

۱۶ و ۱۷ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

## مطالعه و بررسی طیف انرژی ترایتون در برهم‌کنش کائون متوقف‌شده بر روی هسته ${}^4\text{He}$

جعفر اسماعیلی<sup>۱\*</sup>، احمد نادری<sup>۲</sup> و نرگس یحیائی<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

<sup>۲</sup>دانشگاه پیام نور، بخش علوم پایه، گروه فیزیک

### چکیده:

در این مقاله با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت‌شده برای حالت شبه مقید  $K^-p$ ، طیف انرژی جنبشی ترایتون ناظر در برهم‌کنش  $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow (\Sigma\pi)^0 + t$  را محاسبه کرده‌ایم. با لحاظ نمودن سهم جذب از اوربیتال‌های  $p$  و اثرات حالت تشدید  $(1385)\Sigma^*$ ، طیف انرژی جنبشی را به صورت واقعی‌تر محاسبه نموده‌ایم. سپس با استفاده از روش آنالیز  $\chi^2$ ، از مقایسه داده‌های نظری با داده‌های تجربی یورتسکی (Uretsky) جرم و پهنای حالت تشدید  $\Lambda^*(1405)$  را به ترتیب  $M = 1406_{-0/9}^{+1/3}$  و  $\Gamma = 22/5_{-2/8}^{+3/5}$  به دست آورده‌ایم.

### مقدمه

اخیراً مطالعه سیستم‌های هسته‌ای حاوی پادکائون در فیزیک هادرونی شگفت بسیار مورد توجه قرار گرفته است. مدل‌های نظری پدیده‌شناختی [۱-۳] و نتایج تجربی اولیه [۴] امکان وجود حالت‌های بسیار مقید کائونی (در حدود 100 MeV) را پیش‌بینی نموده‌اند، به طوری که انرژی چنین حالت‌های شبه‌مقیدی به انرژی و پهنای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  وابسته‌اند. به همین جهت، تعیین جرم و پهنای این حالت تشدید به یکی از مباحث داغ در فیزیک هادرونی شگفت تبدیل شده است. حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  را اولین بار آلستون (Alston) با مطالعه طیف جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  در پراکندگی کائون- پروتون در تکانه  $1/15 \text{ GeV}/c$  مشاهده کرد و به این باریون شگفت، اعداد کوانتومی  $I = 0$ ،  $J^P = \frac{1}{2}^-$  و  $L = 1$  نسبت داد [۵]. به علت ساختار شبه‌مقید مزون-باریون در  $\Lambda(1405)$ ، طبیعت این حالت تشدید با تشدیدهای باریونی معمولی که از مولفه‌های سه کواریکی تشکیل شده‌اند، متفاوت است. هم‌چنین این حالت تشدید را نمی‌توان یک حالت برانگیخته ذره  $\Lambda$  و یا یک حالت پنج کواریکی در نظر گرفت [۶].

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

اولین بار آکایشی (Akaiishi) و یامازاکی (Yamazaki) (A-Y) هسته‌های سبک کائونی را بر این اساس که  $\Lambda(1405)$  تشدید در کانال  $\Sigma\pi$  و حالت شبه‌مقیدی در کانال  $\bar{K}N$  با ایزواسپین  $I = 0$  است، مطالعه نمودند. آنها با استفاده از یک پتانسیل پدیده‌شناختی برای برهم‌کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  در رهیافت کانال‌های جفت شده، حالت‌های عمیقاً مقید را در هسته‌های کائونی پیش‌بینی نمودند [۱-۳]. در مقابل چنین تفسیری از  $\Lambda(1405)$ ، اولین بار جیدو (Jido) و همکاران در چارچوب نظری دیگری بر مبنای نظریه دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، یک ساختار دوقطبی برای توصیف حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  ارائه نمودند [۷]. در این مدل‌های نظری [۷-۱۲]، قطب اول با انرژی‌ای در حوالی  $1420\text{MeV}$  با کانال  $\bar{K}N$  و قطب دوم به صورت قله‌ی پهنی در حوالی  $1390\text{MeV}$  با کانال  $\Sigma\pi$  جفت شده است. از آن‌جاکه انرژی قطب اول نقش اساسی در تعیین انرژی سیستم‌های کائونی دارد، چنین مدل‌هایی، حالت‌های شبه‌مقید ضعیفی را در مقابل مدل A-Y، برای هسته‌های کائونی پیش‌بینی می‌کنند [۱۳].

تا سال ۲۰۱۰ داده‌های همینگوی (Hemingway) بیش‌ترین تعداد داده‌های پراکندگی کائون-پروتون در زیر آستانه بودند [۱۴] که برای ارزیابی مدل‌های نظری مختلف به کار گرفته می‌شدند. مطالعه داده‌های همینگوی به دلیل وجود ابهام در کانال ورودی تشدید  $\Lambda(1405)$  (یا  $\bar{K}N$  یا  $\Sigma\pi$ ) در این داده‌ها، مورد تردید قرار گرفته است، به همین جهت اخیراً اسماعیلی و دیگران نشان دادند که در مطالعه طیف جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  ناشی از جذب کائون منفی متوقف شده بر روی هسته‌های سبک، هیچ گونه ابهامی در تعیین کانال ورودی تشدید  $\Lambda(1405)$  وجود ندارد [۱۵-۱۶]. آن‌ها با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت شده، مقدار جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  را مشخص نمودند که این مقادیر به عنوان مرجع در جدول داده‌های ذرات (Particle Data Group) مورد استفاده قرار گرفته است [۱۷].

هم‌چنین به نظر می‌رسد که طیف انرژی جنبشی ترایتون حاصل از توقف  $K^-$  بر روی  ${}^3\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow K^- {}^4\text{He}$  (برای تعیین محل تشدید  $\Lambda(1405)$  بسیار ارزشمند است. داده‌های تجربی یورتسکی، یک طیف انرژی تصویر شده است که توزیع تکانه ذره‌ی ناظر در برهم‌کنش، بر طیف واپاشی  $K^- p \rightarrow (\Sigma\pi)^0$  حاکم شده است [۱۸]. به همین منظور، در مقاله حاضر به مطالعه و بررسی اثرات حالت تشدید  $\Sigma^*(1385)$  و سهم جذب کائون از اوربیتال  $p$  در طیف انرژی جنبشی ترایتون ناشی از جذب تشدید کائون منفی متوقف شده در هسته هدف  ${}^4\text{He}$  خواهیم پرداخت.

## فرمول بندی تشدید $K^-p$ با استفاده از رهیافت کانال‌های جفت شده

حالت شبه مقید  $K^-p$  را می‌توان به صورت تشدید فشرخ در ناحیه‌ی حالت‌های پیوسته  $\Sigma\pi$  در نظر گرفت [۱۹]. باتوجه به اینکه بیشترین نسبت انشعاب واپاشی  $\Lambda^*$  به کانال  $\Sigma\pi$  مربوط می‌شود [۱۷]، کانال‌های  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  نقش غالبی را در دینامیک کانال‌های جفت شده بازی می‌کنند. به همین جهت برای سادگی کار می‌توان محاسبات را در دو کانال

۵ و ۶ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

جفت‌شده‌ی  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  انجام داد. در کار حاضر، برهم‌کنش بین کانال‌های مختلف را با استفاده از پتانسیل‌های جداپذیر، با توابع ساختار یوکاوا توصیف می‌کنیم [۲۰]

$$\langle \vec{k}' | V | \vec{k} \rangle = g(\vec{k}') U_0 g(\vec{k}) \quad (1)$$

$$g(\vec{k}) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + k^2}, \quad U_{ij} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\hbar^2}{2\sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\Lambda} S_{ij} \quad (2)$$

که در آن  $i(j)$  معرف کانال‌های مختلف است. در محاسبات ۱ و ۲ را به ترتیب برای کانال  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  در نظر می‌گیریم.  $\mu_i (\mu_j)$  جرم کاهش یافته کانال  $i(j)$ ،  $S_{ij}$  پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل،  $\vec{k}$  و  $\vec{k}'$  به ترتیب تکانه نسبی ذرات قبل و بعد از برهم‌کنش در کانال مورد بررسی و  $\Lambda$  پارامتر برد پتانسیل می‌باشد. یک سیستم برهم‌کنشی دو کاناله را می‌توان با استفاده از پتانسیل اپتیکی متناظر، به صورت یک حالت تک‌کاناله بررسی نمود. در رهیافت پتانسیل اپتیکی، پارامتر شدت پتانسیل برحسب پارامترهای سیستم دوکاناله به صورت

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12} \frac{\Lambda^2}{(\Lambda - ik_2)^2 + s_{22}\Lambda^2} s_{21} \quad (3)$$

مشخص می‌شود که در آن

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_2} k_2^2 = E + \Delta M c^2 \quad (4)$$

$k_2$  و  $E$  به ترتیب تکانه و انرژی مختلط در کانال  $\Sigma\pi$  اند و  $\Delta M = 99 \text{ MeV}/c^2$  اختلاف جرم آستانه‌های دو کانال اولیه و واپاشی، و  $k_2$  تکانه (مختلط) در کانال  $\Sigma\pi$  می‌باشند. انرژی (مختلط) حالت قطب  $E_{pol}$ ، برای سه پارامتر برهم‌کنش ( $s_{11}$ ،  $s_{12}$  و  $s_{22}$ ) با حل معادله  $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$  حاصل می‌شود، که

$$\Xi(z) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \Lambda^2 \left( \sqrt{-s_1^{opt}(z)} - 1 \right)^2 \quad (5)$$

با توجه به روابط (۳) تا (۵) و معلوم بودن یکی از پارامترهای شدت، برای یک انرژی قطب معین، می‌توان دو پارامتر شدت دیگر را مشخص نمود و با استفاده از آنها پتانسیل‌های جداپذیر حاکم بر مسئله را تعیین کرد.

طیف انرژی جنبشی ترایتون، ناشی از جذب کائون متوقف‌شده بر  ${}^4\text{He}$

در این رهیافت، دامنه پراکندگی کانالهای جفت‌شده برای فرآیندهای برهم‌کنش دو ذره‌ای به صورت

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

در نظر گرفته می‌شود که در آن  $G_l$  تابع گرین است. با توجه به پتانسیل‌های یوکاوا،  $(UG)_{ij}$  به صورت

$$-S_{ij} \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_i}} \frac{\Lambda^2}{(\Lambda - ik_j)^2}$$

خواهد بود که در آن  $k_j$ ، تکانه نسبی در کانال  $j$  می‌باشد.

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

هسته هدف را می‌توان به صورت یک پروتون مقید با انرژی بستگی  $B_p$ ، و قسمت باقیمانده هسته را به عنوان ناظر ( $t$ ) در نظر گرفت [۱۶-۱۵]. پتانسیل توصیف کننده سیستم  $p+t$  در هسته هدف را به نحوی انتخاب می‌کنیم که انرژی‌های بستگی نظری و تجربی سیستم دو جسمی ( $p+t$ ) با یکدیگر هم‌خوانی داشته باشند. به همین منظور در محاسبات آتی از پتانسیل گوسی هارادا که از محاسبات میکروسکوپی نتیجه شده است [۲۱]، استفاده خواهیم نمود. توزیع تکانه‌ی ذرات واپاشی، برای کائون جذب شده از اوربیتال اتمی  $S$  توسط پروتون مقید در هسته  ${}^4\text{He}$  به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{d^2\Gamma}{dk_\Sigma dk_t} = 2(2\pi)^3 \frac{1}{\hbar^2 c^2} k_\Sigma k_t E_\pi(X^0) |\psi_{nlm}^{atom}(0)|^2 \left| g\left(\frac{1}{2}(\vec{k}_\pi - \vec{k}_\Sigma)\right) T_{21}(k_2, \gamma_1) g\left(-\frac{1}{2}\vec{k}_T\right) \right|^2 |F(\vec{k}_{pt})|^2 \quad (8)$$

$$E_2 = \sqrt{(E_i - E_s)^2 - \hbar^2 c^2 k_s^2} - m_\Sigma c^2 - m_\pi c^2 \quad (9)$$

که  $\psi_{nlm}^{atom}(0)$  تابع موج اتمی  ${}^4\text{He} - K^-$  می‌باشد و  $k_\Sigma$ ،  $k_\pi$  و  $k_t$  به ترتیب تکانه  $\Sigma$ ،  $\pi$  و  $t$  می‌باشد.  $T_{21}$  نیز درایه‌ی ماتریس انتقال است که اثرات شدید  $\Lambda^*$  را در برمی‌گیرد. با جایگذاری رابطه انرژی جنبشی تریتون، می‌توان طیف انرژی مورد نظر را به دست آورد.

$$\frac{d\Gamma}{dE_t} = \frac{m_t}{\hbar^2 k_t} \int dk_\Sigma \frac{d^2\Gamma}{dk_\Sigma dk_T} \quad (10)$$

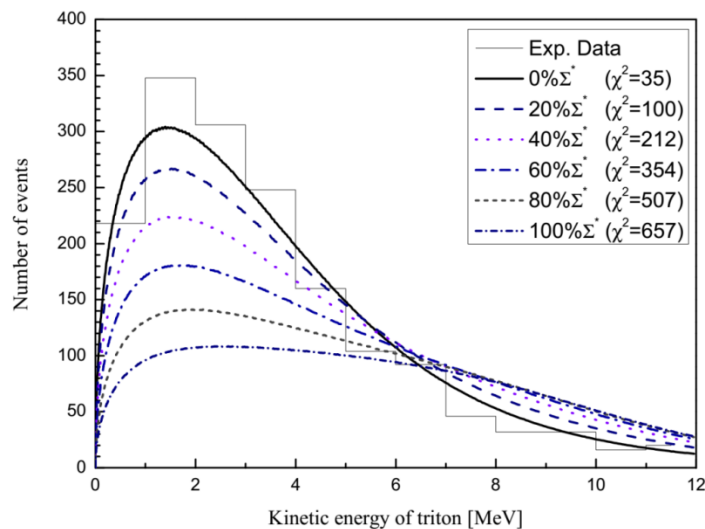
از مقایسه طیف‌های نظری انرژی جنبشی تریتون با داده‌های تجربی یورتسکی، می‌توان دریافت بیش‌ترین گیراندازی هسته‌ای کائون منفی از کدام اوربیتال اتمی رخ داده است. محاسبات اولیه بیانگر آن است که قسمت عمده جذب هسته‌ای از اوربیتال اتمی  $S$  رخ می‌دهد و مقدار جذب کوچکی از اوربیتال  $p$  صورت می‌گیرد [۲۲]. این مسئله با دانسته‌های قبلی مان در مورد جذب مزون‌های منفی و پاد پروتون در هلیوم مایع سازگار است [۱۵].

## اثرات تشدید $\Sigma^*$ (1385) و گیراندازی از اوربیتال $p$

با توجه به این که بخشی از طیف واپاشی مشاهده شده در برهم‌کنش  $\bar{K}N$  ناشی از تشکیل حالت تشدید  $\Sigma^*$  (1385) است و تشدید  $\Sigma^*$  (1385) با احتمال ۱۲ درصد به کانال  $\Sigma\pi$  واپاشی می‌کند، لذا برای تعیین دقیق‌تر جرم و پهنای  $\Lambda^*$  سهم تشدید  $\Sigma^*$  را در محاسبات مدنظر قرار خواهیم داد. به همین منظور، برازش طیف‌های انرژی تریتون با داده‌های تجربی را به ازای ترکیب‌های متفاوتی از جمعیت‌های  $\Lambda^*$  و  $\Sigma^*$  محاسبه و در شکل ۱ نشان داده‌ایم. طیف‌های نظری برازش شده در مقایسه مذکور، بر پایه جذب از اوربیتال اتمی  $S$  محاسبه شده‌اند و برای هر مورد مقادیر  $\chi^2$  در شکل آورده شده است. این مقادیر و البته شکل طیف‌ها بیانگر آن هستند که با افزایش درصد جمعیت  $\Sigma^*$ ، قله طیف‌ها به انرژی‌های بالاتر سوق

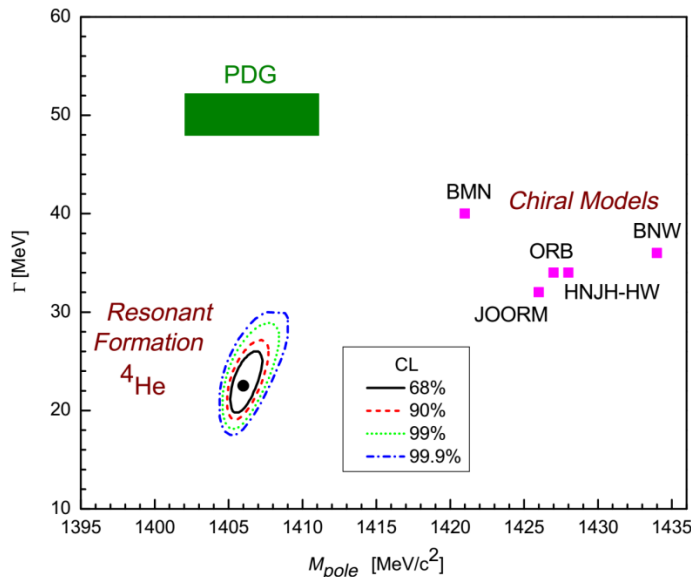
۵ و ۶ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

پیدا می‌کند. این انحراف از داده‌های تجربی نشان‌دهنده آن است که در برهم‌کنش  $K^-p \rightarrow (\pi\Sigma)^0$  جمعیت کوچکی از  $\Sigma^*$ ها نسبت به  $\Lambda^*$ ها نقش حالت میانی را بازی می‌کنند. نتایج حاکی از آن است که بهترین نسبت جمعیتی به دست آمده از برازش، در گستره 20% - 0 است.



شکل (۱): مقایسه طیف انرژی جنبشی تریتون با طیف تجربی (نمودار پله‌ای)، به‌ازای جمعیت‌های مختلف تشدید  $\Sigma(1385)$  برای تعیین جرم و پهنای  $\Lambda^*$ ، یک برازش کلی بر روی داده‌های یورتسکی، با احتساب اثرات تشدید میانی  $\Sigma^*$  و گیراندازی کائون از اوربیتال  $p$  انجام، و در شکل ۲ نشان داده‌ایم. در برازش فوق‌الذکر به‌منظور ارائه نتایجی مطمئن، اثرات ناشی از جمعیت  $\Sigma(1385)$  و گیراندازی از اوربیتال  $p$  را در محاسبه طیف‌های نظری، به‌ترتیب 10% و 10% لحاظ کرده‌ایم.

۱۶ و ۱۷ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد



شکل (۲): منحنی‌های تراز اطمینان در صفحه  $M_{pole} - \Gamma$  حاصل از برازش طیف‌های نظری با داده‌های تجربی انرژی جنبشی تریتون.

## نتایج

در کار حاضر، مقدار دو پارامتر آزاد جرم ( $M_{pole}$ ) و پهنای ( $\Gamma$ )  $\Lambda^*$  را با استفاده از طیف انرژی جنبشی تریتون ناشی از جذب کائون منفی متوقف‌شده از اوربیتال  $s$  در  ${}^4\text{He}$ ، به ترتیب  $M_{pole} = 1405/4_{-1}^{+1/7} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 30_{-4}^{+5/5} \text{ MeV}$ ، به دست آوردیم. با لحاظ نمودن اثرات جذب از اوربیتال  $p$  و جمعیت  $\Sigma^*$  (1385)ها در محاسبه کمینه مقدار  $\chi^2$ ، مقادیر  $M_{pole} = 1406/5_{-9}^{+1/3} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 22/5_{-2/8}^{+3/5} \text{ MeV}$  به ترتیب برای جرم و پهنای  $\Lambda^*$  در منحنی‌های تراز اطمینان در صفحه  $M_{pole} - \Gamma$  نتیجه شده است. جرم  $\Lambda^*$  به دست آمده، در توافق بسیار خوبی با مقدار پذیرفته شده فعلی آن در جدول داده‌های ذرات ( $1406/5 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ ) می‌باشد، نتیجه کار حاضر با نتایج نظری مستخرج از مدل‌های دینامیکی کایرال (SU(3)، JOORM [7]، ORB [9]، HNJH [10]، BNW [11] و BMN [12] و مقدار فعلی جدول داده‌های ذرات مقایسه شده است. این نتیجه حتی با منظور کردن بالاترین خطایش،  $\Lambda^*(1420)$  را در برنمی‌گیرد. پس قطعاً پیش‌بینی‌های چنین مدل‌های کایرالی با داده‌های یورتمسکی ناسازگارند.

## مراجع

- [1] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65**(2002)044005.
- [2] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. B **535**(2002) 70.
- [3] T. Yamazaki, A. Dote and Y. Akaishi, Phys. Lett. B **587**(2004)167.

۵ و ۶ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

- et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010)132502. [4] T. Yamazaki, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **6**(1961)698. [5] M. Alston, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**(2015)132002. M. M. Hall. [6] J. Nucl. Phys. A **725**(2003)181. [7] D. Jido *et al.*, [8] T. Hyodo and W. Weise, Phys. Rev. C **77**(2008)035204. [9] E. Oset, A. Ramos and C. Bennhold, Phys. Lett. B **527**(2002)99. [10] T. Hyodo, S. I. Nam, D. Jido, and A. Hosaka, Phys. Rev. C **68**(2003)018201. [11] B. Borasoy, A. Nissler and W. Weise, Eur. Phys. J. A **25**(2005)79. [12] B. Borasoy, U. G. Meissner and R. Nissler, Phys. Rev. C **74**(2006)055201. [13] A. Dote and W. Weise, Prog. Theor. Phys. Suppl. **168**(2007)593; A. Dote, T. Hyodo and W. Weise, Phys. Rev. C **79**(2009)014003. [14] R. J. Hemingway, Nucl. Phys. B **253**(1985)742. [15] J. Esmaili, Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Lett. B **686**(2010)23. Phys. Rev. C **83**(2011)055207. [16] J. Esmaili, Y. Akaishi and T. Yamazaki, [17] [K. A. Olive et al., \(Particle Data Group\)](#), Chin. Phys. C, **38**(2014)090001. [18] J. Uretsky and K. Bunnell, Phys. Rev. D **2**(1970)119. Ann. Phys. **19**(1962)287. [19] H. Feshbach, Ann. Phys. **5**(1958)357; H. Feshbach, Phys. Rev. **95**(1954)1628; Phys. Rev. **95**(1954)1635. [20] Y. Yamaguchi and Y. Yamaguchi, T. Harada, Nucl. Phys. A **672**(2000)181. [21] J. Esmaili and M. Raeisi, Proceeding of Annuals Physics of Iran, (1394)2185. [22]