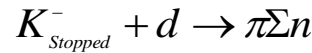


## ردپای $\Lambda(1405)$ در طیف‌های تکانه و انرژی نوترون حاصل از برهم‌کنش



جعفر اسماعیلی\* و محمد حسین یعقوبی سورکی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

پست الکترونیکی: jafar.esmaili@gmail.com

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۰۱/۳۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۴/۰۵/۱۸)

### چکیده:

در این مقاله، اثر حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  بر طیف‌های تکانه و انرژی نوترون‌های ناشی از توقف کائون روی دوترون، در رهیافت کانال‌های جفت شده و با استفاده از پتانسیل Argonne V18SC برای توصیف برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون مطالعه شده است. بدین منظور، از پتانسیل‌های دست‌ساز و پدیده‌شناختی دارای ساختار تک‌قطبی و دوقطبی مختلف استفاده شده تا وابستگی طیف نوترون‌های حاصل از برهم‌کنش به الگوهای مختلف، مورد بررسی قرار گیرد. در ادامه با استفاده از الگوی آکائیشی-یامازاکی نشان داده‌ایم که ردپای تشدید  $\Lambda(1405)$  در چنین طیف‌هایی به‌وضوح قابل مشاهده است. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که مطالعه دقیق برهم‌کنش کائون-دوترون می‌تواند کمک شایانی در بهبود شناخت ما از برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  و ماهیت تشدید  $\Lambda(1405)$  داشته باشد.

**واژه‌های کلیدی:** کائون منفی متوقف شده، هسته‌های کائونی،  $\Lambda(1405)$ ، طیف تکانه و انرژی نوترون.

### ۱. مقدمه

کوآرک‌ها به شمار می‌رود. هادرون‌های حاوی شگفتی می‌توانند به‌عنوان ابزار مناسبی برای مطالعه ساختار داخلی هسته‌ها مورد استفاده قرار گیرند. کائون منفی به‌عنوان سبک‌ترین مزون شگفت با جرمی در حدود ۱۰۰۰ برابر جرم الکترون، اسپین صفر و با ایزواسپین  $I_z = -\frac{1}{2}$ ،  $I = \frac{1}{2}$  است [۲]، که می‌تواند با سازوکارهای مختلفی با نوکلئون‌های هسته برهم‌کنش کند و هسته‌های کائونی را ایجاد کند. در برهم‌کنش‌های در-پرواز، کائون منفی می‌تواند بدون تشکیل اتم کائونی مستقیماً با نوکلئون‌های هسته برهم‌کنش انجام دهد. این فرآیند مستلزم آن است که کائون فرودی تکانه‌ای از مرتبه GeV/c داشته باشد. در حالت دیگر، کائون پس از اندرکنش با ماده انرژی خود را از دست بدهد (فرآیند کندسازی کائون) و نهایتاً در ماده متوقف شود. در این وضعیت، کائون با از دست دادن

نخستین مشاهدات مبنی بر وجود ذرات شگفت به اواسط قرن بیستم برمی‌گردد، زمانی که ذراتی با احتمال زیاد و نیمه‌عمری نسبتاً طولانی ( $\approx 10^{-10}$  s) در مقایسه با برهم‌کنش‌های هسته‌ای قوی، در امولسیون‌های هسته‌ای قرار گرفته در معرض پرتوهای کیهانی مشاهده شدند. می‌توان پی برد که تولید و واپاشی چنین ذراتی از طریق سازوکارهای مختلفی انجام می‌شود، اما شواهدی که نشان می‌داد این ذرات به‌صورت تزویجی تولید می‌شوند، گیج‌کننده بود؛ به‌طوری‌که توصیف تولید ذرات هم‌بسته مستلزم پذیرش پایستگی عدد کوانتومی جدیدی بود که تا آن زمان شناخته‌شده و پذیرفته نشده بود [۱]. امروزه در الگوی کوآرکی، طعم شگفتی (s) یکی از شش طعم شناخته‌شده

حاصل شوند [۷]. در مقابل جیدو و همکاران براساس نظریه دینامیکی دست‌سان (کایرال)  $SU(3)$ ، ساختاری دوقطبی برای توصیف  $\Lambda(1405)$  ارائه دادند: قطب اول با  $\bar{K}N$  جفت می‌شود و با قله‌ای در اطراف  $(1420 \text{ MeV}/c^2)$  متناظر است و قطب دوم با  $\Sigma\pi$  جفت می‌شود و با قله‌ای در اطراف  $(1400 \text{ MeV}/c^2)$  متناظر است [۸]. از آنجا که  $\Lambda(1405)$  قویاً برهم‌کنش  $\bar{K}N$  را در زیر آستانه  $\bar{K}N$  دیکته می‌کند، این حالت تشدید اهمیت ویژه‌ای بر رفتار کائون در هسته‌ها دارد و محل حالت شبه‌مقید  $K^-p$  با ایزواسپین  $I=0$  و تکانه زاویه‌ای  $L=0$  نقش اساسی‌ای در وجود حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای کائونی دارد.

در معرفی بیشتر نظریه‌های برهم‌کنشی از جمله الگوهای دست‌سان، از داده‌های تجربی سطح مقطع پراکندگی و برهم‌کنش‌های  $K^-p$  در کانال‌های  $\pi^+\Sigma^-$ ،  $\bar{K}^0n$ ،  $\pi^+\Sigma^-$ ،  $\pi^-\Lambda$  و  $\bar{K}N$  در ناحیه پیوسته استفاده شده است. در صورتی‌که، یکی از مهمترین قیده‌های اعمالی بر نظریه‌های توصیف‌کننده 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 هستند، در صورتی‌که داده‌های پراکندگی کانال‌های مختلف در ناحیه پیوسته می‌توانند تشدیدها و اطلاعات زیادی به غیر از برهم‌کنش کائون-نوکلئون را دربرداشته باشند [۹]. دسته مهمی از داده‌های تجربی مورد استفاده در تعیین پارامترهای الگوهای برهم‌کنشی، داده‌های تجربی همینگوی [۱۰] هستند که این داده‌ها حاصل از پراکندگی کائون-پروتون در زیر آستانه هستند. اخیراً تعیین کانال ورودی برهم‌کنش برای داده‌های مزبور مورد تردید قرار گرفته است. درحالی‌که، اسماعیلی و همکاران نشان دادند که ابهامی در کانال ورودی طیف‌های جرمی ناشی از توقف کائون بر روی هسته‌های سبک وجود ندارد و کانال ورودی برهم‌کنش کانال  $\bar{K}N$  است [۱۱ و ۱۲].

از آن‌جا که دوترون یک سامانه مقید با انرژی قیدی کم است، تابع توزیع آن در فضای مکان دنباله بلندی دارد، به همین دلیل

انرژی خود در ترازهای اتمی، توسط هسته هدف به‌طور قوی گیراندازی شده و جایگزین یکی از الکترون‌های اتم می‌شود و بدین ترتیب اتم اگزوتیک کائونی را تشکیل می‌دهد. کائون با گذارهای آبخاری مختلف به ترازهای پایین‌تر واانگیخته می‌شود و در اثر هم‌پوشانی تابع موج اتم کائونی و هسته، فرآیند جذب کائون در هسته با احتمال قابل توجهی امکان‌پذیر می‌شود [۳ و ۴]. در اثر برهم‌کنش کائون-نوکلئون، حالت میانی  $\Lambda(1405)$  شکل می‌گیرد که با برهم‌کنش کائون با دیگر نوکلئون‌های هسته، تشکیل حالت‌های بسیار مقید کائونی ممکن می‌شود. پس از تشکیل  $\Lambda(1405)$ ، کائون در محیط هسته‌ها نفوذ کرده و در اثر برهم‌کنش با دیگر نوکلئون‌های هسته، یک حالت بسیار مقید هسته‌ای را به‌وجود می‌آورد. در تشکیل حالت‌های هسته‌ای بسیار مقید،  $\Lambda(1405)$  نقش یک حالت میانی را ایفا می‌کند. اثرات محیط هسته‌ای به‌طور قابل توجهی بر برهم‌کنش‌های کائون-نوکلئون، به ویژه بر ویژگی‌های  $\Lambda(1405)$  و رفتار آن در هسته تأثیر می‌گذارد. این اثرات ناشی از اندرکنش  $\Lambda(1405)$  با ماده هسته‌ای اطراف است که می‌تواند جرم و پهنای آن را نسبت به حالت خلاء دست‌خوش تغییر کند. درک این تغییرات در فهم برهم‌کنش‌های قوی و رفتار ماده هسته‌ای چگال بسیار اهمیت دارد [۵]. نهایتاً به دلیل جفت‌شدگی کانال ورودی با کانال‌های دیگر، حالت‌های بسیار مقید کائونی به کانال‌های مزونی و غیرمزونی واپاشی می‌کنند. وجود چنین حالت‌هایی در هسته‌ها از طریق روش‌های طیف‌نمایی جرم ناورد<sup>۱</sup> و طیف‌نمایی جرم گمشده<sup>۲</sup> ذرات واپاشی‌کننده و یا ذرات درگیر در واکنش آشکار می‌شود [۶].

اولین بار آکائیشی و یامازاکی (A-Y)،  $\Lambda(1405)$  را به صورت تشدید در کانال برهم‌کنش  $\Sigma\pi$  و حالت شبه‌مقیدی در کانال  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I=0$  مطابق با مقدار پذیرفته‌شده در جدول داده‌های ذرات<sup>۳</sup> [۲] در نظر گرفتند. آن‌ها برهم‌کنش  $\bar{K}N$  را با استفاده از یک دسته پتانسیل پدیده‌شناختی برای کانال‌های برهم‌کنشی به نحوی ساختند که جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  و دیگر داده‌های پراکندگی  $\bar{K}N$  در انرژی‌های پایین از نظریه

۱. Invariant-mass spectroscopy

۲. Missing-mass spectroscopy

۳. Particle Data Group

فیزیکی مانند جابه‌جایی و پهنای تراز  $1s$  اتم هیدروژن کائونی بازتولید شده‌اند. تابع ساختار استفاده شده برای پتانسیل‌های تک قطبی و دو قطبی پدیده شناختی  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  در کانال  $\bar{K}N$  از نوع یاماگوچی<sup>۱</sup> [۳۰] است.

در ادامه با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت‌شده با پتانسیل‌های جداپذیر به معرفی الگوی تک قطبی پدیده‌شناختی می‌پردازیم. در این دسته از الگوها، حالت شبه‌مقید  $K^-p$  را می‌توان به صورت یک تشدید فشاخ [۳۱] در نظر گرفت که این تشدید در ناحیه حالت‌های پیوسته  $\Sigma\pi$  قرار گرفته است. برای سادگی محاسبات می‌توان تنها دو کانال برهم‌کنش ( $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$ ) را در نظر گرفت [۱۱ و ۱۲] که مهم‌ترین کانال‌های غالب در برهم‌کنش‌ها هستند. برای توصیف برهم‌کنش در کانال‌ها و یا بین کانال‌های ورودی و یا واپاشی تشدید از پتانسیل‌های جداپذیر با توابع ساختار یاماگوچی [۳۰] استفاده می‌کنیم

$$\langle \bar{k}' | v_{ij} | \bar{k} \rangle = g(\bar{k}') U_{ij} g(\bar{k}), \quad g(\bar{k}) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + \bar{k}^2} \quad (1)$$

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

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  $i$  ( $j$ )،  $\beta$  پارامتر برد برهم‌کنش،  $\bar{k}$  و  $\bar{k}'$  به ترتیب تکانه‌های نسبی ذرات برهم‌کنش کننده قبل و بعد از برهم‌کنش هستند. هم‌چنین  $s_{ij}$  و  $U_{ij}$  به ترتیب پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل و درایه ماتریس پتانسیل هستند که کانال‌های برهم‌کنشی را به یکدیگر مرتبط می‌کنند. در صورتی که  $s_{12}$  صفر شود، جفت شدگی دو کانال برهم‌کنشی  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  از بین خواهد رفت و گذاری از  $\bar{K}N$  به  $\Sigma\pi$  صورت نخواهد گرفت که معرف پراکندگی کشسان در کانال  $\bar{K}N$  است.

معادله شرودینگر یک سامانه دو کاناله جفت‌شده را می‌توان با یک سامانه تک‌کاناله با پتانسیل اپتیکی متناظر توصیف نمود که پارامتر شدت پتانسیل اپتیکی در حالت تک کاناله برحسب پارامترهای شدت دوکاناله به صورت

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12} \frac{\Lambda^2}{(\Lambda - iK_2)^2 + s_{22}\Lambda^2} s_{21} \quad (3)$$

مولفه‌های کوچک توزیع تکانه دوترون نقش بسیار مهمی در شکل طیف‌های تکانه و جرم نوردای ذرات حاصل از واکنش خواهند داشت. به‌همین منظور در کار حاضر، طیف تکانه و انرژی نوترون‌های حاصل از توقف کائون منفی بر روی هسته هدف دوترون را مورد بررسی قرار خواهیم داد. به‌نظر می‌رسد که هدف دوترون می‌تواند هدف مناسبی برای تعیین جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  باشد.

## ۲. برهم‌کنش $\bar{K}N - \pi\Sigma$ در رهیافت کانال‌های جفت‌شده با پتانسیل جداپذیر

در بررسی سامانه‌های هسته‌ای کائونی مختلف، از پتانسیل‌های جداپذیر برای توصیف برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  استفاده می‌شود [۱۱-۱۸]. در برهم‌کنش کائون-هسته، چون برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  قویاً تحت تاثیر تشدید  $\Lambda(1405)$  قرار دارد، برهم‌کنش  $\bar{K}N$  نقش تعیین‌کننده‌ای را در طیف‌های جرمی و تکانه ذرات ناشی از برهم‌کنش ایفا می‌کند. به‌همین دلیل تاکنون الگوهای مختلفی برای توصیف برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  ارائه شده است. برای تعیین پارامترهای آزاد موجود در این الگوها از داده‌های آزمایشگاهی مختلفی استفاده شده است. این داده‌ها عبارتند از داده‌های تجربی مربوط به برهم‌کنش کشسان و ناکشسان  $K^-p$  [۲۲-۱۹]، طول پراکندگی  $K^-p$  [۲۶-۲۳] و جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  [۲]. فرض می‌شود که تشدید  $\Lambda(1405)$  یک حالت شبه مقید با ایزواسپین  $I=0$  در کانال  $\bar{K}N$  و یک تشدید در کانال  $\pi\Sigma$  است. در این مقاله از پتانسیل‌های متفاوتی برای توصیف برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  استفاده کرده‌ایم. در این محاسبات هم از پتانسیل‌های دست‌ساز [۲۷] و هم از پتانسیل‌های پدیده‌شناختی استفاده شده که پتانسیل‌های پدیده‌شناختی به‌کار گرفته شده دارای ساختار تک قطبی و دو قطبی تشدید  $\Lambda(1405)$  هستند [۲۸ و ۲۹]. پارامترهای این پتانسیل‌ها به گونه‌ای محاسبه شده که داده‌های پراکندگی کشسان و ناکشسان  $K^-p$  به کانال‌های مختلف با کمترین اختلاف بازتولید شوند و در ادامه با استفاده از این پارامترها جرم و پهنای تشدید  $\Lambda(1405)$  و سایر کمیت‌های

$K^-$  بر روی دوترون، فرآیند نوترون ناظر است و احتمال انجام آن ۲ مرتبه بزرگی از فرآیند اوژه هسته‌ای بزرگتر است. درحالی‌که، این مسئله در مورد برهم‌کنش در-پرواز (تکانه کائون فرودی از مرتبه  $1 \text{ GeV}/c$ ) برعکس است و اوژه هسته‌ای، فرآیندی غالب است [۱۲ و ۳۲]. به‌همین دلیل در ادامه با تقریب خوبی فقط فرآیند نوترون ناظر را لحاظ می‌کنیم.

در برهم‌کنش  $K^-_{stopped} + d \rightarrow n + \pi^\pm + \Sigma^\mp$  یک سامانه سه جسمی به صورت  $K^-pn$  در نظر می‌گیریم و آهنگ جزئی گذار بر حسب اجزاهای تکانه ذرات در کانال واپاشی و ماتریس انتقال نوشته می‌شود. المان زاویه فضایی  $\Sigma$  یا  $n$  را بر حسب المان کمیت  $X = \hat{k}_\Sigma \cdot \hat{k}_n$  ( $d\hat{k} \rightarrow d\phi dX$ ) نوشته و روی المان‌های فضایی و  $dX$  انتگرال‌گیری می‌کنیم، معادله‌ای که به‌دست می‌آید توزیع تکانه ذرات واپاشی را نشان می‌دهد

$$\frac{d^4\Gamma}{dk_\Sigma dk_n} = \frac{2(2\pi)^3}{\hbar^3 c^3} \left| \psi_{nlm}^{atom}(0) \right|^2 E_\pi(X) k_\Sigma k_n \times \quad (9)$$

$$\left| g\left(\frac{1}{\nu}(\vec{k}_\pi - \vec{k}_\Sigma)\right) T_{r_1}(E_r) g\left(-\frac{1}{\nu}\vec{k}_n\right) F(-\vec{k}_n) \right|^2$$

که طیف انرژی جنبشی نوترون با انتگرال‌گیری از رابطه (۸) به‌صورت

$$\frac{d\Gamma}{dE_n} = \frac{m_n}{\hbar^3 k_n} \int_0^\infty dk_\Sigma \frac{d^4\Gamma}{dk_\Sigma dk_n} \quad (10)$$

نتیجه می‌شود.

در ادامه طیف‌های تکانه و انرژی نوترون ناشی از برهم‌کنش را با استفاده از پتانسیل Argonne  $v_{18}SC$  برای برهم‌کنش پروتون-نوترون در دوترون [۳۳]، محاسبه خواهیم کرد. به‌همین منظور تابع موج دوترون را در فضای مکان با استفاده از حل معادلات شرودینگر جفت شده برای امواج  $S$  و  $D$  به روش رونگ-کوتای مرتبه ۴ گام متغییر تا  $50^\circ$  فرمی به‌دست آورده‌ایم و تبدیل فوریه تابع موج در فضای تکانه را به صورت مستقیم با انتگرال‌گیری از تابع موج فضای مکان محاسبه کرده‌ایم. توزیع تکانه نوترون ناظر در برهم‌کنش، بر طیف‌های تکانه و انرژی نوترون حاکم شده و اثرات تشدید را در طیف‌های حاصل پنهان کرده است [۱۱].

با توجه به این که در طیف‌های معادلات (۹) و (۱۰)، اثرات جنبشی مسئله بر طیف حاصل غالب هستند از روش طیف

داده می‌شود. در معادله بالا،  $\kappa_\nu$  عدد موج مختلط در کانال  $\Sigma\pi$ ، به صورت زیر داده می‌شود

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_\nu} \kappa_\nu^2 = E + \Delta M c^2 \quad (4)$$

که در آن  $\Delta M = m_{K^-} + M_p - m_{\pi^\pm} - M_{\Sigma^\mp} = 99 \text{ MeV}/c^2$  اختلاف جرم آستانه‌ها است. با مشخص بودن سه پارامتر برهم‌کنش ( $s_{11}, s_{12}, s_{22}$ )،  $s_1^{opt}(E)$  برای یک سامانه تک‌کاناله به‌دست می‌آید.

ماتریس انتقال  $t_{ij}$  بیانگر انتقال از حالت اولیه ( $j$ ) به حالت نهایی ( $i$ ) است که برای پتانسیل‌های جداپذیر به‌صورت

$$\langle \vec{k}' | t_{ij} | \vec{k} \rangle = g(\vec{k}') T_{ij} g(\vec{k}) \quad (5)$$

هستند که در آن  $T_{ij}$ ها عناصر مستقل از تکانه در ماتریس انتقال هستند. درایه‌های ماتریس گذار کانال‌های جفت‌شده برای برهم‌کنش پایه با رابطه

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

برحسب تابع گرین آزاد ( $G_l$ ) و  $U_{ij}$  داده می‌شوند که در این رهیافت تابع گرین به‌صورت

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

است که  $k_j$  تکانه نسبی در کانال  $j$ ام است.

انرژی حالت قطب  $E_{pol}$  با حل معادله  $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$  حاصل می‌شود [۱۰]:

$$\Xi(z) \equiv -\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \Lambda^2 (\sqrt{-s_1^{opt}(z)} - 1)^2 \quad (8)$$

در ادامه با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت‌شده و پتانسیل‌های جداپذیر به فرمول‌بندی برهم‌کنش کائون متوقف‌شده بر روی دوترون خواهیم پرداخت.

### ۳. طیف تکانه و انرژی نوترون ناظر در برهم‌کنش

#### $K^-d$ در حالت توقف

برهم‌کنش کائون-دوترون در طی دو فرآیند اوژه هسته‌ای و نوترون ناظر، قابل انجام است. مقایسه بزرگی طیف‌های ناشی از فرآیند نوترون ناظر و اوژه هسته‌ای برای مقادیر مختلف جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  بیانگر آن است که فرآیند غالب در توقف

نشان می‌دهند که با افزایش پهنا به ازای یک انرژی حالت  $\Lambda(1405)$ ، علاوه بر پهن شدن طیف انحراف، قله طیف نیز به سمت تکانه‌های بزرگ‌تر نوترون سوق داده می‌شود و از تکانه نوترون متناظر با محل تشدید  $\Lambda(1405)$ ، فاصله می‌گیرد. برای حالتی که جرم تشدید  $\Lambda(1405)$  را  $1405 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای صفر در نظر بگیریم انتظار قله‌ای تیز در تکانه  $167 \text{ MeV}/c$  داریم، در حالی که این قله به دلیل پهنای حالت برای الگوی  $A\text{-}Y$  در  $190 \text{ MeV}/c$  ظاهر می‌شود.

از مقایسه طیف‌های انحراف تکانه نوترون ناظر درمی‌یابیم که اثرات تشدید  $\Lambda(1405)$  در طیف انحراف تکانه نوترون در الگوی هییدو-وایز نسبت به سایر الگوها، به صورت قله نسبتاً پهنی در تکانه‌های کوچک‌تر نوترون در حوالی تکانه‌های  $100 \text{ MeV}/c$  ظاهر می‌شود. این نتیجه به‌خاطر آن است که در این الگو به دلیل کم‌عمق بودن تشدید  $\Lambda(1405)$  در کانال  $\bar{K}N$  نسبت به الگوهای برهم‌کنشی دیگر، انرژی کمتری در اختیار نوترون‌های کانال واپاشی قرار می‌گیرد. در مورد الگوی سیدارتا تک‌قطبی، هرچند این الگو انرژی قطبی‌ای نزدیک به الگوی هییدو-وایز و آستانه دارد ولی پهنای قطب آن نسبت به هییدو-وایز بزرگ‌تر است که این مسئله منجر به جابه‌جایی قله طیف الگوی سیدارتا به سمت تکانه‌های بزرگ‌تر نوترون نسبت به الگوی هییدو-وایز می‌شود. قله‌های حاصل از طیف مابقی الگوهای برهم‌کنشی، هرچند با اندکی اختلاف ولی در نزدیکی یکدیگر و در حوالی تکانه‌های  $200 \text{ MeV}/c$  رخ می‌دهند که این نزدیکی طیف‌ها به یکدیگر، ناشی از اختلاف نسبتاً کوچک انرژی اولین قطب برهم‌کنش آن‌هاست.

در ادامه به منظور بررسی وابستگی طیف‌های تکانه و انرژی نوترون به پارامترهای برهم‌کنش  $\bar{K}N - \pi\Sigma$ ، الگوی آکائیشی-یامازاکی (A-Y) در حالت تک‌قطبی را مبنای کار قرار می‌دهیم. یکی از پارامترهای برهم‌کنش، پارامتر برد برهم‌کنش است که در الگوی A-Y،  $\Lambda \cong 3/9 \text{ fm}^{-1} = 77 \cdot \text{MeV}/\hbar c$ ، گرفته شده است.

جدول ۱. محل قطب‌های انرژی پتانسیل جفت شده  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  برای الگوهای برهم‌کنشی مختلف.

الگو	قطب اول (MeV)	قطب دوم (MeV)
آکائیشی-یامازاکی	۱۴۰۵-۱۲۰	-
هییدو-وایز	۱۴۳۲-۱۱۷	۱۳۹۸-۱۷۳
کک تک قطبی	۱۴۰۹-۱۳۶	-
کک دوقطبی	۱۴۰۹-۱۳۶	۱۳۸۱-۱۰۵
سیدارتا تک قطبی	۱۴۲۶-۱۴۸	-
سیدارتا دوقطبی	۱۴۱۴-۱۵۸	۱۳۸۶-۱۰۴

انحراف<sup>۱</sup> (DEV) برای حذف اثرات جنبشی و استخراج اثرات تشدید الگوی استفاده خواهیم نمود. با توجه به معادله (۹)، طیف‌های تشدید را تقریباً می‌توان متشکل از حاصل ضرب دو بخش تشدید و جنبشی تصور نمود، در حالی که در طیف‌های شبه‌آزاد اثر تشدید لحاظ نمی‌شود. طیف انحراف که به صورت نسبت طیف تشدید به طیف شبه‌آزاد در شرایط یکسان محاسبه می‌شود، با اثرات تشدید متناسب است

$$\text{اثرات تشدید} \sim \frac{\text{طیف تشدید}}{\text{طیف شبه‌آزاد}} \equiv \text{DEV}$$

در کار حاضر قصد داریم که طیف‌های تکانه و انرژی نوترون حاصل از برهم‌کنش  $K\text{-stopped} + d \rightarrow n + \pi + \Sigma$  را به ازای الگوهای برهم‌کنشی مختلف محاسبه و با هم مقایسه کنیم. به همین منظور، محل قطب‌های انرژی پتانسیل جفت شده  $\bar{K}N - \pi\Sigma$  را برای الگوهای برهم‌کنشی مختلف، آکائیشی-یامازاکی (A-Y) [۷]، هییدو-وایز (H-W) [۲۷]، الگوی کک<sup>۲</sup> تک‌قطبی و دوقطبی [۲۸] و الگوی سیدارتا<sup>۳</sup> تک‌قطبی و دوقطبی [۲۹] در جدول ۱ نشان داده‌ایم.

در شکل ۱، طیف انحراف تکانه نوترون را برای الگوهای مختلف مورد اشاره در جدول ۱، محاسبه و با هم مقایسه کرده‌ایم. طیف‌های انحراف در شکل ۱ تقریباً به شکل یک تشدید برایت-ویگنر در الگوهای مختلف ظاهر می‌شوند [۱۱]، که محل قله و پهنای طیف انحراف را می‌توان مستقیماً با انرژی و پهنای حالت شبه‌مقید در کانال  $\bar{K}N$  مرتبط نمود [۱۲]. نتایج

۱. Deviation spectrum

۲. KEK

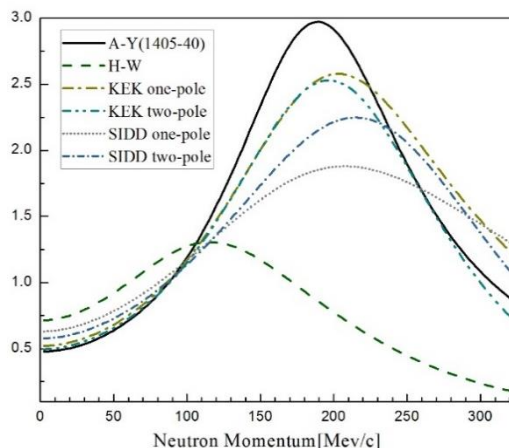
۳. Siddharta

با تغییر پارامتر برد، تغییرات محسوسی در طیف‌های حاصل مشاهده نمی‌شود و تقریباً می‌توان شکل طیف‌های حاصل را مستقل از پارامتر برد برهم‌کنش تلقی نمود. همچنین درخصوص پارامتر شدت برهم‌کنش در کانال  $(\pi\Sigma \leftarrow \pi\Sigma)$ ، با تغییر مقدار آن از  $s_{pp} = -0.66$  در الگوی A-Y، محسوسی در طیف‌های حاصل مشاهده نمی‌شود و نتایج وابستگی ضعیفی نسبت به تغییر  $s_{pp}$  نشان می‌دهند.

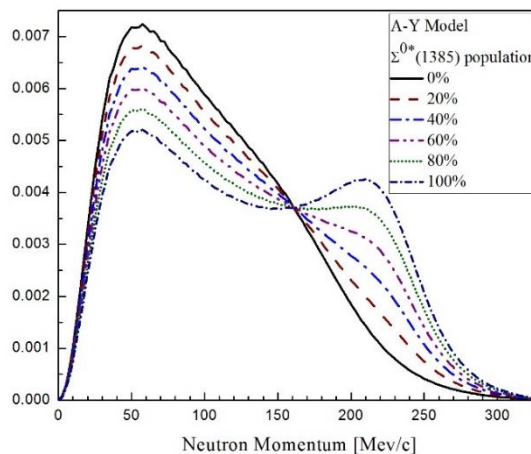
$\Sigma^*(1385)$  حالت تشدید دیگری در حالت موج  $p$  ( $L=1$ ) است که می‌تواند در برهم‌کنش  $(\pi\Sigma) K^- p \rightarrow$  به صورت یک حالت میانی ظاهر شود که با نسبت انشعاب ۱۲٪ به  $\pi\Sigma$  واپاشی می‌کند [۲]. در ادامه با استفاده از جرم و پهنای حالت تشدید  $\Sigma^*(1385)$  به‌عنوان داده‌های آزمایشگاهی کمکی به ترتیب با مقادیر  $M = 1383/7 \pm 1/0 \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 36 \pm 5 \text{ MeV}$  [۲] و پارامتر شدت برهم‌کنش  $s_{pp} = -0.66$ ، در رهیافتی مشابه با مطالعه تشدید  $\Lambda(1405)$ ، طیف نوترون‌های حاصل از واپاشی  $\Sigma^*(1385)$  را بدست آوردیم. سپس طیف‌های تکانه نوترون ناشی از دو تشدید  $\Lambda(1405)$  و  $\Sigma^*(1385)$  را به نسبت جمعیتی ذرات در کانال واپاشی با هم ترکیب کردیم. با افزایش سهم تشدید  $\Sigma^*(1385)$  از ۰ تا ۱۰۰٪، اثر وجود چنین تشدید را در طیف تکانه نوترون محاسبه و نتایج را در شکل ۲ ارائه کردیم.

از آن‌جاکه تشدید  $\Sigma^*(1385)$  حدود  $20 \text{ MeV}$  پایین‌تر از تشدید  $\Lambda(1405)$  در الگوی A-Y قرار دارد، انتظار داریم که اثرات حاصل از آن در طیف مورد بررسی نسبت به اثرات  $\Lambda(1405)$ ، در تکانه‌های بزرگ‌تر نوترون و در حوالی تکانه‌های  $225 \text{ MeV}/c$  مشاهده شوند. در شکل ۲، با افزایش سهم  $\Sigma^*(1385)$ ، اثرات چنین تشدید در حوالی تکانه‌های مورد انتظار به‌صورت قله‌ای مجزا از قله اثرات جنبشی (در حوالی تکانه‌های  $50 \text{ MeV}/c$ )، آشکار می‌شوند.

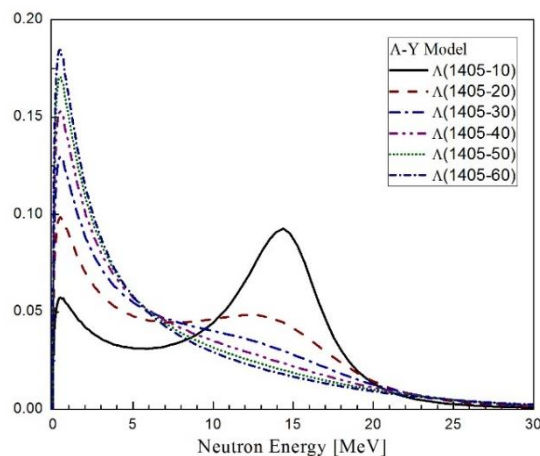
در ادامه بررسی، با تغییر پهنای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$ ، تغییرات طیف انرژی نوترون را محاسبه و در شکل ۳ ارائه کردیم. باتوجه به جرم  $\Lambda(1405)$  در الگوی A-Y انتظار داریم که اثرات تشدید به‌صورت قله‌ایی در حوالی انرژی‌های نوترون  $15 \text{ MeV}$  ظاهر شود.



شکل ۱. طیف انحراف (DEV) الگوهای نظری مختلف برای توزیع تکانه نوترون ناظر در توقف کائون بر روی دوترون.



شکل ۲. وابستگی طیف به‌نچار شده توزیع تکانه نوترون در برهم‌کنش کائون-دوترون در الگوی A-Y به تغییرات درصد جمعیت  $\Sigma^*(1385)$ .

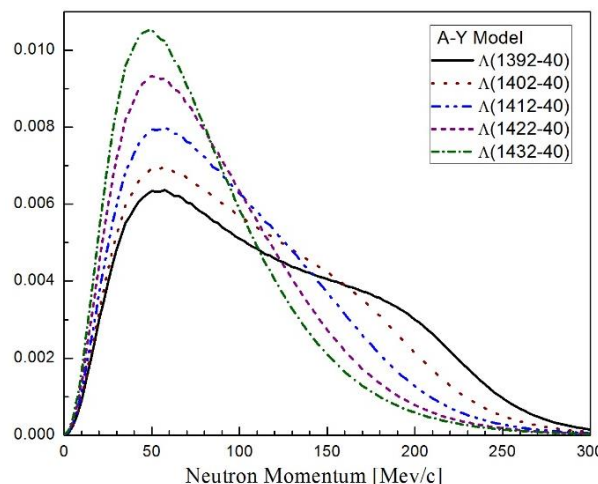


شکل ۳. وابستگی طیف به‌نچار شده توزیع انرژی نوترون در برهم‌کنش کائون-دوترون در الگوی A-Y به تغییرات پهنای  $\Lambda(1405)$ .

در واقع محل قله اثرات تشدید برای انرژی  $\bar{K}N$  در نزدیکی آستانه، کمتر از  $100 \text{ MeV}/c$  است که با کاهش جرم  $\Lambda(1405)$  به  $1392 \text{ MeV}/c^2$ ، این قله به تکانه‌های بزرگتر از  $200 \text{ MeV}/c$  منتقل می‌شوند. به همین دلیل در جرم‌های کوچک‌تر  $\Lambda(1405)$ ، اثرات تشدید طیف‌های مورد مطالعه در شکل ۴ از اثرات جنبشی جدا شده و به شکل یک برآمدگی کاملاً مجزا در طیف تکانه نمایان می‌شوند.

#### ۴. نتیجه‌گیری

تاکنون از طیف‌های جرمی ذرات  $\pi\Sigma$  در کانال واپاشی برای شناسایی تشدید  $\Lambda(1405)$  استفاده شده است که این مسئله مستلزم اندازه‌گیری تکانه و انرژی ذرات  $\pi\Sigma$  در کانال واپاشی برهم‌کنش است. در کار حاضر نشان داده‌ایم که اثرات تشدید  $\Lambda(1405)$  هم به‌خوبی در طیف‌های تکانه و انرژی نوترون‌های حاصل از برهم‌کنش قابل مشاهده است. با توجه به این‌که طیف‌های تکانه و انرژی نوترون‌های حاصل از برهم‌کنش کائون متوقف‌شده بر روی دوترون به الگوی برهم‌کنشی برای سامانه  $\bar{K}N$  وابسته هستند، از نتایج تجربی حاصل از این برهم‌کنش می‌توان اطلاعات مفیدی در ارتباط با برهم‌کنش  $\bar{K}N$  و تشدید  $\Lambda(1405)$  به‌دست آورد.



شکل ۴. وابستگی طیف بهنجار شده توزیع تکانه نوترون ناظر در برهم‌کنش کائون-دوترون در الگوی A-Y به تغییرات جرم  $\Lambda(1405)$ .

در پهنای بزرگ  $\Lambda(1405)$ ، اثرات تشدید به‌صورت قله‌ی پهنی ظاهر می‌شود که به‌دلیل وجود اثرات جنبشی، این قله در طیف حاصل محو می‌شود. ولی در پهنای کوچک، اثرات تشدید به‌صورت قله‌ی تیز نمایان می‌شود و طیف انرژی نوترون را در محدوده  $15 \text{ MeV}$  قویاً تحت تاثیر قرار می‌دهد و با قله مربوط به اثرات جنبشی، رقابت می‌کند. با تغییر جرم حالت تشدید  $\Lambda(1405)$ ، تغییرات طیف تکانه نوترون را محاسبه و در شکل ۴ نشان داده‌ایم. با کاهش جرم  $\Lambda(1405)$ ، انرژی بیشتری در اختیار نوترون‌های کانال واپاشی قرار می‌گیرد و طیف تکانه نوترون به تکانه‌های بزرگ‌تر متمایل می‌شود.

#### ۵. مراجع

1. M Danysz and J Pniewski, *J. Philos. Mag.* **44** (1953) 348.
2. S Navas *et al.*, *Phys. Rev. D* **110** (2024) 030001.
3. S Z Kalantari, and M Raeisi G, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 014608.
4. C J Batty, E Friedman and A Gal, *Phys. Rep.* **287** (1997) 385.
5. T Yamazaki, and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **535** (2002) 70.
6. T Yamazaki and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **453** (1999) 1.
7. Y Akaishi and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **65** (2002) 044005.
8. D Jido *et al.*, *Nucl. Phys. A* **725** (2003) 181.
9. R H Dalitz and A Deloff, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 289.
10. R J Hemingway, *Nucl. Phys. B* **253** (1985) 742.
11. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **86** (2010) 23.
12. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 055207.
13. S Marri, S Z Kalantari, and J Esmaili, *Chin. Phys. C* **6** (2019) 064101.
14. S Marri, S Z Kalantari, and J Esmaili, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 361.

15. S Marri and J Esmaili, *Eur. Phys. J. A* **55** (2019) 43.
16. J Esmaili *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **57** (2021) 120.
17. S Marri *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **18**, 2 (2018) 291.
18. J Esmaili *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, 2 (2012) 137.
19. J K Kim, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1074.
20. M Sakitt, *et al.*, *Phys. Rev.* **139** (1965) B719.
21. J K Kim, *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 29.
22. W Kittel, G Otter and I Wacek, *Phys. Lett.* **21** (1966) 349.
23. M Iwasaki, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3067.
24. T M Ito, *et al.*, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2366.
25. M Bazzi, *et al.*, *Phys. Lett. B* **704** (2011)133.
26. J Zmeskal, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **754** (2005) 369c.
27. T Hyodo and W Weise, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 035204.
28. N V Shevchenko, *Nucl. Phys. A* **890-891** (2012) 50.
29. N V Shevchenko, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 034001.
30. Y Yamaguchi and Y Yamaguchi, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1628; Y Yamaguchi and Y Yamaguchi, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1635.
31. H Feshbach, *Ann. Phys.* **5** (1958) 357; H Feshbach, *Ann. Phys.* **19**(1962)287.
32. J Esmaili H Abdellahi, *Journal of Research Many Body Systems*, **9**, 2 (2019) 1.
33. R B Wiringa, V G J Stoks and R Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51**(1995) 38 .