

## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

### بررسی برهمکنش $\Lambda p$ در نزدیکی آستانه $\Sigma p$

مریم حسنونند

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

#### چکیده

در این مقاله برهمکنش  $\Lambda p$  در واکنش  $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$  در انرژی  $T_p = 2/28 \text{ GeV}$  از طریق دو کانال میانی  $T_{21}$  ( $T_{\Lambda p \leftarrow \Lambda p}$ ) و  $T_{22}$  ( $T_{\Lambda p \leftarrow \Sigma p}$ ) با محاسبات ماتریس  $T$  و استفاده از تابع گرین بررسی شده و با داده‌های تجربی جدید مقایسه شده است. با به دست آوردن طیف جرم ناوردای  $M_{\Lambda p}$  از محاسبات مقاله حاضر به این نتیجه رسیده‌ایم که ساختار قله مانند این طیف با یک رزونانس  $\Sigma p$  توضیح داده می‌شود.

#### مقدمه

از زمان کشف عدد کوانتومی شگفتی، برهمکنش هایپرون-نوکلئون هم از نظر تئوری و هم از نظر تجربی توجه بسیاری را به خود جلب کرده است [۲۱]. اولاً این نوع از برهمکنش‌ها برای شناخت ساختار هادرونی و اجزای آنها به کار می‌رود و ثانیاً برای توصیف و توجیه طیف‌های هسته‌های هایپرونی مفید هستند. چون عمر هایپرون‌ها کوتاه است، حالت‌های مقید شرایطی را فراهم می‌آورند که از روی آنها بتوان اطلاعات مفیدی کسب کرد. در این مقاله روی برهمکنش  $\Lambda p$  در نزدیکی آستانه  $\Sigma N$  تمرکز می‌کنیم. این آستانه‌ها  $2128/94 \text{ MeV}$  (برای  $\Sigma^+ n$ ) و  $2130/9 \text{ MeV}$  (برای  $\Sigma^0 p$ ) هستند. در این ناحیه داده‌های تجربی برای پراکندگی کشسان  $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ ، افزایشی در سطح مقطع  $\Lambda p$  نشان می‌دهند. منشا دینامیکی این افزایش هم‌چنان نامشخص باقی مانده است. برخی معتقدند که این افزایش سطح مقطع، یک کاسپ ناشی از باز شدن کانال  $\Sigma N$  است که نشان دهنده یک حالت مجازی غیرکشسان است. گروهی دیگر بر این عقیده‌اند که این ساختار نوک تیز ناشی از یک حالت مقید  $\Sigma^+ n$  یا  $\Sigma^0 p$  می‌باشد [۳]. در مورد اخیر، قله سطح مقطع بایستی زیر آستانه  $\Sigma N$  باشد. هم‌چنین این حالت می‌تواند یک تشدید  $\Lambda p$  در بالای آستانه  $\Sigma N$  باشد.

در این مقاله ساختار کاسپ تشکیل شده در واکنش  $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$  در انرژی  $T_p = 2/28 \text{ GeV}$  بررسی و سعی شده که ساختار نوک تیز مشاهده شده در مقاله [۴] توضیح داده شود. این داده‌ها که به تازگی منتشر شده‌اند در شکل ۱ نشان داده شده‌اند. داده‌ها شامل تعداد زیادی نقطه با وجود زمینه هستند، اما ناحیه مورد نظر ما که ساختار نوک تیز را در بر دارد، در ناحیه  $M_{\Lambda p} = 2100 \text{ MeV}$  تا  $M_{\Lambda p} = 2200 \text{ MeV}$  قرار گرفته و شامل ۲۱ نقطه داده می‌باشد. در قسمت بعدی مقاله فرمول بندی ریاضی مسئله ارائه خواهد شد و طیف جرم ناوردای  $M_{\Lambda p}$  به دست می‌آید. سپس در بخش بعدی نتایج حاصل از

## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

محاسبات تئوری با یافته‌های جدید تجربی گزارش شده در مرجع [۴] با یکدیگر مقایسه می‌شود و سرانجام درستی محاسبات مقاله حاضر ارزیابی خواهد شد.

### فرمول‌بندی ریاضی مسئله

در این قسمت دو فرایند تولید ذرات  $\Lambda + p$  در برهمکنش دو پروتون در انرژی  $T_p = 2/28 \text{ GeV}$  را بررسی می‌کنیم. این دو فرایند به صورت زیر هستند و نمودارهای فاینمن آنها در شکل ۲ نمایش داده شده‌اند:

$$p + p \rightarrow K^+ + (\Sigma p) \rightarrow K^+ + \Lambda + p \quad (1)$$

$$p + p \rightarrow K^+ + (\Lambda p) \rightarrow K^+ + \Lambda + p \quad (2)$$

اگر  $\Sigma^0 p$  را با ۱ و  $\Lambda p$  را با ۲ علامت‌گذاری کنیم، فرایند (۱) را کانال  $T_{21} (\Lambda p \leftarrow \Sigma p)$  و فرایند (۲) را  $T_{22} (\Lambda p \leftarrow \Lambda p)$  نامگذاری می‌کنیم. برای محاسبه آهنگ واپاشی این دو فرایند از مکانیزمی که در مرجع [۵] توضیح داده شده است، استفاده کرده‌ایم و یک سری پتانسیل جداپذیر با فرم فاکتور یوکاوا گونه در نظر می‌گیریم:

$$\langle \vec{k}_f | \nu_{ij} | \vec{k}_i \rangle = g(\vec{k}_f) U_{ij} g(\vec{k}_i) \quad (3)$$

و در این رابطه

$$g(\vec{k}) = \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + k^2}, U_{ij} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\hbar^2}{2\sqrt{\mu_i \mu_j}} \frac{1}{\lambda} s_{ij} \quad (4)$$

که  $\lambda$  به پارامتر برد معروف است و به جرم بوزون واسطه بستگی دارد:  $\lambda = \frac{m_B c}{\hbar}$  و  $\mu_i$  ( $\mu_j$ ) جرم کاهش یافته سیستم  $i$  ( $j$ ) است و  $s_{ij}$  پارامتر بدون بُعد شدت برهمکنش است و به گونه‌ای انتخاب می‌شود که با توجه به داده‌های تجربی طول پراکندگی مقدار  $s_{22} = -0.7$  باز تولید شود و پارامتر  $F_{11} S_{11} \rightarrow S_{11}$  را به گونه‌ای تغییر می‌دهیم که رفتار کاسپ‌گونه موجود در داده‌های اخیر را به دست آورد. به این ترتیب و با استفاده از محاسبات ماتریس  $T$ ، مطابق زیر آهنگ واپاشی برای کانال‌های  $T_{21}$  و  $T_{22}$  را به دست می‌آوریم. دقت شود که  $F_{11}$  یک پارامتر آزاد برای این محاسبات است:

$$\langle k_f | T_{21} | k_i \rangle = g(k_f) t_{21} g(k_i) \quad (5)$$

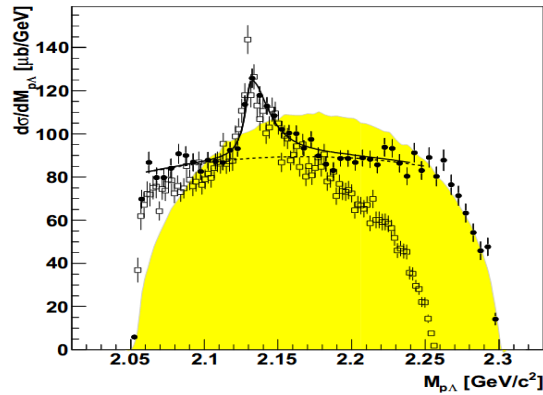
که  $t_{ij}$  را از رابطه ماتریسی زیر به دست می‌آوریم:

$$t = u + u G_0 t \Rightarrow t = \frac{1}{1 - u G_0} u \quad (6)$$

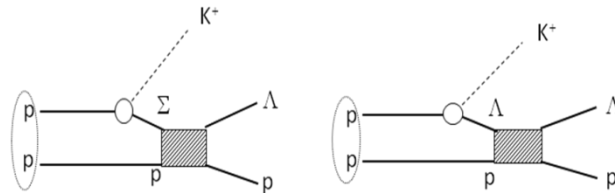
## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

که در آن  $t$  یک ماتریس  $2 \times 2$ ،  $u$  ماتریس برهمکنش و  $G_0$  تابع گرین آزاد است.

با به دست آوردن طیف جرم ناوردای  $T_{22}$  و  $T_{21}$  مقایسه این نتایج را با داده‌های تجربی در قسمت بعدی ملاحظه می‌کنید.



شکل ۱: توزیع دیفرانسیلی طیف جرم ناوردای  $M_{\Lambda p}$  که از برهمکنش  $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$  در انرژی  $T_p = 2/28 \text{ GeV}$  به وجود آمده و شامل اثر زمینه است [۴].



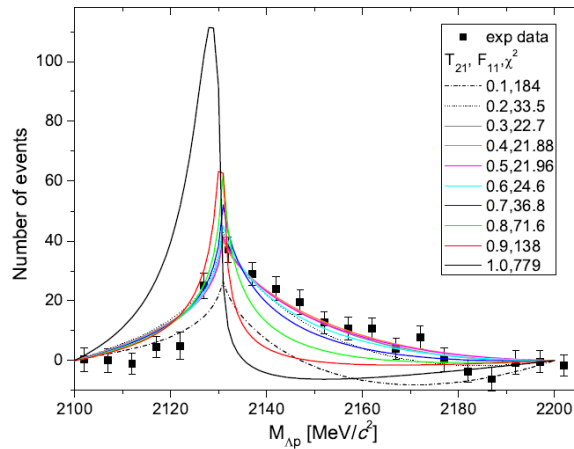
شکل ۲: دیاگرام فاینمن مرتبه اول برای برهمکنش  $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$  که دو کانال واپاشی  $T_{21} (T_{\Lambda p \leftarrow \Sigma p})$  و  $T_{22} (T_{\Lambda p \leftarrow \Lambda p})$  را نشان می‌دهد.

## نتایج

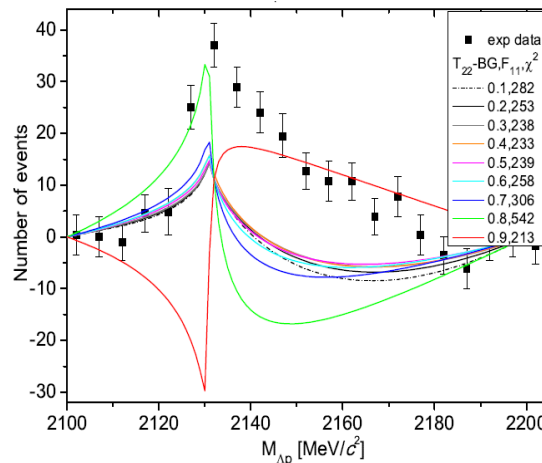
نتایج حاصل از طیف جرم ناوردای  $T_{22}$  و  $T_{21}$  با شدت‌های مختلف پتانسیل در شکل ۳ و ۴ نمایش داده شده است. برای چک کردن مناسب بودن برازش، از روش  $\chi^2$  استفاده کرده‌ایم. مقادیر مربوط به شدت برهمکنش و  $\chi^2$  در هر شکل نشان داده شده است.

## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

همان گونه که ملاحظه می شود، به ازای شدت  $S_{11}=0/4$  برای کانال  $T_{21}$  مقدار  $\chi^2=21/88$  به دست می آید و به ازای شدت  $S_{11}=0/4$  برای کانال  $T_{22}$  مقدار  $\chi^2=233$  بهترین جواب مسئله است. همچنین مقادیر  $\chi^2$  برحسب  $F_{11}$  در شکل ۵ برای دو کانال مختلف رسم شده اند که رفتار سهمی گون دارد. به این ترتیب با به کار بردن روش ماتریس  $T$  و پتانسیل های جداپذیر به مکانیزی دست پیدا کردیم که ساختار نوک تیز ناشناخته در برهمکنش دو پروتون در انرژی  $T_p=2/28$  GeV را توجیه می کند.



شکل ۳: طیف جرم ناوردای  $M_{\Lambda p}$  برای کانال  $T_{21}$  به ازای مقادیر مختلف شدت برهمکنش  $F_{11}=1/0-0/1$ . مقادیر  $\chi^2$  حاصل از برازش با داده تجربی نیز نشان داده شده اند که به ازای  $F_{11}=0/4$  مقدار  $\chi^2=21/88$  به دست می آید.

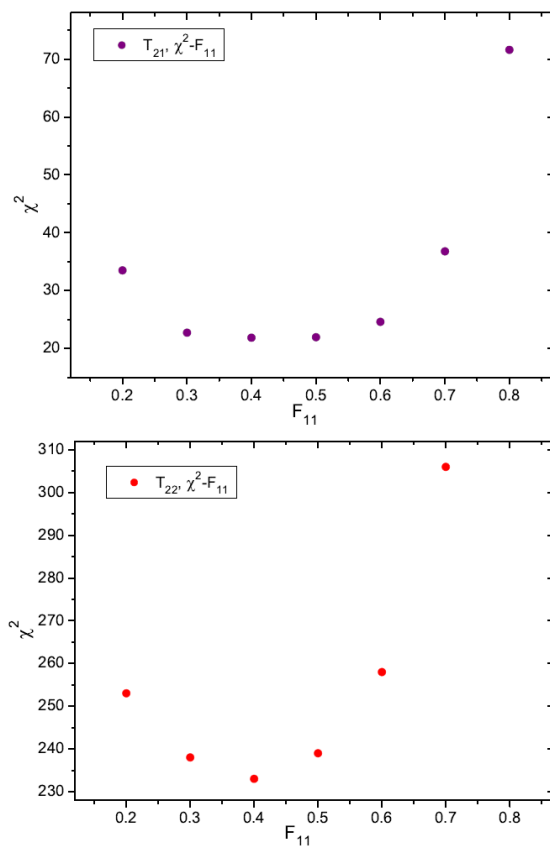


شکل ۴: طیف جرم ناوردای  $M_{\Lambda p}$  برای کانال  $T_{22}$  به ازای مقادیر مختلف شدت برهمکنش  $F_{11}=0/9-0/1$ . مقادیر  $\chi^2$  حاصل از برازش با داده تجربی نیز نشان داده شده اند که به ازای  $F_{11}=0/4$  مقدار  $\chi^2=233$  به دست می آید.

## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

### نتیجه گیری

با استفاده از روش ماتریس  $T$  و استفاده از پتانسیل‌های جداپذیر، طیف جرم ناوردای واکنش‌های  $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$  و  $\Sigma p \rightarrow \Lambda p$  محاسبه و با داده‌های گروه COSY-TOF مقایسه شده‌اند. نتایج حاصل از برازش  $\chi^2$  مقدار  $21/88$  برای کانال  $T_{21}$  و  $233$  برای کانال  $T_{22}$  را به دست می‌دهد که نشان دهنده این مطلب است که کاسپ مشاهده شده یک رزونانس  $\Sigma p$  است.



شکل ۵: نمایش  $\chi^2$  بر حسب  $F_{11}$  برای دو کانال واپاشی که به ازای یک مقدار  $F_{11}$ ،  $\chi^2$  کمینه شده است.

## مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

مرجع‌ها

[1] R. H. Dalitz and B. W. Downs; *Physical Review* **111**, (1958) 967.

[2] G. Alexander et al; *Physical Review Letter* **7**, (1961) 348.

[3] H. Machner et al; "Study of the  $\Lambda p$  interaction close to the  $\Sigma^+ n$  and  $\Sigma^0 p$  threshold"; *Proc. Jpn. Acad., Ser. B* **84**, (2008) 264-272.

[4] S. Abd El-Samad et al; "On the  $\Sigma N$  cusp in the  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  reaction"; COSY-TOF Collaboration, *arxiv: nucl-exp*, 1206.0426.

[5] Y. Akaishi, K. S. Myint and T. Yamazaki; "Kaonic nuclear systems KN and KNN as decaying states"; *Proc. Jpn. Acad., Ser. B* **84**, (2008) 264-272.