

## مطالعه قله جرم لامبدا- پروتون در واکنش برخورد کائون به دوترون در انرژی‌های ۱٫۴۵ GeV و ۱٫۶۵ GeV

مریم حسنونند

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

پست الکترونیکی: hassanvand@cc.iut.ac.ir

(دریافت مقاله ۱۳۹۴/۹/۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۴/۹/۳۰)

### چکیده

در این مقاله فرایند افزایش جرم  $\Lambda^* p$  در طیف جرم ناوردای  $\Lambda p$  در واکنش  $K^- d \rightarrow \Lambda^* p \pi^-$  به ازای انرژی‌های کائون ۱٫۴۵ GeV و ۱٫۶۵ GeV بررسی شده است. طبق محاسبات حاضر قله طیف در  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  و پهنای آن  $\Gamma = 13 \text{ MeV}$  به دست آمده است. برای تفسیر این قله از روش کانال جفت شده برای دو کانال واپاشی  $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$  و  $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$  استفاده کردیم. نتایج به دست آمده از کانال واپاشی غیرکشسان ( $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ ) با داده‌های تجربی هم‌خوانی بهتری نشان داد.

واژه‌های کلیدی: ساختار دو باریونی  $H(2129)$ ، رهیافت کانال جفت شده، پتانسیل جداپذیر، برازش به روش  $\chi^2$

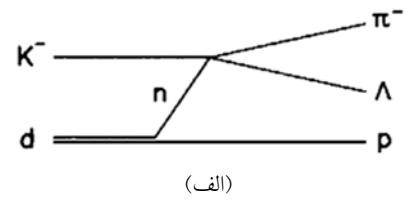
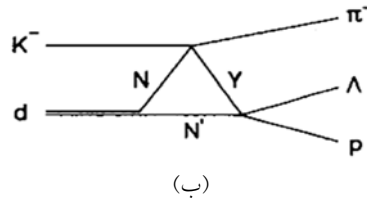
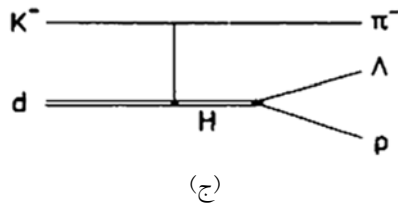
### ۱. مقدمه

$(\pi^+, K^+)$  در انرژی ۱٫۲ GeV است، که توسط ساها و همکاران [۲] انجام گرفته است و طبق این آزمایش ثابت شده که پتانسیل  $\Sigma^-$  هسته در هسته‌های نیمه‌سنگین دافعه است. در آزمایش‌های متعددی که توسط گروه‌های مختلف انجام شده، برای واکنش  $K^- + d \rightarrow p + \pi^- + \Lambda$  یک ساختار قله‌مانند در نزدیکی‌های آستانه  $\Sigma N$  مشاهده شده است که در مقاله‌های مرتبط با این موضوع ساختار دو باریونی  $H(2129)$  نامیده می‌شود. این آزمایش‌ها اهمیت مطالعه اثر جفت‌شدگی

طبق تعریف هایپرون باریونی است که حداقل یک کوارک شگفت دارد. مطالعه برهم‌کنش‌هایی که در آنها هایپرون ( $Y$ ) تولید می‌شود، اطلاعات مفیدی راجع به برهم‌کنش‌های هایپرون-نوکلئون ( $YN$ ) فراهم می‌کند. به عنوان مثال واکنش  $(\pi^+, K^+)$  در انرژی ۱٫۰۵ GeV که توسط هاچی و همکاران انجام شد [۱]، برای به دست آوردن عمق پتانسیل ذره لامبدا ( $\Lambda$ ) - با ساختار کوارکی  $uds$  - در ماده هسته‌ای بوده است. مورد دیگر واکنش

جدول ۱. مقادیر جرم و پهنای گزارش شده برای قله مشاهده شده ساختار دو باریونی  $H(2129)$  در واکنش  $K^- + d \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$  در انرژی‌های مختلف کائون (Tk).

گروه	الکساندر [۷]	براون [۳]	کلاین [۶]	یولیش [۹]	دال [۵]	ایستوود [۸]	تان [۴]
$M_{\Lambda p} [\text{MeV}/c^2]$	۲۱۲۹	۲۱۲۹	۲۱۲۶	۲۱۳۰	-	۲۱۲۹	۲۱۲۹
$\Gamma [\text{MeV}]$	۱۰	۹٫۵	۱۰	۲۰	-	۱۰	۷
$T_K [\text{MeV}]$	۱۱۰۰-۹۱۰	۸۴۰-۶۸۰	۴۰۰	۲۲۸۰	۴۵۰	۱۶۵۰ و ۱۴۵۰	ساکن



شکل ۱. دیاگرام‌های مختلف برای تولید ساختار دو باریونی  $H(2129)$  در واکنش  $K^- + d \rightarrow p + \pi^- + \Lambda$  از مرجع [۳]، (الف) در چارچوب تقریب ضربه و (ب) برهم‌کنش‌های حالت نهایی (FSI) و (ج) برانگیختگی محیطی حالت دو باریونی  $\Lambda p$ .

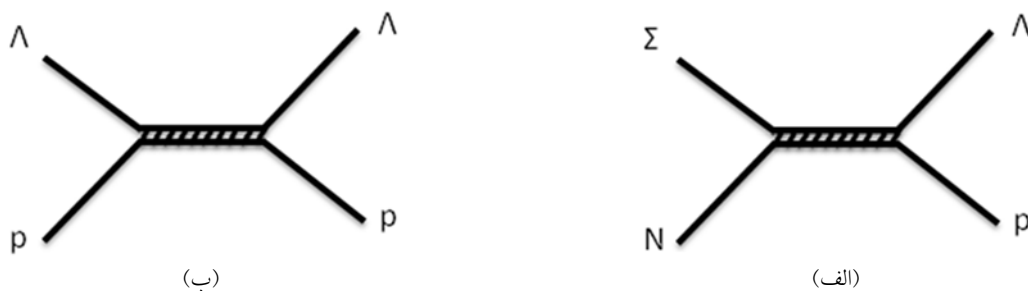
$H(2129)$  در انرژی‌های مختلف کائون فرودی (Tk) گزارش کرده‌اند، در جدول ۱ نشان داده شده‌اند.

اگرچه آزمایش‌های بسیاری وجود این افزایش جرم در طیف جرم ناوردا را تأیید کرده اما سازوکار این افزایش همچنان ناشناخته باقی مانده است. سازوکارهای مختلفی برای توضیح شکل خاص طیف جرم  $\Lambda p$  تجربی پیشنهاد شده است که در شکل ۱ سه دیاگرام ممکن برای آن نشان داده شده است [۳]. این شکل شامل سه قسمت است که به ترتیب توضیح آن در ادامه بیان می‌شود:

(الف) واکنش  $K^- + d \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$  در چارچوب «تقریب ضربه» [۱۰ و ۱۱] دیده می‌شود. در این مدل کائون فرودی تنها با نوترون موجود در دوترون برهم‌کنش دارد و پروتون به صورت ناظر باقی می‌ماند. توضیحات بیشتر راجع به این چارچوب و فرضیات اساسی آن را در مرجع [۱۱] ملاحظه کنید. در این شکل تمرکز اصلی بر روی پروتون کم انرژی ( $> 200 \text{ MeV}$ ) است. در این دیاگرام چون ناظر با تولید ذره  $\Lambda$  در  $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$  هم‌بستگی ندارد طیف جرم  $\Lambda p$  به صورت یک‌نواختی به دست می‌آید.

(ب) برهم‌کنش‌های حالت نهایی (FSI) که در حالت‌های میانی‌اش هایپرون ( $\Sigma^+$ ،  $\Sigma^0$  یا  $\Lambda$ ) تولید شده و دیگر نوکلئون

$\Sigma N - \Lambda N$  را نشان می‌دهند [۳ و ۴]. از جمله این آزمایش‌ها می‌توان به گروه دال و همکاران [۵] اشاره کرد که این پدیده را با پرتاب کائون‌های با انرژی  $450 \text{ MeV}$  مشاهده کردند. همچنین گروه براون و همکاران [۳] که در آزمایش آنها انرژی کائون بین  $680 - 840 \text{ MeV}$  بود. کلاین و همکاران [۶] در انرژی کائون  $400 \text{ MeV}$  قله مشاهده شده را در  $M_{\Lambda p} = 2126 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای  $10 \text{ MeV}$  گزارش کرده‌اند. در حالی که الکساندر و همکاران [۷] با انرژی‌های کائون  $910 \text{ MeV}$ ،  $1007 \text{ MeV}$  و  $1106 \text{ MeV}$  قله را در جرم  $M_{\Lambda p} = 2129 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای  $10 \text{ MeV}$  به دست آوردند. مشابه همین مقادیر توسط گروه ایستوود و همکاران [۸] در ساکلی با انرژی کائون  $1450$  و  $1650 \text{ MeV}$  گزارش شده است. تان و همکاران [۴] که با کائون ساکن آزمایش را ترتیب داده بودند قله را در  $M_{\Lambda p} = 2129 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای  $7 \text{ MeV}$  گزارش کرده‌اند. اخیراً داده‌های جدید گروه یولیش [۹] هم از برخورد دو پروتون در انرژی  $2/28 \text{ GeV}$  چنین افزایش جرمی را گزارش کرده که مقادیر  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای  $20 \text{ MeV}$  را به دست آورده است. برخی از نتایج تجربی که گروه‌های مختلف برای جرم و پهنای ساختار دو باریونی



شکل ۲. دیاگرام‌های تولید ساختار دو باریونی  $H(2129)$  در واکنش  $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$  از طریق واپاشی (الف) کانال  $T\Lambda p \leftarrow \Sigma N$  و (ب) کانال  $T\Lambda p \leftarrow \Lambda p$ .

در بخش بعدی مقاله به صورت خلاصه فرمول‌بندی ریاضی محاسبات کانال جفت‌شده ارائه و بعد از آن نتایج نظری حاضر با یکی از داده‌های تجربی مورد بحث در مقدمه [۸]، که دقت نسبتاً خوبی دارد، مقایسه می‌شود. در پایان ملاحظه می‌شود که سازوکار پیشنهاد شده در مقاله حاضر منجر به توضیح اثر افزایش جرم در توزیع جرم  $\Lambda p$  در حوالی  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  شده است.

## ۲. رهیافت کانال جفت شده برای محاسبه آهنگ واپاشی

مسئله مربوط به تولید  $\Lambda + p$  در واکنش مثلثی شکل ۱ (ب) نشان داده شده و در آن دو حالت میانی  $\Lambda p$  و  $\Sigma N$  در نظر گرفته شده است، به طوری که  $\Lambda + p$  در حالت پایانی یا از واپاشی کانال کشسان  $\Lambda p \leftarrow \Lambda p$  (که در اینجا آن را کانال  $T_2 \leftarrow 2$  می‌نامیم) و یا از کانال غیرکشسان  $\Lambda p \leftarrow \Sigma N$  (که آن را  $T_2 \leftarrow 1$  نام‌گذاری می‌کنیم) به دست می‌آید. نمودار این فرایندها در شکل ۲ (الف) و (ب) نشان داده شده‌اند. برای به دست آوردن این احتمال‌های واپاشی از پتانسیل‌های اپتیکی و معادلات دو کانال جفت شده به صورت زیر استفاده می‌کنیم:

$$\begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_{11} & v_{12} \\ v_{21} & v_{22} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_{11} & v_{12} \\ v_{21} & v_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_1 & 0 \\ 0 & G_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

که در آن  $G_1$  تابع گرین در کانال  $T_2$  است و

$$G_j(E) = (E_j - K_j - v_{jj} + i\varepsilon)^{-1}, \quad (2)$$

موجود در دوترون هم ظاهر شده است. مطابق این نمودار بسیاری از رویدادهای افزایش جرم  $\Lambda p$  که در دامنه گسترده جرمی  $2130$  تا  $2180 \text{ MeV}$  اتفاق می‌افتد، اکثراً ناشی از تبدیل  $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$  است. همچنین افزایش جرم  $\Lambda p$  به صورت یک قله نوک‌تیز در  $2130 \text{ MeV}$  می‌تواند ناشی از یک پراکندگی کشسان  $\Lambda p$  نیز باشد که از یک تشدید در آستانه  $\Sigma N$  می‌باشد.

(ج) برانگیختگی محیطی حالت دو باریونی  $\Lambda p$  را نشان می‌دهد. این تفسیر منجر به قبول فرضیه تولید تشدید  $\Lambda p$  می‌شود. مشاهدات مراجع [۱۲ و ۱۳] حالت‌های نوک‌تیز هایپرون- هسته منطبق بر این دیاگرام را تأیید می‌کنند. این حالت‌ها با برهم‌کنش  $K^-$  محیطی با هایپرون‌های  $\Lambda$  که بدون اثر پس‌زنی هستند در حالت نهایی تولید می‌شوند.

اگرچه محل برآمدگی آستانه باید دقیقاً در یکی از مقادیر آستانه  $\Sigma N$  باشد، اما هیچ محدودیتی روی محل تشدید  $\Lambda p$  وجود ندارد. اگر جرم  $\Lambda p$  زیر آستانه  $\Sigma N$  باشد، تشدید  $\Lambda p$  می‌تواند یک حالت مقید مجازی  $\Sigma N$  با ایزواسپین  $I = \frac{1}{2}$  باشد. در حالی که اگر جرم  $\Lambda p$  بالای آستانه  $\Sigma N$  باشد، قله مشاهده شده یک تشدید  $\Sigma N$  با ایزواسپین  $I = \frac{1}{2}$  است. به علت آمار پایین داده‌ها، تاکنون هیچ داده آزمایشگاهی به نفع و یا علیه تشدید در پراکندگی کشسان  $\Lambda p$  منتشر نشده است.

در این مقاله با استفاده از روش کانال جفت شده و محاسبات ماتریس  $T$ ، که در مراجع [۱۴-۱۷] به صورت مفصل بحث شده است، سازوکاری پیشنهاد شده است که با کمک آن می‌توان اثر افزایش جرم را به صورت قابل قبولی تفسیر کرد.

جدول ۲. داده‌های تجربی مرجع [۸] و خطای مربوطه به آنها.

$M_{\Delta p}$	۲۱۰۸	۲۱۱۰	۲۱۱۲	۲۱۱۴	۲۱۱۶	۲۱۱۸	۲۱۲۲	۲۱۲۴	۲۱۲۶	۲۱۲۸	۲۱۳۰
N	۱,۹۸۹	۱,۰۰۶	۱,۹۸۷	۱,۰۰۳	۱,۹۸۵	۷,۰۴۳	۲,۰۱۱	۵,۹۶۸	۱۲,۱۲۷	۱۳,۱۶	۱۶,۲۳۲
$\sigma$	۱,۴۱	۱,۰	۱,۴۱	۱,۰	۱,۴۱	۲,۶۵	۱,۴۲	۲,۴۴	۳,۴۸	۳,۶۳	۴,۰۳
$M_{\Delta p}$	۲۱۳۲	۲۱۳۴	۲۱۳۶	۲۱۳۸	۲۱۴۰	۲۱۴۴	۲۱۴۶	۲۱۴۸	۲۱۴۹	۲۱۵۲	۲۱۵۴
N	۱۳,۱۶۵	۱۱,۱۱۰	۳,۹۹۶	۸,۱۰۲	۷,۰۵۶	۸,۰۶۹	۴,۰۲۰	۵,۰۰۱	۷,۰۵۴	۳,۹۹۰	۰,۹۸۰
$\sigma$	۳,۶۳	۳,۳۳	۲,۰۰	۲,۸۵	۲,۶۶	۲,۸۴	۲,۰۰	۲,۴۴	۲,۶۵	۱,۹۹	۱,۰

$$T = \frac{1}{1 - UG_0} U, \quad (10)$$

$$(UG)_{ij} = -s_{ij} \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_i}} \frac{\lambda^2}{(\lambda - ik_j)^2}, \quad (11)$$

و به این ترتیب شکل طیف از محاسبه  $\left| \langle \bar{k}_r | t_{r1} | \bar{k}_i \rangle \right|^2$  و  $T_{r2}$  برای طیف جرم ناوردای  $\left| \langle \bar{k}_r | t_{r2} | \bar{k}_r \rangle \right|^2$  به دست می‌آید. برای طیف جرم ناوردای  $T_{r1}$  باید عبارت  $g(k_r)^4$  را در  $\left| \langle \bar{k}_r | t_{r2} | \bar{k}_r \rangle \right|^2$  و برای طیف  $T_{r1}$  باید عبارت  $g(k_r)^2 g(k_i)^2$  (مطابق با معادله ۶) را در  $\left| \langle \bar{k}_r | t_{r1} | \bar{k}_i \rangle \right|^2$  ضرب کرد. به این ترتیب و با رابطه‌ای که برای آهنگ واپاشی داریم:

$$G = \frac{2(2\pi)^0}{(\hbar c)^2} \frac{E'_1 E'_2}{E'_1 + E'_2} \left| \langle k_f | T | k_i \rangle \right|^2 k_f, \quad (12)$$

که در آن  $E'_1$  و  $E'_2$  انرژی ذرات نهایی هستند، طیف‌های  $T_{r2}$  و  $T_{r1}$  نظری را به دست می‌آوریم. از این مرحله به بعد هدف ما مقایسه طیف نظری با داده‌های تجربی مرجع [۸] است تا به ازای مقادیر مختلف پارامتر آزاد  $s_{11}$  بهترین برازش را به دست آوریم. در بخش بعدی شکل طیف نظری با داده تجربی مرجع [۸] مقایسه می‌شود.

### ۳. تحلیل نتایج

برای شدت‌های مختلف پتانسیل  $f s_{11} \rightarrow s_{11}$  را به گونه‌ای تغییر می‌دهیم که طیف به دست آمده بهترین برازش ممکن با داده تجربی را نشان بدهد. به این منظور داده‌های مرجع [۸] که شامل ۲۲ نقطه و خطای مربوطه‌شان هستند را بعد از کم کردن اثرات زمینه تجربی در شکل ۳ نشان داده‌ایم. این داده‌ها و خطاهای مربوط به آن در جدول ۲ نشان داده شده‌اند. سپس نتایج

به طوری که  $E = E_1 = E_2 - Q$  و  $G_j = \langle g_j | G_j^{(0)} | g_j \rangle$  که  $G_j^{(0)}$  تابع گرین آزاد در کانال  $j$  است. برای یک پتانسیل جداپذیر،

$$v_{ij} = g_i(k) U_{ij} g_j(k), \quad (3)$$

$$t_{ij} = g_i(k) T_{ij}(E) g_j(k), \quad (4)$$

$$\langle \bar{k}_f | t_{ij} | \bar{k}_i \rangle = g(\bar{k}_f) T_{ij} g(\bar{k}_i), \quad (5)$$

$$g(\bar{k}) = \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + k^2} \quad \lambda = \frac{m_B c}{\hbar}, \quad (6)$$

که  $T_{ij}$  عناصر ماتریس  $T$  و  $U_{ij}$  عناصر ماتریس برهم‌کنش هستند که طبق مدل مرجع [۱۴] به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$U_{ij} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\hbar}{\sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\lambda} s_{ij}, \quad (7)$$

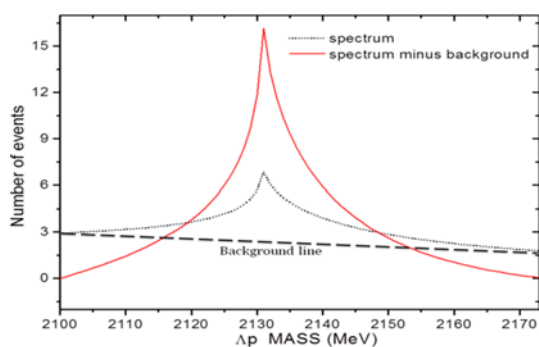
که  $\mu_i (\mu_j)$  جرم‌های کاهش‌یافته در کانال  $i(j)$  و  $\lambda$  ضریب برد برهم‌کنش که وابسته به جرم بوزون واسطه ( $m_B$ ) است. در این معادلات  $g(k)$  عامل شکل یوکاوا در محیط تکانه است.  $s_{ij}$  هم پارامترهای شدت برهم‌کنش هستند که در اینجا  $s_{r2} = -0.7$  را انتخاب کرده‌ایم که از داده‌های حاصل از دامنه پراکندگی محاسبه شده توسط نظریه کایرال به دست آمده است [۱۴].  $s_{11}$  و  $s_{12} = s_{21}$  هم از سینماتیک مسئله به دست می‌آیند و وابسته به تکانه‌های ذرات اولیه و نهایی هستند. در مقاله حاضر  $s_{11}$  را به عنوان یک ضریب آزاد در نظر گرفته‌ایم که با تغییر آن شکل طیف تغییر می‌کند. ارتباط  $T$  و  $U$  از معادله ماتریسی زیر به دست می‌آید:

$$T_{ij} = U_{ij} + \sum_{i=1} U_{il} G_l T_{lj}, \quad (8)$$

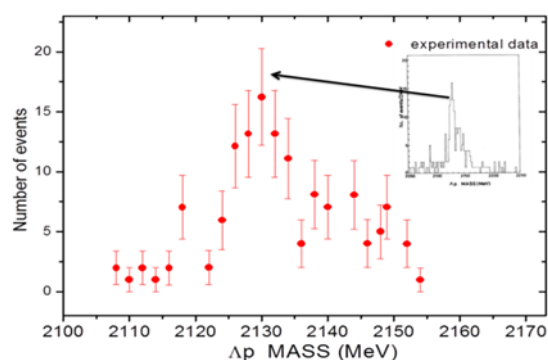
و  $G_l$  از انتگرال زیر به دست می‌آید:

$$G_l = \frac{2\mu_l}{\hbar} \int d\bar{q} g(\bar{q}) \frac{1}{k_l^2 - q^2 - i\varepsilon} g(\bar{q}), \quad (9)$$

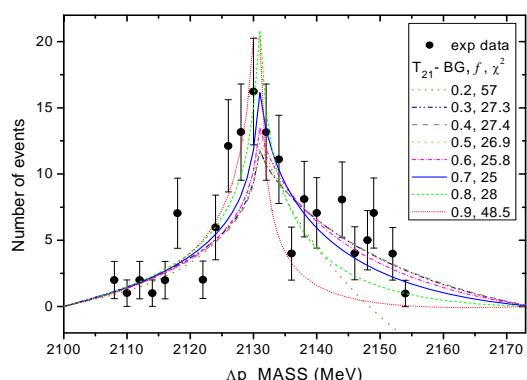
پاسخ این معادله به صورت ماتریسی زیر در می‌آید:



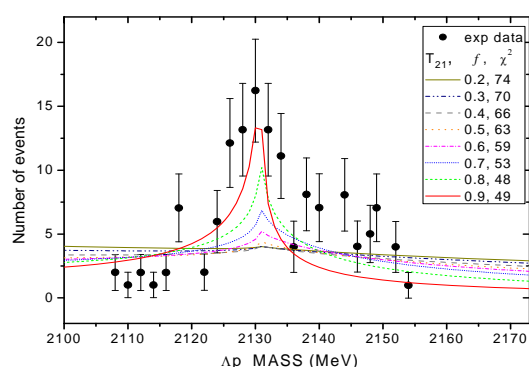
شکل ۵. نمونه‌ای از حذف اثر زمینه از نمودار نظری برای یک مقدار ثابت  $f$ .



شکل ۳. داده‌های تجربی مرجع [۸] که بعد از حذف اثر زمینه با خطای مربوط به هر داده رسم شده است.



شکل ۶. نمودارهای طیف حاصل از کانال  $T_{21}$  به ازای‌های مختلف برای حالتی که اثر زمینه نظری حذف شده است. بهترین مقدار برای این مقایسه  $\chi^2 = 25$  به ازای  $f = 0.7$  است.



شکل ۴. نمودارهای طیف حاصل از کانال  $T_{21}$  با وجود اثرهای زمینه نظری برای شدت‌های مختلف برهم‌کنش  $f s_{11} \rightarrow s_{11}$  به همراه مقادیر  $\chi^2$  که به ازای  $f = 0.8$  کمترین مقدار  $\chi^2 = 48$  به دست می‌آید.

و برای مقادیر مختلف  $f s_{11} \rightarrow s_{11}$  نشان داده شده‌اند. مقادیر  $f$  و  $\chi^2$  روی شکل مشخص هستند و به ازای  $f = 0.8$  کمترین مقدار  $\chi^2 = 48$  به دست می‌آید، که برای ۲۲ نقطه داده به نسبت نتیجه خوبی نیست.

در مرحله بعدی با توجه به این که مقادیر داده تجربی در مرزهای داده [۲۱۰۰-۲۱۶۰ MeV] تقریباً صفر هستند، در حالی که مقادیر به دست آمده از محاسبات نظری از صفر فاصله دارند، یک اثر زمینه برای مقادیر نظری در نظر می‌گیریم. با کم کردن این مقدار زمینه شکل طیف مطابق آنچه که در شکل ۵ ملاحظه می‌شود در می‌آید که برای یکی از نمودارهای نظری رسم شده است.

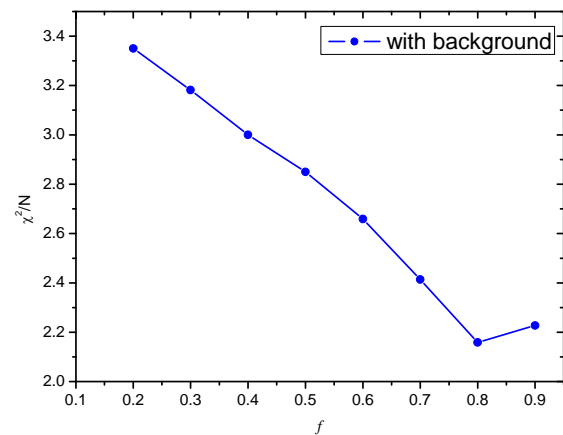
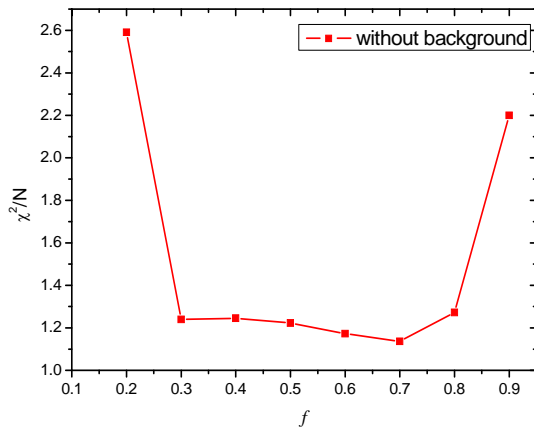
یک بار دیگر طیف کانال  $T_{21}$  را، که این بار با حذف اثرهای زمینه، با داده تجربی مقایسه می‌کنیم. نتایج در شکل ۶ نمایش داده شده است. بهترین مقدار برای این مقایسه  $\chi^2 = 25$

طیف‌های حاصل از کانال‌های  $T_{\Lambda p} \leftarrow \Lambda p$  و  $T_{\Lambda p} \leftarrow \Sigma N$  را یک بار با وجود اثر زمینه نظری و یکبار دیگر با حذف آن با داده تجربی مقایسه کرده و برای ارزیابی مقایسه، مقدار  $\chi^2$  را به دست می‌آوریم. طیف‌های به دست آمده از محاسبات مقاله حاضر در شکل‌های ۴ تا ۸ نشان داده شده‌اند. این طیف‌های نظری هر کدام یک منحنی غیر متقارن با دنباله بلندی در  $M_{\Lambda p}$ ‌های بزرگ و یک قله مشخص در  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  نشان می‌دهند. مقدار  $\chi^2$  از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(Ob_i - Ex_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (13)$$

که در آن  $Ob_i$  مقادیر حاصل از مشاهده،  $Ex_i$  مقادیر حاصل از محاسبات نظری،  $\sigma_i$  خطای داده تجربی و  $N$  تعداد داده‌ها می‌باشد.

در شکل ۴ مقادیر تجربی و نیز طیف نظری برای کانال  $T_{21}$

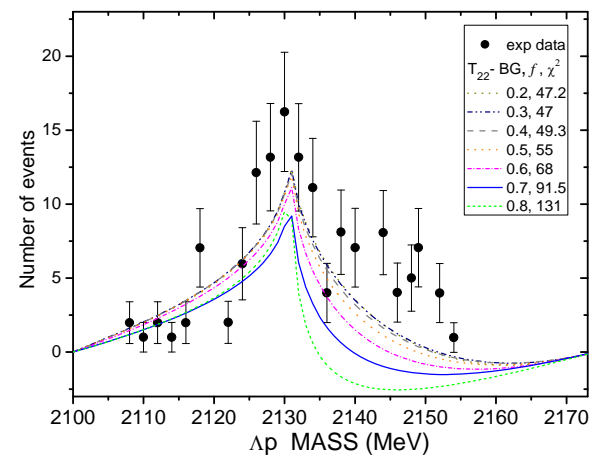


شکل ۷. نمودار  $\chi^2 / N$  (که  $N$  تعداد درجات آزادی دستگاه است) بر حسب  $f$  برای کانال  $T_{21}$  در دو حالت وجود زمینه و حذف اثر زمینه، مقادیر  $\chi^2 / N$  برای حالتی که اثرهای زمینه حذف شده‌اند به مراتب کمتر از حالتی است که طیف نظری اثرهای زمینه را دارد.

گرفته که در شکل ۸ نمایش داده شده است. بهترین برآزش برای این کانال واپاشی مقدار  $\chi^2 = 47$  به ازای  $f = 0.3$  به دست آمده است که در مقایسه با کانال  $T_{21}$  مقدار بزرگتری است. ملاحظه می‌شود که با در نظر گرفتن محاسبات کانال جفت شده، قله جرمی گزارش شده در داده‌های تجربی را می‌توان به صورت واپاشی کانال  $\Lambda p \leftarrow \Sigma N$  در نظر گرفت که  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  با پهنای  $13 \text{ MeV}$  را به دست می‌دهد و از این منظر استفاده از رهیافت کانال جفت شده با پتانسیل‌های جداپذیر از نوع برهم‌کنش مرجع [۱۲] می‌تواند طیف مناسبی برای توصیف داده‌های تجربی آزمایش مرجع [۸] در انرژی  $1.45$  و  $1.65 \text{ GeV}$  فراهم آورد. از طرف دیگر ممکن است در نظر گرفتن برهم‌نهی دو کانال یاد شده ( $T\Lambda p \leftarrow \Sigma N$  و  $T\Lambda p \leftarrow \Lambda p$ ) منجر به نتایج بهتری شود که به عنوان پیشنهاد برای کارهای پژوهشی آینده کمک کننده خواهد بود.

#### ۴. نتیجه‌گیری

تلاش برای فهمیدن قله به وجود آمده در طیف جرمی  $\Lambda p$  توسط گروه‌های مختلفی انجام گرفته است. در همین راستا آزمایش‌های زیادی نیز علاوه بر مطالعات نظری صورت گرفته است که خلاصه‌ای از اقدامات مورد بحث در بخش مقدمه مقاله حاضر عنوان شد. در این مقاله برهم‌کنش هایپرون-نوکلئون تولید شده در واکنش  $k^- d \rightarrow \pi^- \Lambda p$  به صورت نظری بررسی شده است. نتایج به دست آمده از این بررسی را می‌توان با



شکل ۸. نمودارهای طیف حاصل از کانال  $T_{21}$  با حذف اثرهای زمینه به ازای  $f$  های مختلف.  $\chi^2$  مربوط به هر نمودار روی شکل مشخص شده است. بهترین نتیجه  $\chi^2 = 47$  به ازای  $f = 0.3$  به دست آمده است.

به ازای  $f = 0.7$  است، که به طور قابل توجهی نسبت به حالت قبلی نتیجه بهتری است. در این طیف‌ها  $M_{\Lambda p} = 2130 \text{ MeV}/c^2$  و  $\Gamma = 10 \text{ MeV}$  در نظر گرفته شده است. شکل ۷ مقایسه مقادیر  $\chi^2 / N$  (که  $N$  تعداد درجات آزادی دستگاه است) بر حسب  $f$  را برای دو شکل ۴ و ۶ نشان می‌دهد که در هر دو حالت یک کمینه دیده می‌شود، اما برای موردی که اثرات زمینه کم شده‌اند، مقادیر  $\chi^2 / N$  به طور قابل ملاحظه‌ای کمتر شده است، که نشان‌دهنده بهتر شدن برآزش است.

سرانجام برای کانال  $T\Lambda p \leftarrow \Lambda p$  با حذف اثرات زمینه نظری مقایسه‌ای بین نتایج مقاله حاضر و داده تجربی صورت

داده‌های حاصل از واکنش‌های کائون-دوترون (مانند  $k^- d \rightarrow YN\pi^-$ ) در انرژی‌های مختلف کائون مقایسه کرد و یا می‌توان از آن در توجیه پراکندگی  $YN \rightarrow Y'N'$  بهره برد. در این بررسی برای واکنش کائون-دوترون در حالت میانی دو کانال  $\Sigma N$  و  $\Lambda N$  در نظر گرفته شده و احتمال واپاشی این دو حالت به  $\Lambda p$  محاسبه شده است. این امر با به‌کار گرفتن روش کانال جفت‌شده و ماتریس  $T$  و استفاده از پتانسیل‌های جداپذیر انجام گرفت و به عنوان نتیجه طیف جرم ناوردای واکنش‌های  $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$  و  $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$  محاسبه و با داده‌های مرجع [۸] مقایسه شدند. نتایج حاصل از برازش مقدار  $x^2/N$  (که  $N$  تعداد درجات آزادی دستگاه است)  $1/136$  برای کانال  $T_{21}$  و

۲/۱۳۶ برای کانال  $T_{22}$  را به دست می‌دهد که نشان‌دهنده این مطلب است که قله مشاهده شده از واپاشی کانال غیرکشسان  $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$  به دست آمده است. البته داده‌های تجربی جدیدتر با آمار قابل قبول برای تحلیل قله مشاهده شده منجر به نتایج دقیق‌تر می‌شود. جدیدترین داده‌های آزمایشگاهی که از یک آشکارساز با قدرت تفکیک بالا استفاده می‌کند در آزمایش COSY-Julish در حال انجام است که در آن از برخورد دو پروتون در انرژی  $2.28 \text{ GeV}$  هاپرون تولید می‌شود. این آشکارسازها نسل جدیدی از آزمایش‌های تولید شگفتی را ارائه خواهند کرد [۱۸]. استفاده از رهیافت مقاله حاضر در توضیح نتایج این آزمایش نیز قابل کاربرد است.

داده‌های حاصل از واکنش‌های کائون-دوترون (مانند  $k^- d \rightarrow YN\pi^-$ ) در انرژی‌های مختلف کائون مقایسه کرد و یا می‌توان از آن در توجیه پراکندگی  $YN \rightarrow Y'N'$  بهره برد. در این بررسی برای واکنش کائون-دوترون در حالت میانی دو کانال  $\Sigma N$  و  $\Lambda N$  در نظر گرفته شده و احتمال واپاشی این دو حالت به  $\Lambda p$  محاسبه شده است. این امر با به‌کار گرفتن روش کانال جفت‌شده و ماتریس  $T$  و استفاده از پتانسیل‌های جداپذیر انجام گرفت و به عنوان نتیجه طیف جرم ناوردای واکنش‌های  $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$  و  $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$  محاسبه و با داده‌های مرجع [۸] مقایسه شدند. نتایج حاصل از برازش مقدار  $x^2/N$  (که  $N$  تعداد درجات آزادی دستگاه است)  $1/136$  برای کانال  $T_{21}$  و

## مراجع

1. H Hotch *et al.*, *Physical Review C* **64** (2001) 044302.
2. P K Saha *et al.*, *Physical Review C* **70** (2001) 044613.
3. O Braun *et al.*, *Nuclear Physics B* **124** (1977) 45-60.
4. T Tan, *Physical Review Letters* **23**, 7 (1969) 395.
5. O Dahl *et al.*, *Physical Review Letters* **6**, 3 (1961) 142.
6. D Cline *et al.*, *Physical Review Letters* **20**, 25 (1968) 1452.
7. G Alexander *et al.*, *Physical Review* **173**, 5 (1968) 1452.
8. D Eastwood *et al.*, *Physical Review D* **3**, 11 (1971) 2603.
9. COSY-Julish collaboration, *The European Physical Journal A* **49** (2013) 157.
10. J A McNeil *et al.*, *Physical Review Letters* **50**, 19 (1983) 1439.
11. G F Chew and G C Wick, *Physical Review* **85**, 4 (1951) 636.
12. W Brucker, *Physics Letters B* **62** (1976) 48.
13. B Povh, *Rep. Prog. Phys.* **39** (1976) 823.
14. Y Akaishi *et al.*, *Proceedings of Japan Academy Series B* **84** (2008) 264-273.
15. M Hassanvand *et al.*, *Physical Review C* **87** (2013) 055202.
16. M. Hassanvand *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, 4 (2013) 337.
۱۶. م حسنوند و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران **۱۲**، ۴ (۱۳۹۱) ۳۳۱.
17. J. Esmaili *et al.*, *Iranian Journal of Physics Research*, **12**, 2 (2012) 137.
۱۷. ج اسماعیلی و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران **۹۱**، ۱۲ (۱۳۹۱) ۱۳۷.
18. R Siebert *et al.*, *Nuclear Physics A* **567** (1994) 819.