

## بررسی حالت $\Lambda(1405)$ حاصل از تشکیل حالت شبه مقید $K^-p$ در برخورد پروتون های پرانرژی

حسنوند، مریم\*<sup>(۱)</sup> - کلانتری، سیدظفراله<sup>(۱)</sup> - آکائیشی، یوشینوری<sup>(۲)</sup> - یامازاکی، توشیمیتسو<sup>(۳)</sup>

<sup>(۱)</sup> دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک

<sup>(۲)</sup> دانشگاه نیهون، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک

<sup>(۳)</sup> دانشگاه توکیو، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک

### چکیده:

در این مقاله طیف جرم ناوردای  $\Lambda(1405) \rightarrow (\Sigma\pi)^0$  در برهمکنش  
 $p + p \rightarrow p + \Lambda(1405) + K^+ \rightarrow p + (\Sigma\pi)^0 + K^+$  بررسی و نتایج آن با داده های تجربی ANKE مقایسه شده  
است. طیف جرم ناوردا شامل کانال ورودی و همچنین کانال واپاشی است.

کلمات کلیدی: هسته های اگزوتیک، برهمکنش های هسته ای، حالت های بسار مقید هسته ای کائون، ساختار

$K^-p$

### مقدمه :

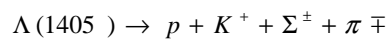
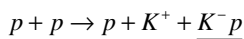
امکان تشکیل حالت های بسار مقید هسته ای کائون هم از نظر تئوری و هم از نظر تجربی توجه زیادی را به  
خود جلب کرده است. نقطه آغاز رویارویی با این مسئله فهمیدن برهمکنش  $\bar{K}N$  می باشد. تاکنون  
تلاش های زیادی برای پی بردن به این برهمکنش صورت گرفته است [۱-۴]. تشدید  $\Lambda(1405)$ ، که از این  
به بعد آن را با  $\Lambda^*$  نشان می دهیم، به عنوان یک حالت شبه مقید  $K^-p$ ، جاسازی شده در کانال  $\Sigma\pi$ ، در نظر  
گرفته می شود. آکائیشی و یامازاکی (AY) امکان تشکیل و نحوه ساختار حالت های بسیار مقید کائونی را به  
صورت پدیده شناختی بررسی کرده اند و  $\Lambda^*$  را به عنوان یک حالت بسیار مقید  $\bar{K}N$  با ایزواسپین صفر،  
 $I=0$ ، در نظر می گیرند [۳-۸]. انرژی بستگی این حالت  $B_K = 27 \text{ MeV}$  و پهنای  $\Gamma = 40 \text{ MeV}$  شناخته  
می شود [۹]. برهمکنش  $\bar{K}N$  به صورت نظری نیز استخراج شده است [۱۰-۱۱].

عجیب ترین ویژگی هسته های کائونی پیش بینی شده توسط AY در چگالی های بسیار بالای آنهاست؛  
متوسط چگالی این هسته ها  $\rho_{ov} \approx 0.5 \text{ fm}^{-3}$  به سه برابر مقدار چگالی هسته ای نرمال می رسد،  $\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ .  
این ویژگی به شدت در تقابل با سیستم های هسته ای معمولی است که در آنها چگالی هسته ای همواره

ثابت است. حضور  $\bar{K}$  منجر به افزایش قید نوکلئون ها می شود که این امر بر تراکم ناپذیری هسته ای غلبه می کند. برای توضیحات تفصیلی این ویژگی به مرجع [۱۲] مراجعه شود.

تاکنون حالت های مقید کائونی مختلفی بررسی شده است [۵]. قید قوی به وجود آمده توسط یک  $\bar{K}$  می تواند برای ۳-۴ نوکلئون کافی باشد. همچنین خوشه های دو کائونی توسط پیش بینی شده اند [۶] که در مراجع [۱۳، ۱۴] به تفصیل مورد بررسی قرار گرفته اند.

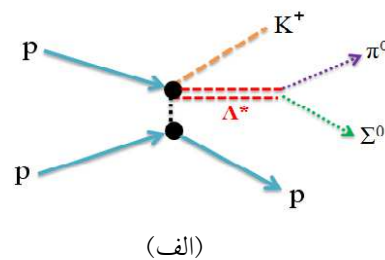
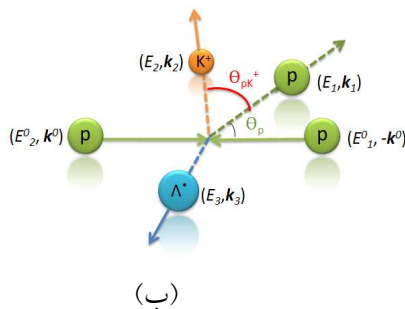
در این مقاله سعی شده است که تا حد امکان تشکیل  $\Lambda^*$  در فرایند برخورد دو پروتون پر انرژی و واپاشی آن به کانال  $\Sigma\pi$  توضیح داده شود. این فرایند به صورت زیر نشان داده می شود:



در این مقاله همچنین نتایج حاصل از بررسی پدیده شناختی با یکی از داده های تجربی مقایسه شده اند.

### روش کار :

در این بخش احتمال واپاشی  $K^-p$  به  $\Sigma\pi$  را در فرایند برخورد پر انرژی  $pp$  فرمول بندی می کنیم. نمودار درختی و سینماتیک این برهمکنش در شکل (۱) (الف) و (ب) نشان داده شده است. با در نظر گرفتن این شکل ها، مشخص می شود که دو فرایند عمده وجود دارد: تشکیل  $\Lambda^*$  در برخورد  $pp$  و واپاشی  $\Lambda^*$  به  $\Sigma\pi$ .



شکل شماره (۱) الف) نمودار درختی واکنش  $p + p \rightarrow p + \Lambda(1405) + K^+ \rightarrow p + (\Sigma\pi)^0 + K^+$  (ب) سینماتیک برهمکنش در مختصات مرکز جرم.

از این رو کل فرایند را می توان به روش زیر نوشت:

$$S_{mass} = W_{form} \times \Gamma(Y)$$

که  $S_{mass}$  تابع طیفی،  $W_{form}$  احتمال تشکیل  $\Lambda^*$  و  $\Gamma(Y)$  آهنگ واپاشی به  $\Sigma\pi$  است و جرم ناورد است که از شرط پایستگی انرژی می توان آن را نوشت:

$$Y = E_i = E_f,$$

$$Y = \left[ (m_\pi c^2)^2 + (\hbar c \vec{k})^2 \right]^{1/2} + \left[ (m_\Sigma c^2)^2 + (\hbar c \vec{k})^2 \right]^{1/2}$$

و  $\vec{k} = \frac{m_\Sigma \vec{k}_\pi - m_\pi \vec{k}_\Sigma}{m_\Sigma + m_\pi}$  تکانه نسبی سیستم  $\Sigma\pi$  است.

در این بخش احتمال تولید  $\Lambda^*$  در فرآیند برخورد دو پروتون را بررسی می‌کنیم. با استفاده از سینماتیک مسئله (شکل ۱ ب) و با استفاده از محاسبات T-ماتریس تابع  $W_{form}$  را به دست می‌آوریم.

$$W_{form}(Y) \propto \frac{E_0}{k_0} k_1 k_2 E_1 E_2 \left\{ 1 + \frac{E_2}{E_3} \left( 1 + \frac{k_1}{k_2} \cos \theta_{12} \right) \right\}^{-1} \left( \frac{1}{1 + b^2 Q^2} \right) \times \int dE_1 \int d\Omega_1 d\Omega_2$$

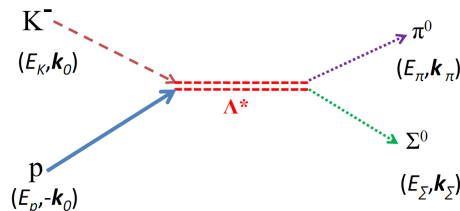
و

$$Q^2 = k_0^2 + k_2^2 - 2k_0 k_2 \cos \theta_{12}$$

که  $E_1, E_2, k_1$  و  $k_2$  به ترتیب انرژی و تکانه پروتون و  $K^+$  خروجی و  $E_3$  و  $k_3$  انرژی و تکانه  $\Lambda^*$  در فرآیند تشکیل هستند.  $E_0$  و  $k_0$  انرژی و تکانه پروتون‌های ورودی در مختصات مرکز جرم هستند که برحسب مختصات آزمایشگاه به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$k_0 = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{\frac{1}{2} M_p T_p^{lab}}$$

$\theta_{12}$  زاویه بین  $K^+$  و  $p$  خروجی و  $b$  برد برهمکنش دو پروتون است.



شکل شماره (۲)

در این بخش آهنگ واپاشی فرآیند  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$ ،  $\Gamma(Y)$ ، را محاسبه می‌کنیم: با استفاده از روش T-ماتریس، و نیز شکل (۲) دامنه گذار این فرآیند عبارتست از:

$$d^3\Gamma \propto \delta(E_i - E_f) |T_{if}|^2 d\vec{k}_\Sigma d\vec{k}_\pi$$

که دامنه گذار به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$T_{fi} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2E_1}} \frac{\hbar c}{\sqrt{2E_2}} \langle \vec{k}_\pi, \vec{k}_\Sigma | T | \vec{k}_0, \vec{k}_0 \rangle$$

که از فرم کلی  $T_{fi} \propto \langle final | T | initial \rangle$  تبعیت می‌کند. سرانجام آهنگ واپاشی این فرآیند به دست می‌آید:

$$\Gamma(Y) \propto \frac{E_\pi E_\Sigma}{E_\pi + E_\Sigma} \tilde{k}(Y) \left| \langle \vec{k}(Y) | T | \vec{k}_0(Y) \rangle \right|^2$$

که

$$\vec{k} = \frac{M_{\Sigma} \vec{k}_{\pi} - m_{\pi} \vec{k}_{\Sigma}}{M_{\Sigma} + m_{\pi}},$$

و

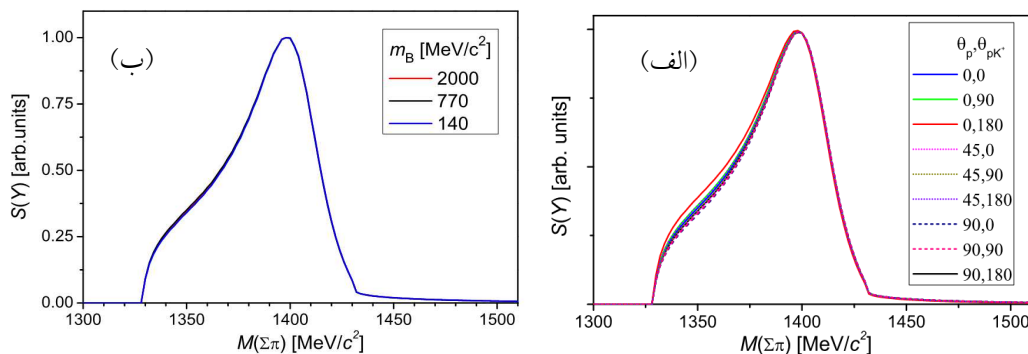
$$\tilde{k}_0 = \frac{1}{2\hbar c Y} [(Y - m_K c^2 + M_p c^2)(Y - m_K c^2 - M_p c^2)(Y + m_K c^2 - M_p c^2)(Y + m_K c^2 + M_p c^2)]^{1/2},$$

و به این ترتیب از حاصلضرب دو تابع  $S(Y)$  و  $\Gamma(Y)$  احتمال کل حاصل می‌شود. در ادامه برخی از نتایج به دست آمده در این کار را ارائه می‌شود.

### نتایج :

در این بخش برخی از نتایج محاسبات عددی برخورد دو پروتون در مرکز جرم نشان و معنای فیزیکی آن‌ها را توضیح داده می‌شود. هرگاه دو پروتون در چارچوب مرکز جرم با یکدیگر برخورد کنند، یک احتمال تشکیل  $\Lambda^*$  است که به  $\Sigma\pi$  واپاشیده می‌شود. سطح مقطع این فرآیند در بخش قبل دست آمد. اهمیت این کار در این است که در محاسبات پیشین تنها  $\Gamma(Y)$  در نظر گرفته می‌شد [۱۵] در حالیکه در اینجا هر دو فرآیند تولید  $\Lambda^*$  و سپس واپاشی به  $\Sigma\pi$  مد نظر قرار گرفته است.

در ابتدا توزیع زاویه ای بهنجار شده برای این مسئله در شکل ۳ الف) نشان داده شده است. انرژی جنبشی پروتون فرودی در این شکل  $T_p = 3.5 \text{ GeV}$  می‌باشد. این شکل نشان می‌دهد که شکل تابع طیفی تقریباً برای همه زوایای یکسان است. از آنجا که شکل نمودارها تفاوت چندانی ندارند، مورد  $(\theta_p, \theta_{pK^+}) = (90, 180)$  را به عنوان مورد استاندارد برای رسم سایر نمودارها در نظر می‌گیریم.

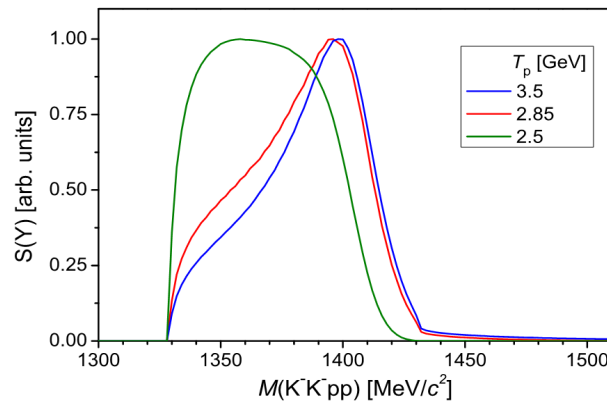


شکل شماره (۳) توزیع الف) زاویه ای و ب) جرم مزون واسطه (بهنجار شده) برای تابع طیفی  $S(Y)$ .



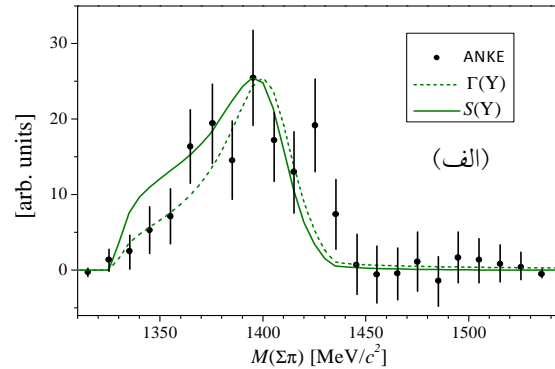
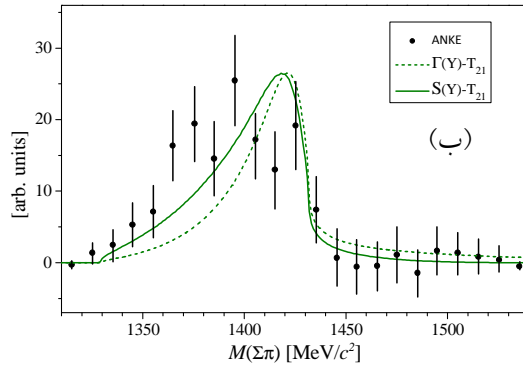
## 18<sup>th</sup> Iranian's Nuclear Conference

در قسمت بعدی، نتایج وابستگی تابع طیفی به جرم بوزون تبدیلی را بررسی کرده ایم. با قرار دادن جرم سه بوزون متفاوت و بهنجار کردن آنها، نتیجه در شکل (۳) دیده می شود. تفاوت چندانی بین نمودارها وجود ندارد. هر سه نمودار برای زاویه استاندارد (90,180) و انرژی  $T_p = 3.5 \text{ GeV}$  رسم شده اند. وابستگی طیف به انرژی فرودی،  $T_p$ ، در شکل (۴) بررسی شده است. نکته بسیار مهم در اینجا این است که وابستگی  $S(Y)$  به انرژی فرودی از وابستگی تابع  $W_{form}$  به انرژی فرودی ناشی می شود و آهنگ واپاشی،  $\Gamma(Y)$ ، هیچ رابطه‌ای با  $T_p$  ندارد. این شکل، نمودار نرمالیزه شده برای سه انرژی فرودی  $T_p = 2.5 \text{ GeV}$  و  $T_p = 2.85 \text{ GeV}$  و  $T_p = 3.5 \text{ GeV}$  را نشان می دهد. همان طوری که پیداست نمودار مربوط به  $T_p = 2.5 \text{ GeV}$  بعد از نرمالیز کردن تفاوت عمده ای با دو نمودار دیگر دارد. بنابراین با در نظر گرفتن احتمال تشکیل  $\Lambda^*$ ، می توان تابع طیفی  $S(Y)$  را بهتر تجزیه و تحلیل کرد. این نمودارها نکته‌ای اساسی در خود دارند و آن این است که در هنگام مقایسه نتایج تئوری با داده های آزمایشگاهی باید آنها را در انرژی های فرودی یکسان با یکدیگر مقایسه کنیم.



شکل شماره (۴) مقادیر بهنجار شده تابع طیفی  $S(Y)$  برای سه انرژی پروتون فرودی.

در نهایت نتایج حاصل از برازش داده های آزمایش ANKE [۱۶] با نمودار به دست آمده از محاسبات پدیده شناختی برای برهمکنش AY و محاسبات کایرال [۱۷] به ترتیب در شکل (۵) الف) و ب) نشان داده شده اند که به نظر می رسد مورد الف توافق بهتری با داده های تجربی دارد.



شکل شماره (۵) نتایج حاصل از برازش داده‌های آزمایش ANKE [۱۶] با نمودار به دست آمده از محاسبات الف) پدیده شناختی برای برهمکنش  $\Lambda Y$  و ب) محاسبات کایرال [۱۷].

### بحث و نتیجه گیری :

در این مقاله طیف جرم ناوردای  $\Lambda(1405) \rightarrow (\Sigma\pi)^0$  در برهمکنش دو پروتون پرنرژی محاسبه و بحث شده است. این طیف وابسته به زاویه و جرم مزون واسطه نیست ولی به انرژی پروتون فرودی بستگی دارد. برازش داده‌های تجربی با محاسبات انجام شده در این مقاله توافق خوبی نشان می‌دهد.

### مراجع :

- [1] C. J. Batty; *Nucl. Phys.* **A372**, (1981) 418.
- [2] E. Oset, A. Ramos; *Nucl. Phys.* **A635**, (1998) 99.
- [3] Y. Akaishi, T. Yamazaki; *Phys. Rev.* **C65** (2002) 44005
- [4] T. Yamazaki, Y. Akaishi; *Phys. Lett.* **B535**, (2002) 70.
- [5] A. Doté, H. Horiuchi, Y. Akaishi, T. Yamazaki; *Phys. Lett.* **B590**, (2004) 51.
- [6] T. Yamazaki, A. Doté, Y. Akaishi; *Phys. Lett.* **B587**, (2004) 167.
- [7] Y. Akaishi, A. Doté, T. Yamazaki; *Phys. Lett.* **B613**, (2005) 140.
- [8] P. Kinle, Y. Akaishi, T. Yamazaki; *Phys. Lett.* **B632**, (2006) 187.
- [9] R. H. Dalitz, S. F. Tuan; *Ann. Phys.* **8** (1959) 8.
- [10] A. Muller-Groeling, K. Holinde, J. Speth; *Nucl. Phys.* **A513**, (1990) 557.
- [11] T. Waas, N. Kaiser, W. Weise; *Phys. Lett.* **B365**, (1996) 12.
- [12] T. Yamazaki, Y. Akaishi; *Proc. Jap. Acad. Ser.* **B83** (2007) 144.
- [13] M. Hassanvand, Y. Akaishi, T. Yamazaki; *Phys. Rev.* **C 84** (2011) 015207.
- [14] T. Yamazaki, Y. Akaishi, M. Hassanvand; *Proc. Jap. Acad. Ser.* **B 87** (2007) 362.
- [15] J. Esmaili, Y. Akaishi, T. Yamazaki; *Phys. Lett.* **B 686** (2010) 23.
- [16] I. Zychor *et al.*, *Phys. Lett.* **B 660** (2008) 167.
- [17] T. Hyodo, W. Weise; *Phys. Rev.* **C 77** (2008) 035204.