ ؟

در معرفی اکثر نظریه‌های برهم‌کنشی از جمله مدل‌های کایرال، از داده‌های تجربی سطح مقطع پراکندگی و برهم‌کنش‌های K^-p در کانال‌های $\pi^+\Sigma^-$ ، \bar{K}^0n ، $\pi^0\Lambda$ ، $\pi^0\Sigma^0$ و $\pi^-\Sigma^+$ در ناحیه پیوسته

² Braun¹ Hemingway

و \vec{k}' به ترتیب تکانه نسبی ذرات قبل و بعد از برهم کنش در کانال مورد بررسی و β پارامتر برد پتانسیل است. یک سیستم دو کاناله را می توان با استفاده از پتانسیل اپتیکی متناظر، به صورت یک حالت تک کاناله بررسی نمود. در رهیافت پتانسیل اپتیکی، پارامتر شدت پتانسیل برحسب پارامترهای سیستم دو کاناله به صورت

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12} \frac{\beta^2}{(\beta - i\kappa_2)^2 + s_{22}\beta^2} s_{21} \quad 3$$

است که در آن

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_2} \kappa_2^2 = E + \Delta M c^2 \quad 4$$

E و κ_2 به ترتیب تکانه و انرژی مختلط در کانال $\Sigma\pi$ اند و $\Delta M = 99 \text{ MeV}/c^2$ اختلاف جرم آستانه های دو کانال اولیه و واپاشی می باشند. انرژی (مختلط) حالت قطب (E_{pol})، برای سه پارامتر برهم کنش (s_{11} ، s_{12} و s_{22}) با حل معادله $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$ حاصل می شود، که

$$\Xi(z) \equiv -\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \beta^2 (\sqrt{-s_1^{opt}(z)} - 1)^2 \quad 5$$

با توجه به روابط 3 تا 5 و معلوم بودن یکی از پارامترهای شدت، برای یک انرژی قطب معین، می توان دو پارامتر شدت دیگر را مشخص نمود [34].

در این رهیافت، دامنه پراکندگی کانال های جفت شده برای فرآیندهای برهم کنش دو ذره ای به صورت

$$T_{ij} = U_{ij} + \sum_l U_{il} G_l T_{lj} \quad 6$$

در نظر گرفته می شود که برحسب تابع گرین آزاد G_l و U_{ij} داده می شود. با توجه به توابع ساختار یوکاوا، $(UG)_{ij}$ به صورت

$$(UG)_{ij} = -s_{ij} \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_i}} \frac{\beta^2}{(\beta - i\kappa_j)^2} \quad 7$$

1J-PARC-E31 تحت عنوان مطالعه اسپکتروسکوپی تشدید های پرونی در زیر آستانه $\bar{K}N$ به وسیله برهم کنش در -پرواز کائون-دوترون در جریان است [29]. به همین جهت، در کار حاضر با استفاده از مدل A-Y به مطالعه و بررسی طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم کنش کائون در -پرواز با هسته هدف دوترون خواهیم پرداخت و نتایج نظری را با داده های تجربی براون مقایسه خواهیم نمود [28].

تشدید $\Lambda(1405)$ در رهیافت کانال های جفت

شده

حالت شبه مقید K^-p را می توان به صورت تشدید فشباخ² در ناحیه حالت های پیوسته $\Sigma\pi$ در نظر گرفت [30 و 31]. با توجه به اینکه بیشترین نسبت انشعاب واپاشی Λ^* به کانال $\Sigma\pi$ است [17 و 15]، کانال های $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ نقش غالبی را در دینامیک کانال های جفت شده بازی می کنند. به همین جهت برای سادگی کار می توان محاسبات را در دو کانال جفت شده $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ انجام داد. در کار حاضر، برهم کنش بین کانال های مختلف را با استفاده از پتانسیل های جداپذیر، با توابع ساختار یوکاوا³ توصیف می کنیم [32 و 33]

$$\langle \vec{k}' | v_{ij} | \vec{k} \rangle = g(\vec{k}') U_{ij} g(\vec{k}), \quad 1$$

$$g(\vec{k}) = \frac{\beta^2}{\beta^2 + k^2} \quad 2$$

$$U_{ij} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\hbar^2}{2\sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\beta} s_{ij}$$

که در آن i (j) معرف کانال های برهم کنشی مختلف است. در محاسبات 1 و 2 را به ترتیب برای کانال $\bar{K}N$ و $\Sigma\pi$ در نظر می گیریم. μ_i (μ_j) جرم کاهش یافته کانال i (j)، s_{ij} پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل، \vec{k}

³ Yukawa

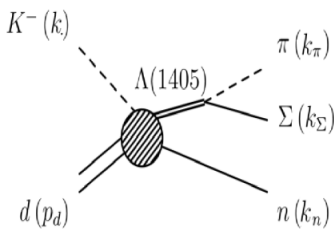
¹ Japan Proton Accelerator Reaction Complex

² Feshbach

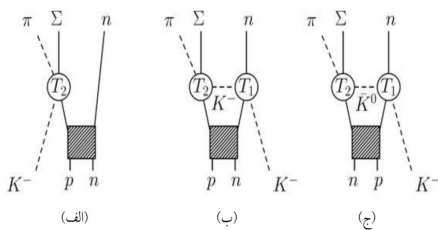
تکانه‌های ذرات قبل و بعد از برهم‌کنش نشان داده شده است. در این برهم‌کنش هسته دوترون در حالت سکون با تابع موج ϕ_d مشخص می‌شود. در شکل 2، طرح‌واره سه برهم‌کنش ممکن را برای برهم‌کنش کائون-دوترون نشان داده‌ایم که دامنه گذار برهم‌کنش کائون-دوترون از برهم‌نهی دامنه تک تک آنها

$$T_{fi}^1 = T_{fi}^2 + T_{fi}^3 + T_{fi}^4 \quad 12$$

به‌دست می‌آید.



شکل 1. طرح‌واره سینماتیک برهم‌کنش $\Sigma\pi n \leftarrow K^- d$.



شکل 2. طرح‌واره‌هایی از محاسبات مربوط به واکنش $K^- d \rightarrow n + \Sigma^\pm \pi^\mp$. T_1 و T_2 به ترتیب بیانگر دامنه پراکندگی برهم‌کنش $\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N$ با ایزواسپین $I=1$ و $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$ با ایزواسپین $I=0$ می‌باشند. نمودار (الف) مربوط به سهم تک برهم‌کنشی و نمودارهای (ب) و (ج) مربوط به سهم دو برهم‌کنشی هستند.

در فرآیند نوترون ناظر (شکل 2-الف)، K^- با پروتون برهم‌کنش می‌کند و به یک حالت تشدید $\Lambda(1405)$ می‌رود، در این فرآیند نوترون نقش ناظر در برهم‌کنش را دارد. دامنه گذار برای چنین برهم‌کنشی به صورت

$$T_{fi}^1 = [\bar{k}_n, \bar{k}_\Sigma, \bar{k}_\pi | T | \bar{k}_0, 0, \phi_d] \quad 13$$

خواهد بود که در آن $\bar{k}_0, \bar{k}_\Sigma, \bar{k}_n$ و \bar{k}_π به ترتیب تکانه ذرات قبل و بعد از برهم‌کنش هستند. با توجه به دامنه

خواهد بود که در آن k_z ، تکانه نسبی ذرات در کانال z می‌باشد.

تعیین مؤلفه $T_{11}^{I=1}$ ، ماتریس گذار با استفاده از توابع ساختار یوکاوا

در پراکندگی کائون-نوترون، کانال ورودی و نهایی برهم‌کنش یکی است و برهم‌کنش در حالت ایزواسپینی یک رخ می‌دهد و درایه ماتریس گذار آن به صورت

$$\langle q_{Kn} | T_{11}^{I=1} | q_0n \rangle = g(q_{Kn}) T_{11}^{I=1} g(q_0n) \quad 8$$

خواهد شد. با استفاده از یک پتانسیل اپتیکی با پارامتر شدت مختلط s^{opt} ، قادر به محاسبه $T_{11}^{I=1}$ خواهیم بود.

با توجه به رابطه طول پراکندگی برهم‌کنش کائون-نوکلئون در ایزواسپین $I=1$ (a^{opt}) با پارامتر شدت اپتیکی s^{opt} برای پتانسیل‌های جداپذیر یوکاوا،

خواهیم داشت

$$s^{opt} = \frac{a^{opt} \beta}{2 - a^{opt} \beta} \quad 9$$

که در رابطه 9، پارامتر بدون بعد شدت اپتیکی با توجه به توابع ساختار یوکاوا به صورت

$$s^{opt} = \pi^2 \frac{2\mu_{Kn}}{\hbar^2} \beta U_0, \quad \mu_{Kn} = \frac{m_n m_K}{m_n + m_K} \quad 10$$

مشخص می‌شود. با توجه به رابطه 10، ماتریس گذار T را می‌توان برحسب پارامترهای برهم‌کنش به صورت

$$T(\varsigma) = \frac{(\beta - i\kappa)^2}{(\beta - i\kappa)^2 + s^{opt} \beta^2} U_0 \quad 11$$

نوشت که در آن $\varsigma = \frac{\hbar^2}{2\mu_{Kn}} \kappa^2$ و $\kappa = q_0n$

فرمول‌بندی احتمال گذار و طیف جرم

ناوردای ناشی از برهم‌کنش کائون-دوترون

در شکل 1 طرح‌واره‌ای از برهم‌کنش کائون در-پرواز با دوترون و تشکیل حالت تشدید $\Lambda(1405)$ به همراه

نوترون-کائون پراکنده شده، نوترون-کائون فرودی و $\Sigma - \pi$ آشکارسازی شده هستند.

مقایسه دامنه برهم کنش $K^- n \rightarrow K^- n$ در شکل 2ب با دامنه برهم کنش $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ در شکل 2ج در رهیافت کانالهای جفت شده نشان می دهد که در گستره تکانه های $600 - 1000 \text{ MeV}/c$ برای کائون فرودی (معادل با انرژی مرکز جرم $1600 - 1800 \text{ MeV}$)، دامنه شکل 2ب تقریباً چهار برابر بزرگتر از دامنه شکل 2ج است [35].

چنین اختلاف بزرگی در حوالی 1670 MeV ناشی از وجود حالت تشدید $\Lambda(1670)$ با ایزواسپین $I=0$ است که می تواند در برهم کنش $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ تشکیل شود ولی به دلیل اینکه $K^- n \rightarrow K^- n$ کاملاً در ایزواسپین $I=1$ است، هیچ سهمی در تشکیل این حالت تشدید ندارد. به همین منظور در ادامه محاسبات از اثرات شکل 2ج در محاسبه سطح مقطع کل چشم پوشی می کنیم.

در ادامه، نخست به بررسی این دو برهم کنش نسبت به یکدیگر در تکانه های مختلف کائون فرودی، و برای جرم و پهناهای مختلف حالت تشدید $\Lambda(1405)$ خواهیم پرداخت. سپس به مقایسه سطح مقطع برهم کنش با داده های تجربی براون در زیر آستانه $\bar{K}N$ ادامه خواهیم داد.

مقایسه توابع توزیع تکانه نظری و تجربی دوترون نشان می دهد که پتانسیل نوسانگر هماهنگ قادر به توصیف برهم کنش پروتون-نوترون در تکانه های نسبی بزرگ (بزرگتر از $150 \text{ MeV}/c$) نیست. در حالی که توزیع تکانه Argonne v18 SC تا تکانه های نسبی $300 \text{ MeV}/c$ ، به خوبی بر داده های تجربی منطبق است. در ادامه به منظور مطالعه دقیق تر برهم کنش کائون-دوترون، از پتانسیل Argonne v18 SC [36] برای

گذار معادله 6 سطح مقطع دیفرانسیلی برهم کنش به صورت

$$\frac{d^2\sigma}{dYdk_n} \propto \frac{E_{\Sigma\pi}}{\frac{1}{\sqrt{m_\Sigma^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}} + \frac{1}{\sqrt{m_\pi^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}}} \times kg^2(k) |T_{21}(\gamma_1, k_2)|^2 g^2(k') \langle k_n | \phi_d \rangle^2 \quad 14$$

نتیجه خواهد شد. در فرآیندهای دو برهم کنشی شکل 2ب و 2ج (فرآیند اوژه هسته ای)، K^- از روی یکی از نوکلئون ها در حالت ایزواسپین $I=1$ پراکنده می شود و سپس با پراکنده گی از روی نوکلئون دیگر به یک حالت تشدید Λ^* می رود. ماتریس گذار فرآیندهای اوژه هسته ای را می توان به صورت

$$T_{fi}^{2.or.3} = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^6 \iint [\bar{k}_k, \bar{k}_\Sigma, \bar{k}_n | t_0 | \bar{q}_k, \bar{q}_p, \bar{k}_n] \frac{1}{e(\bar{q}_k, \bar{q}_p)} [\bar{q}_k, \bar{q}_p, \bar{k}_n | t_1 | \phi_d \rangle d\bar{q}_p d\bar{q}_k$$

نوشت. در آن t_0 و t_1 به ترتیب مؤلفه های ماتریس گذار در حالت ایزواسپینی $I=0$ ، $I=1$ می باشند. $e(\bar{q}_k, \bar{q}_p)$ انتشارگر برهم کنش، \bar{q}_k و \bar{q}_p تکانه نسبی ذرات قبل و بعد از انتشار است. سطح مقطع دیفرانسیلی برهم کنش برای دامنه گذار معادله 15 به صورت

$$\frac{d^2\sigma}{dYdk_k} = \frac{const \times E_{\Sigma\pi} k_n k}{\frac{1}{\sqrt{m_\Sigma^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}} + \frac{1}{\sqrt{m_\pi^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}}} \times \left| \int_0^\infty q^2 dq \int_{-1}^1 dx_q \int_0^{2\pi} d\varphi_q g(\vec{k}) T_{21}^{I=0} g(\vec{q}) \frac{1}{e(q)} g(\vec{q}_{kn}) T_{11}^{I=1} g(\vec{q}_{on}) \right|^2 \times \left| \langle \bar{q}_p | \phi_d \rangle \right| \quad 16$$

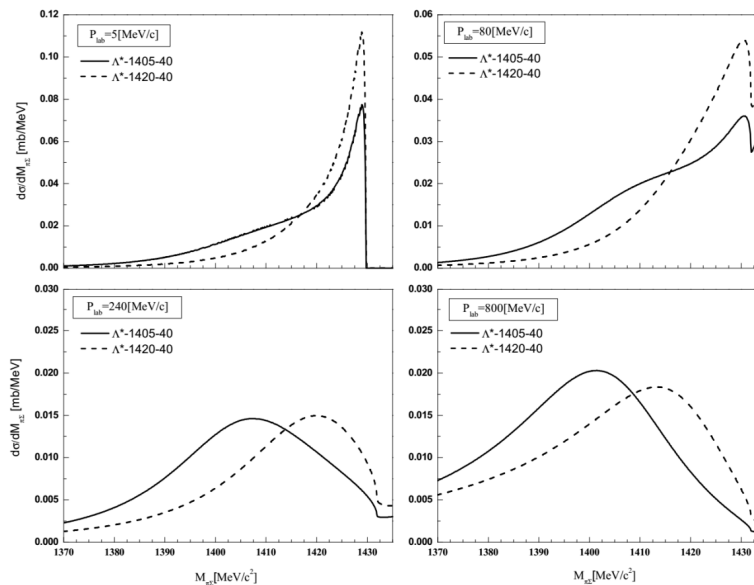
نتیجه خواهد شد. که در آن \bar{q}_{kn} ، \bar{q}_{on} ، \bar{q}_k و \bar{q}_p به ترتیب تکانه نسبی بین پروتون-کائون پراکنده شده،

در نزدیک آستانه است. با افزایش تکانه کائون فرودی، قله ناشی از اثرات سینماتیکی (شبه‌کشسان) از قله مربوط به تشدید $\Lambda(1405)$ جدا می‌شود. در تکانه‌های بزرگتر کائون فرودی، محل و پهنای قله تشدیدیه به‌جرم و پهنای در نظر گرفته شده برای حالت تشدیدیه $\Lambda(1405)$ سوق می‌یابد و قله شبه‌کشسان، به انرژی‌های بالاتر از انرژی آستانه $\bar{K}N$ سوق داده می‌شود. در شکل 3، با تغییر جرم حالت تشدیدیه $\Lambda(1405)$ از 1405 به 1420، مشاهده می‌شود که قله طیف‌های جرمی ناشی از تشدید یک جابه‌جایی به سمت انرژی آستانه $\bar{K}N$ را از خود نشان می‌دهند. این مسئله برای تکانه‌های $P_k = 450 \text{ MeV}/c$ و $800 \text{ MeV}/c$ به‌خوبی قابل مشاهده است. با افزایش تکانه کائون فرودی در طیف‌های مورد بررسی، سطح مقطع برهم‌کنش کاهش می‌یابد.

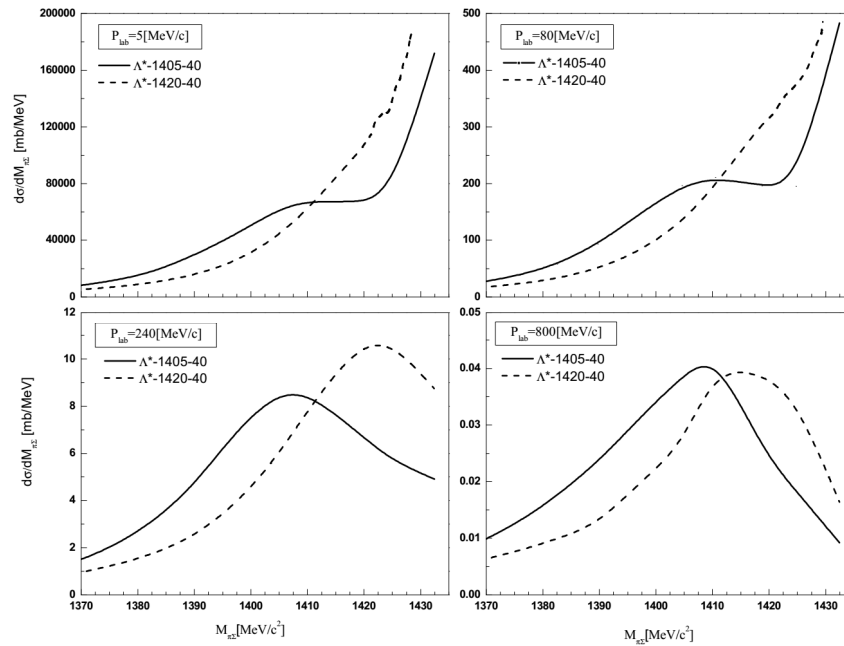
توصیف برهم‌کنش پروتون-نوترون مقید در دوترون استفاده خواهیم نمود.

نتایج و بحث

طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ بهنجار شده برای فرآیند تک-برهم‌کنشی کائون-دوترون به‌ازای مقادیر جرم‌های مختلف $M_\Lambda = 1405 \text{ MeV}/c^2$ خطوط توپر و $M_\Lambda = 1420 \text{ MeV}/c^2$ خطوط خط چین با پهنای $\Gamma_\Lambda = 40 \text{ MeV}$ به‌ترتیب برای جرم و پهنای حالت تشدیدیه $\Lambda(1405)$ ، و مقادیر مختلف تکانه کائون فرودی در شکل 3 نشان داده شده است. با توجه به شکل 3 در تکانه‌های کوچک کائون فرودی، اثرات تشدید بر روی طیف جرمی $\Sigma\pi$ در محل قطب برهم‌کنش $\bar{K}N$ (جرم $\Lambda(1405)$) قابل مشاهده نیستند. در چنین تکانه‌هایی، طیف جرمی $\Sigma\pi$ قله‌ای در حوالی آستانه $\bar{K}N$ دارد که این قله ناشی از اثرات سینماتیکی



شکل 3. طیف‌های بهنجار شده جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم‌کنش کائون در پرواز با هسته هدف دوترون برای فرآیند تک برهم‌کنشی (شکل 2 الف) به‌ازای مقدار جرم‌های مختلف $M_\Lambda = 1405 \text{ MeV}/c^2$ خطوط توپر و $M_\Lambda = 1420 \text{ MeV}/c^2$ خطوط خط‌چین با پهنای $\Gamma_\Lambda = 40 \text{ MeV}$ به‌ترتیب برای جرم و پهنای حالت تشدیدیه $\Lambda(1405)$ ، در تکانه‌های مختلف $5-80-240-800 \text{ MeV}/c$ کائون فرودی.

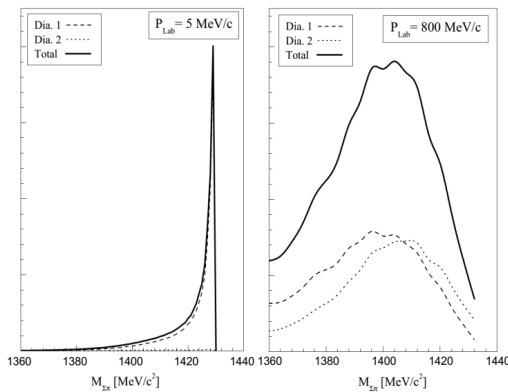


شکل 4. طیف‌های جرم نوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم‌کنش کائون در پرواز با هسته هدف دوترون برای فرآیند دو-برهم‌کنشی (شکل 2ب) به‌ازای مقدار جرم‌های مختلف $M_\Lambda = 1405 \text{ MeV}/c^2$ خطوط توپر و $M_\Lambda = 1420 \text{ MeV}/c^2$ خطوط خط‌چین با پهنای $\Gamma_\Lambda = 40 \text{ MeV}$ به‌ترتیب برای جرم و پهنای حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ، در تکانه‌های مختلف $5 - 80 - 240 - 800 \text{ MeV}/c$ کائون فرودی.

قرار گرفته و تمامی تکانه‌ها یک قله مشخص را از خود نشان می‌دهند. هر چند قله واضحی در تکانه‌های کوچک کائون فرودی مشاهده نمی‌شود ولی هم‌چون حالت تک برهم‌کنشی، اثرات تشدید در تکانه‌های بزرگ به‌روشنی پدیدار می‌شوند. پهنای قله‌های طیف جرمی $\Sigma\pi$ در شکل 4، تغییرات بیشتری نسبت به موقعیت قله برای تکانه‌های مختلف از خود نشان می‌دهند. برای تکانه‌های کائون فرودی بزرگتر، پهنای طیف جرمی $\Sigma\pi$ به پهنای در نظر گرفته شده برای حالت تشدید Λ^* ، نزدیک‌تر می‌شود. با تغییر جرم حالت تشدید Λ^* از $M_\Lambda = 1405 \text{ MeV}/c^2$ به $M_\Lambda = 1420 \text{ MeV}/c^2$ برای تمامی تکانه‌ها، قله متناظر با تشدید Λ^* در طیف‌های جرمی $\Sigma\pi$ ، یک جابه‌جایی از 1405 به 1420 را تجربه می‌کند. چنین رفتاری را

طیف جرم نوردای $\Sigma\pi$ فرآیند دو برهم‌کنشی (شکل 2ب) را برای تکانه‌های مختلف کائون فرودی محاسبه و به‌ازای مقادیر جرم‌های مختلف $M_\Lambda = 1405 \text{ MeV}/c^2$ خطوط توپر و $M_\Lambda = 1420 \text{ MeV}/c^2$ خطوط خط‌چین با پهنای $\Gamma_\Lambda = 40 \text{ MeV}$ به‌ترتیب برای جرم و پهنای حالت تشدید $\Lambda(1405)$ ، برای جرم‌های زیر آستانه $\bar{K}N$ در شکل 4 نشان داده‌ایم. برای فرآیند دو برهم‌کنشی نیز با افزایش تکانه کائون فرودی، بزرگی طیف‌ها هم‌چون حالت تک برهم‌کنشی به‌شدت کوچک می‌شوند. طیف جرمی ناشی از فرآیندهای دو برهم‌کنشی در $K^-d \rightarrow \Sigma\pi n$ ، برای تمامی تکانه‌های مورد بررسی به‌گونه‌ای است که قله طیف تقریباً در محل جرم Λ^*

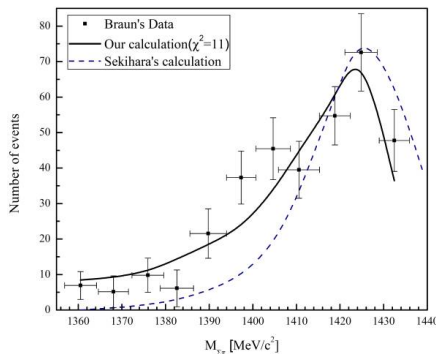
با توجه به نتایج حاضر، انتظار داریم سهم فرآیند شکل 2الف برای کائون‌های فرودی پر انرژی ($\sim \text{GeV}/c$) بسیار کوچک باشد. از آنجا که $\Lambda(1405)$ در زیر آستانه $\bar{K}N$ به وسیله یک کائون پر انرژی و نوکلئونی بسیار دور از $\Lambda(1405)$ که انرژی آن بر روی لاک حرکت قرار نگرفته، تولید می‌شود. این مسئله از رفتار تابع موج دوترون در تکانه‌های نسبی بزرگ، قابل درک است. در حالی که در فرآیند دو-برهم‌کنشی (شکل 2ب)، قسمت زیادی از انرژی کائون فرودی توسط نوترون پراکنده شده در برهم‌کنش ایزواسپین $I = 1$ حمل می‌شود و کائون انرژی مناسبی برای تولید $\Lambda(1405)$ در برخورد با نوکلئون دیگر در دوترون را خواهد داشت.



شکل 5. مقایسه طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ حاصل از فرآیندهای تک و دو برهم‌کنشی کائون-دوترون در تکانه‌های $P_{\text{Lab}} = 5 \text{ MeV}/c$ (سمت چپ) و $P_{\text{Lab}} = 800 \text{ MeV}/c$ (سمت راست). طیف جرمی حاصل از هر دو برهم‌کنش، با استفاده از دامنه گذار کل محاسبه شده است. در ادامه با محاسبه سطح مقطع کل برهم‌کنش کائون-دوترون در $P_{\text{Lab}} = 800 \text{ MeV}/c$ به‌ازای مقادیر مختلف جرم و پهناهای $\Lambda(1405)$ ، مقایسه‌ای بین طیف‌های نظری با داده‌های تجربی براون انجام داده‌ایم. با استفاده از روش آنالیز χ^2 ، طیف‌های جرمی $M_{\Sigma\pi}$ محاسبه شده برای برهم‌کنش کائون-دوترون به‌ازای $M_{\Lambda^*} = 1405 \text{ MeV}/c^2$ (خطوط خط چین) و $M_{\Lambda^*} = 1420 \text{ MeV}/c^2$ (خطوط نقطه‌چین) با پهناهای 40 MeV ، بر داده‌های تجربی براون برازش داده شده

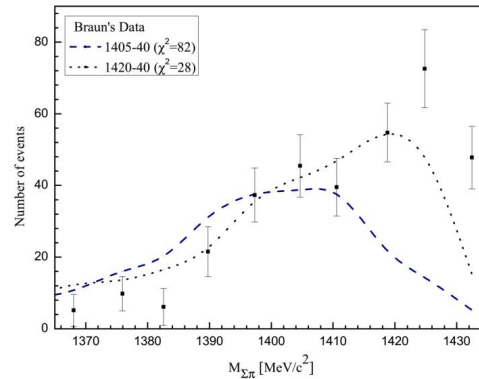
در تکانه‌های بزرگ کائون فرودی، برای فرآیند تک برهم‌کنشی شاهد هستیم درحالی که برای فرآیند دو برهم‌کنشی، چنین رفتاری در تمامی تکانه‌ها قابل مشاهده است. در ادامه طیف‌های جرم ناوردای $\Sigma\pi$ حاصل از فرآیندهای تک و دو برهم‌کنشی به‌ازای مقدار فعلی جرم و پهناهای Λ^* در جدول داده‌های ذرات (مقیاسی دلخواه به‌ازای دو مقدار تکانه کائون فرودی $5 \text{ MeV}/c$ و $800 \text{ MeV}/c$) در دستگاه آزمایشگاه محاسبه و در شکل 5 نشان داده شده است. مقایسه فرآیندهای مختلف نشان می‌دهد که در تکانه‌های کوچک در حدود $5 \text{ MeV}/c$ (کائون متوقف‌شده)، فرآیند غالب، فرآیند تک برهم‌کنشی است و احتمال انجام آن 2 مرتبه بزرگی از فرآیند دو برهم‌کنشی بزرگ‌تر است. به‌خاطر اثرات سینماتیکی حاکم بر برهم‌کنش، قله طیف تک‌برهم‌کنشی در تکانه مذکور در نزدیکی آستانه کائون-پروتون رخ می‌دهد. نتایج شکل 5 نشان می‌دهند که طیف جرمی تک-برهم‌کنشی با طیف جرمی حاصل از دامنه گذار کل اختلاف چندانی ندارد. در تکانه‌های بزرگ در حدود $800 \text{ MeV}/c$ ، شکل طیف‌های هر دو فرآیند تک و دو برهم‌کنشی و طیف جرمی حاصل از دامنه گذار کل به‌شکل برایت-ویگنری نزدیک‌تر می‌شوند و تقریباً هریک از طیف‌ها، قله‌ای در حوالی انرژی تشدید Λ^* از خود نشان می‌دهند. نتایج شکل 5 نشان می‌دهند که در چنین تکانه‌هایی، سهم فرآیند شکل 2ب در مقایسه با فرآیند شکل 2الف، قابل چشم‌پوشی نیست پس در محاسبه سطح مقطع کل برای تکانه‌های بزرگ کائون فرودی، باید دامنه کل را مجموع دامنه‌های تک و دو برهم‌کنشی در نظر بگیریم.

داده‌های تجربی در شکل 7، بیانگر انطباق بسیار خوب طیف نظری با داده‌های تجربی است، هر چند مقدار جرم و پهنای به دست آمده برای Λ^* در توافق خوبی با مقادیر متناظر در جدول داده‌های ذرات نیست. این عدم توافق می‌تواند ناشی از خطای داده‌های براون یا ابهام در سهم اثرات زمینه برهم‌کنش $K^-d \rightarrow \pi\Sigma n$ در زیر آستانه $\bar{K}N$ باشد. در واقع داده‌های تجربی براون ناشی از برهم‌نهی دو حالت تشدید $\Lambda(1405)$ و $\Lambda(1520)$ هستند که دنباله طیف جرمی متناظر با $\Lambda(1520)$ ، می‌تواند ناحیه متناظر با $\Lambda(1405)$ را تحت تأثیر قرار دهد. همچنین ممکن است قسمتی از داده‌های اندازه‌گیری شده در طیف جرمی $M_{\Sigma\pi}$ ناشی از برهم‌کنش غیرتشدید باشد که منجر به اثرات زمینه در داده‌های تجربی می‌شوند. امروزه، نظر واحدی در مورد داده‌های زمینه طیف تجربی براون وجود ندارد.



شکل 7. مقایسه طیف جرمی کار حاضر و نتایج یکی از مدل‌های کایرال $SU(3)$ [35] با داده‌های تجربی جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم‌کنش کائون-دوترون در $P_{Lab} = 800\text{MeV}/c$ [28]. نتایج شکل 7 بیانگر آن است که کار حاضر نسبت به مدل کایرال $SU(3)$ ، انطباق بهتری با داده‌های تجربی دارد. مقایسه طیف‌های جرمی مرجع [35] و کار حاضر در شکل 7 بیانگر آن است که تقریباً محل قطب برهم‌کنش $\bar{K}N - \pi\Sigma$ هر دو مدل مورد مقایسه، در حوالی آستانه $\bar{K}N$ قرار می‌گیرد ولی رفتار طیف جرمی مرجع [35] نسبت به نتایج کار حاضر، در جرم‌های ناوردای کوچک‌تر سریع‌تر افت می‌کند که این جنبه برهم‌کنش

و در شکل 6 نشان داده شده‌اند. مقدار $\chi^2 = 28$ برای $M_{\Lambda^*} = 1420\text{MeV}/c^2$ و $\Gamma = 40\text{MeV}$ بیانگر انطباق بهتر طیف نظری با داده‌های تجربی است.



شکل 6. مقایسه طیف‌های تشدید $M_{\Sigma\pi}$ حاصل از برهم‌کنش کائون در-پرواز با دوترون در تکانه $P_{Lab} = 800\text{MeV}/c$ ، برازش داده شده بر داده‌های تجربی براون. طیف‌های نظری با استفاده از پتانسیل Argonne v18 SC [36]، برای $M_{\Lambda^*} = 1405\text{MeV}/c^2$ (خطوط خط‌چین) و $M_{\Lambda^*} = 1420\text{MeV}/c^2$ (خطوط نقطه‌چین) با پهنای 40MeV محاسبه شده‌اند.

با استفاده از روش آنالیز χ^2 ، در تکانه $P_{Lab} = 800\text{MeV}/c$ داده‌های نظری را بر داده‌های براون در زیر آستانه برازش داده‌ایم. در کار حاضر، با استفاده از برازش طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ ناشی از برهم‌کنش کائون-دوترون در $P_{Lab} = 800\text{MeV}/c$ [28] به‌زای پارامترهای آزاد پتانسیل برهم‌کنشی $\bar{K}N - \pi\Sigma$ ($\beta = 770\text{MeV}/\hbar c = 3/9\text{fm}^{-1}$) و $s_{22} = -0/66$ جرم و پهنای Λ^* را به ترتیب $M_{\Lambda^*} = 1432\text{MeV}/c^2$ و $\Gamma = 23\text{MeV}$ ، به دست آورده‌ایم. طیف جرمی به‌زای جرم و پهنای مذکور با $\chi^2 = 11$ ، به‌همراه نتایج یکی از مدل‌های دینامیکی کایرال $SU(3)$ که توصیف دو قطبی‌ای از ساختار $\Lambda(1405)$ ارائه می‌دهد [35]، در شکل 7 نشان داده شده است. بهترین طیف نظری برازش داده شده بر

بیانگر آن است که با افزایش سهم جمعیت Σ^* ها در طیف $M_{\Sigma\pi}$ ، منجر به کاهش مقدار پهنای Λ^* در بهترین منحنی منحنی برازش داده شده با داده‌های تجربی می‌شود. این انحراف از داده‌های تجربی بیانگر آن است که در برهم‌کنش $(\Sigma\pi)^{\circ} K^-p \rightarrow$ جمعیت کوچکی از Σ^* ها نسبت به Λ^* ها نقش یک حالت میانی را بازی می‌کنند.

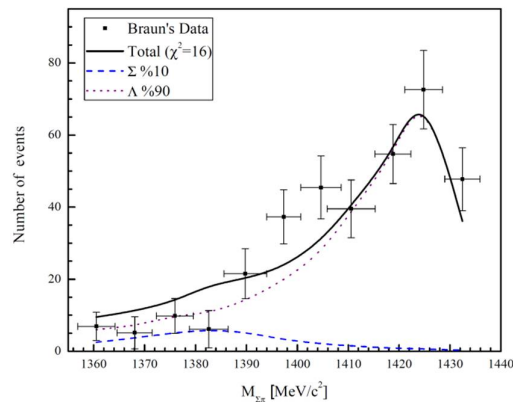
نتیجه‌گیری

در کار حاضر، برهم‌کنش کائون در-پرواز بر روی هسته هدف دوترون را از رهیافتی مشابه با رهیافت مرجع [35]، مورد مطالعه و بررسی قرار داده‌ایم. تفاوت عمده کار حاضر با مرجع [35] در توصیف برهم‌کنش کائون-نوکلئون است که در مرجع [35] از یک مدل دینامیکی کایرال $SU(3)$ با ساختار دو قطبی استفاده شده، و در کار حاضر از پتانسیل پدیده‌شناختی تک قطبی استفاده شده است.

نتایج کار حاضر نشان می‌دهد که فرآیند غالب در تکانه‌های کوچک کائون فرودی $(P_{\text{Lab}} < 400 \text{ MeV}/c)$ ، فرآیند تک برهم‌کنشی است. با افزایش تکانه‌های کائون فرودی، قله شبه‌کشسان از قله ناشی از تشدید $\Lambda^*(1405)$ جدا شده و به جرم‌های بزرگ‌تر از آستانه $\bar{K}N$ سوق داده می‌شود، به نحوی که شکل طیف‌های $M_{\Sigma\pi}$ به شکل برایت-ویگنری نزدیک می‌شود و تقریباً قله‌ای در حوالی انرژی تشدید Λ^* از خود نشان می‌دهند. در چنین تکانه‌هایی، سهم شکل 2ب در مقایسه با شکل 2الف قابل چشم‌پوشی نیست و باید در محاسبه سطح مقطع کل برهم‌کنش $K^-d \rightarrow \pi\Sigma n$ ، دامنه تک تک فرآیندهای شکل 2 منظور شود.

مرجع [35]، از جمله بسیار وابسته به انرژی و اینبرگ-تُموزاوا¹ ناشی می‌شود.

در ادامه، به منظور مشاهده اثرات حالت تشدید $\Sigma^*(1385)$ در طیف جرمی $\Sigma\pi$ ، طیف‌های نظری را بر داده‌های $M_{\Sigma\pi}$ در زیر آستانه $\bar{K}N$ با احتساب اثرات تشدید میانی $\Sigma^*(1385)$ برازش داده‌ایم. با توجه به طیف‌های نظری ناشی از هر دو تشدید، مشاهده می‌شود که تقریباً قله هر یک از طیف‌ها در محل تشدید متناظر رخ می‌دهد. در این برازش به منظور ارائه نتایجی مطمئن، ترکیب جمعیتی 10% را برای Σ^* لحاظ کردیم. بهترین منحنی منحنی برازش داده شده به ازای مقادیر جرم و پهنای Λ^* به ازای $M_{\Lambda^*} = 1432 \text{ MeV}$ و $\Gamma = 20 \text{ MeV}$ به ترتیب برای جرم و پهنای Λ^* به ازای $\chi^2 = 16$ ، به دست آمده است که سهم هر تشدید به صورت مجزا در شکل 8 نشان داده شده است.



شکل 8. طیف جرم ناوردای $\Sigma\pi$ برای سهم 10% $\Sigma^*(1385)$ منحنی خطچین و 90% $\Lambda^*(1405)$ به ازای جرم و پهنای $M_{\Lambda^*} = 1432 \text{ MeV}$ ، $\Gamma = 20 \text{ MeV}$.

اثرات $\Sigma^*(1385)$ به صورت قله بسیار پهنی در حوالی جرم $1385 \text{ MeV}/c^2$ ظاهر می‌شود که نهایتاً به دلیل سهم کوچک آنها در طیف $M_{\Sigma\pi}$ ، به صورت تغییری جزئی ظاهر می‌شود. شکل طیف‌های محاسبه شده

¹ Weinberg-Tomozawa

double- \bar{K} nuclear clusters, *European Physical Journal A* **52** (2016) 361.

[8] S. Marri, J. Esmaili, Three- and four-body kaonic nuclear states: Binding energies and widths, *European Physical Journal A* **55** (2019) 43.

[9] S. Marri, S.Z. Kalantari, J. Esmaili; Structure, formation and decay of $\bar{K}NN$ system by Faddeev-AGS calculation, *Chinese Physics C* **43** (2019) 064101.

[10] A. Naderi, J. Esmaili, M. Mohseni, Signature of $\Lambda(1405)$ resonance in $K^- + {}^6\text{Li}$ reaction, *International Journal of Modern Physics E* **28** (2019) 1950003.

[11] O. Hashimoto, H. Tamura; Spectroscopy of Λ hypernuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **57** (2006) 564.

[12] M. Agnello, *et al.*, First results on ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ production at DAΦNE, *Physics Letters B* **622** (2005) 35.

[13] T. Yamazaki, *et al.*, Indication of a Deeply Bound and Compact K^-pp State Formed in the $p + p \rightarrow p\Lambda K^+$ Reaction at 2.85 GeV, *Physical Review Letters* **104** (2010) 132502

[14] C.J. Batty, E. Friedman, A. Gal, Strong interaction physics from hadronic atoms, *Physics Reports* **287** (1997) 385.

[15] T. Hyodo, W. Weise, Effective $\bar{K}N$ interaction based on chiral SU(3) dynamics, *Physical Review C* **77** (2008) 035204.

[16] M.H. Alston, *et al.*, study of resonances of the $\Sigma - \pi$ system, *Physical Review Letters* **6** (1961) 698.

[17] K. A. Olive, *et al.*, Particle Data Group, *Chinese Physics C* **38** (2014) 090001.

[18] T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, Electromagnetic mean squared radii of $\Lambda(1405)$ in chiral dynamics, *Physics Letters B* **669** (2008) 133.

نتایج کار حاضر، انرژی بستگی و پهنای حالت تشدید $\Lambda^*(1405)$ را مقادیر بسیار کوچکی ($M_{\Lambda^*} = 1432\text{MeV}$ و $\Gamma = 20\text{MeV}$) نتیجه می دهد. هرچند نتیجه حاضر، با نتایج حاصل از مدل های کایرال SU(3) در توافق نسبتاً خوبی است ولی با مقدار فعلی آنها در جدول داده های ذرات سازگاری مطلوبی ندارد. این عدم توافق می تواند ناشی از خطای داده های براون یا ابهام در سهم اثرات زمینه برهم کنش $K^-d \rightarrow \pi\Sigma n$ در زیر آستانه $\bar{K}N$ باشد.

مرجع ها

[1] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Nuclear \bar{K} bound states in light nuclei, *Physical Review C* **65** (2002) 044005.

[2] T. Yamazaki, Y. Akaishi, (K^-, π^-) production of nuclear \bar{K} bound states in proton-rich systems via Λ^* doorways, *Physics Letters B* **535** (2002) 70.

[3] T. Yamazaki, A. Dote, Y. Akaishi, Invariant mass spectroscopy for condensed single- and double- \bar{K} nuclear clusters to be formed as residues in relativistic heavy-ion collisions, *Physics Letters B* **587** (2004) 167.

[4] J. Esmaili, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Experimental confirmation of the $\Lambda(1405)$ ansatz from resonant formation of a K^-p quasi-bound state in K^- absorption by ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$, *Physics Letters B* **686** (2010) 23.

[5] J. Esmaili, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Resonant formation of $\Lambda(1405)$ by stopped- K^- absorption in d , *Physical Review C* **83** (2011) 055207.

[6] S. Marri, S.Z. Kalantari, Coupled-channels Faddeev AGS calculation of K^-ppn and K^-ppp quasi-bound states, *European Physical Journal A* **52** (2016) 282.

[7] S. Marri, S.Z. Kalantari, J. Esmaili, Deeply quasi-bound state in single- and

- [27] R.J. Hemingway, Production of $\Lambda(1405)$ in K^-p reactions at 4.2 GeV/c, *Nuclear Physics B* **253** (1985) 742.
- [28] H.J. Braun, *et al.*, New information about the kaon-nucleon-hyperon, *Nuclear Physics B* **129** (1977) 1.
- [29] S. Ajimura, *et al.*, Spectroscopic study of hyperon resonances below $\bar{K}N$ threshold via the (K^-,n) reaction on Deuteron, Proposal for J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron E31.
- [30] H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions, *Annals of Physics* **5** (1958) 357.
- [31] H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions II, *Annals of Physics* **19** (1962) 287.
- [32] Y. Yamaguchi, Y. Yamaguchi, Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. I, *Physical Review* **95** (1954) 1628.
- [33] Y. Yamaguchi, Y. Yamaguchi, Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. II, *Physical Review* **95** (1954) 1635.
- [34] Y. Akaishi, Khin Swe Myint, T. Yamazaki; *Proceedings of the Japan Academy, Series B* **84** (2008) 264.
- [35] D. Jido *et al.*, Kaonic production of $\Lambda(1405)$ off deuteron target in chiral dynamics, *European Physical Journal A* **42** (2009) 257.
- [36] R.B. Wiringa, *et al.*, Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking, *Physical Review C* **51** (1995) 38.
- [19] D. Jido *et al.*, Chiral dynamics of the two $\Lambda(1405)$ states, *Nuclear Physics A* **725** (2003) 181.
- [20] E. Oset, A. Ramos, C. Bennhold, Low lying $S = -1$ excited baryons and chiral symmetry, *Physics Letters B* **527** (2002) 99.
- [21] T. Hyodo, S.I. Nam, D. Jido, A. Hosaka, Flavor $SU(3)$ breaking effects in the chiral unitary model for meson-baryon scatterings, *Physical Review C* **68** (2003) 018201.
- [22] B. Borasoy, A. Nissler, W. Weise, Chiral dynamics of kaon-nucleon interactions, revisited, *European Physical Journal A* **25** (2005) 79.
- [23] B. Borasoy, U.G. Meissner, R. Nissler, K^-p scattering length from scattering experiments, *Physical Review C* **74** (2006) 055201.
- [24] A. Dote, W. Weise, Study of Light Kaonic Nuclei with a Chiral $SU(3)$ -Based $\bar{K}N$ Interaction, *Progress of Theoretical Physics Supplements* **168** (2007) 593.
- [25] A. Dote, T. Hyodo, W. Weise, Variational calculation of the ppK^- system based on chiral $SU(3)$ dynamics, *Physical Review C* **79** (2009) 014003.
- [26] R.H. Dalitz, A. Deloff, The shape and parameters of $\Lambda(1405)$ resonance, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **17** (1991) 289.