پژوهش های نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

# بررسی ترکیب کانالهای ورودی تشدید (۵۰٪۸۸ بر طیف جرم ناوردای $\Sigma \pi$ ، در برهمکنش کائون-پروتون ۴/۲ GeV/c

جعفر اسماعیلی\*؛ دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک احمد نادری بنی؛ دانشگاه پیام نور، گروه فیزیک <sub>دریافت</sub>: ۹۶/۱۰/۱۷

#### چکیدہ

در این مقاله، جهت رفع ابهام موجود در کانال ورودی حالت تشدیدی ( $\Lambda(14\circ \Delta)$  ( $\overline{KN}$  یا  $\overline{KN}$ ) برای دادههای پراکندگی کائون-پروتون در تکانه  $\Gamma_{\Sigma\pi} \to T_{\Sigma\pi \leftarrow \overline{KN}}$  و  $\pi_{\Sigma \to \pi \simeq T_{\Sigma\pi} \leftarrow \overline{KN}}$  در تشکیل تشدیدی ( $\Lambda(14\circ \Delta)$  استفاده نمودهایم. مقایسه طیفهای جرم ناوردای  $\overline{\Sigma\pi}$  نظری با تمامی دادههای تجربی همینگوی<sup>۱</sup>، بیانگر آن است که در این برهم کنش، کانال ورودی  $\overline{KN}$ ، کانال غالب است. در ادامه با استفاده از روش آنالیز <sup>7</sup>  $\chi$  ، جرم و پهنای حالت تشدیدی ( $\Lambda(14\circ \Delta)$  را بهترتیب  $\overline{\Lambda} \to \overline{\Lambda}$ ، کانال غالب است. در ادامه با استفاده از روش آنالیز <sup>7</sup>  $\chi$  ، جرم و پهنای حالت تشدیدی ( $\Lambda(14\circ \Delta)$  را بهترتیب  $\Lambda(14\circ \Delta)$  و  $M_{\rm pole} = 1417^{+10}_{-\Delta} \,{\rm MeV/c^7}$  بهدست آوردهایم که در توافق خوبی با مقدار فعلی ( $\Lambda(14\circ \Delta)$ ) ، در جدول دادههای ذرات است.

#### مقدمه

جستجو برای پیدا کردن حالتهای بسیار مقید هادرونی از چند دهه گذشته آغاز شده است. اخیراً بررسی و مطالعه اتمهای کائونی و به خصوص ت شکیل ه ستههای کائونی در د ستور کار پژوه شگران در حوزهٔ ه ستههای اگزوتیک قرار گرفته است [۳–۱]. پس از تشکیل (۱۴۰۵)۸ در هسته هدف، کائون در محیط هستهها نفوذ کرده و در اثر برهم کنش با دیگر نوکلئونهای ه سته، یک حالت بسیار مقید ه ستهای (در حدود ۱۰۰۷ MeV) را به وجود می آورد که در تشکیل حالتهای هستهای بسیار مقید، (۱۴۰۵)۸ نقش یک حالت میانی را ایفا می کند.

کشف و اندازهگیری خواص حالتهای بسیار مقید هستههای کائونی میتواند نقش مهمی را در فهم بهتر هستههای حاوی کوارک شگفت ایفا کند به همین منظور اخیراً هستههای کائونی ای که از حضور پادکائون در کنار دیگر نوکلئونها شکل میگیرند بهطور گسترده ای از جنبههای نظری [۵–۱] و تجربی [۸–۶] بررسی شده اند. بررسی چنین سیستمهایی به درک ما از محیطهای بسیار چگال کمک خواهد نمود. چگالی تخمین زده شده برای چنین سیستمهای کائونی با چگالی مرکز ستارگان نوترونی قابل قیاس و یا حتی بیشتر است. اگر در واقعیت پادکائون بتواند چگالی نوکلئونی اطراف

<sup>1</sup> Hemingway

١

خود را بدون کمک گرانش افزایش دهد، این افزایش چگالی به انقباض سیستم هستهای منجر خواهد شد و این مسآله به شـکلگیری یک سـتارهٔ شـگفت با چگالی بیشتر کمک خواهد کرد [۹]. در نهایت حالتهای بسـیار مقید کائونی، بهدلیل جفتشدگی کانال ورودی با کانالهای واپاشی، به کانالهای مزونی و غیرمزونی واپاشی میکنند.

در سالهای اخیر بررسی حالت تشدیدی (۱۴۰۵) ۸ بهعنوان یکی از سادهترین سیستمهای شبهمقید مزون -باریون بسیار مورد توجه قرار گرفته است. فرض معمول بر آن است که (۱۴۰۵) ۸ را تشدیدی در کانال  $\overline{K}$  و حالت شبهمقیدی در کانال  $\overline{K}$  با ایزواسپین  $\circ = I$  در نظر بگیرند (۵–۲]. ذات این تشدید با تشدیدهای باریونی معمولی که از مؤلفههای سه کوارکی تشکیل شدهاند، متفاوت است. مدلهای نظری، شعاع (۱۴۰۵) ۸ را حدود سه برابر شعاع نوترون برآورد می کناد (۱۴۰۵) ۸ با قاعدهٔ واپاشی کلی شدهاند، متفاوت است. مدلهای نظری، شعاع (۱۴۰۵) ۸ را حدود سه برابر شعاع نوترون برآورد می کنند (۱۰) که با قاعدهٔ واپاشی کلی که برای یک حالت بشدیدی سه کوارکی درنظر گرفت. ست همچنین پهنای واپاشی می کنند (۱۰) ۸ با قاعدهٔ واپاشی کلی که برای یک حالت تشدیدی سه کوارکی مینواز داریم، متفاوت است. پس این حالت می کناد (۱۴۰۵) ۸ با قاعدهٔ واپاشی کلی که برای یک حالت تشدیدی سه کوارکی مواز کی درنظر گرفت. در مقابل تفسیر فوق (۱۴۰۵) ۸ با قاعدهٔ واپاشی کلی که برای یک حالت بشدیدی سه کوارکی درنظر گرفت. در مقابل تفسیر فوق از (۱۴۰۵) ۸ اقاعدهٔ واپاشی کلی که برای یک حالت تشدیدی سه کوارکی و وازدی داریم، متفاوت است. پس این حالت تشدیدی را نمی توان به عنوان یک حالت برانگیختهٔ درهٔ ۸ و یا یک حالت پنچ کوارکی درنظر گرفت. در مقابل تفسیر فوق از (۱۴۰۵) ۸ اخیراً در چارچوب نظری کاملاً متفاوتی براساس نظریه دینامیکی کایرال (۲۵) ۵۰، یک ساختار دوقطبی برای توصیف حالت تشدیدی (۱۴۰۵) ۸ ارائه شده است (۲۰ – ۱۱۹ در چنین نظریههایی، اولین قطب با کانال  $\overline{K}$  جفت شده از وصیف حالت تشدیدی (۱۴۰۵) ۸ ارائه شده است (۲۰ – ۱۱۹۰ در چنین نظریههایی، اولین قطب با کانال  $\overline{K}$  محل آن بالاتر از ۲۰۵/۱۸ از می مولی می مولی و بعد از تشدید،  $\overline{K}$  در خان گرفته می پایین تر سوق داده میشود. دومین قطب به کانال  $\overline{K}$  جفت شده و به ورت قلیهایی در حوالی تایه توریع شده است. در مینان ای می می می و می تومی فرد مولی از مرد (۱۴۰۵) ۸ می مود. در چار گرفته می شود. بر می مود در چنین توصیفهای دوقطبی از ۲۰۱۰) ۸ این می مولی می در حرود <sup>۲</sup> مرونه می می می در در سیر مولی می می می در حولی کرونه می می در حولی توریع شده است. در می مولی می می می دولی می می می در حولی تا گرفی می می می در حینی توریع می در حولی تا می می می می در حیان می مو

دادههای همینگوی [۱۷] بیش ترین تعداد دادههای تجربی گزارش شده از برهم کنش  $R^- r$  در  $K^- p$  در  $K^- p$  میباشند که بر گرفته از آشکارسازی ذرات  $(\pi^+ \pi^+)^-$  هستند. طیف جرم ناوردای  $\Sigma \pi$  دادههای همینگوی، تغییرات سریعی که بر گرفته از آشکارسازی ذرات  $(\pi^+ \pi^+)^-$  هستند. طیف جرم ناوردای  $\Sigma \pi$  دادههای همینگوی، تغییرات سریعی نسبت به انرژی در دستگاه مرکز جرم در حوالی ۱۹۳۷ MeV را نشان می دهد به نحوی که شکل طیف از شکل متقارن تسبت به انرژی در دستگاه مرکز جرم در حوالی ۱۹۳۷ MeV را نشان می دهد به نحوی که شکل طیف از شکل متقارن تسبت به انرژی در دستگاه مرکز جرم در حوالی ۱۹۳۷ MeV را نشان می دهد به نحوی که شکل طیف از شکل متقارن تشبت به انرژی در دستگاه مرکز جرم در حوالی کام ۲۹۲ را نشان می دهد به نحوی که شکل طیف از شکل متقارن مقدید برایت-ویگنر<sup>7</sup> منحرف شده است. این تغییرات به جفت شدگی قوی کانال  $\pi$  با موج s کانال  $\pi^- p$  نسبت داده می شود. در این برهم کنش، سیستم اولیهٔ کائون-پروتون ابتدا به یک حالت تشدیدی (۱۹۶۰) می مرود می می فود. در این برهم کنش، سیستم اولیهٔ کائون-پروتون ابتدا به یک حالت تشدیدی (۱۹۶۰) می می کند می می در ایت - ویگنر<sup>1</sup> منجری (۱۹۶۰) می از در این برهم کنش، سیستم اولیهٔ کائون-پروتون ابتدا به یک حالت تشدیدی (۱۹۶۰) حک می در در این برهم کنش، سیستم اولیهٔ کائون-پروتون ابتدا به یک حالت تشدیدی (۱۹۶۰) می کند می کند می کند می می در این برهم کنش، سیستم اولیهٔ کائون-پروتون ابتدا به یک حالت تشدیدی (۱۹۶۰) می در در این می کند (۲۹۳ + ۲)، در ادامه (۱۹۶۰) کر ایک (۱۹۶۰) با یزواسپین ا = ا بر وقایع  $\pi^+$  می درد (۲۹۳ + ۲). در ایک (۱۹۶۰) با یزواسپین ا = ا بر وقایع  $\pi^+$  می درت (شده است. وقایع ناشی از واپاشی شناخته شدهٔ  $\pi^+$  (۱۹۶۰)  $\Lambda^+$  (۱۹۶۰) جرا ایزواسپین ا = ا بر وقایع ناشی از واپاشی شناخته شدهٔ  $\pi^+$  (۱۹۶۵)  $\Lambda^+$  (۱۹۶۰) می در (۱۹۹۰) می در (۱۹۶۰) می در (۱۹۹۰) می در

$$\Sigma^{*}(199\circ)^{+} \rightarrow \pi^{+}\Lambda(19\circ\delta) \rightarrow \begin{cases} \pi^{+} + \pi^{-} + \Sigma^{+} \\ \pi^{+} + \pi^{+} + \Sigma^{-} \end{cases}$$
(1)

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Breit-Wigner

طبقهبندی شدهاند. به دلیل اثرات آمار بوزونی برای دو مزون  $\pi^+$ ، توزیع جرم  $\Sigma^-$  در حالت نهایی (۱) واپیچیده می شود. به همین دلیل تاکنون از داده های برهم کنش  $\pi^-\Sigma^+$  معادلهٔ (۱) برای تعیین مشخصات (۸ (۱۴۰ در مدل های نظری مختلف استفاده شده است.

تاکنون مدلهای برهم کنشی پدیده شناختی و یا کایرال از داده های همینگوی در زیر آستانه  $\overline{KN}$  برای ارزیابی و یا یافتن پارامترهای آزاد مدل برهم کنشی استفاده کرده اند [۶۹–۱۱ و ۱۸]. درمورد مدلهای دینامیکی کایرال (3U(3) تجزیه و تحلیل  $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$  داده های فوق برای نشان دادن فرضیه دو قطبی (۱۴۰۵) ۸ به کار گرفته شده است [۶۹–۱۱]. به هر حال به کار بردن  $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$  برای چنین داده هایی بسیار سوال برانگیز است، چون ذرات  $\pi$  محصولات واپاشی به هر حال به کار بردن  $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$  برای چنین داده هایی بسیار سوال برانگیز است، چون ذرات  $\pi$  محصولات واپاشی (۱۶۶۰) <sup>+2</sup> می باشند یعنی داده های تجربی ناشی از پراکندگی آزاد  $\mathfrak{X}$  و  $\pi$  نیستند. پس محل دومین قطب ادعا شده توسط مدل های کایرال را نمی توان مشخص کرد مگر این که مشاهده پذیرهای تجربی ای را اندازه بگیریم که ماتریس گذار  $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$  را دربر بگیرند. هم چنین ابهام دیگری در تعیین کانال ورودی (۱۴۰۵) ( $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$  یا  $\pi_{\Xi\pi\to\Xi}$ ) برای داده های همینگوی وجود دارد. در کار حاضر، برای رفع ابهام کانال ورودی (۱۴۰۵) ، استانه بگیریم که ماتریس گذار داده های همینگوی وجود دارد. در کار حاضر، برای رفع ابهام کانال ورودی تشدید (۱۴۰۵)، با استفاده از مدل آکائیشی<sup>۳</sup> به دست آمده را بر تمامی داده های تجربی همینگوی برازش خواهیم داد. از چنین مقایسه ای به کانال ورودی تشدید و

## فرمول بندى نظرية فشباخ و پتانسيل اپتيكى

در فرمول بندی نظریهٔ فشباخ همه حالتهای سیستم به دو دسته حالت تقسیم بندی می شود، که بسته به مسألهٔ تحت بررسی، انتخابهای متفاوتی می تواند صورت پذیرد [۱۹]. تابع موج کل سیستم بررسی شده 11%، معادلهٔ شرودینگر زیر را بر آورده می کند

$$(H-E)\psi = 0 \tag{7}$$

که در آن H، هامیلتونی کل سیستم است. در این رهیافت، فضای هیلبرت مسئله به دو زیر فضای متعامد تقسیم بندی می شود که ماهیت تقسیم بندی به فیزیک واکنش مورد بررسی بستگی دارد. عملگرهای تصویر P و Q را به نحوی تعریف می کنیم که در صورت اعمال آن ها بر تابع موج کل سیستم  $\psi$ ، تابع موج کل به ترتیب در دو زیر فضای متناظر تصویر شود. عملگرهای P و Q شرایط زیر را برآورده می کنند

$$P' = P, \quad Q' = Q, \quad PQ = QP = \circ, \quad P + Q = 1$$
(7)

با توجه به خصوصیات عملگرهای فشباخ، معادلهٔ شرودینگر (۲) را میتوان بهوسیلهٔ عملگرهای تصویر فشباخ، P و  $Q(\equiv ext{l}-P)$  به صورت زیر بازنویسی کرد

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Akaishi

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Yamazaki

پژوهشهای نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

$$(H-E)(P+Q)\psi = 0 \tag{6}$$

همچنین با استفاده از خواص عملگرهای تصویر P و Q، و اعمال آنها از طرف چپ بر روی معادله (۴)، میتوان معادلهٔ شرودینگر را برحسب توابع موج تصویرشده در هر دو زیر فضا بیان نمود. معادله زیر فضای P بهصورت

$$\left[H_{PP} - E + H_{PQ}(E - H_{QQ})^{-1}H_{QP}\right]P\psi = 0$$
 ( $\Delta$ )

نتيجه می شود که با حل آن، دو کميت انرژی و تابع موج  $P\psi$  حاصل می شوند، با بازنويسی معادلهٔ (۵) به صورت

$$(H^{opt} - E)P\psi = 0 \tag{(7)}$$

هامیلتونی اپتیکی سیستم به صورت
$$H^{opt} = PHP + PVQ \frac{1}{E - QHQ + i\varepsilon} QVP$$
 (۷)

نتیجه می شود که در آن 
$${}^{\mathcal{S}}$$
 یک مقدار بینهایت کوچک است. پتانسیل اپتیکی برهم کنش کانال های زیر فضای  $P$  را با  
استفاده از معادلهٔ (۷) می توان به صورت

$$V^{opt} = V_{PP} + V_{PQ} (E - H_{QQ})^{-1} V_{QP}$$
(A)

بهدست آورد. پتانسیل مختلط بهدست آمده با پتانسیل اپتیکی تعمیمیافته در نظریه برهم کنش هستهای استاندارد مشابه است. برهم کنش کائون- پروتون به کانالهای برهم کنشی متعددی جفتشده است. در این برهم کنش، مهمترین کانال است. برهم کنش، کانال 
$$\pi$$
 میباشد که با تقریب خوبی میتوان از کانالهای برهم کنشی باز دیگر چشمپوشی نمود [۱۲].  
باز برهم کنش، کانال  $\pi$  میباشد که با تقریب خوبی میتوان از کانالهای برهم کنشی باز دیگر چشمپوشی نمود [۱۲].  
بههمین جهت در ادامه برای سادگی کار، مسئله کلی برهم کنش کائون- پروتون را به دو کانال جفتشده تقلیل میدهیم،  
و کانال ورودی  $r$  را به عنوان زیرفضای  $P$  و کانال باز  $\pi \pi$  را به عنوان زیر فضای  $Q$  در نظر می گیریم. بهترتیب  
با جایگزینی اندیسهای  $P$  و  $Q$  با اندیسهای ۱ و ۲، معادلهٔ پتانسیل اپتیکیای که فرآیند کانال واپاشی  $r^- J$  را به  
کانال باز  $\pi \pi$  مرتبط می کند، بهدست میآید  
(۹)

## برهمکنش $\overline{K}\!N\!-\!\Sigma\pi$ در رهیافت کانالهای جفت شده و پتانسیلهای جداپذیر

تاکنون به دفعات از پتانسیلهای جداپذیر برای بازتولید دادههای پراکندگی در ناحیه انرژیهای پایین و برهمکنش سیستم  $\overline{K}N - \Sigma \pi$  استفاده شده است. در ادامه با استفاده از رهیافت کانالهای جفتشده و پتانسیلهای جداپذیر به فرمول بندی برهمکنش  $\pi^+ \to (\Sigma \pi)^\circ + \pi^+$ 

حالت شبه مقید  $p = K^- p$  را می توان به صورت یک تشدید فشباخ [70] در نظر گرفت که این تشدید در ناحیه حالتهای پیوسته  $\Sigma \pi$  و  $\overline{K} N$  و  $\overline{K} \pi$  ) را در نظر گرفت  $[7، ۵ \ e^{-1}]$ .

۴

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Feshbach

برای توصیف برهم کنش در کانالها و یا بین کانالهای ورودی و یا واپاشی تشدید از پتانسیلهای جداپذیر با توابع ساختار یوکاوا<sup>ع</sup> [۲۱] استفاده می کنیم

$$\left\langle \vec{k}' \middle| v_{ij} \middle| \vec{k} \right\rangle = g(\vec{k}') U_{ij} g(\vec{k}), \qquad g(\vec{k}) = \frac{\beta^{\mathsf{Y}}}{\beta^{\mathsf{Y}} + \vec{k}^{\mathsf{Y}}} \tag{1}$$

$$U_{ij} = \frac{1}{\pi^{\mathsf{Y}}} \frac{\hbar}{\mathsf{Y}\sqrt{\mu_i\mu_j}} \frac{1}{\beta} s_{ij} \tag{11}$$

که i (j) برای کانالهای  $\overline{KN}$  یا  $\overline{KN}$  به ترتیب، ۱ یا ۲ در نظر گرفته می شود.  $\mu_i$   $(\mu_j)$  جرم کاهش یافته در کانال i (j)i (j)i  $\beta$  پارامتر برد برهم کنش،  $\overline{k}$  و  $\overline{k}$  بهترتیب تکانههای نسبی ذرات برهم کنش کننده قبل و بعد از برهم کنش i (j)i هستند. هم چنین  $g_i$  و  $i_j$  بهترتیب پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل و درایه ماتریس پتانسیل هستند که کانالهای هستند. هم چنین  $i_i$  و  $i_j$  به ترتیب پارامتر بدون بعد شدت پتانسیل و درایه ماتریس پتانسیل هستند که کانالهای برهم کنشی را به یکدیگر مرتبط می کنند. در صورتی که  $s_{14}$  صفر شود، جفت شدگی دو کانال برهم کنشی  $\overline{KN}$  و  $\overline{Kn}$  برهم کنشی را به یکدیگر مرتبط می کنند. در صورتی که  $s_{14}$  صفر شود، جفت شدگی دو کانال برهم کنشی  $\overline{KN}$  است. از بین خواهد رفت و گذاری از  $\overline{KN}$  به  $\overline{Kn}$  مورت نخواهد گرفت که معرف پراکندگی کشسان در کانال برهم کنشی، از بین معادلات شعاعی شرودینگر در کانالهای جفت شده برای توابع موج شعاعی  $u_1(\mathbf{r})$  و  $u_2(\mathbf{r})$ 

$$-\frac{d^{\gamma}}{dr^{\gamma}}u_{1}(r) + (G_{\gamma\gamma} + G_{\gamma\gamma})e^{-\beta r} = \kappa_{\gamma}^{\gamma}u_{\gamma}(r)$$
(1-17)

$$-\frac{d^{\mathsf{Y}}}{dr^{\mathsf{Y}}}u_{\mathsf{Y}}(r) + (G_{\mathsf{Y}} + G_{\mathsf{Y}})e^{-\beta r} = \kappa_{\mathsf{Y}}^{\mathsf{Y}}u_{\mathsf{Y}}(r) \tag{Y-1Y}$$

که 
$$G_{ij} = rs_{ij}\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_j}}\beta^r \int_{\circ}^{\infty} dr' e^{-\beta r'}u_j(r')$$
 (۱۳)

با توجه به معادلات (۱۲–۱) و (۱۲–۲)، حل شعاعی معادله شرودینگر با شرایط مرزی موج بیرون رونده، به صورت زیر بهدست میآید

$$u_{\gamma}(r) = \frac{G_{\gamma\gamma} + G_{\gamma\gamma}}{\beta^{\gamma} + \kappa_{\gamma}^{\gamma}} (e^{-\beta r} - e^{i\kappa_{\gamma}r})$$
(1-14)

$$u_{\gamma}(r) = \frac{G_{\gamma\gamma} + G_{\gamma\gamma}}{\beta^{\gamma} + \kappa_{\gamma}^{\gamma}} (e^{-\beta r} - e^{i\kappa_{\gamma}r})$$
(Y-14)

و شرط سازگاری بین  $u_i$ ها و  $G_{ij}$ ها، به معادلهٔ ویژه مقداری زیر منجر می شود  $u_i$ 

$$(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma} - s_{\gamma\gamma}\frac{\beta^{\gamma}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}}s_{\gamma\gamma} = 0$$
(10)

که معادلهٔ (۱۵) قیدی بر روی پارامترهای بدون بعد شدت پتانسیل ۲٫۱٬ ه ۶٫۱ و ۲٫۶ است [۴ و ۵].

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Yukawa

 $G_{1}^{opt} = \mathrm{T} s_{1}^{opt} \beta^{\mathrm{T}} \int_{0}^{\infty} dr' e^{-\beta r'} u_{1}(r')$ 

همچنین میتوان تابع موج شعاعی (*u*<sub>1</sub>(r، یک معادله شرودینگر تککاناله را، با استفاده از یک پتانسیل اپتیکیای که پارامتر شدت آن s<sub>1</sub><sup>opt</sup> است، بهدست آورد. معادله شرودینگر برای پتانسیل اپتیکی مذکور به صورت

$$-\frac{d^{\mathsf{Y}}}{dr^{\mathsf{Y}}}u_{\mathsf{Y}}(r) + G_{\mathsf{Y}}^{opt}e^{-\beta r} = \kappa_{\mathsf{Y}}^{\mathsf{Y}}u_{\mathsf{Y}}(r) \tag{19}$$

خواهد بود که در معادلهٔ فوق، 
$$G_{\scriptscriptstyle 1}^{opt}$$
 بهصورت (۱۷)

معرفی میشود. تابع موج 
$$u_1(r)$$
 معادلهٔ (۱۶)، با شرایط مرزی موج بیرون رونده به صورت  
 $u_1(r) = \frac{G_1^{opt}}{\beta^{\gamma} + \kappa_1^{\gamma}} (e^{-\beta r} - e^{i\kappa_1 r})$  (۱۸)

میباشد. شرط سازگاری 
$$(r)$$
 و  $G_1^{opt}$  به معادله ویژه مقداری زیر منجر می شود  
(۱۹)  $(\beta - i\kappa_1)^r + s_1^{opt}\beta^r = 0$ 

$$E = -\frac{\hbar^{\mathsf{r}}}{\mathsf{r}\mu_{\mathsf{l}}}\kappa_{\mathsf{l}}^{\mathsf{r}} = -\frac{\hbar^{\mathsf{r}}}{\mathsf{r}\mu_{\mathsf{l}}}\beta^{\mathsf{r}}(\sqrt{-s_{\mathsf{l}}^{opt}(E)}-\mathsf{l})^{\mathsf{r}}$$
(\(\mathbf{r}\))

را نتیجه میدهد که رابطهای بین پارامتر شدت اپتیکی  $s_{1}^{opt}$ ، و مقدار انرژی مختلط متناظر E، بهدست میدهد. با استفاده از رهیافت کانالهای جفتشده و از مقایسهٔ معادلههای (۱۵) و (۲۰) ، هر سیستم دوکاناله را میتوان به صورت سیستمی تککاناله با یک پتانسیل اپتیکی که پارامتر شدت آن  $s_{1}^{opt}$ ، به صورت زیر مشخص می شود سیستمی  $s_{1}^{opt}(E) = s_{11} - s_{17} \frac{\beta^{7}}{(2\pi i - \theta)} s_{71}$ 

$$s_{11} - s_{17} \frac{\beta^{T}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

$$(71)$$

$$s_{11} - s_{1\gamma} \frac{\beta^{T}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

$$s_{11} - s_{12} \frac{\beta^{T}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

$$s_{11} - s_{12} \frac{\beta^{T}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

$$s_{12} - s_{12} \frac{\beta^{T}}{(\beta - i\kappa_{\gamma})^{\gamma} + s_{\gamma\gamma}\beta^{\gamma}} s_{\gamma\gamma}$$

$$\frac{\hbar^{\rm r}}{\Gamma_{\rm elle}}\kappa_{\rm r}^{\rm r} = E + \Delta Mc^{\rm r} \tag{(17)}$$

تعیین میشود که در آن  $^{7} = 99 \operatorname{MeV}/c^{7}$  الج $m_{K^{-}} + M_{p} - m_{\pi^{\pm}} - M_{\Sigma^{\mp}} = 99 \operatorname{MeV}/c^{7}$  المحتلاف جرم آستانه ها در کانال ورودی و و واپاشی است. با مشخص بودن سه پارامتر شدت برهم کنش (۲۰، ۲۰، و  $r_{10}$  و جای گذاری در معادلهٔ (۲۱)،  $^{0}$  برای یک سیستم تک کاناله به دست می آید. انرژی (مختلط) حالت قطب  $E_{pol}$  ، برای سه پارامتر برهم کنش (۲۰،  $r_{10}$  و  $r_{10}$  ،  $r_{10}$  ,  $r_{10}$  ،  $r_{10}$  ،

درایههای ماتریس گذار کانالهای جفتشده برای فرآیندهای برهم کنش دوذرهای با رابطهٔ

$$T_{ij} = U_{ij} + \sum_{l} U_{il} G_l T_{lj}$$
 (۲۳)  
بر حسب تابع گرین آزاد  $G_l$  داده می شود. با استفاده از معادله (۱۱) و حل معادله (۱۳)،  $(UG)_{ij}$  به صورت

بررسی ترکیب کانال های ورودی تشدید Lambda(۱۴۰۵) بر طیف جرم...

$$(UG)_{ij} = -s_{ij} \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_i}} \frac{\beta^{\mathsf{T}}}{\left(\beta - i\kappa_j\right)^{\mathsf{T}}} \tag{Tf}$$

نتیجه خواهد شد که در آن  $\kappa_j$ ، تکانه نسبی ذرات در کانال j میباشد.

## $K^-p \to \Lambda(\mathfrak{lf} \circ \mathfrak{d}) + \pi^+ \to (\Sigma \pi)^\circ + \pi^+$ آهنگ گذار واکنش

آهنگ جزئی گذار برای برهمکنش +π<sup>+</sup> →(Σπ)° +π<sup>+</sup> → (Σπ)° + π<sup>+</sup> ، برحسب تکانه ذرات در کانال واپاشیی، و ماتریس انتقال بهصورت

$$d^{s}\Gamma = \frac{(\Upsilon\pi)^{s} E_{\circ}}{\hbar^{r} c^{r} k_{\circ}} \delta(E_{f} - E_{i}) \delta(\vec{k}_{\circ} - \vec{k}_{\pi} - \vec{k}_{\Sigma}) \left| \left\langle \vec{k} | t | \vec{k}' \right\rangle \right|^{r} d\vec{k}_{\Sigma} d\vec{k}_{\pi}$$

$$(\Upsilon\Delta)$$

 $E_f = E_{\Sigma} + E_{\pi}$  و  $E_i = E_\circ + m_d c^r$ ، (۲۵) می است. در رابطهٔ (۲۵)  $E_i = E_\circ + m_d c^r$  و تو در الده می شود که همان فرم دیفرانسیلی قاعده طلایی فرمی است. در رابطهٔ (۲۵)  $E_\circ = \sqrt{m_k^r c^r} + \hbar^r c^r k_\circ^r$  است که در آن  $K^- p \to (\Sigma \pi)^\circ$  انرژی کائون فرودی، بهترتیب انرژی اولیه و نهایی سیستم  $E_\circ = \sqrt{m_k^r c^r} + \hbar^r c^r k_\circ^r$  است که در آن  $\bar{k}_{\pi} = \sqrt{m_k^r c^r} + \hbar^r c^r k_{\pi}^r$  و بعد از  $E_X = \sqrt{m_X^r c^r} + \hbar^r c^r k_X^r$  و بعد از  $E_X = \sqrt{m_X^r c^r} + \hbar^r c^r k_X^r$  و بعد از برهم کنش هستند. از برهم کنش هستند. با تبدیل برهم کنش هستند. با تبدیل  $\bar{k}_{\pi} = \bar{k}_{\Sigma} + \bar{k}_{\pi}$  و تکانهٔ ذرات قبل و بعد از برهم کنش هستند. با تبدیل در آن تو در کانال قبل و بعد از برهم کنش هستند. با تبدیل برهم کنش هستند. از برهم کنش هستند. با تبدیل نمانس در فضای تکانه، دو متغیر تکانه  $\bar{k}_{\pi} = \bar{k}_{\pi}$  را به تکانه کل ذرات  $\Sigma$  و  $\pi$  به صورت  $\pi$  تغییر می دهیم.

$$d^{\ast}\Gamma = \frac{(\Upsilon\pi)^{\dagger}E_{\circ}}{\hbar^{\ast}c^{\Upsilon}k_{\circ}}\delta(E_{f} - E_{i})\delta(\vec{k}_{\circ} - \vec{K}) \left| \left\langle \vec{k} | t | \vec{k}' \right\rangle \right|^{\vee} d\vec{K}d\vec{k}$$

$$(\Upsilon\mathcal{F})$$

$$\pi$$
 با استفاده از تکانهٔ ذرات دختر ناشی از واپاشی میتوان جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  را بازسازی کرد. جرم ناوردای ذرات  $\Sigma$  و  $\pi$  برحسب انرژی و تکانهٔ آنها با رابطهٔ

$$Y = M_{\Sigma\pi}c^{\mathsf{T}} = \sqrt{(E_{\pi} + E_{\Sigma})^{\mathsf{T}} - \hbar^{\mathsf{T}}c^{\mathsf{T}}(\vec{k}_{\pi} + \vec{k}_{\Sigma})^{\mathsf{T}}}$$
(TY)

 $\Sigma \pi$  محاسبه می شود. با انتگرال گیری از طرفین معادلهٔ (۲۶) و اعمال شرایط پایستگی تکانه و انرژی، طیف جرم ناوردای  $\pi$  ناشی از واپاشی (۸(۱۴۰۵) در رهیافت کانالهای جفت شده برای پتانسیلهای جداپذیر یوکاوا، به صورت

$$\frac{d\Gamma}{dY} \propto \left(\frac{\beta^{\mathsf{r}}}{\beta^{\mathsf{r}} + {k'}^{\mathsf{r}}}\right)^{\mathsf{r}} \left|T_{ij}\right|^{\mathsf{r}} \left(\frac{\beta^{\mathsf{r}}}{\beta^{\mathsf{r}} + {k'}^{\mathsf{r}}}\right)^{\mathsf{r}} {k'}$$
(YA)

نتيجه مى شود [۴ و ۵] .

## نتيجهگيرى

با استفاده از رهیافت کانالهای جفتشده طیفهای جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  ناشی از تشدید (۱۴۰۵) را برای کانالهای ورودی مختلف (  $\overline{KN}$  یا  $\overline{KN}$ ) و دو مدل نظری پدیده شناختی و کایرال محاسبه، و بر تمامی داده های تجربی همینگوی برازش خواهیم داد. در ادامه با محاسبهٔ مقادیر  $\chi^{r}$  کانال ورودی و جرم و پهنای حالت تشدیدی (۱۴۰۵) را در برهم کنش + $\pi^{+} \rightarrow (\Sigma\pi)^{\circ} + \pi^{+}$  مشخص خواهیم نمود.

## $\Sigma\pi$ اثر کانال ورودی ( $\Lambda(16\circ a)$ بر طیف جرم ناوردای

با توجه به مقدار فعلی جرم و پهنای ( $\Lambda$ (۱۴۰۵) در جدول دادههای ذرات(PDG) (PDG) ا $\Sigma\pi$  را برای  $\pi$ هر دو کانال ورودی تشدید (  $\overline{K}N$  و  $\overline{K}N$  ) در مدل (A-Y) محاسبه و با دادههای تجربی همینگوی مقایسه و در شکل ۱ ارائه نمودهایم. بدین منظور، نمودار پلهای تجربی  $n_i$  با خطای آماری  $\sigma_i = \sqrt{N_i}$  در شکل ۱ را با طیف  $\sigma_i = \sqrt{N_i}$  با خطای آماری  $\sigma_i = \sqrt{N_i}$ . نظری  $M_{pole}$  و پهنای  $\Gamma$  میباشد، برازش دادهایم.  $\zeta=M_{\Sigma\pi}$  و پهنای  $\Gamma$  میباشد، برازش دادهایم.



شکل (۱): مقایسه طیفهای جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  ناشی از تشدید  $\Lambda(14\circ a)$  در پراکندگی کائون-پروتون برای گذارهای در جدول  $\Lambda(14\circ \Delta)$  در جدول مقدار فعلی جرم و پهنای  $T_{\Sigma\pi}$  در جدول  $\Lambda(14\circ \Delta)$  در جدول  $T_{TT}$  کر جدول دادههای ذرات [۲۳].

$$\chi^{\mathsf{Y}}(\boldsymbol{M}_{pole}, \Gamma) = \sum_{i=1}^{n} \left( \frac{N_i - S(\zeta_i; \boldsymbol{M}_{pole}, \Gamma)}{\sigma_i} \right)^{\mathsf{Y}}$$
(Y9)

مقادیر  $\chi$  برای طیفهای نظری حاصل از دو کانال ورودی تشدید (  $\overline{KN}$  و  $\Sigma\pi$  ) در مدل (A-Y) طبق رابطه (۲۹) محاسبه، و در شکل ۱ نشان داده شده است. نتایج بیانگر آناست که سهم کانال  $\overline{K}N$  در ورودی حالت تشدیدی (۱۴∘۵) غالب است.

مدلهای دینامیکی کایرال (SU(۳)ای که اخیراً برای برهمکنش کائون- نوکلئون ارائه شدهاند، و از آن جمله مدل هیدو^- وایز ۹ (H-W) [۱۲]، حالت تشدیدی (۸ ۹ ۸(۱۴ م) را بهصورت برهمنهی دو قطب معرفی میکنند. به منظور مقایسه

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Particle Data Group

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Hyodo

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Weise

مدلهای برهم کنشی مختلف در بازتولید دادههای همینگوی، طیفهای جرمی  $\Sigma\pi$  حاصل از دو برهم کنش پدیده-شناختی A-Y و مدل کایرال (SU(۳) هیدو-وایز را در شکل ۲ با دادههای تجربی مقایسه نمودهایم. کانال ورودی حالت تشدیدی را در مدلهای ۲-A و H-W بهترتیب  $\overline{K}N$  و  $\Sigma\pi$  درنظر گرفتهایم. بهمنظور یافتن تخمینی از اختلاف بین مدل H-W و مدل به کار گرفته شده در کار حاضر، برازش  $\chi^{r}$  را انجام دادهایم. مطابق آن چه که در شکل ۲ نشان داده شده، مقدار ۱۱۷ =  $\chi^{2}$  بهدست آمده برای پتانسیل برهمکنشی H-W با درایه گذار  $T_{\Sigma\pi\leftarrow\Sigma\pi}$ ، بسیار بزرگتر از مقدار  $\Gamma = m MeV$ و  $M_{\text{pole}} = 167 \circ MeV/c^{7}$  بهازای  $T_{\Sigma \pi \leftarrow \overline{K}N}$  بهازای  $M_{\text{pole}} = 167 \circ MeV/c^{7}$  و میباشد. رفتار طیفهای جرمی محاسبهشده برای هر دو مدل در زیر آستانه مشابهاند درحالی که در بالای آستانه رفتاری کاملا متفاوت از خود نشان میدهند، بهگونهای که طیف جرمی مدل H-W از دادههای تجربی در بالای آستانه سریعاً فاصله می گیرد. تمامی مدل های کایرال (۳) SU که طیف جرمی آن ها برپایه ماتریس گذار  $T_{\Sigma\pi\leftarrow\Sigma\pi}$  محاسبه می شوند از بازتولید دادههای همینگوی در بالای آستانه ناتوان هستند. این جنبه نامطلوب برای برهمکنش H-W [۱۲]، از جمله بسیار وابسته به انرژی، واینبرگ''- تُموُزاوا ۱۱ ناشی میشود. بهطور کلی، این مسئله در مدلهای کایرال مورد اشاره، مشاهده میشود. نظریه پردازان چنین مدل هایی، این اختلاف را ناشی از عدم دقت کافی دادههای بالای آستانه همینگوی میدانند و از برازش طیفهای نظری با دادههای بالای آستانه امتناع میکنند، این درحالی است که شکل طیف جرمی حاصل از برخورد پروتون-پروتون در تکانه ۴/۲ GeV/c بر شکل طیف دادههای همینگوی منطبق است [۲۴] که  $\Sigma\pi$ حکایت از دقت کافی دادههای همینگوی در بالای آستانه دارد. علاوه بر کانال ورودی حالت تشدیدی (۸٬۱۴۰۵)، منظور یا عدم منظور دادههای همینگوی در بالای آستانه میتواند در تعیین جرم و پهنای ( $\Lambda(14\circ 0)$  نقشی تاثیرگذار داشته ىاشد.

#### بر آورد جرم و پهنای (۸(۱۴۰۵) با استفاده از دادههای همینگوی

در ادامه بهمنظور بررسی نقش کانال  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi}$  در طیف جرمی مورد مطالعه، درایه ماتریس گذار را ترکیبی از دو در ادامه بهمنظور بررسی نقش کانال  $\overline{KN}$  و  $\overline{KN}$  به صورت

$$T_{\text{mixed}} = R * T_{\Sigma \pi \leftarrow \overline{KN}} + (1 - R) * e^{i\theta} * T_{\Sigma \pi \leftarrow \Sigma \pi}$$
(7.)
  
c, idd (-0) c, idd (-

مقدار R = 0 و  $(\pi^{-1})$  تنها گذار  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi}$  ( $T_{\Sigma\pi \leftarrow \Sigma\pi}$ ) صورت می پذیرد و برای مقادیر دیگر R، ترکیبی از دو حالت  $(R = \circ)$  ( $R = \circ$ ) مقادیر دیگر R، ترکیبی از دو حالت رخ می دهد که اضافه کردن فاز  $e^{i\theta}$ ، مسئله را کلی تر می کند [۱۸].

برای چهار پارامتر آزاد جرم  $(M_{pole})$  و پهنای  $(\Gamma)$  حالت تشدیدی  $(\Lambda^{\circ})^* R$  ،  $\Lambda^*$  (۱۴۰۵) و  $(\Gamma)$  و  $(M_{pole})$  و پهنای  $(\Gamma)$  حالت تشدیدی  $(\Gamma)^* R$  ،  $(\Lambda^{\circ})^* R$  و  $(\Gamma)^* R$  و  $(M_{pole})$  و نتایج طیفهای نظری حاصل از برهم کنش کائون-پروتون برازش کلی ای را بر دادههای  $M_{\Sigma^+\pi^-}$  همینگوی انجام داده و نتایج را به صورت منحنی های تراز اطمینان بر حسب پارامترهای را به صورت منحنی های تراز اطمینان بر حسب پارامترهای (

<sup>10</sup> Weinberg

<sup>11</sup> Tomozawa

آزاد مذکور در صفحه، دید بصری مناسبی را ایجاد نمی کند، از اینرو منحنیهای تراز اطمینان را صرفا در دو بعد، برحسب پارامترهای جرم  $(M_{pole})$  و پهنای  $(\Gamma)$  حالت تشدیدی  $(\Lambda^{\circ})^*$ ، تصویر و ترسیم نمودهایم. نقطه مشخص شده در میان منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\chi^{*}$  را با مختصههای نقطه مشخص شده در میان منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $M_{pole} - \Gamma$ ، محل کمینه  $\chi^{*}$  را با مختصههای نقطه مشخص شده در میان منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\chi^{*}$  را با مختصههای تقطه مشخص شده در میان منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\chi^{*}$  را با مختصههای تقطه مشخص شده در میان منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\chi^{*}$  را با مختصههای تقطه مشخص شده در میان منحنی های تراز اطمینان در مفحه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\pi^{*}$  را با مختصههای تقطه مشخص شده در میان منحنی مناب دامنه تقطه مشخص شده در میان منحنی می محل کمینه  $-\Gamma$  محل کمینه  $\pi^{*}$  را با مختصه محل تقطه مشخص شده ایت و این انتیجه مقدار (۳) JOORM (۱۱)، است. در شکل ۳، نتیجه کار حاضر با نتایج نظری مستخرج از مدلهای دینامیکی کایرال (۳)JOORM (۱۱) محل (۱۴)، است. در می گیرد. [17] مقایسه شده است و این نتیجه مقدار فعلی جدول دادههای ذرات [۳۲] را دربر می گیرد.



شکل (۲): مقایسهٔ طیفهای جرمی  $\Sigma\pi$  ناشی از بهترین برازش مدل ۲-۸ (  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \overline{KN}}$ ) و مدل ۲-۳ (  $T_{\Sigma\pi \leftarrow \overline{\Sigma\pi}}$ ) با در (۲): مقایسهٔ طیفهای جرمی جرمی انشی از بهترین برازش مدل ۲-۲ (



شکل (۳): منحنیهای تراز اطمینان در صفحه  $M_{
m pole} - \Gamma$  ، برگرفته از برازش طیفهای نظری با دادههای تجربی همینگوی، برای برهم کنش کائون-پروتون. نتیجه کار حاضر  $MeV/c^7 = M_{-\Delta}^{+10} = M_{
m pole}$  و MeV و MeV و MeV = r، با نتایج نظری مستخرج از مدلهای دینامیکی کایرال (۳) JOORM SU [۱۱]، JOORM [۱۴]، HNJH [۱۴]، BNN [۱۴] و BMN [۱۶] مقایسه شده است و نتیجه کار حاضر مقدار فعلی جدول دادههای ذرات [۳۳] را دربر میگیرد.

## نتيجهگيرى

در این مقاله بهمنظور تعیین محل حالت شبهمقید  $K^-p$ ، طیف جرم ناوردای  $\Sigma\pi$  در برهم کنش  $\Sigma^+$  در این مقاله بهمنظور تعیین محل حالت شبهمقید  $K^-p$ ، طیف جرم ناوردای  $\Sigma^+$  در برهم کنش  $\Sigma^+$  (۱۶۶۰) +  $\pi^-$  واپاشی  $\Sigma^+$  (۱۶۶۰) +  $\pi^-$  را که در آن  $\Sigma^+$  (۱۶۶۰)  $\Sigma^+$  (۱۶۶۰) +  $\pi^-$  واپاشی می کند، با استفاده از رهیافت کانالهای جفت شده محاسبه و با داده های تجربی همینگوی مقایسه کرده ایم. نتایج کار حاضر بیان گر آن است که کانال ورودی غالب حالت تشدیدی ( $\overline{K}N$ ،  $\Lambda^+$  (۱۴۰۵) آست. از مقایسه طیفهای نظری با حاضر بیان گر آن است که کانال ورودی غالب حالت تشدیدی ( $\overline{K}N$ ،  $\Lambda^+$  (۱۴۰۵) را به ترتیب داده های تجربی همینگوی با استفاده از رهیافت کانال ورودی غالب حالت تشدیدی ( $\Sigma^+$  ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^-$ ) مالت. از مقایسه طیف مای نظری با داده های تجربی همینگوی با استفاده از روش آنالیز  $\Sigma^+$ ، جرم و پهنای ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^+$ ) مال ورودی از معاد مان می مالین م اله داده مای تجربی همینگوی با استفاده از روش آنالیز  $\Sigma^+$ ، مرم و پهنای ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^+$ ) مال ورودی م اله در تایع کار مالین م اله داده مای تجربی همینگوی با استفاده از روش آنالیز  $\Sigma^+$ ، مرم و پهنای ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^+$ ) مال مال داده مای مال داده مای م داده مای تخری با داده های تجربی همینگوی با استفاده از روش آنالیز  $\Sigma^+$ ، مرم و پهنای ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^+$  مال م داده مای داده مای داده مای تجربی همینگوی با استفاده از روش آنالیز  $\Sigma^+$ ، مرم و پهنای ( $\Sigma^+$ ) ( $\Sigma^+$  مال م داده مای داده مای م دان م دان م دان داده مای داده م دان م دان م دان م دان م دان م داده م دان م د

#### منابع

- C. J. Batty, E. Friedman and A. Gal; "Strong interaction physics from hadronic atoms"; *Phys. Rep.* 287 (1997) 385–445.
- 2. Y. Akaishi and T. Yamazaki; "Nuclear  $\overline{K}$  bound states in light nuclei"; *Phys. Rev.* C 65 (2002) 044005–1–9.
- 3. T. Yamazaki and Y. Akaishi; " $(K^-, \pi^-)$  production of nuclear  $\overline{K}$  bound states in proton-rich systems via  $\Lambda^*$  doorways"; *Phys. Lett.* B **535** (2002) 70–76.
- 4. J. Esmaili, Y. Akaishi and T. Yamazaki; "Experimental confirmation of the  $\Lambda(1405)$  ansatz from resonant formation of a  $K^- p$  quasi-bound state in  $K^-$  absorption by <sup>3</sup>He and <sup>4</sup>He ''; *Phys. Lett.* B **686** (2010) 23–28.
- J. Esmaili, Y. Akaishi and T. Yamazaki; "Resonant formation of A(1405) by stopped-K<sup>-</sup> absorption in the deuteron"; *Phys. Rev.* C 83 (2011) 055207–1–8.
- 6. T. Kishimoto *et al.*; "Kaonic nuclei probed by the in-flight (*K*<sup>-</sup>,*n*) reaction"; *Nucl. Phys.* A 754 (2005) 383-390.
- M. Agnello *et al.*; "Evidence for a Kaon-Bound State K<sup>-</sup>pp Produced in K<sup>-</sup> Absorption Reactions at Rest"; *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 212303–1–4.
- 8. T. Yamazaki *et al.*; "Indication of a Deeply Bound and Compact  $K^-pp$  State Formed in the  $pp \rightarrow p\Lambda K^+$  Reaction at 2.85 GeV"; *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132502–1–5.
- 9. N. K. Glendenning and C. Kettner; "Possible third family of compact stars more dense than neutron stars"; *Astron. Astrophys.* **353** (2000) L9- L12.
- 10. J. M. M. Hall *et al.*; "Lattice QCD Evidence that the  $\Lambda(1405)$  Resonance is an antikaon-Nucleon Molecule"; *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 132002–1–5.

- D. Jido *et al.*; "Chiral dynamics of the two Λ(1405) states"; Nucl. Phys. A 725 (2003) 181–200.
- 12. T. Hyodo and W. Weise; "Effective  $\overline{KN}$  interaction based on chiral SU(3) dynamics"; *Phys. Rev.* C 77 (2008) 035204–1–14.
- 13. E. Oset, A. Ramos and C. Bennhold; "Low lying S = -1 excited baryons and chiral symmetry"; *Phys. Lett.* B **527** (2002) 99–105.
- T. Hyodo, S. I. Nam, D. Jido, and A. Hosaka; "Flavor SU(3) breaking effects in the chiral unitary model for meson-baryon scatterings"; *Phys. Rev.* C 68 (2003) 018201–1–4.
- B. Borasoy, A. Nissler and W. Weise; "Chiral dynamics of kaon-nucleon interactions, revisited"; *Eur. Phys. J.* A 25 (2005) 79–96.
- B. Borasoy, U. G. Meissner and R. Nissler; "K<sup>-</sup>p scattering length from scattering experiments"; *Phys. Rev.* C 74 (2006) 055201–1–12.
- 17. R. J. Hemingway; "Production of Λ(1405) in K<sup>-</sup>p reactions at 4.2 GeV/c "; Nucl. Phys. B 253 (1985) 742–752.
- 18. M. Hassanvand, Y. Akaishi and T. Yamazaki; "Deduction of an invariant-mass spectrum  $M(\Sigma \pi)$  for  $\Lambda(1405)$  with mixed  $T_{\Sigma \pi \leftarrow K-p}$  and  $T_{\Sigma \pi \leftarrow \Sigma \pi}$  from Hemingway's data on the  $\Sigma^+(1990) \rightarrow \Lambda(1900) + \pi^+ \rightarrow (\Sigma \pi)^0 + \pi^+$  processes"; *Phys. Rev.* C **92** (2015) 045202-1-6.
- 19. H. Feshbach; "Theoretical Nuclear Physics -Nuclear Reaction", John Wiley, NewYork, 1992.
- 20. H. Feshbach; "Unified theory of nuclear reactions"; Ann. Phys. 5 (1958) 357–390; H. Feshbach; "A Unified theory of nuclear reactions. II"; Ann. Phys. 19 (1962) 287–313.
- Y. Yamaguchi and Y. Yamaguchi; "Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. I''; *Phys. Rev.* 95(1954)1628–1634; "Two-Nucleon Problem When the Potential Is Nonlocal but Separable. II''; *Phys. Rev.* 95 (1954) 1635–1643.
- 22. Y. Akaishi, Khin Swe Myint and T. Yamazaki; "Kaonic nuclear systems  $\overline{KN}$  and  $\overline{KNN}$  as decaying states"; *Proc. Jpn. Acad. Ser.* B **84** (2008) 264–273.
- 23. C. Patrignani et al.; "Particle Data Group"; Chin. Phys. C, 40 (2016) and 2017 update 100001.
- 24. G. Agakishiev *et al.*; "Baryonic resonances close to the  $\overline{KN}$  threshold: The case of  $\Sigma(1405)^+$ in *pp* collisions''; *Phys. Rev.* C **85** (2012) 035203–1–11; "Baryonic resonances close to the  $\overline{KN}$  threshold: The case of  $\Lambda(1405)$  in *pp* collisions''; *Phys. Rev.* C **87** (2013) 025201–1–6.