



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

بررسی برهم‌کنش قوی هسته‌ای در سیستم‌های K^-pn ، K^-ppn ، K^-pppn و K^-ppppn

محبوبه جعفری شاهبوند، مریم حسنونند

اصفهان، دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده فیزیک

چکیده:

اتم‌های هادرونی یک آزمایشگاه منحصر به فرد برای مطالعه برهم‌کنش قوی هسته‌ای فراهم می‌آورند. با حل معادله کلین-گوردن به روش نومیروف و استفاده از پتانسیل اپتیکی که توصیف کننده برهم‌کنش قوی هادرون با هسته می‌باشد و پتانسیل کولنی که نشان دهنده برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین هادرون و پروتون‌های هسته است، حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای کائون در هسته‌های pn ، ppn و $ppppn$ محاسبه شد، و نشان دادیم که با افزایش تعداد پروتون‌ها در این سیستم‌ها، انرژی بستگی حالت‌های مقید هسته‌ای، که از برهم‌کنش قوی کائون با هسته ناشی می‌شود، کاهش می‌یابد.

مقدمه

بررسی برهم‌کنش قوی انگیزه اصلی مطالعه اتم‌های اگزوتیک بوده است، که این مورد در واقع مهم‌ترین کاربرد این اتم‌ها می‌باشد و در زمینه فیزیک هسته‌ای شگفت‌قرار دارد [۱]. در صورت توقف کائون در ماده به دلیلی منفی بودن بار کائون و جرم زیاد آن نسبت به الکترون، می‌تواند جایگزین الکترون‌های اتمی در ماده شود و یک اتم کائونی شکل بگیرد. پس از وانگیختگی کائون با گذارهای الکترومغناطیسی متوالی به ترازهای اتمی پایین‌تر، الکترون اوژه و پرتوهای X گسیل می‌شود تا زمانی که در حالتی با پایین‌ترین عدد کوانتومی اصلی n قرار گیرد، در این حالت اثر الکترون‌های اتمی کاملاً قابل چشم‌پوشی می‌گردد و اتم کائونی ساختار بسیار ساده شبه هیدروژنی را به خود می‌گیرد [۲]. به دلیل کوچک بودن شعاع بور این اتم‌ها نسبت به اتم‌های معمولی، هم‌پوشانی قابل ملاحظه‌ای از تابع موج ذره با هسته ایجاد می‌شود و اگر ذره یک هادرون باشد علاوه بر برهم‌کنش الکترومغناطیسی برهم‌کنش قوی نیز با هسته خواهد داشت. این برهم‌کنش علاوه بر جابه‌جا کردن حالت‌های اتمی نسبت به حالت الکترومغناطیسی خالص، به دلیل امکان جذب ذره توسط هسته موجب پهن شدگی آن‌ها نیز خواهد شد. طیف‌نگاری دقیق پرتوهای X اتم‌های کائونی یک امکان منحصر به فرد برای اندازه‌گیری دقیق برهم‌کنش قوی



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

کائون-هسته فراهم می‌آورد، که با اندازه‌گیری پهنا و جابه‌جایی پرتوهای X ناشی از برهم‌کنش قوی این کار را انجام می‌دهند [۲]. با اندازه‌گیری این دو کمیت می‌توان بعضی از مدل‌های پدیده‌شناسی را مورد آزمون قرار داد [۳].

پس از جذب کائون توسط هسته، حالت‌های هسته‌ای تشکیل می‌شود که بسیار عمیق‌تر و پهن‌تر از ترازهای اتمی هستند. این ترازها به دلیل برهم‌کنش قوی هادرون با هسته به وجود آمده‌اند و در غیاب این برهم‌کنش وجود نخواهند داشت [۴]. با توجه به نتایج تجربی و تحلیل‌های انجام شده پس از جذب کائون در هسته یک حالت شبه مقید (A^*) تشکیل می‌شود، سپس کائون در محیط هسته نفوذ پیدا می‌کند و پس از برهم‌کنش با دیگر نوکلئون‌ها، حالت‌های مقید هسته‌ای را تشکیل می‌دهد [۵].

آزمایش‌های بسیاری به منظور مطالعه اتم‌های اگزوتیک شکل گرفته است. اکنون مطالعه اتم‌های کائونی یکی از فعالیت‌های اصلی در شتاب‌دهنده‌های DAΦNE در Frascati ایتالیا و KEK در ژاپن است [۶].

روش کار

به صورت تحلیلی با حل معادله کلین-گوردن و استفاده از پتانسیل اپتیکی و کولنی، می‌توان به محاسبه ترازهای انرژی، پهنا و جابه‌جایی آن‌ها پرداخت. در این مقاله به محاسبه حالت‌های بسیار مقید ناشی شده از برهم‌کنش قوی کائون با هسته، در هسته‌های pn، ppn، pppn و ppppn می‌پردازیم. قابل بیان است که هسته‌های ppppn و pppppn در حالت عادی نامقیدند و حضور کائون در آن‌ها، سبب تشکیل سیستم‌های مقید می‌شود. با بررسی این سیستم‌ها تاثیر افزایش پروتون‌ها در تغییر انرژی حالت مقید و پهناي آن، که از برهم‌کنش قوی ناشی می‌شوند را مورد بررسی قرار می‌دهیم. برای توصیف برهم‌کنش قوی بین کائون و هسته‌های پتانسیل اپتیکی پدیده‌شناختی فریدمن [۷] استفاده می‌کنیم که برای هسته‌های سبک با معادله (۱) داده می‌شود:

$$2\mu V_{opt} = -4\pi \left(1 + \left(\frac{A-1}{A}\right) \frac{\mu}{M}\right) [b_0 + B_0 \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)^\alpha] \rho(r) \quad (1) \quad \rho_0 = 0,16$$

هسته‌ای است. $B_0 = [(1,62 \pm 0,04) + b_0 = (-,15 + 0,62i) fm, \alpha = 0,273 \pm 0,018$ و $(-0,028 \pm 0,009)i] fm$ از بهترین برازش‌ها حاصل شده‌اند، μ جرم کاهش‌یافته کائون-هسته و M جرم نوکلئون می‌باشد. $\rho(r)$ چگالی ناحیه هسته‌ای و A عدد جرمی هسته مورد نظر است.

چگالی هسته‌ای عنصر اصلی پتانسیل اپتیکی است. مدلی که اینجا برای محاسبه چگالی به کار برده‌ایم از حل معادله شرودینگر برای یک سیستم چند ذره‌ای (برحسب تعداد نوکلئون‌های هسته) به دست می‌آید، به این صورت



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳، دانشگاه اصفهان

که هسته را به صورت یک سیستم با چند ذره یکسان (نوکلئون‌ها) و فاقد اسپین، با مختصات I_1, I_2, I_3 و ... و مرکز جرم R در نظر می‌گیریم. طبق مدل پوسته‌ای، هرکدام از نوکلئون‌ها را داخل پتانسیل مؤثر نوسانگر هماهنگ فرض می‌کنیم. معادله شرودینگر و تابع موج چنین سیستمی به صورت رابطه (۲) می‌باشد:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \right]$$

تابع موج این سیستم برحسب مختصات مرکز جرم و مکان ذرات به صورت زیر می‌باشد:

با استفاده از مختصات ژاکوبی، تابع موج یک نوکلئون در حضور سایر نوکلئون‌ها را به دست می‌آوریم، و با نرمالیزه کردن و به توان دو رساندن آن، چگالی یک نوکلئون در حضور سایر نوکلئون‌ها حاصل می‌شود، که به صورت رابطه (۴) می‌باشد و اگر آن را در تعداد پروتون‌ها ضرب کنیم، چگالی بار، و اگر در تعداد نوترون‌ها ضرب کنیم، چگالی نوترونی هسته به دست می‌آید [۸].

r_{rms} شعاع ریشه میانگین مربعی هسته است که با استفاده از رابطه $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ با $R_0 = 1/2 \text{ fm}$ آن را محاسبه کردیم. برهم‌کنش بین کائون و هسته را به صورت یک برهم‌کنش دوجسمی در نظر می‌گیریم و با حل معادله کلین-گوردن که به صورت رابطه (۵) می‌باشد [۲]، با روش عددی نومیروف [۹]، به محاسبه حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای ناشی شده از برهم‌کنش قوی کائون با هسته، می‌پردازیم.

که در این رابطه μ جرم کاهش یافته کائون-هسته، V_c پتانسیل کولنی که برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین کائون و هسته را نشان می‌دهد و شامل پتانسیل گریز از مرکز می‌باشد و V_{opt} پتانسیل اپتیکی ناشی از برهم‌کنش کائون-هسته است. با حل این معادله تابع موج ذره $\psi(r)$ و انرژی حالت مقید E ، که دارای دوبخش حقیقی و موهومی است، به دست می‌آید. قسمت حقیقی آن مجموع انرژی بستگی و جرم سکون کائون، و قسمت موهومی آن نیم‌پهنای انرژی تراز مورد نظر را به دست می‌دهد.



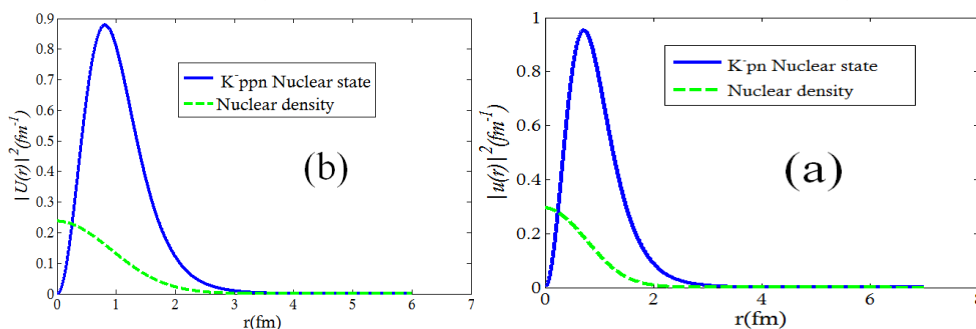
بیست و یکمین کنفرانس هشتاد و یکم ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ و دانشگاه اصفهان

برای اجرای روش محاسباتی خود، به دلیل حجم زیاد محاسبات، زبان برنامه نویسی فورترا را به کار بردیم. به منظور کسب اطمینان از صحت و دقت روش محاسباتی، از آن برای محاسبه انرژی بستگی دوترون، که نتایج تجربی مقدار آن را برابر $2,224\text{MeV}$ - گزارش کرده‌اند، استفاده کردیم و با استفاده از این روش نیز مقدار $2,224\text{MeV}$ - حاصل شد. تطابق کافی بین این نتایج، اطمینان کافی را برای ادامه محاسباتمان فراهم نمود.

نتایج

با حل معادله کلین-گوردن برای برهم‌کنش دوجسمی کائون-هسته، به محاسبه حالت‌های بسیار مقید هسته‌ای کائون در هسته‌های ppn , ppn , $pppn$ و $ppppn$ پرداختیم، برای این کار ابتدا چگالی بار و ماده هسته را با استفاده از رابطه (۴) به دست آوردیم، و به کمک آن‌ها، پتانسیل اپتیکیو پتانسیل کولنی سیستم را محاسبه کردیم. برای سیستم K^-pn یک تراز هسته‌ای با انرژی بستگی $161,06\text{MeV}$ - و پهنای $159,82\text{MeV}$ را محاسبه کردیم. سپس به بررسی سیستم K^-ppn پرداختیم. برای این سیستم نیز یک تراز هسته‌ای با انرژی بستگی $136,4\text{MeV}$ - و پهنای $137,6\text{MeV}$ محاسبه کردیم. در شکل (۱) (a) و (b) این دو نمودار را نمایش داده‌ایم.



شکل ۱- (a) تراز هسته‌ای محاسبه شده برای K^-pn و (b) تراز هسته‌ای محاسبه شده برای K^-ppn در مقاله حاضر. در هر دو نمودار چگالی ماده هسته‌ای با خط چین نشان داده شده است. که بر حسب fm^{-3} است.

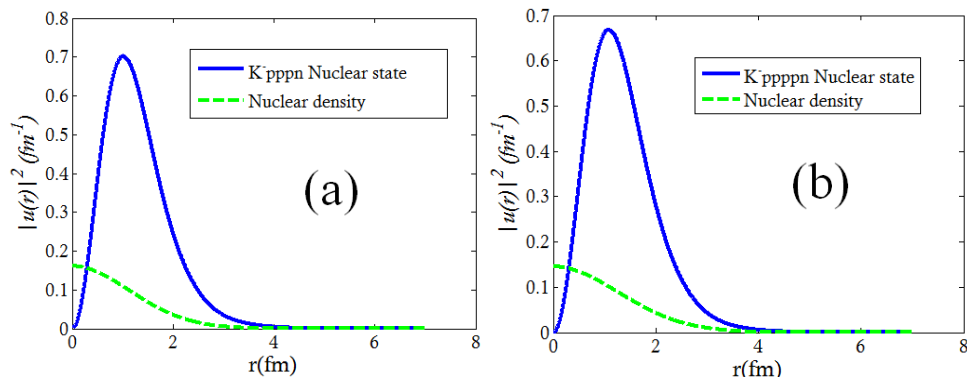
در آخر به محاسبه حالت‌های مقید هسته‌ای کائون در دو هسته نامقید $pppn$ و $ppppn$ پرداختیم. حضور کائون در این سیستم‌ها باعث ایجاد یک حالت مقید هسته‌ای می‌شود. انرژی بستگی و پهنای این حالت مقید برای سیستم $pppn$ به ترتیب برابر 95MeV - و 91MeV و برای سیستم $ppppn$ به ترتیب برابر 85MeV - و 86MeV محاسبه کردیم، نمودارهای مربوط به این ترازا را به ترتیب در شکل‌های (۲) (a)



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۸ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

و (b) نشان داده‌ایم. همان طور که مشاهده می‌شود این چهار تراز در ناحیه هسته‌ای قرار دارند به همین دلیل از نوع ترازهای هسته‌ای می‌باشند.



شکل ۲- (a) تراز هسته‌ای محاسبه شده برای K^-pppn و (b) تراز هسته‌ای محاسبه شده برای K^-ppppn در مقاله حاضر. در هر دو نمودار چگالی ماده هسته‌ای با خط چین نشان داده شده است. که برحسب fm^{-3} است.

در جدول (۱) نتایج مربوط به انرژی بستگی و پهنای ترازهای محاسبه شده در این کار، همراه با نتایجی که توسط یامازاکی و همکاران [۱۰] برای این سیستم‌ها، به روش وردشی حاصل شده است را ارائه داده‌ایم. جدول (۱) نتایج مربوط به انرژی بستگی و پهنای ترازهای محاسبه شده در این کار، همراه با نتایج یامازاکی و همکارانش.

	<i>This work</i>		<i>Yamazaki et al [10]</i>	
	<i>Binding energy(MeV)</i>	<i>Width(MeV)</i>	<i>Binding energy(MeV)</i>	<i>Width(MeV)</i>
	۱۶۱,۰۶-	۱۵۹,۸۲	-	-
	۱۳۶,۴-	۱۴۳,۶	۱۱۸-	۲۱
	-۹۵	۹۱	۱۱۳-	۲۶
	-۸۵	۸۶	-	-

بحث و نتیجه‌گیری با این محاسبات نشان دادیم که کائون درهسته‌های pn, pppn, و pppppn تنها یک حالت مقید هسته‌ای ۱۵۹ ۸۲ تشکیل می‌دهد که این حالت‌ها انرژی بستگی و پهنای نسبتاً زیادی دارند بنابراین طول عمر کوتاهی خواهند داشت و این امر ممکن است آشکار سازی آن‌ها را با مشکل مواجه کند. همان‌طور که در



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

جدول (۱) مشاهده می‌شود با افزایش تعداد پروتون‌ها انرژی بستگی در این سیستم‌ها کاهش می‌یابد که این امر می‌تواند به دلیل افزایش دافعه کولنی ناشی از پروتون‌ها با یکدیگر و با کائون باشد. لازم به ذکر است که یا مازاکی و همکارانش نیز تنها یک تراز هسته‌ای برای این سیستم‌ها پیش‌بینی کرده‌اند، که به دلیل متفاوت بودن روش‌های محاسبه، نتایج متفاوت با این کار به دست آورده‌اند و به دلیل فقدان نتایج تجربی دقیق، نمی‌توان در مورد دقت این نتایج اظهار نظر نمود. اثبات حضور کائون در یک حالت مقید هسته‌ای در این سیستم‌ها مسأله‌ای حائز اهمیت است که می‌تواند انگیزه تلاش برای ثبت تجربی این حالت‌ها را افزایش دهد.

مراجع

- [1] Ryugo, S. Hayano ., “Kaonic Atom and Nuclei”, International Workshop on Ciral Symmetry in Hadrons and Nuclei, CP1322 , 2010.
- [2] Batty, C. J., Friedman, E. and Gal, A., “Strong interactions physics from hadronic atoms”, Phys. Rep, 287 385, 1997.
- [3] Barret, R. C. and. Deloff. D., “Strong Intraction effects in Kaonic Deuterium”, Phys. Rev C. 60025201, 1999,
- [4] Baca, A., García-Recio, C. and Nieves, J., “Deeply bound levels in kaonic atoms”, Nuclear Physics A, 673 335, 2000.
- [5] Dalitz, R. H. and Deloff, A., “The shap and parameters of (1405) resonance”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17 289, 1991.
- [6] Sirghi, D. L., “Kaon-nucleon/nuclei interaction studies by kaonic atoms measurements: the SIDDHARTA experiment at DAFNE”, Phys. Rev. Lett., 84 3173, .2000,
- [7] Friedman, E. and. Gal, A., “In-medium nuclear interaction of low-energy hadrons”, phys. Rep., 452 89, 2007.
- [8] Akaishi, Y., “Cluster models and other topics ”, International review of nuclear physics 4, 1986.
- [9] Krell, M. And Ericson, T. E. O., “the bound-state solution of wave equation for real or complex eigenvalues”, Computational Physics, 3, 202, 1968, [10] Yamazaki, Y. Aand, et al., “Invariant-Mass Spectroscopy for Condensed Single- and Double- \bar{K} Nuclear Clusters to be Formed as Residues in Relativistic Heavy-Ion Collisions”. arXiv:nuclth/0310085v1 30, Oct 2003.