

بررسی طیف جرم ناوردای Λp ، در واکنش $K^- + d \rightarrow \Lambda p \pi^-$

مرضیه دانشمند دیزبچه^۱، جعفر اسماعیلی^۱ و سجاد مرّی^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۱۲/۱۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۰۴/۱۲)

چکیده

در کار حاضر، با استفاده از یک مدل پدیده شناختی، کانال Λ ای برهم کنش کائون در- پرواز با دوترون را در تکانه فرودی $P_K = 760 \text{ MeV}/c$ مورد بررسی قرار داده ایم. در ادامه با لحاظ کردن اثر تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ در طیف جرم ناوردای Λp حاصل از برهم کنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ ، و مقایسه طیف های نظری حاصل از پتانسیل پدیده شناختی به دست آمده با داده های تجربی براون، بهترین طیف نظری را بر داده های تجربی برازش داده ایم. از برازش مذکور حالت تشدید Λp ، حالتی با انرژی $E_{\Lambda p} = 0 \text{ MeV}$ و پهنای $\Gamma_{\Lambda p} = 9 \text{ MeV}$ نتیجه شده است.

واژه های کلیدی: هسته های کائونی، برهم کنش کائون- دوترون و حالت تشدید Λp

۱. مقدمه

مطالعه برهم کنش باریکه کائون های منفی با هسته ها بسیار جالب توجه است. کائون ها همچون هایپرون ها ابزار شگفت انگیزی برای جستجوی اعماق هسته تلقی می شوند. با قرار گرفتن یک هادرون شگفت در محیطی از نوکلئون ها، کاوشگر بی نظیری به اعماق هسته ها نفوذ خواهد کرد که اطلاعات به دست آمده از این اندرکنش، امکان مطالعه گونه ای از پدیده های هسته ای غیرقابل دسترس را ممکن می سازد. به همین دلیل کائون گزینه مناسبی برای مطالعه برهم کنش قوی بین هادرون های شگفت و نوکلئون ها است [۱].

در حال حاضر مطالعه ساختار و برهم کنش هسته های حاوی کوآرک شگفتی شاخه ای از فیزیک هسته ای را تحت عنوان فیزیک هسته ای شگفت به خود اختصاص داده است. در سال های پیشین لزوم در نظر گرفتن طعم شگفتی به عنوان یک درجه آزادی در سیستم های اختر فیزیکی برای فیزیکدانان محرز شد. یکی از موضوعاتی که در بخش فیزیک هسته ای شگفت توجه بسیاری از افراد را به خود جلب کرده است، امکان وجود حالت های بسیار مقید هسته- های کائونی (در حدود 100 MeV) است. کشف و اندازه گیری خواص حالت های بسیار مقید هسته های کائونی می-

دوترون در تکانه‌های فرودی MeV/c ۶۸۰-۸۴۰ هستند [۲۲]. نمایه دالیتز^۱ داده‌های براون، نمودار پراکندگی جرم ناوردای $\Lambda p \pi^-$ بر حسب جرم ناوردای Λp است که نمایه دالیتز بیانگر وجود دو حالت تشدیدیه همزمان Λp و $(\Sigma^*(1385))$ در طیف جرمی برهم‌کنش $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ است. دالیتز دلف برای دو پتانسیل مختلف $K^-N \rightarrow \pi Y$ (ذرات Σ یا Λ است) مستخرج از داده‌های پراکندگی باریون- باریون و مزون- باریون شگفت، طیف جرمی Λp را بدون در نظر گرفتن اثرات $(\Sigma^*(1385))$ ، بازتولید کردند که نتایج محاسباتی به صورت کیفی در توافق نسبتاً خوبی با داده‌های تجربی براون است [۲۳]. در پژوهش دیگری [۲۴]، دلف با استفاده از توابع ساختار یاماگوچی در تقریب ضربه‌ای موج واپیچیده و در نظر گرفتن اثرات $(\Sigma^*(1385))$ در دامنه پراکندگی موج p برهم‌کنش $K^-N \rightarrow \pi Y$ ، نتایج تجربی طیف جرمی Λp را بازتولید کرد که نتایج در توافق خوبی با داده‌های براون است. تاکنون از داده‌های براون، استفاده‌ای به منظور تعیین جرم و پهنای حالت تشدیدیه Λp نشده است. در پژوهش حاضر، به‌منظور تعیین محل قطب حالت تشدیدیه Λp و محاسبه طیف جرم ناوردای Λp در واکنش $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ ، ابتدا به فرمول‌بندی حالت تشدیدیه Λp در چارچوب کانال‌های جفت‌شده خواهیم پرداخت و سپس به بررسی اثر حالت تشدیدیه $(\Sigma^*(1385))$ ، در طیف جرمی Λp حاصل از واکنش $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ خواهیم پرداخت.

۲. تشدید Λp در رهیافت کانال‌های جفت شده

برای مطالعه طیف جرم ناوردای Λp ناشی از حالت تشدیدیه Λp در برهم‌کنش $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ ، با در نظر گرفتن نظریه فشیباخ [۲۵] برای دو کانال جفت شده $\Sigma^0 p$ و Λp کار را شروع می‌کنیم [۴ و ۵]. در کار حاضر، برهم‌کنش بین کانال‌های مختلف را با استفاده از پتانسیل‌های جداپذیر، با توابع ساختار یوکاوا توصیف می‌کنیم [۲۶]

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

تواند نقش مهمی را در فهم بهتر هسته‌های حاوی کوارک شگفت ایفا کند. به همین منظور اخیراً هسته‌های کائونی‌ای که از حضور پادکائون در کنار دیگر نوکلئون‌ها شکل می‌گیرند به طور گسترده‌ای از جنبه‌های نظری [۱-۱۴] و تجربی [۱۵ و ۱۶] مورد بررسی قرار گرفته‌اند. مطالعه چنین سیستم‌هایی به درک ما از محیط‌های بسیار چگال کمک خواهند کرد. چگالی تخمین زده شده برای چنین سیستم‌های کائونی‌ای، با چگالی مرکز ستارگان نوترونی قابل قیاس و یا حتی بیشتر پیش‌بینی شده است. اگر در واقعیت پادکائون بتواند چگالی نوکلئونی اطراف خود را بدون کمک گرانش افزایش دهد، این افزایش چگالی به انقباض سیستم هسته‌ای منجر خواهد شد و این مسئله به شکل‌گیری یک ستاره شگفت با چگالی بیشتر کمک خواهد کرد [۱۷]. از این‌رو مطالعه سیستم‌های کائونی مستلزم آگاهی از برهم‌کنش پایه $\bar{K}N$ و جفت‌شدگی آن با کانال‌های دیگر ($\pi\Sigma$ و $\pi\Lambda$) است [۲ و ۳]. به همین منظور اخیراً آزمایش‌های مختلفی از جمله CLAS [۱۹]، HADES [۱۸]، LEPS [۲۰] و JPARC-E31 [۲۱] برای درک کاملی از برهم‌کنش کائون- نوکلئون انجام شده است.

برهم‌کنش $\bar{K}N$ در حالت ایزواسپینی $I=1$ با کانال‌های $\pi\Sigma$ و $\pi\Lambda$ جفت شده است. برای درک بهتر برهم‌کنش کائون- نوکلئون در حالت ایزواسپینی $I=1$ علاوه بر کانال واپاشی $\pi\Sigma$ ، باید کانال واپاشی $\pi\Lambda$ نیز مورد بررسی قرار گیرد. یکی از کانال‌های واپاشی در سیستم‌های هسته‌ای کائونی، کانال Λ ای برهم‌کنش کائون- هسته است که از مطالعه طیف‌های جرمی در این کانال، می‌توان به انرژی، پهنای، ساختار هسته‌های شبه‌مقید کائونی و ... پی برد. لازمه مطالعه و درک صحیح سیستم‌های هسته‌ای چند ذره‌ای کائونی در کانال Λ ای، در دست داشتن برهم‌کنش پایه دوزره‌ای $\Sigma^0 p - \Lambda p$ در نزدیکی آستانه است. دسته‌ای از داده‌های موجود برای کانال واپاشی $\Lambda p \pi^-$ ، داده‌های براون^۱ در واکنش $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ هستند که این داده‌ها ناشی از برهم‌کنش کائون در- پرواز با

۲. Dalitz plot

۱. Braun

۳. فرمول‌بندی احتمال گذار و طیف جرم ناوردای

 Λp ناشی از برهم‌کنش کائون-دوترون

آهنگ جزئی گذار برای برهم‌کنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ ، بر حسب تکانه ذرات در کانال واپاشی و ماتریس انتقال به صورت

$$d^4\sigma = \frac{(\pi)^4 E_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \delta(E_f - E_i) \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_\pi - \vec{k}_\Lambda - \vec{k}_p) \quad (8)$$

$$\left| \langle \vec{k} | t | \vec{k}' \rangle \right|^2 \left| \langle \vec{k}_\pi | \varphi_d \rangle \right|^2 d\vec{k}_p d\vec{k}_\Lambda d\vec{k}_\pi,$$

داده می‌شود که همان شکل دیفرانسیلی قاعده طلایی فرمی است. در معادله (۸)، $E_i = E_0 + m_d c^2$ و

$$E_f = E_\Lambda + E_p + E_\pi$$

$$E_0 = \sqrt{m_k^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k_0^2}$$

$$E_X = \sqrt{m_X^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k_X^2}$$

انرژی کائون فرودی، X خروجی در کانال واپاشی، و $\vec{k}_0, \vec{k}_p, \vec{k}_\Lambda, \vec{k}_\pi$ به ترتیب تکانه ذرات قبل و بعد از برهم‌کنش هستند. همچنین \vec{k}' به ترتیب تکانه نسبی ذرات، در کانال قبل و بعد از برهم‌کنش هستند. با تبدیلات ژاکوبی مناسب در فضای تکانه، دو متغیر تکانه \vec{k}_p و \vec{k}_Λ را به دو متغیر تکانه کل ذرات Λ و p را به صورت $\vec{K} = \vec{k}_\Lambda + \vec{k}_p$ ، و تکانه نسبی آنها به صورت \vec{k} تغییر می‌دهیم.

$$d^4\sigma = \frac{(\pi)^4 E_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \delta(E_f - E_i) \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_\pi - \vec{K}) \quad (9)$$

$$\left| \langle \vec{k} | t | \vec{k}' \rangle \right|^2 \left| \langle \vec{k}_\pi | \varphi_d \rangle \right|^2 d\vec{k}_\pi d\vec{K} d\vec{k},$$

با انتگرال‌گیری از طرفین معادله (۹) و اعمال شرایط پایستگی تکانه و انرژی، سطح مقطع دیفرانسیلی برهم‌کنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ بر روی لاک حرکت^۱ برای کائون در-پرواز فرودی با تکانه \vec{k}_0 ، با در نظر گرفتن حالت تشدید Λp به صورت

$$\frac{d^4\sigma}{dM_{\Lambda p} dk_\pi} \propto \frac{E_{\Lambda p}}{\sqrt{m_\Lambda^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2} + \sqrt{m_p^2 c^4 + \hbar^2 c^2 k^2}} \quad (10)$$

$$\times kg^2(k) |T_{\gamma_1}(\gamma_1, k_\gamma)|^2 g^2(k') k_\pi \left| \langle \vec{k}_\pi | \varphi_d \rangle \right|^2,$$

نتیجه می‌شود، که در آن، $T_{\gamma_1} = T_{\Lambda p \leftarrow \Sigma^0 p}$ درایه ماتریس

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

که در آن i (j) معرف کانال‌های مختلف است. در محاسبات ۱ و ۲ را به ترتیب برای کانال $\Sigma^0 p$ و Λp در نظر می‌گیریم. μ_i (μ_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 β پارامتر برد برهم‌کنش است. یک سیستم دو کاناله را می‌توان با استفاده از پتانسیل اپتیکی متناظر، به صورت یک حالت تک‌کاناله بررسی کرد. در رهیافت پتانسیل اپتیکی، پارامتر شدت پتانسیل بر حسب پارامترهای سیستم دوکاناله 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

$$\frac{\hbar^2}{2\mu_1} \kappa_2^2 = E + \Delta M c^2, \quad (4)$$

E و κ_2 به ترتیب تکانه و انرژی مختلط در کانال Λp اند و ΔM اختلاف جرم آستانه‌ها در کانال اولیه و نهایی برهم‌کنش هستند. انرژی (مختلط) قطب (E_{pol})، برای سه پارامتر برهم‌کنش (s_{11}, s_{12}, s_{21}) با حل معادله $E_{pol} = \Xi(E_{pol})$ حاصل می‌شود، 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 (۳) تا (۵) و معلوم بودن یکی از پارامترهای شدت، برای یک انرژی قطب معین، می‌توان دو پارامتر شدت دیگر را مشخص کرد [۴].

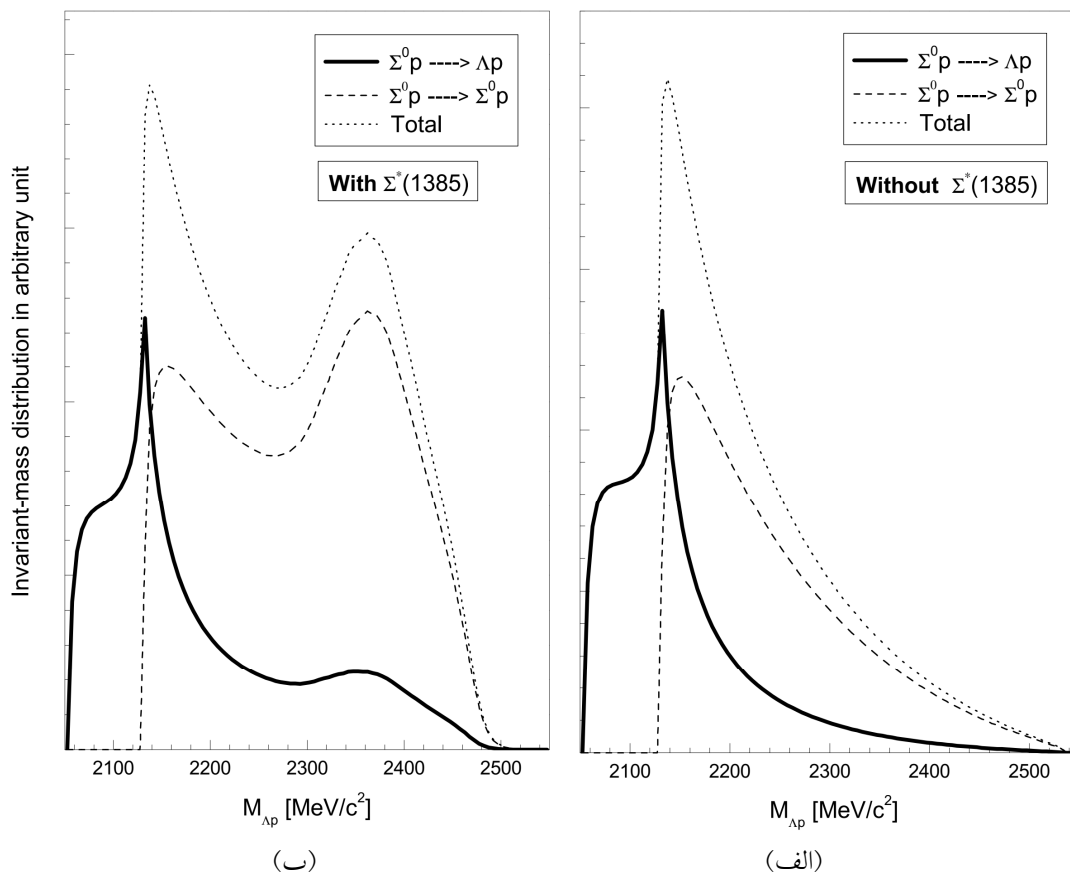
در این رهیافت، دامنه پراکندگی کانال‌های جفت شده برای فرآیندهای برهم‌کنش دو ذره‌ای به صورت

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

در نظر گرفته می‌شود که در آن G_l تابع گرین سیستم دو کاناله است. توابع گرین پتانسیل‌های یوکاوا در کانال‌های ۱ و ۲ به ترتیب با G_1 و G_2 ها به صورت

$$G_1 = -\pi^2 \frac{2\mu_1}{\hbar^2} \beta \left(\frac{\beta}{\beta + \gamma_1} \right)^2, \quad G_2 = -\pi^2 \frac{2\mu_2}{\hbar^2} \beta \left(\frac{\beta}{\beta - i\kappa_2} \right)^2, \quad (7)$$

مشخص می‌شوند که γ_1 و κ_2 به ترتیب عدد موج در کانال‌های اول و دوم برهم‌کنش هستند.



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف‌های جرم ناوردای Λp ناشی از ماتریس گذار برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای $\Sigma^0 p \rightarrow \Lambda p$ (خط توپر)، $\Sigma^0 p \rightarrow \Sigma^0 p$ (خط چین) و کل (نقطه‌چین) در برهم‌کنش سه جسمی $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ (الف) بدون در نظر گرفتن تشدید $\Sigma^*(1385)$ و (ب) با در نظر گرفتن تشدید $\Sigma^*(1385)$.

برهم‌کنش، مقدار X_0 به صورت

$$X_0 = \frac{Y^\dagger + \hbar^\dagger c^\dagger (k_0^\dagger + k_\pi^\dagger) - (E_i - E_\pi)^\dagger}{2\hbar^\dagger c^\dagger k_0 k_\pi}, \quad (14)$$

تعیین می‌شود. با توجه به تعریف X_0 شرط $|X_0| \leq 1$ الزامی است.

۴. طیف جرم ناوردای Λp ، در واکنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$

طیف‌های جرم ناوردای Λp ناشی از برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای $\Sigma^0 p \rightarrow \Lambda p$ (خط توپر)، $\Sigma^0 p \rightarrow \Sigma^0 p$ (خط چین) و کل (نقطه‌چین) در برهم‌کنش کائون در- پرواز با دوترون $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ بدون در نظر گرفتن اثرات تشدید $\Sigma^*(1385)$ محاسبه و در مقیاسی دلخواه در شکل ۱. الف نشان داده شده که طیف جرمی ناکشسان، از تفریق طیف جرمی کل و طیف جرمی کشسان نتیجه شده است. طیف جرمی ناشی از پراکنندگی کشسان $\Sigma^0 p \rightarrow \Sigma^0 p$

گذار و $E_{\Lambda p}$ انرژی متناظر با حالت تشدید Λp است. انرژی و جرم ناوردای حالت تشدید Λp بر حسب تکانه‌ها و جرم ذرات به صورت:

$$X = \cos(\vec{k}_0, \vec{k}_\pi),$$

$$E_{\Lambda p} = \sqrt{M_{\Lambda p}^2(k)c^2 + \hbar^\dagger c^\dagger (k_0^\dagger + k_\pi^\dagger - 2k_0 k_\pi X)}, \quad (11)$$

$Y = M_{\Lambda p}(k)c^\dagger = \sqrt{m_\Lambda^2 c^2 + \hbar^\dagger c^\dagger k^\dagger} + \sqrt{m_p^2 c^2 + \hbar^\dagger c^\dagger k'^\dagger}$, مشخص می‌شوند که در آن متغیر X کسینوس زاویه بین دو بردار \vec{k}_π و \vec{k}_0 است. تکانه‌های k و k' بر حسب جرم و تکانه‌های ذرات درگیر در برهم‌کنش با روابط

$$k = \frac{1}{2\hbar c Y} \sqrt{(Y + m_\Lambda c^\dagger + m_p c^\dagger)(Y + m_\Lambda c^\dagger - m_p c^\dagger)}, \quad (12)$$

$$k' = \frac{1}{m_p + m_K} \sqrt{m_p^2 k_0^2 + m_K^2 k_\pi^2 + 2m_p m_K k_0 k_\pi X_0}, \quad (13)$$

مشخص می‌شوند که با توجه به پایستگی انرژی در

تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ در طیف جرمی Λp ، اثر $\Sigma^{*-}(1385)$ را به صورت یک تشدید برایت-ویگنری در درایه ماتریس گذار $T_{\Lambda p \leftarrow \Sigma p}$ اعمال می‌کنیم [۲۶]

$$T_{\Sigma^*} \rightarrow \left(e^{-i\delta} \sin \delta + \frac{\Gamma_{\Sigma^*(1385)}/2}{E_{\Lambda\pi} - E_{\Sigma^*(1385)} + i\Gamma_{\Sigma^*(1385)}/2} \right) T_{\Sigma^*}, \quad (15)$$

طیف جرم ناوردای Λp نظری برای برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای $\Sigma^* p \rightarrow \Sigma^* p$ و $\Sigma^* p \rightarrow \Lambda p$ در نظر گرفتن اثر $\Sigma^{*-}(1385)$ در برهم‌کنش کائون در-پرواز با دوترون در شکل ۱. ب نشان داده شده است. اثر ناشی از حالت تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ در طیف جرمی $\Sigma^* p \rightarrow \Lambda p$ (خط توپر) به صورت یک برآمدگی در حوالی جرم‌های $2360 \text{ MeV}/c^2$ نمایان می‌شود. در ادامه برای بررسی رفتار طیف جرمی Λp ، شدت برهم‌کنش $\Sigma^* p \rightarrow \Sigma^* p$ را به طور تصنعی تغییر می‌دهیم. ضریب f را به عنوان یک ضریب افزایش پارامتر شدت به صورت:

$$\bar{s}_{11} = f s_{11}, \quad (16)$$

تعریف می‌کنیم که در آن s_{11} و \bar{s}_{11} به ترتیب پارامتر شدت پتانسیل فیزیکی، و شدت پتانسیل تصنعی برهم‌کنش $\Sigma^* p \rightarrow \Sigma^* p$ هستند.

نمودار پله‌ای تجربی N_i ، $i=1, \dots, n$ با خطای آماری $\sigma_i = \sqrt{N_i}$ در شکل ۲ را با یک منحنی نظری $S(\zeta; E_{\Lambda p}, \Gamma_{\Lambda p}, \delta, f)$ با $\zeta = M_{\Lambda p}$ که شامل چهار پارامتر جرم $E_{\Lambda p}$ ، پهنای $\Gamma_{\Lambda p}$ ، δ و f است، با کمینه کردن مقدار کمیت χ^2 برازش کرده‌ایم.

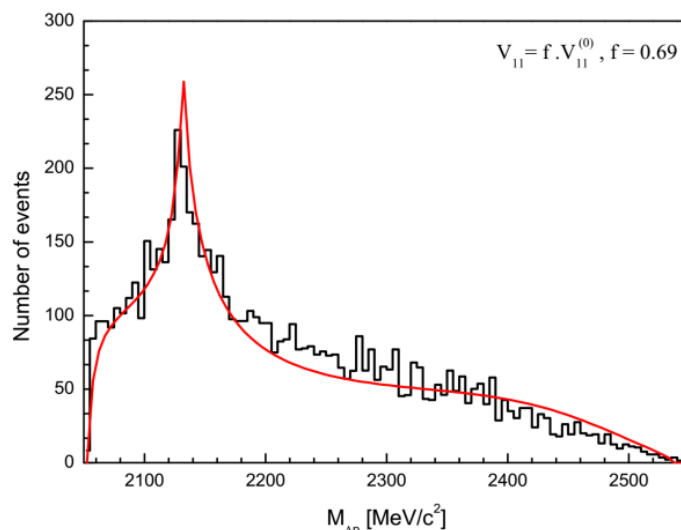
$$\chi^2(E_{\Lambda p}, \Gamma_{\Lambda p}, \delta, f) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{N_i - S(\zeta_i; E_{\Lambda p}, \Gamma_{\Lambda p}, \delta, f)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (17)$$

از مقایسه طیف‌های نظری با طیف تجربی، و کمینه کردن پارامتر χ^2 می‌توان پارامترهای مدل برهم‌کنشی را مقداردهی کرد. در شکل ۲ به‌ازای تکانه $760 \text{ MeV}/c$ برای کائون‌های فرودی، بهترین طیف برازش داده شده با داده‌های تجربی براون، مقادیر $E_{\Lambda p} = 0 \text{ MeV}$ ، $\Gamma_{\Lambda p} = 9 \text{ MeV}$ ، $\delta = 11^\circ$ و $f = 0.69$ را برای پارامترهای برهم‌کنش نتیجه داده است. ملاحظه می‌کنیم که کمینه مقدار $\chi^2 = 179$ ($\chi^2/n_{DF} = 1.75$)

(خط چین)، در جرم‌های کوچک‌تر از آستانه کانال برهم‌کنش (2130 MeV) صفر است و طیف جرمی ناشی از برهم‌کنش $\Sigma^* p \rightarrow \Lambda p$ (خط توپر) رفتار قله گونه تیزی را در نزدیکی آستانه $\Sigma^* p$ از خود نشان می‌دهد که ناشی از بازشدن کانال برهم‌کنش کشسان $\Sigma^* p \rightarrow \Sigma^* p$ و نزدیکی آستانه‌های دو کانال $\Sigma^* p$ و Λp است. این مسئله به خوبی از مقایسه این سه طیف جرمی در شکل ۱ قابل درک است. همچنین طیف جرمی Λp در بالای آستانه سریعاً به صفر میل می‌کند که این مسئله ناشی از پهنای کوچک (حدود 10 MeV) حالت تشدید Λp است. نتایج نشان می‌دهند که در محاسبه طیف جرمی Λp برای تکانه‌های بزرگ ($\sim 1 \text{ GeV}/c$) کائون فرودی در حوالی حالت تشدید Λp ، تنها مؤلفه تکانه‌های بزرگ حرکت نسبی نوکلئون درون دوترون، طیف جرمی Λp را تحت تاثیر قرار می‌دهد. از این رو، این مسئله منجر به تقلیل اثرات شبه‌کشسان برهم‌کنش (تقریباً به صورت یک تابع خطی از جرم ناوردای Λp)، در ناحیه مورد بررسی می‌شود و تنها اثرات تشدید Λp در این ناحیه، نمایان خواهند شد. به همین جهت انتظار می‌رود که با تقریب بسیار خوبی محل و پهنای قله طیف جرمی Λp ، با جرم و پهنای تشدید Λp برابری کند. این مسئله در تکانه‌های کوچک کائون فرودی برقرار نیست و طیف جرمی ادغامی از اثرات تشدید و شبه کشسان خواهد بود.

۵. اثرات تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ بر طیف جرم ناوردای Λp

با توجه به نمایه دالیتز، $\Sigma^{*-}(1385)$ حالت تشدید دیگری است که می‌تواند در برهم‌کنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ به صورت یک حالت میانی نقش ایفاء کند. این حالت تشدید پس از تشکیل، با انشعابی در حدود 87% به $\Lambda \pi$ واپاشی می‌کند. این حالت تشدید به ترتیب با جرم و پهنای $M = 1387.2 \pm 0.5$ و $\Gamma = 39.4 \pm 2.1$ در جدول داده‌های ذرات [۲۷] گزارش شده است. به منظور مشاهده اثرات حالت



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) برازش طیف جرم ناوردای Λp ناشی از ماتریس گذار برهم کنش $\Sigma^0 p \rightarrow \Lambda p$ با داده‌های تجربی براون. برای کائون‌های فرودی با تکانه $760 \text{ MeV}/c$ بهترین پارامترهای برازش داده شده، مقادیر $E_{\Lambda p} = 0 \text{ MeV}$ ، $\Gamma_{\Lambda p} = 9 \text{ MeV}$ ، $\delta = 11^\circ$ و $f = 0.69$ حاصل شده‌اند.

تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ در طیف جرم ناوردای Λp به صورت یک برآمدگی در حوالی جرم‌های $2360 \text{ MeV}/c^2$ نمایان می‌شود. در کار حاضر، از مقایسه و برازش طیف‌های نظری حاصل از پتانسیل پدیده شناختی با داده‌های تجربی براون، حالت تشدید Λp حالتی با انرژی 2130 MeV ($E_{\Lambda p} = 0 \text{ MeV}$ نسبت به آستانه کانال $\Sigma^0 p$) و پهنای $\Gamma_{\Lambda p} = 9 \text{ MeV}$ نتیجه شده است. انرژی و پهنای حالت تشدید Λp محاسبه شده در کار حاضر، به خوبی با نتایج مرجع [۲۹] و مراجع داخل آن در توافق است. همچنین با تعیین پارامترهای برهم کنش پایه $\Sigma^0 p - \Lambda p$ در کار حاضر، قادر به مطالعه کانال واپاشی Λ ای سیستم‌های هسته‌ای کائونی خواهیم بود.

برای بهترین برازش طیف نظری، با مقدار مورد انتظارش چندانی ندارد. $\chi^2 \sim n_{DF} \pm \sqrt{2n_{DF}} = n - 1 \pm \sqrt{2(n-1)} = 102 \pm 15$

۶. نتیجه گیری

در کار حاضر، با استفاده از یک مدل پدیده‌شناختی در رهیافت کانال‌های جفت شده، کانال Λ ای برهم کنش کائون در- پرواز با دوترون را مورد مطالعه و بررسی قرار داده‌ایم. در کار حاضر با لحاظ کردن اثر تشدید $\Sigma^{*-}(1385)$ در درایه ماتریس گذار $T_{\Lambda p \leftarrow \Sigma p}$ ، طیف جرم ناوردای Λp حاصل از برهم کنش $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ را برای کائون‌های فرودی با تکانه $p_K = 760 \text{ MeV}/c$ محاسبه کرده‌ایم. اثرات ناشی از حالت

مراجع

۱. ج اسماعیلی، تعیین جرم و پهنای $\Lambda^*(1405)$ از طریق جذب تشدید کائون منفی متوقف شده در هسته‌های سبک و بررسی سیستم هسته‌ای $K^- pp$ با استفاده از روش فدیف، دانشگاه صنعتی اصفهان (۱۳۹۰).
۲. Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **65** (2002) 044005.
۳. T Yamazaki, and Y Akaishi, *Phys. Lett. B* **535** (2002) 70.
۴. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Lett. B* **686** (2010) 23.
۵. J Esmaili, Y Akaishi, and T Yamazaki, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 055207.
۶. S Marri, and S Z Kalantari, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 282.
۷. S Marri, S Z Kalantari, and J Esmaili, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 361.
۸. S Marri, S Z Kalantari, and J Esmaili, *Chin. Phys. C* **43** (2019) 064101.
۹. S Marri, and J Esmaili, *Eur. Phys. J. A* **55** (2019) 43.

17. N K Glendenning, and C Kettner *Astron. Astrophys.* **353** (2000) L9.
18. (LEPS collaboration) J K Ahn, *Nucl. Phys. A* **721** (2003) C715.
19. (CLAS collaboration) K Moriya, *et al.*, *Phys. Rev. C* **88** (2013) 035206.
20. (HADES collaboration) G Agakishiev, *et al.*, *Phys. Rev. C* **87** (2010) 025201.
21. H Noumi, J-PARC proposal E31. See <http://j-parc.jp/NuclPart/Proposal>.
22. A Braun *et al.*, *Nucl. Phys. B* **124** (1977) 45.
23. R H Dalitz, and A. Deloff, *Czech. J. Phys. B* **32** (1982) 1021.
24. A Deloff, *Il. Nuovo. Cimento.* **102** (1989) 217.
25. H Feshbach, *Ann. Phys.* **5** (1958) 357, H Feshbach, *Ann. Phys.* **19** (1962) 287.
26. Y Yamaguchi, and Y Yamaguchi, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1628, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1365.
27. K A Olive *et al.*, (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
28. S M Flatte, *Phys. Lett.* **63 B** (1976) 224.
۲۹. م حسنوند، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۶، ۱ (۱۳۹۵) ۷۵.
29. M Hassanvand, *Iranian J. Phys. Res.* **16**, 1 (2016) 75.
10. A. Naderi, J Esmaili, and M. Mohseni, *Int. J. Mod. Phys. E* **28** (2019) 1950003.
11. S Marri *et al.*, *Iranian J. Phys. Res.* **18** 2 (2018) 291.
۱۱. س مری و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۸، ۲ (۱۳۹۷) ۲۹۱.
12. S Marri *et al.*, *Iranian J. Phys. Res.* **18**, 4 (2019) 539.
۱۲. س مری و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۸، ۴ (۱۳۹۷) ۵۳۹.
13. J Esmaili, and N Yahyaei, *Iranian J. Phys. Res.* **19**, 1 (2019) 167.
۱۳. ج اسماعیلی و ن یحیائی، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۹، ۱ (۱۳۹۸) ۱۶۷.
14. J Esmaili *et al.*, *Iranian J. Phys. Res.* **12**, 2 (2012) 137.
۱۴. ج اسماعیلی و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۲، ۲ (۱۳۹۱) ۱۳۷.
15. M Agnello, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 212303.
16. T Yamazaki, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132502.