

تعیین پتانسیل هسته-هسته‌ای بر اساس پدیده رنگین کمان هسته‌ای

عبدالمجید، ایزدپناه*؛ وحید، زنگانه؛ سکینه، رحمانی‌منش

دانشگاه گلستان، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده

پدیده رنگین کمان هسته‌ای و کاربرد آن برای به دست آوردن پتانسیل هسته-هسته‌ای معرفی شده است. با توجه به این پدیده و با تشکیل سیستماتیک‌های مکان‌های کمینه‌های ایری، رابطه پاشندگی انتگرال‌های حجمی بخش‌های حقیقی و موهومی محاسبه شده و بستگی مکان‌های کمینه‌های ایری به جرم کاهیده هسته‌های برهم‌کنش‌گر مناسب‌ترین پتانسیل برای انرژی‌های مختلف به دست آورده شده است.

کلیدواژه: رنگین کمان هسته‌ای، رابطه پاشندگی، کمینه‌های ایری.

مقدمه

ماهیت رهیافت پتانسیلی عبارتست از این که دستگاهی با دو هسته برهم‌کنش‌گر با انرژی معین در کانال کشسان، با تابع موج مدلی توصیف می‌شود که از حل معادله تک ذره‌ای شرودینگر با پتانسیل موثر به دست می‌آید. مسئله اصلی رهیافت پتانسیلی ساختن پتانسیل موثر بر اساس نمایش‌های مدلی و داده‌های تجربی مربوط به برهم‌کنش هسته-هسته‌ای است. پتانسیل موثر را می‌توان به شکل حاصل جمع دو بخش نمایش داد [۱]:

$$U = V_F + \Delta U \quad (1)$$

اولین جمله که وابسته به انرژی نیست، مولفه "استاتیکی" نامیده می‌شود و برهم‌کنش هسته را در حالت پایه‌اش نشان می‌دهد. دومین جمله شامل اطلاعاتی درباره همه کانال‌های ناکشسان ممکن، به علاوه کانال‌های با بازتوزیع ذرات، تلاشی و آمیزش این هسته‌ها می‌باشد که به "پتانسیل قطبش دینامیکی" موسوم است. مهم‌ترین ویژگی‌های پتانسیل موثر عبارتند از: غیرمکانی بودن، مختلط بودن و بستگی به انرژی.

ویژگی‌های تحلیلی پتانسیل موثر، مانند تابع مختلط انرژی، که با اصل علیت محدود می‌شوند، نقش مهمی را بازی می‌کنند. این ویژگی‌ها منجر به رابطه پاشندگی بین بخش‌های حقیقی و موهومی پتانسیل قطبیده دینامیکی می‌شوند که شکل زیر را خواهد داشت

$$V_p(r, r', E) = \frac{1}{\pi} P \int dE' \frac{W(r, r', E')}{E - E'} \quad (2)$$

که در آن V_p و W به ترتیب بخش حقیقی و موهومی پتانسیل قطبش دینامیکی است.

یکی از رهیافت‌های اصلی حل مسئله ساخت پتانسیل هسته-هسته‌ای، رهیافت پدیده‌شناختی می‌باشد. در رهیافت پدیده‌شناختی، کل پتانسیل موثر بوسیله تابع مکانی مختلط فاصله بین مراکز جرم هسته‌ها به کمک

پارامتری کردن‌های مختلف مدل‌سازی می‌شود. پارامترها به روش تنظیم کردن آنها برای بازتولید و برازش بر داده‌های تجربی به دست می‌آیند. معمولاً تابع پتانسیل وود-ساکسونی و مشتقات آن بکار می‌رود:

$$U(r) = -Vf(x_V) - iWf(x_W) + i4W_D \frac{df(x_D)}{dx_D} + V_C(r) \quad (3)$$

که در آن $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$ و $x_i = (r - R_i)/a_i$ ($i = V, W, D$) است.

پتانسیل کولنی $V_C(r)$ حاکم بر واکنش، با پتانسیل برهم‌کنش بار نقطه‌ای $Z_a Z_A e$ با کره باردار یکنواخت با بار $Z_A e$ و شعاع R_C زیر شبیه‌سازی می‌شود

$$V_C(r) = \frac{Z_a Z_A e^2}{r}, \quad r \geq R_C \quad (4)$$

$$= \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), \quad r \leq R_C$$

پارامترهای شعاع‌های R_i مولفه‌های متناظر پتانسیل معمولاً به وسیله پارامترهای شعاع‌های کاهیده r_i و جرم‌های هسته‌های برخوردکننده تعیین می‌شوند:

$$R_i = r_i \cdot \left(a^{\frac{1}{3}} + A^{\frac{1}{3}} \right) \quad (5)$$

پارامترهای قدرت ("عمق‌های پتانسیل") و همچنین پارامترهای هندسی (شعاع‌ها و پنخ‌شدگی‌ها) a_i و r_i به وسیله تحلیل توزیع‌های زاویه‌ای تجربی پراکندگی کشسان به کمک روش χ^2 به دست می‌آیند.

رهیافت پدیده‌شناختی مزیت مسلم سادگی و راحتی در کاربردهای عملی را دارد. با وجود این، مشکل اساسی این رهیافت عدم یقین در تعیین پارامترهای مورد جستجو در تحلیل داده‌ها می‌باشد. در این رابطه پدیده‌ای که نخستین بار در پراکندگی کشسان ذرات آلفا در بازه انرژی بیشتر از ۱۰ MeV بر نوکلئون دیده شد و نام "رنگین کمان هسته‌ای" به خود گرفت، اعتبار زیادی پیدا کرد [۱]. اثرات رنگین‌کمانی در شرایط "جذب ناکامل" پدیدار می‌شود. طرح ایده‌آلی مشخصه برای سطح مقطع دیفرانسیلی در این حالت عبارتست از وجود چندین نوسان تناوبی پراش فرانهوفری، سپس یک یا دو (به ندرت سه) قله پهن که به صورت اولین و دومین (سومین) رنگین‌کمان تفسیر می‌شود، و بعد از اینها افت نمایی سطح مقطع. تجزیه دامنه پراکندگی به مولفه‌های "نزدیک" و "دور" برای تحقیق این فرایند مفید است. با تجزیه دامنه پراکندگی به امواج جزئی، سری توانی لژاندر ظاهر می‌شود. سری توانی لژاندر به نوبه خود ممکن است به صورت مجموع دو مولفه نشان داده شود

$$P_L^m(\cos \theta) = Q_{Lm}^{(-)}(\cos \theta) + Q_{Lm}^{(+)}(\cos \theta) \quad (6)$$

در این صورت دامنه پراکندگی به دو مولفه تجزیه می‌شود $f(\theta) = f^{(-)}(\theta) + f^{(+)}(\theta)$. مولفه $f^{(-)}(\theta)$ به پراکندگی در زوایای منفی مسیری مربوط می‌باشد که از کناره "دور" پراکنده می‌گذرد، بنابراین آن را دامنه دور می‌نامند و با $f^{(+)}(\theta)$ نمایش می‌دهند. به همین ترتیب $f^{(+)}(\theta)$ پاسخگوی پراکندگی در زوایای مثبت مسیری،

که از کناره نزدیک پراکننده می‌گذرد، می‌باشد و دامنه نزدیک نامیده می‌شود، f_N . بنابراین دامنه کل به صورت تداخل مولفه‌های نزدیک و دور نشان داده می‌شود. جایی که اندازه این مولفه‌ها قابل مقایسه می‌شوند، در سطح مقطع الگوی پراش نوسان فرانهوفری ایجاد می‌شود.

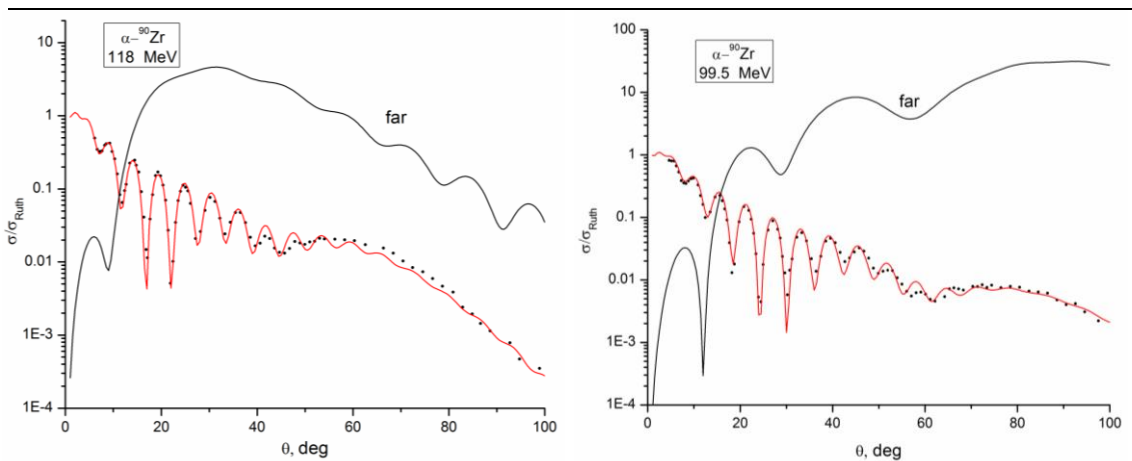
در تقریب نیمه کلاسیکی، اگر از جذب چشم‌پوشی شود، نزدیک زاویه رنگین کمان هسته‌ای، دامنه دور و سطح مقطع را می‌توان در مقایسه با تابع ایری $Ai(z)$ بیان کرد [۱]:

$$d\sigma(\theta) \approx \frac{2\pi L_r \eta_{L_r}^2}{K^2 \sin \theta} \left[\frac{2}{\Theta''(L_r)} \right]^{2/3} [Ai(z)]^2 d\Omega, \quad z = \frac{|\theta| - |\Theta_r^{(N)}|}{\left[\frac{1}{2} \Theta''(L_r) \right]^{1/3}} \quad (V)$$

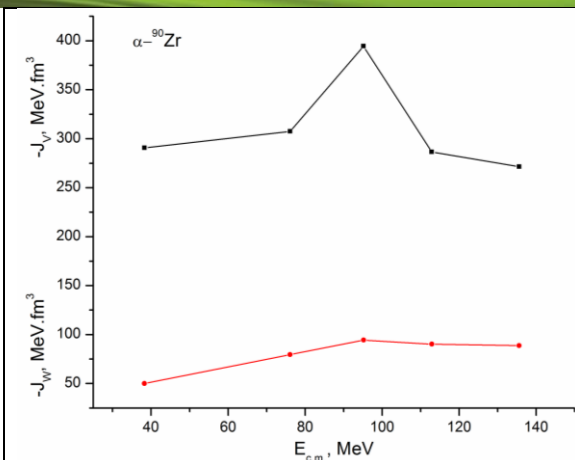
در زوایای پراکندگی کمتر از زاویه رنگین کمان، تابع ایری شکل نوسانی دارد. قله در منفی‌ترین زاویه، یعنی در نزدیک‌ترین زاویه به زاویه رنگین کمان، مطابق با نخستین رنگین کمان است. اکسترم‌های بعدی مربوط به قله‌های رنگین کمان بعدی می‌باشند. در زوایای بزرگتر از زاویه رنگین کمان، تابع ایری شکل افت نمایی دارد. در حقیقت در غیاب جذب (که دامنه مربوط به مولفه نزدیک سرکوب می‌شود) اکسترم‌های ایری در توزیع زاویه‌ای تحلیل‌رفته و هموار می‌شوند. در این حال، در این ناحیه از زوایا مولفه دور غالب می‌شود. بنابراین یکی از راه‌هایی که اجازه تفسیر توزیع زاویه‌ای را به‌عنوان پراکندگی هسته‌ای می‌دهد، بررسی مولفه دور پراکندگی در غیاب جذب می‌باشد که در این حالت این مولفه باید الگوی ایری را نشان دهد. با افزایش انرژی اکسترم‌ها به سمت مقادیر کوچک زوایای پراکندگی نقل مکان می‌کنند، چنان‌که در بعضی مقادیر انرژی حتی بیشینه رنگین کمانی اول نیز ممکن است در ناحیه پراش فرانهوفری "ناپدید" شود. در انرژی‌های به اندازه کافی کم (کمتر از ۱۰ MeV بر نوکلئون) اولین رنگین کمان ممکن است به ناحیه غیر فیزیکی برود و اکسترم ایری مشاهده‌شده دومین رنگین کمان باشند. به ظاهر با استفاده از پدیده رنگین کمان هسته‌ای می‌توان بر عدم‌یقین‌های گفته‌شده در بالا فایق آمد، اما در شرایط پراکندگی رنگین کمانی عدم‌یقین‌های دیگری نیز ممکن است ظاهر شوند که مشخصه‌هایی برای چنین فرایندهایی می‌باشد، مانند عدم‌یقین در مکان رنگین کمان یا عدم‌یقین ایری. بنابراین یکی از جهت‌گیری‌های مهم تکامل رهیافت پتانسیلی، جستجوی روش‌های حل عدم‌یقین‌ها بر اساس اطلاعات فیزیکی در تحلیل داده‌ها می‌باشد. در کارهای اخیر روشی برپایه ساخت سیستماتیک انرژی مکان‌های اکسترم‌های ایری در توزیع‌های زاویه‌ای تجربی پیشنهاد و آزمایش شد. نشان داده شد که چنین سیستماتیکی از قانون بستگی عکس به انرژی در دستگاه مرکز جرم پیروی می‌کند [۱]. این موضوع کمک شایانی به حل عدم‌یقین ایری می‌کند و اجازه می‌دهد که پارامترهای پتانسیل اپتیکی پدیده‌شناختی را در تحلیل پراکندگی کشسان رنگین کمانی به طور یکتا تعیین کرد. همچنین بستگی انرژی انتگرال‌های حجمی بخش‌های حقیقی و موهومی پتانسیل به‌دست آمده، و نشان داده شده است که رفتار بخش‌های مختلف پتانسیل اپتیکی بگونه‌ای است که در انرژی زیر سد پتانسیل در حالی که بخش موهومی بشدت افت می‌کند، بخش حقیقی یک بیشینه ناقوسی شکل دارد [۲]. علاوه بر این، کارهای اخیر گنچاروف و ایزدپناه نشان داد که مکان‌های اکسترم‌های ایری بستگی به جرم کاهیده هسته‌های برخورد کننده به صورت توان دوم دارد [۳ و ۴]. این ویژگی‌ها ما را در راه انتخاب مجموعه پارامترهای پتانسیل و دوری از عدم تعیین ایری کمک می‌کنند.

تجزیل پراکندگی کشسان α - ^{90}Zr بر اساس پدیده رنگین کمان هسته‌ای

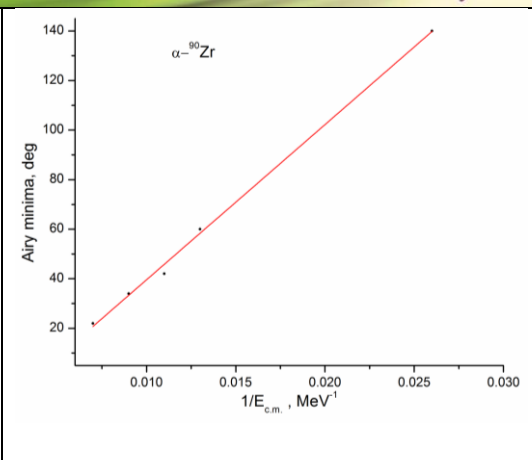
تجزیل پراکندگی کشسان پنج مجموعه داده‌های تجربی دستگاه α - ^{90}Zr در بازه انرژی آزمایشگاهی ۱۴۱-۴۰ MeV به کمک کد جستجوی SPI-GENOA انجام شده است. در شکل (۱) سطح مقطع‌های دیفرانسیلی تجربی و محاسبه شده پراکندگی کشسان α - ^{90}Zr در انرژی‌های ۱۱۸ MeV و ۹۹.۵ MeV بر حسب سطح مقطع رادرفورد نشان داده شده است که نشان‌دهنده برازش قابل قبول بر داده‌های تجربی می‌باشد. برای به دست آوردن و تعیین یکتای پارامترهای تابع وود-ساکسون، سیستماتیک‌های مکان‌های کمینه‌های ایری (شکل ۲)، تجزیه پاشندگی انتگرال‌های حجمی حقیقی و موهومی پتانسیل (شکل ۳) و بستگی مکان کمینه‌های ایری به جرم کاهیده هسته‌های برهم‌کنش‌گر (شکل ۴) بر اساس نمودار به دست آمده توسط گنچاروف و ایزدپناه، ساخته شده‌اند. بستگی مستقیم مکان‌های کمینه‌های ایری با عکس انرژی در چارچوب مرکز جرم به روشنی دیده می‌شود. ستاره‌ها نقاط محاسبه شده در تجزیه پراکندگی توسط ما می‌باشند که تطابق قابل قبولی را نشان می‌دهند. همچنین تغییرات انتگرال‌های حجمی بدست آمده، تاییدکننده الگوی پاشندگی بیان شده در بالا می‌باشد. پارامترهای بدست آمده همراه با مشخصه‌های انتگرالی و مقادیر χ^2/N_{σ} تعداد نقاط تجربی در هر انرژی مورد بررسی می‌باشد) برای هر مجموعه داده انرژی هسته فرودی در جدول (۱) آورده شده است. در شکل ۵، به عنوان مثال، برای انرژی آزمایشگاهی ۱۱۸ MeV هسته فرودی، بستگی شعاعی بخش‌های حقیقی کل $V(r)$ و موهومی کل $W(r)$ محاسبه شده، نشان داده شده است.



شکل ۱: سطح مقطع‌های دیفرانسیلی تجربی و محاسبه شده پراکندگی کشسان α - ^{90}Zr در انرژی‌های ذره فرودی ۹۹.۵ MeV و ۱۱۸ MeV همراه نمودار دور، far، محاسبه شده.



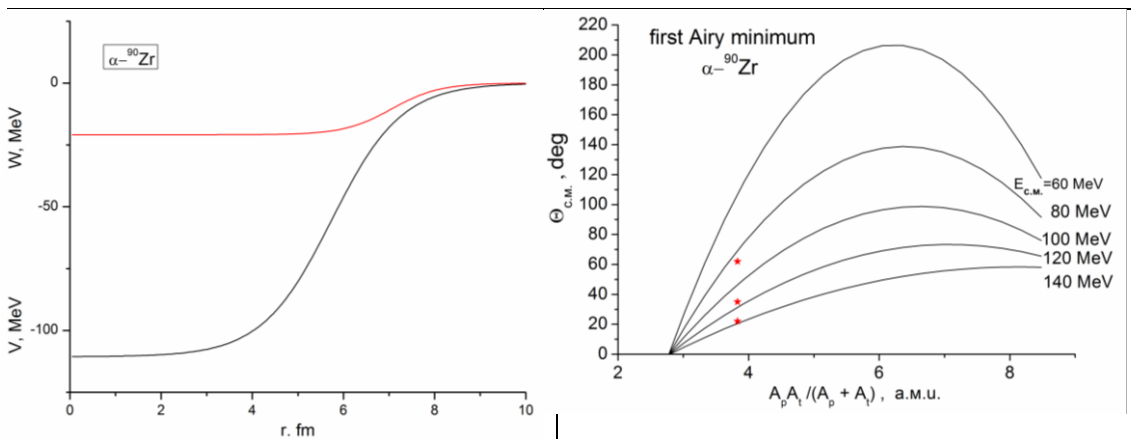
شکل ۳: تحلیل پاشندگی انتگرال‌های حجمی پراکندگی کشسان α - ^{90}Zr دستگاه



شکل ۴: مکان‌های کمینه‌های ایری برای پراکندگی کشسان α - ^{90}Zr

نتیجه گیری

"رنگین کمان هسته‌ای" پدیده بسیار مناسبی برای یافتن پتانسیل پراکندگی کشسان "یون‌های سنگین" سبک می‌باشد. بر اساس پدیده رنگین کمان هسته‌ای توصیف شده و با روش رهیافت پدیده‌شناختی تحلیل پراکندگی کشسان چهار مجموعه داده تجربی واکنش α - ^{90}Zr به کمک برنامه SPI-GENOA و به منظور یافتن پتانسیل یکتای هر انرژی انجام شد.



شکل ۵: پتانسیل‌های حقیقی و موهومی محاسبه شده برای انرژی ۱۱۸ MeV.

شکل ۶: سیستماتیک بستگی مکان کمینه‌های ایری به جرم کاهیده.

با انجام برآزش قابل قبول داده‌های تجربی و تشکیل سیستماتیک‌های مکان‌های کمینه‌های ایری، رابطه پاشندگی بین انتگرال‌های حجمی و بستگی مکان‌های کمینه‌های ایری به جرم کاهیده هسته‌های برهم‌کنش‌گر، مناسب‌ترین پارامترهای قدرت و هندسی پتانسیل وود-ساکسونی برای هر انرژی به دست آمد.

جدول ۱: پارامترهای به دست آمده از تحلیل پراکندگی کشسان $^{90}\text{Zr}-\alpha$ برای انرژی‌های مختلف.

$E_{lab.}$ (MeV)	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	$J_v(\text{MeV}\cdot\text{fm}^2)$	$J_w(\text{MeV}\cdot\text{fm}^2)$	σ (mb)	χ^2/N_σ
۴۰	۷۱٫۶	۱٫۱۴۱	۰٫۴۹۹	۱۲٫۳	۱٫۱۵۵	۰٫۲۶۱	۲۹۰٫۷	۴۹٫۹	۱۶۱۳٫۹	۱۱٫۴
۷۹٫۵	۱۳۳٫۱	۰٫۸۹۶	۰٫۸۳۷	۱۸٫۷	۱٫۱۵۳	۰٫۵۶۶	۳۰۷٫۴	۷۹٫۴	۱۹۲۹٫۷	۵٫۲
۹۹٫۵	۱۵۵٫۷	۰٫۹۵۳	۰٫۶۴۹	۲۳٫۷	۱٫۱۲۴	۰٫۶۰۸	۳۹۴٫۴	۹۴٫۳	۱۹۷۵٫۴	۵٫۷
۱۱۸	۱۱۰٫۶	۰٫۹۴۶	۰٫۷۶۵	۲۰٫۹	۱٫۱۶۳	۰٫۵۲۴	۲۸۶٫۴	۹۰٫۱	۱۹۴۵٫۵	۵٫۶
۱۴۱٫۷	۱۰۶٫۹	۰٫۹۳۶	۰٫۷۹۲	۲۱٫۵	۱٫۱۴۰	۰٫۵۹۱	۲۷۱٫۵	۸۸٫۷	۱۹۷۲٫۲	۱٫۹

مراجع

- ۱- G.R.Satchler, Direct Nuclear Reactions, Clarendon, Oxford, ۱۹۸۳.
- ۲- C.Mahaux, H.Ngo, G.R.Satchler, Causality and the Threshold Anomaly of the Nucleus-Nucleus Potential, Nucl.Phys.A ۴۴۹,p.۳۵۴, ۱۹۸۶.
- ۳- S.A.Goncharov, A.Izadpanah, Nucleus-Nucleus Potential within the Semimicroscopic Dispersive model on the Basis of a Corrected Folding-Model Potential, Physics of Atomic Nuclei, Vol.۷۰, No.۱, p.۱۸, ۲۰۰۷.
- ۴- S.A.Goncharov, A.Izadpanah, Dispersive Semimicroscopic Analysis of Nuclear-Nuclear Collisions on the Basis of a Corrected Folding-Model Potential, Physics of Atomic Nuclei, Vol.۷۰, No.۹, p.۱۴۹۱, ۲۰۰۷.