

## بررسی تشکیل تشدید $\Lambda^*(1405)$ با استفاده از طیف انرژی جنبشی ترایتون در جذب کائون متوقف شده بر روی ${}^4\text{He}$

جعفر اسماعیلی و نرگس یحیائی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۹/۱۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۸/۰۱)

### چکیده

به منظور تعیین محل حالت شبه مقید  $K^-p$ ، طیف انرژی جنبشی ترایتون ناظر در برهم کنش گیراندازی تشدید کائون متوقف شده در  ${}^4\text{He}$  با استفاده از روش آنالیز  $\chi^2$ ، جرم و پهنای  $\Lambda^*(1405)$  را به ترتیب  $M = 1406_{-1}^{+13} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 22_{-2}^{+5} \text{ MeV}$  به دست آورده ایم که در آن سهم گیراندازی از اوربیتال های  $p$  و اثرات حالت تشدید  $\Sigma^*(1385)$  در نظر گرفته شده است. در ادامه با تغییر عامل های آزاد پتانسیل برهم کنشی  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  (برد برهم کنش،  $\beta$  و شدت برهم کنش،  $s_{22}$ ) نشان داده ایم که جرم و پهنای  $\Lambda^*(1405)$  منتج شده از داده های تجربی مذکور تقریباً مستقل از انتخاب عامل های آزاد پتانسیل برهم کنش است.

واژه های کلیدی:  $\Lambda^*(1405)$ ، کائون متوقف شده، برهم کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$

### ۱. مقدمه

(۱۰۰ MeV) را پیش بینی نموده اند، به طوری که انرژی چنین حالت های شبه مقیدی قویاً به انرژی و پهنای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  وابسته اند. مطالعه چنین دستگاه هایی به درک ما از محیط های بسیار چگال کمک خواهد نمود. چگالی تخمین زده شده برای چنین دستگاه های کائونی با چگالی مرکز ستارگان نوترونی قابل قیاس و یا حتی بیشتر است. اگر در واقعیت پادکائون بتواند چگالی نوکلئونی اطراف خود را بدون کمک

در دو دهه اخیر مطالعه دستگاه های هسته ای حاوی پادکائون، در فیزیک هادرونی شگفت بسیار مورد توجه قرار گرفته است و چنین دستگاه هایی به طور گسترده ای از جنبه های نظری [۱-۱۱] و تجربی [۱۲-۱۴] مورد مطالعه قرار گرفته اند. مدل های نظری پدیده شناختی [۲-۱۱] و نتایج تجربی اولیه [۱۳ و ۱۴] امکان وجود حالت های بسیار مقید کائونی (در حدود

انشعاب واپاشی  $\Lambda(1405)$ ، به کانال  $\Sigma\pi$  مربوط است [۱۶] و [۱۸]. به همین منظور در بیشتر مدل‌های نظری از اثر دیگر کانال‌ها ( $\Lambda\pi$ ) چشم‌پوشی می‌شود.

اخیراً تعیین مقدار جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  به یکی از داغ‌ترین مسائل فیزیک هسته‌ای شگفت تبدیل شده است. تشدید  $\Lambda(1405)$  را می‌توان به صورت یک حالت سه کوارکی یا پنج کوارکی یا یک حالت شبه‌مقید دستگاه  $\bar{K}N$  در نظر گرفت. طبیعت این حالت تشدید با تشدیدهای باریونی معمولی که از مؤلفه‌های سه کوارکی تشکیل شده‌اند، متفاوت است. همچنین پهنای واپاشی  $\Lambda(1405)$  با قاعده واپاشی کلی‌ای که برای یک حالت تشدید سه کوارکی انتظار داریم، متفاوت است. پس این حالت تشدید را نمی‌توان یک حالت برانگیخته ذره  $\Lambda$ ، و یا یک حالت پنج کوارکی در نظر گرفت [۱۹]. اخیراً در مقابل تفسیر آکایشی<sup>۲</sup> و یامازاکی<sup>۳</sup> ( $A-Y$ )<sup>۲</sup>- [۷] از  $\Lambda(1405)$ ، در چارچوب نظری کاملاً متفاوتی بر اساس نظریه دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، ساختار دوقطبی‌ای برای توصیف حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  ارائه شده است [۱۸] و [۲۰]- [۲۴]. توصیف دوقطبی ساختار  $\Lambda(1405)$  بر اساس نظریه دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، اولین بار توسط جیدو<sup>۴</sup> و همکاران ارائه شد [۲۰]. در چنین نظریه‌هایی، اساساً اولین قطب با کانال  $\bar{K}N$  جفت شده که با قله‌ای در اطراف  $1420 \text{ MeV}/c^2$  متناظر است، و دومین قطب  $\Lambda(1405)$ ، به کانال  $\Sigma\pi$  جفت شده و به صورت یک قله پهن در حوالی  $1400 \text{ MeV}/c^2$  توزیع شده است که در حقیقت می‌تواند در کانال  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi} = T_{\Sigma\pi \leftarrow Kp}$  مشاهده شد. اما این قطب ادعا شده، قابل آشکارسازی مستقیم نیست.

اخیراً اسماعیلی و همکاران 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 و ماتریس انتقال آن به صورت  $T_{\Sigma\pi \leftarrow Kp} = T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi}$  خواهد بود [۲۵] و [۲۶]. آنها با استفاده از

گرائش افزایش دهد، این افزایش چگالی به انقباض دستگاه هسته‌ای منجر خواهد شد که این مسئله به شکل‌گیری ستاره‌های شگفت با چگالی بیشتر کمک خواهد کرد. چگونگی رفتار هادرون‌ها در یک چنین محیط‌های هسته‌ای با چگالی زیاد مسئله بسیار جذابی است که می‌تواند به صورت تجربی از دستگاه‌های هادرونی مقید درک شود [۲] و [۳].

کائون‌های تولید شده در شتاب‌دهنده‌ها پس از حرکت در محیط می‌توانند در اثر برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی، باعث یونش و برانگیزش الکترون‌های اتمی شوند و انرژی خود را از دست بدهند. در فرایندهای در حال توقف<sup>۱</sup>، کائون با بیرون انداختن یکی از الکترون‌های زیر لایه‌های پایین جایگزین الکترون اتمی می‌شود و اتم کائونی را تشکیل می‌دهد. در ادامه، اتم کائونی از طریق فرایندهای آبشاری مختلف از قبیل اوژه، اشتراک (در محیط‌های مایع و گازی)، گذار تابش دوقطبی الکترونیکی و ... از حالت‌های برانگیخته به حالت‌های پایین‌تر گذار می‌کند [۱] و [۱۵]. در این بین، همپوشانی تابع موج اتم کائونی با هسته، می‌تواند منجر به جذب کائون در هسته شود. فرایند جذب می‌تواند در اثر برهم‌کنش قوی بین کائون و هر یک از نوکلئون‌های هسته صورت گیرد، و نهایتاً منجر به تشکیل یک حالت میانی تشدید  $\Lambda(1405)$  شود. پس از تشکیل  $\Lambda(1405)$ ، کائون به محیط هسته نفوذ کرده و در اثر برهم‌کنش با دیگر نوکلئون‌های هسته، یک حالت بسیار مقید هسته‌ای را به وجود می‌آورد که هر چه حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  مقیدتر باشد، دستگاه‌های هسته‌ای کائونی مقیدتری شکل خواهند گرفت. تاکنون ساختار تشدید  $\Lambda(1405)$  به طور گسترده‌ای در فیزیک هسته‌ای و هادرونی شگفت مورد بحث و بررسی قرار گرفته است [۱۶]. این حالت تشدید به گونه‌ای از باریون‌ها با شگفتی  $S = -1$ ، اسپین و پاریته  $J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^-$  و ایزواسپین  $I = 0$  نسبت داده شده است [۱۷]. این حالت تشدید می‌تواند از طریق کانال‌های مختلف  $\Lambda\pi$ ،  $(\Sigma\pi)^0$  واپاشی کند. نتایج تجربی و نظری بیانگر این واقعیت هستند که بیشترین نسبت

۲. Akaishi

۳. Yamazaki

۴. Jido

۱. Stopped process

دو کاناله را می توان با استفاده از پتانسیل اپتیکی متناظر، به صورت یک دستگاه تک کاناله بررسی نمود. در رهیافت پتانسیل اپتیکی، عامل شدت پتانسیل بر حسب عامل های دستگاه دو کاناله به صورت

$$s_1^{opt}(E) = s_{11} - s_{12} \frac{1}{(\beta - ik_p)^2 + s_{22}\beta^2} s_{21}, \quad (3)$$

مشخص می شود که در آن

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_p} k_p^2 = E + \Delta M c^2, \quad (4)$$

است.  $k_p$  و  $E$  به ترتیب تکانه مختلط 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 است. انرژی (مختلط) حالت قطب  $E_{pol}$ ، برای سه عامل برهم کنش ( $s_{11}$ ،  $s_{12}$  و  $s_{22}$ ) با حل معادله  $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$  حاصل می شود، که در آن

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

است. در این رهیافت، ماتریس گذار کانال های جفت شده برای فرایندهای برهم کنش دودره ای به صورت

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

در نظر گرفته می شود که در آن  $U_{ij}$  و  $G_l$  به ترتیب پتانسیل برهم کنشی کانال های  $ij$  و تابع گرین آزاد هستند. با توجه به توابع ساختار یوکاوا،  $(UG)_{ij}$  به صورت

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

خواهد بود که در آن  $\kappa_j$ ، تکانه نسبی ذرات در کانال  $j$  است.

### ۳. طیف انرژی جنبشی تریتون، ناشی از جذب

#### کائون متوقف شده بر روی ${}^4\text{He}$

در فرمول بندی نظری احتمال گذار برهم کنش، هسته هدف را متشکل از دو قسمت  $p+t$  (یک پروتون مقید و باقیمانده هسته)، در نظر می گیریم که انرژی بستگی آنها  $B_p$  است [۲۵] و [۲۶] پتانسیل توصیف کننده دستگاه  $p+t$  در هسته هدف را به نحوی انتخاب می کنیم که انرژی های بستگی نظری و تجربی

رهیافت کانال های جفت شده، مقدار جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  را مشخص نمودند که این مقادیر به عنوان مرجع در جدول داده های ذرات <sup>۱</sup> (PDG) مورد استفاده قرار گرفته است [۱۶]. به نظر می رسد که طیف انرژی جنبشی تریتون حاصل از توقف  $K^-$  بر روی  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \Sigma^\pm \pi^\mp$  می تواند در تعیین محل تشدید  $\Lambda(1405)$  مفید واقع شود. داده های تجربی یورتسکی <sup>۲</sup> [۲۷]، یک طیف انرژی تصویر شده است که توزیع تکانه ذره ناظر در برهم کنش، بر طیف واپاشی  $K^- p \rightarrow (\Sigma\pi)^0$  حاکم شده است [۲۸]. از این رو، در کار حاضر به مطالعه و بررسی طیف انرژی جنبشی تریتون ناشی از جذب تشدید کائون منفی متوقف شده در هسته هدف  ${}^4\text{He}$  خواهیم پرداخت.

### ۲. فرمول بندی تشدید $\Lambda(1405)$ با استفاده از

#### رهیافت کانال های جفت شده

حالت تشدید  $\Lambda(1405)$ ، حالت شبه مقیدی در کانال  $K^- p$  و تشدید  $\Sigma\pi$  در کانال  $\Sigma\pi$  است. در ادامه  $\Lambda(1405)$  را به صورت یک تشدید فشباخ در نظر می گیریم و به فرمول بندی برهم کنش بین کانال ها می پردازیم [۲۹]. با توجه به این که بیشترین نسبت انشعاب واپاشی  $\Lambda^*$  به کانال  $\Sigma\pi$  مربوط می شود [۱۸]، محاسبات را در دو کانال جفت شده  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  انجام می دهیم. در کار حاضر، برهم کنش بین کانال های مختلف را با استفاده از پتانسیل های جداپذیر، با توابع ساختار یوکاوا <sup>۳</sup> [۳۰] به صورت

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

$$U_{ij} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\hbar^2}{2\sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\beta} s_{ij} \quad \text{و} \quad g(\vec{k}) = \frac{\beta^2}{\beta^2 + k^2} \quad (2)$$

توصیف می کنیم که  $\vec{k}$  و  $\vec{k}'$  به ترتیب تکانه نسبی ذرات قبل و بعد از برهم کنش در کانال مورد بررسی هستند. برای کانال  $\bar{K}N$  و  $\Sigma\pi$  به ترتیب ۱ و ۲ در نظر گرفته می شود.  $\mu_i(\mu_j)$  جرم کاهش یافته کانال  $i(j)$ ،  $s_{ij}$  عامل بدون بعد شدت پتانسیل، و  $\beta$  عامل برد پتانسیل هستند. یک دستگاه برهم کنشی

۱. Particle Data Group

۲. Urtesky

۳. Yukawa

$(\Sigma\pi)^0$  با  $n=12$  نقطه داده استفاده می‌کنیم. در ادامه با کمینه کردن مقدار کمیت  $\chi^2$ ،

$$\chi^2(M_{\text{pole}}, \Gamma) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{N_i - S(\zeta_i; M_{\text{pole}}, \Gamma)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (12)$$

منحنی نظری  $S(\zeta; M_{\text{pole}}, \Gamma)$  با  $\zeta = E_t$  که شامل دو عامل جرم  $M_{\text{pole}}$  و پهنای  $\Gamma$  است را به نمودار پله‌ای تجربی  $N_i, i=1, \dots, n$  با خطای آماری  $\sigma_i = \sqrt{N_i}$  برازش خواهیم داد. از مقایسه طیف‌های نظری با طیف تجربی، و محاسبه مقدار  $\chi^2$  می‌توان دریافت که بیشترین گیراندازی هسته‌ای کائون منفی، از کدام اوربیتال اتمی رخ داده است.

در ادامه مقادیر عامل‌های آزاد در پتانسیل برهم‌کنشی  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  (حالت ایزواسپینی  $I=0$  و  $I=1$ ) کار حاضر را به گونه‌ای تعیین می‌کنیم که  $\beta = 70 \text{ MeV}/\hbar c = 3/9 \text{ fm}^{-1}$ ، بیانگر انتقال مزون‌های سنگینی چون  $\rho$  مزون باشد و  $s_{\pi\pi} = -0.66$ ، همچون مدل‌های کایرال مقدار  $\frac{U_{\pi\pi}}{U_{11}} = \frac{4}{3}$  را برای  $\Lambda(1405)$  نتیجه دهد [32]. عامل‌های دیگر شدت برهم‌کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  ( $s_{\pi 1}$  و  $s_{\pi 0}$ ) در حالت ایزواسپینی  $I=0$  را با استفاده از جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$ ، و عامل‌های حالت ایزواسپینی  $I=1$  را با توجه به مقدار طول پراکندگی  $\bar{K}N$  آزمایش FINUDA [13] مشخص می‌نماییم. به منظور بررسی اثرات برهم‌کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  در حالت  $I=1$ ، طیف انرژی جنبشی ترایتون در جذب کائون منفی متوقف شده را برای دو حالت، خاموش بودن برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت  $I=1$  و روشن بودن آن، مورد مقایسه قرار دادیم. نتایج به دست آمده، غالب بودن نقش برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت  $I=0$  را در طیف‌های انرژی جنبشی ترایتون تأیید می‌نماید. همچنین تغییر عامل‌های شدت برهم‌کنش  $\bar{K}N$  در حالت  $I=1$  تأثیر چندانی بر طیف‌های حاصله ندارد. در شکل ۱، طیف‌های انرژی جنبشی ترایتون محاسبه شده برای جذب از اوربیتال  $s$  و  $p$  اتمی در هسته هدف  ${}^4\text{He}$  را، به ازای  $M_{\Lambda^*} = 1405$  (خطوط تُسوپر) و  $M_{\Lambda^*} = 1420$  (خطوط خط‌چین) با پهنای  $40 \text{ MeV}$ ، بر داده‌های تجربی (نمودار پله‌ای)، برازش داده‌ایم.

دستگاه دوجسمی  $(p+t)$  با یکدیگر همخوانی داشته باشند. به همین منظور در این محاسبات از پتانسیل گاوسی هارادا که از محاسبات میکروسکوپی نتیجه شده است [31]، استفاده خواهیم نمود. توزیع تکانه ذرات واپاشی، برای کائون جذب شده از اوربیتال اتمی  $s$  توسط پروتون مقید در هسته  ${}^4\text{He}$  به صورت زیر است

$$\frac{d^2\Gamma}{dk_{\Sigma} dk_t} = 2(2\pi)^2 \frac{1}{\hbar^2 c^2} k_{\Sigma} k_t E_{\pi}(X_0) \left| \psi_{nlm}^{\text{atom}}(\circ) \right|^2 \quad (8)$$

$$\left| g\left(\frac{1}{\gamma}(\bar{k}_{\pi} - \bar{k}_{\Sigma})\right) T_{\gamma_1}(k_{\gamma}, \gamma_1) g\left(-\frac{1}{\gamma}\bar{k}_t\right) \right|^2 \left| F(\bar{k}_{pt}) \right|^2, \quad (9)$$

$$E_{\gamma} = \sqrt{(E_t - E_t)^2 - \hbar^2 c^2 k_t^2} - m_{\Sigma} c^2 - m_{\pi} c^2,$$

که در آن  $\psi_{nlm}^{\text{atom}}(\circ)$  و  $F(\bar{k}_{pt})$  به ترتیب تابع موج اتمی  ${}^4\text{He} - K^-$  و تابع توزیع تکانه دستگاه دوزره‌ای پروتون-ترایتون است.  $(E_{\Sigma})k_{\Sigma}$ ،  $(E_{\pi})k_{\pi}$  و  $(E_t)k_t$  به ترتیب تکانه (انرژی)  $\Sigma$ ،  $\pi$  و  $t$  هستند.  $T_{\gamma_1}$  نیز درایه ماتریس گذار است که اثرات تشدید  $\Lambda^*$  را در بر می‌گیرد.  $X_0$  در معادله (8) کسینوس زاویه بین  $\bar{k}_{\Sigma}$  و  $\bar{k}_t$  است که با توجه به پایستگی انرژی به صورت

$$X_0 = \frac{(E_t - E_{\Sigma} - E_t)^2 - (m_{\pi}^2 c^4 + \hbar^2 c^2 (k_{\Sigma}^2 + k_t^2))}{2\hbar^2 c^2 k_{\Sigma} k_t}, \quad (10)$$

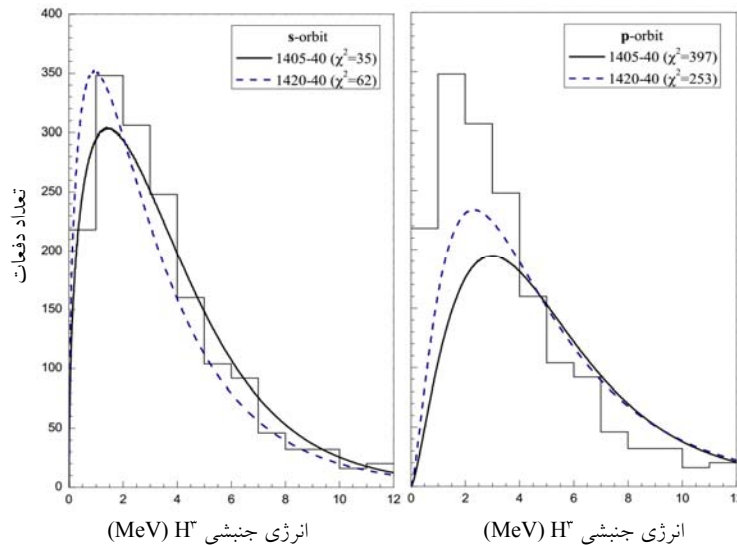
مشخص می‌شود. با انتگرال‌گیری از معادله (8) می‌توان طیف انرژی جنبشی ترایتون را به صورت

$$\frac{d\Gamma}{dE_t} = \frac{m_t}{\hbar^2 k_t} \int dk_{\Sigma} \frac{d^2\Gamma}{dk_{\Sigma} dk_t}, \quad (11)$$

به دست آورد.

#### ۴. طیف‌های انرژی جنبشی و گیراندازی از اوربیتال‌های اتمی

در ادامه به تجزیه و تحلیل داده‌های تجربی یورتسکی که ناشی از جذب کائون متوقف شده بر روی  ${}^4\text{He}$  است، خواهیم پرداخت. داده‌های تجربی یورتسکی مشتمل بر دو دسته طیف انرژی جنبشی ترایتون هستند که در کنار ترایتون به طور هم‌زمان ذرات  $\Sigma^+ \pi^-$  و  $\Sigma^- \pi^+$  نیز آشکارسازی شده‌اند [27]. در کار حاضر، از حاصل جمع هر دو طیف  $N_i^{\Sigma^+ \pi^-}$  و  $N_i^{\Sigma^- \pi^+}$



شکل ۱. برازش طیف‌های انرژی جنبشی تریتون ناشی از جذب تشدید  $K^-$  در  ${}^4\text{He}$ ، بر طیف تجربی (نمودار پله‌ای). طیف‌های نظری ناشی از جذب از اوربیتال‌های اتمی  $s$  (سمت چپ) و  $p$  (سمت راست)، به ازای  $M_{\Lambda^*} = 1405$  (خطوط توپر) و  $M_{\Lambda^*} = 1420$  (خطوط خط‌چین) با پهنای  $40 \text{ MeV}$  محاسبه شده‌اند. مقدار  $\chi^2$  برای هر مورد در شکل نشان داده شده است.

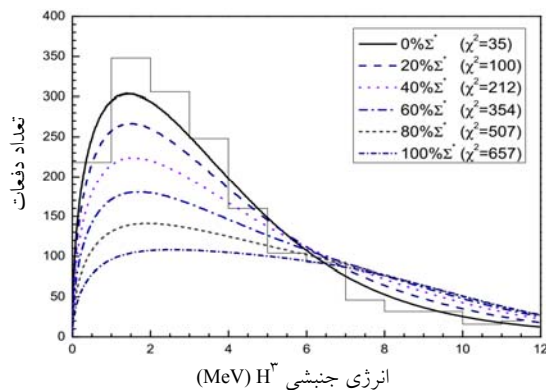
است و تشدید  $\Sigma^*(1385)$  با احتمال ۱۲ درصد به کانال  $\Sigma\pi$  واپاشی می‌کند [۱۶]، لذا برای تعیین دقیق‌تر جرم و پهنای  $\Lambda^*$ ، سهم تشدید  $\Sigma^*$  را در محاسبات مد نظر قرار خواهیم داد. به همین منظور، برازش طیف‌های انرژی تریتون با داده‌های تجربی را به ازای ترکیب‌های متفاوتی از جمعیت‌های  $\Lambda^*$  و  $\Sigma^*$  محاسبه و در شکل ۲ نشان داده‌ایم. طیف‌های نظری برازش داده شده در مقایسه مذکور، بر پایه جذب از اوربیتال اتمی  $s$  به ازای  $M_{\Lambda^*} = 1405$  با پهنای  $40 \text{ MeV}$ ، محاسبه شده‌اند و برای هر مورد مقادیر  $\chi^2$  در شکل ۲ نشان داده شده است. این مقادیر و البته شکل طیف‌ها بیانگر آن هستند که با افزایش درصد جمعیت  $\Sigma^*$ ، قله طیف‌ها به انرژی‌های بالاتر سوق پیدا می‌کند. این انحراف از داده‌های تجربی نشان‌دهنده آن است که در برهم‌کنش  $K^- p \rightarrow (\Sigma\pi)^0$ ، 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  $0-20\%$  است.

به منظور تعیین جرم و پهنای حالت تشدید  $\Lambda^*$ ، طیف انرژی جنبشی تریتون ناشی از جذب کائون منفی متوقف شده را

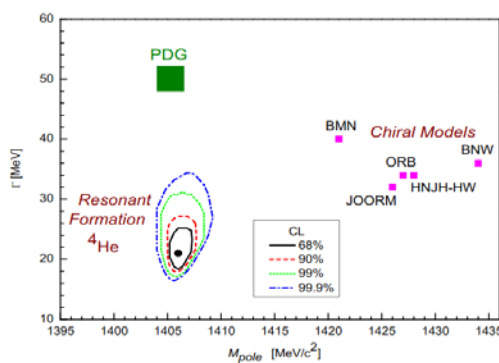
ملاحظه می‌کنیم که مقدار  $\chi^2 = 35$  برای جذب از اوربیتال  $s$  با کمیت‌های  $M_{\text{pole}} = 1405 \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 40 \text{ MeV}$ ، کمترین مقدار را دارد. در صورتی که در مورد جذب از اوربیتال  $p$ ، مقادیر  $\chi^2$  بسیار بزرگ‌تراند. بنابراین داده‌های تجربی یورتسکی بیانگر آنند که، قسمت عمده جذب هسته‌ای از اوربیتال اتمی  $s$  رخ می‌دهد. این مسئله با دانسته‌های قبلی‌مان در مورد جذب مزون‌های منفی و پاد پروتون در هلیوم مایع سازگار است [۳۳]. در ادامه جهت تعیین مقدار دو عامل آزاد جرم ( $M_{\text{pole}}$ ) و پهنای ( $\Gamma$ )  $\Lambda^*$ ، با استفاده از طیف‌های نظری حاصل از توقف کائون منفی جذب شده از اوربیتال اتمی  $s$  در  ${}^4\text{He}$ ، برازش کلی‌ای را بر داده‌های طیف انرژی جنبشی تریتون انجام داده‌ایم. محل کمینه  $\chi^2$  در صفحه  $M_{\text{pole}} - \Gamma$  با مقادیر  $M_{\text{pole}} = 1405/4_{-1}^{+17} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 30_{-4}^{+5} \text{ MeV}$  نتیجه شده است.

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

با توجه به این که بخشی از طیف واپاشی  $\Sigma\pi$  مشاهده شده در برهم‌کنش  $\bar{K}N$ ، ناشی از تشکیل حالت تشدید  $\Sigma^*(1385)$



شکل ۲. برازش طیف‌های انرژی جنبشی تریاتون بر داده‌های تجربی (نمودار پله‌ای)، به ازای جمعیت‌های مختلف تشدید  $\Sigma^*$  (۱۳۸۵).



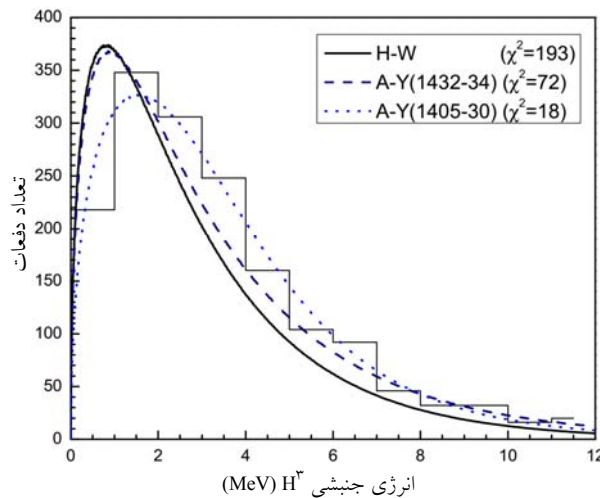
شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی‌های تراز اطمینان در صفحه  $\Gamma - M_{pole}$  برای ضرایب متغیر  $S_{\pi\pi}$  و  $\beta$ . نقطه نشان داده شده در میان منحنی‌ها نشان‌دهنده مقدار کمینه  $\chi^2$  با مختصه‌های جرم و پهنای  $\Lambda^*$  به ترتیب برابر با  $M_{pole} = 1406^{+1/2}_{-0/4} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 21^{+4/2}_{-2/6} \text{ MeV}$  می‌باشد. نتیجه به دست آمده با نتایج نظری مستخرج از مدل‌های دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، JOORM [۲۰]، ORB [۲۱]، HNJH [۲۲]، BNW [۲۳] و BMN [۲۴] و مقدار فعلی جدول داده‌های ذرات مقایسه شده است.

طول پراکندگی  $\bar{K}N$  مشخص نموده‌ایم. با تغییر عامل‌های  $\beta$  و  $S_{\pi\pi}$ ، دیگر عامل‌های شدت برهم‌کنش به خاطر قیدهای مذکور دستخوش تغییر می‌شوند. منحنی‌های تراز اطمینان حاصل از چنین برازشی در صفحه  $\Gamma - M_{pole}$  با کارهای دیگران مقایسه و در شکل ۳ نشان داده شده است. نقطه نشان داده شده در میان منحنی‌ها بیانگر کمینه مقدار  $\chi^2$  با جرم و پهنای  $\Lambda^*$  به ترتیب برابر با  $M_{pole} = 1406^{+1/2}_{-0/4} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 21^{+4/2}_{-2/6} \text{ MeV}$  است. در شکل ۳ نتیجه کار حاضر با نتایج نظری مستخرج از مدل‌های دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، JOORM [۲۰]، ORB [۲۱]، HNJH [۲۲]، BNW [۲۳] و BMN [۲۴] و مقدار فعلی جدول داده‌های ذرات [۱۶] مقایسه شده است. این نتیجه حتی با منظور کردن

با لحاظ نمودن اثرات جذب از اوربیتال  $p$  (۱۰٪) و جمعیت  $\Sigma^*$  (۱۳۸۵) ها (۱۰٪) بر داده‌های یورتسکی برازش داده‌ایم. با در نظر گرفتن مقادیر عامل‌های آزاد پتانسیل برهم‌کنشی  $\bar{K}N - \Sigma\pi$ ،  $\bar{K}N - \Sigma\pi$ ،  $\beta = 770 \text{ MeV}/\hbar c = 3/9 \text{ fm}^{-1}$  و  $S_{\pi\pi} = -0/66$  جرم و پهنای  $\Lambda^*$  به ترتیب  $M_{pole} = 1406^{+1/2}_{-0/4} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 22/5^{+3/5}_{-2/8} \text{ MeV}$  نتیجه شده است. در ادامه به منظور بررسی اثرات عامل‌های برهم‌کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$ ، عامل‌های  $\beta$  و  $S_{\pi\pi}$  را به ترتیب در گستره  $300 \text{ MeV}/\hbar c$  تا  $1500 \text{ MeV}/\hbar c$  و  $-2$  تا  $2$  به طور هم‌زمان تغییر داده‌ایم و دیگر عامل‌های شدت برهم‌کنش  $\bar{K}N - \Sigma\pi$  را به ازای عامل‌های مذکور، باتوجه به جرم و پهنای  $\Lambda(1405)$  و

جدول ۱. جرم و پهنای  $\Lambda^*$  به همراه خطای استاندارد آنها برای حالت‌های مختلف با لحاظ نمودن اثرات جذب از اوربیتال  $p$  (۱۰٪) و جمعیت (۱۳۸۵)  $\Sigma^*$  ها (۱۰٪).

$\beta(\text{fm}^{-1})$	$S_{22}$	$M_{\text{pole}}(\text{MeV}/c^2)$	$\Gamma(\text{MeV})$
۳٫۹	-۰٫۶۶	$1406^{+13}_{-0.9}$	$22/5^{+3.5}_{-2.8}$
متغیر	متغیر	$1406^{+12}_{-0.4}$	$21^{+4.2}_{-2.6}$



شکل ۴. برازش طیف‌های نظری انرژی جنبشی ترایتون، ناشی از جذب  $K^-$  متوقف شده از اوربیتال اتمی  $s$  بر روی  $^4\text{He}$  با داده‌های تجربی. طیف‌های نظری برای مدل دوقطبی هیدو- وایز (خط توپر) [۱۸] و مدل کار حاضر (A-Y) با محل‌های قطب  $34\text{MeV} - 1432\text{MeV}$  (خط چین) و  $30\text{MeV} - 1405\text{MeV}$  (نقطه‌چین) به همراه مقادیر  $\chi^2$  نشان داده شده است.

شکل ۴، طیف انرژی حاصل از مدل دوقطبی هیدو- وایز (اولین قطب در  $34 - 1432$  و دومین قطب در  $146 - 1398$ ) را با استفاده از برهم‌کنش ارائه شده در مرجع [۱۸]، به‌همراه مورد تک‌قطبی متناظرش ( $A-Y(M-\Gamma=1432-34)$ )، و مورد تک‌قطبی‌ای با ضرایب ( $A-Y(M-\Gamma=1405-30)$ )، را نشان داده‌ایم. به منظور یافتن تخمینی از اختلاف بین دو مدل هیدو- وایز [۱۸] و مدل به‌کار گرفته شده در کار حاضر، برازش  $\chi^2$  را برای طیف‌های انرژی انجام داده‌ایم. مطابق آنچه که در شکل ۴ نشان داده شده، مقدار  $\chi^2 = 193$  به دست آمده برای پتانسیل برهم‌کنشی هیدو- وایز، بسیار بزرگ‌تر از مقدار  $\chi^2 = 18$  برای ( $A-Y(M-\Gamma=1405-30)$  (مدل حاضر) است. همچنین مقدار  $\chi^2 = 193$  حاصل از برازش برای

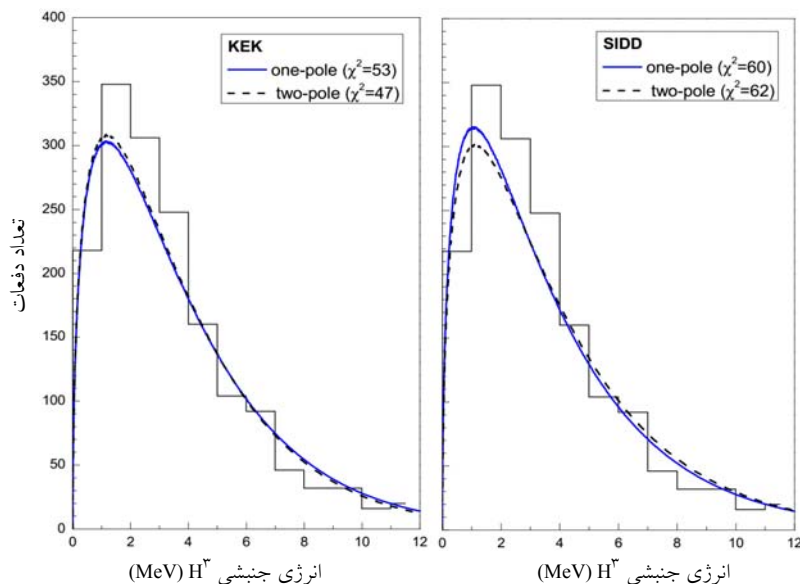
بالاترین خطایش،  $\Lambda^*$  (۱۴۲۰) را در برنمی‌گیرد. نتایج محاسبات مذکور به صورت خلاصه در جدول ۱ گزارش شده است.

#### ۶. پتانسیل‌های دوقطبی $\bar{K}N - \Sigma\pi$ و طیف انرژی جنبشی

مدل‌های دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ‌ای که اخیراً برای برهم‌کنش کائون- نوکلئون ارائه شده، و از آن جمله مدل هیدو- وایز [۱۸]، حالت تشدید  $\Lambda^*$  را به صورت برهم‌نهی دو قطب معرفی می‌کنند. در ادامه در شکل ۴، مقایسه‌ای بین شکل طیف‌های نظری ناشی از جذب  $K^-$  متوقف شده از اوربیتال اتمی  $s$  بر روی  $^4\text{He}$  با داده‌های تجربی، برای مدل هیدو- وایز و مدل‌های تک‌قطبی متناظرشان (مدل A-Y)، انجام داده‌ایم. در

۱. Hyodo

۲. Weise



شکل ۵. برازش طیف‌های نظری انرژی جنبشی تریتون، ناشی از جذب  $K^-$  متوقف شده از اوربیتال اتمی  $s$  بر روی  $^4\text{He}$  با داده‌های تجربی. طیف‌های نظری برای مدل‌های تک‌قطبی (خط توپر) و دوقطبی (خط چین) SIDD [۳۴] (سمت راست) و KEK [۳۵] (سمت چپ) به همراه مقادیر  $\chi^2$  نشان داده شده است.

حاصل از مورد تک‌قطبی و دوقطبی SIDD و KEK مشاهده شده است. مقادیر  $\chi^2$  به دست آمده از برازش طیف‌ها، بیانگر سازگاری بسیار خوب مدل دوقطبی با مدل تک‌قطبی متناظر است. در ادامه مسئله اثرات دومین قطب برهم‌کنش  $\bar{K}N-\Sigma\pi$  در طیف‌های مورد مطالعه برای پتانسیل‌های KEK و SIDD دوقطبی، را با در نظر گرفتن پتانسیل تک‌قطبی‌ای هم‌ارز اولین قطب پتانسیل دوقطبی بررسی نمودیم. طیف‌های انرژی جنبشی به دست آمده نشان می‌دهند که اثرات دومین قطب  $\Lambda^*$  در طیف انرژی‌ای که برگرفته از مؤلفه  $T_{\Sigma\pi\leftarrow\bar{K}N} = T_{\Sigma\pi}$  باشد، بی‌اثر است. این مسئله نشان می‌دهد که دومین قطب با مشاهده پذیرهای تجربی‌ای از این دست مرتبط نیست.

### ۷. طیف انحراف<sup>۳</sup> توزیع‌های انرژی

از روش طیف انحراف (DEV) برای استخراج شکل تشدید، به صورت نسبت طیف مشاهده شده یا محاسبه شده به طیف شبه‌آزاد در مرجع [۲۶] استفاده شده است. طیف DEV

برهم‌کنش دو کاناله هیدو- وایز، از مقدار  $\chi^2 = 72$  برای مدل برهم‌کنش حاضر با مختصه‌های قطب  $M_{\text{pole}} = 1432 \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 34 \text{ MeV}$  بیشتر است. این جنبه نامطلوب برای برهم‌کنش هیدو- وایز [۱۸]، از جمله بسیار وابسته به انرژی، واینبرگ-تُموزاوا<sup>۱</sup> ناشی می‌شود. جمله واینبرگ-تُموزاوا، موجب افت بسیار سریع طیف انرژی در نواحی‌ای با انرژی‌های جنبشی بزرگ‌تر تریتون می‌شود.

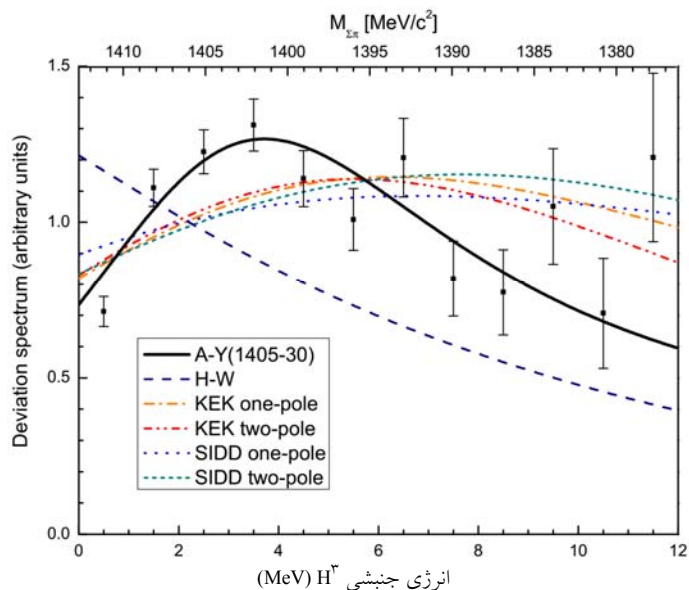
اخیراً شووچنکو<sup>۲</sup> و همکاران دو سری پتانسیل پدیده‌شناختی برای توصیف برهم‌کنش  $\bar{K}N-\pi\Sigma$  ارائه نموده‌اند که هر یک از آنها دارای ساختار تک‌قطبی و دوقطبی برای توصیف تشدید  $\Lambda(1405)$  هستند. یک سری از آنها داده‌های مربوط به آزمایش SIDDHARTA [۳۴] و سری دیگر داده‌های آزمایش KEK [۳۵] را بازتولید می‌کنند که در ادامه به ترتیب با نمادهای SIDD و KEK نشان داده شده‌اند. با برازش طیف‌های نظری حاصل از مدل تک‌قطبی و دوقطبی شووچنکو با داده‌های تجربی در شکل ۵، اختلاف ناچیزی بین طیف‌های

۱. Weinberg-Tomozawa

۲. Shevchenko

۳. Deviation spectrum





شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف انحراف توزیع انرژی جنبشی ترایتون آزاد شده (جرم ناوردای  $(\Sigma\pi)^\circ$ ) در برهم‌کنش  $(K^- \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^3 + \Sigma^\pm \pi^\mp)$  برای پتانسیل‌های پدیده شناختی A-Y، تک‌قطبی و دوقطبی SIDD [۳۴] و KEK [۳۵]، و پتانسیل کایرال هیبدو- وایز [۱۸] با قطب‌های انرژی متفاوت  $\Lambda(1405)$ .

استفاده از طیف انرژی جنبشی ترایتون ناشی از جذب کائون متوقف شده بر روی  $^4\text{He}$  به ترتیب  $M_{\text{pole}} = 1406^{+12}_{-9} \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 21^{+4}_{-6} \text{ MeV}$  به دست آورده‌ایم. این نتیجه حتی با منظور کردن بالاترین خطا،  $\Lambda(1420)$  مستخرج از مدل‌های دینامیکی کایرال  $SU(3)$ ، و [۲۰] JOORM، [۲۱] ORB، [۲۲] HNJH، [۲۳] BNW و [۲۴] BMN را دربرنمی‌گیرد. جرم حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  به دست آمده در کار حاضر در توافق بسیار خوبی با مقدار پذیرفته شده فعلی آن [۱۶] است و پهنای  $\Lambda(1405)$  به دست آمده، تقریباً نصف پهنای ارائه شده در جدول داده‌های ذرات [۱۶] است. مقایسه مدل‌های برهم‌کنشی دوقطبی با مدل تک‌قطبی متناظر بیانگر ناچیز بودن و یا بی‌اثر بودن دومین قطب مدل‌های دوقطبی در کمیت‌های مشاهده‌پذیری که از مؤلفه  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \bar{K}N} = T_{\pi 1}$  ناشی می‌شوند، است.

داده‌های نظری و تجربی انرژی جنبشی ترایتون ناشی از جذب  $K^-$  متوقف شده بر روی  $^4\text{He}$  را برای پتانسیل‌های پدیده شناختی و کایرال مختلف با قطب‌های انرژی متفاوت  $\Lambda(1405)$  محاسبه و در شکل ۶ نشان داده‌ایم. اگر چه تشخیص تشدید  $\Lambda(1405)$  در طیف تجربی انرژی جنبشی ترایتون با مشاهده مستقیم طیف، به سختی صورت می‌پذیرد، اما ساختار قله‌مانند تشدید  $\Lambda(1405)$  در طیف‌های DEV، به وضوح قابل شناسایی است. طیف‌های انحراف ناشی از مدل‌های تک‌قطبی و دوقطبی SIDD و KEK رفتار مشابهی از خود نشان می‌دهند و قله آنها در حوالی  $1400 \text{ MeV}/c^2$  رخ می‌دهد در حالی که قله طیف انحراف مدل هیبدو- وایز در انرژی‌های بالاتر از  $1400 \text{ MeV}/c^2$  رخ می‌دهد که در طیف انحراف قسمتی از دنباله آن نمایان شده است.

## ۸. جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

در کار حاضر، جرم و پهنای حالت تشدید  $\Lambda(1405)$  را با

## مراجع

16. K A Olive *et al.*, (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
17. M H Alston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **6** (1961) 698.
18. T Hyodo, and W Weise, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 035204.
19. T Sekihara, T Hyodo, and D Jido, *Phys. Lett. B* **669** (2008) 133.
20. D Jido *et al.*, *Nucl. Phys. A* **725** (2003) 181.
21. E Oset, A Ramos, and C Bennhold, *Phys. Lett. B* **527** (2002) 99.
22. T Hyodo, S I Nam, D Jido, and A Hosaka, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 018201.
23. B Borasoy, A Nissler, and W Weise, *Eur. Phys. J. A* **25** (2005) 79.
24. B Borasoy, U G Meissner, and R Nissler, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 055201.
25. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **86** (2010) 23.
26. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 055207.
27. J Uretsky, and K Bunnell, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 119.
28. T Yamazaki, and Y Akaishi, *Nucl. Phys. A* **792** (2007) 229.
29. H Feshbach, *Ann. Phys.* **5** (1958) 357, H Feshbach, *Ann. Phys.* **19** (1962) 287.
30. Y Yamaguchi, and Y Yamaguchi, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1628; *Phys. Rev.* **95** (1954) 1635.
31. T Harada, *Nucl. Phys. A* **672** (2000) 181.
32. S Maeda, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Proc. Jpn. Acad. Ser. B* **89** (2013) 418.
33. T Yamazaki *et al.*, *Phys. Rep.* **366** (2002) 183.
34. N V Shevchenko, *Nucl. Phys. A* **890–891** (2012) 50.
35. N V Shevchenko, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 034001.
1. C J Batty, E Friedman, and A Gal, *Phys. Rep.* **287** (1997) 385.
2. Y Akaishi and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **65** (2002) 044005.
3. T Yamazaki and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **535** (2002) 70.
4. A Dote, H Horiuchi, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **590** (2004) 51.
5. A Dote, H Horiuchi, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 044313.
6. T Yamazaki, A Dote, and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **587** (2004) 167.
7. T Yamazaki and Y Akaishi, *Phys. Rev. C* **76** (2007) 045201.
8. S Marri and S Z Kalantari, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 282.
9. S Marri, S Z Kalantari, and J Esmaili, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 361.
10. S Marri *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **18**, 2 (2018) 291.
۱۰. س مری و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۸، ۲ (۱۳۹۷) ۲۹۱.
11. J Esmaili *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, 2 (2012) 137.
۱۱. ج اسماعیلی و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۲، ۲ (۱۳۹۱) ۱۳۷.
12. T Kishimoto *et al.*, *Nucl. Phys. A* **754** (2005) 383c.
13. M Agnello *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 212303.
14. T Yamazaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132502.
15. S Z Kalantari, and M Raeisi G, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 014608.