

بررسی اثر تغییر شکل و تحرکات تجمعی بر روی چگالی ترازهای انرژی هسته‌ای در سری لانتانیدها با استفاده از نظریه میکروسکوپی ابرشاره تعمیم یافته

مهدی نصری نصرآبادی* - محمد سپیانی

دانشگاه اصفهان، دانشکده علوم و فناوری های نوین، گروه مهندسی هسته ای

چکیده:

تعیین دقیق و معتبر چگالی ترازهای هسته‌ای در بسیاری از حوزه‌های فیزیک هسته‌ای و فناوری‌های مرتبط، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است و به همین دلیل تلاش‌های متعددی برای استخراج آن برای هسته‌های مختلف انجام شده است. در این تحقیق، اثر تغییر شکل و تحرکات تجمعی در برخی از هسته‌های تغییرشکل یافته سری لانتانیدها با استفاده از مدل میکروسکوپی ابرشاره تعمیم یافته MGSFM و نتایج جدیدترین روش‌های آزمایشگاهی بررسی می‌شود و نشان می‌دهیم که این داده‌های آزمایشگاهی را می‌توان بوسیله مکانیسم‌های وابستگی چگالی تراز هسته‌ای به تحرکات تجمعی که برای هسته‌هایی با تغییرشکل ایستا توسعه داده شده است، بطور قابل قبولی بازتولید نمود.

کلمات کلیدی: چگالی ترازهای هسته‌ای، هسته‌های سری لانتانیدها، اثر تغییرشکل، تحرکات تجمعی

مقدمه:

چگالی تراز هسته‌ای یکی از جالب توجه‌ترین مفاهیم در فیزیک هسته‌ای است که کاربردهای زیادی در بسیاری از حوزه‌ها و فناوری‌ها مانند تحقیقات بنیادی ساختار هسته‌ای، پزشکی هسته‌ای (تولید رادیوایزوتوپ‌های دارویی)، محاسبات آماری فیزیک راکتور، روش‌های فعال‌سازی، نظریه‌های انتقال، شیلدینگ، اخترفیزیک و کیهان‌شناسی دارد. همچنین چگالی تراز هسته‌ای بعنوان تابعی از انرژی تحرکی، نقطه آغاز استخراج تمام کمیت‌های ترمودینامیکی می‌باشد [۱]. روش‌های آزمایشگاهی و مدل‌های تئوری متعددی همزمان با پیشرفت دانش اندرکنش‌ها، نیروها، خواص و مدل‌های هسته‌ای، برای استخراج و بررسی این کمیت مطرح شدند. بسیاری از این مدل‌ها، ترازهای تحرکی را تنها به تحرکات ذاتی (ذره‌ای) مرتبط می‌کنند که در آن، انرژی تحرکی در میان تعدادی محدودی از نوکلئون‌ها توزیع می‌شود. اما نوع دیگری از تحرکات بویژه در انرژی‌های پایین وجود دارند که با تحرکات ذره‌ای توجیه نمی‌شوند بلکه این ترازها از توزیع کلی یا جزئی انرژی تحرکی روی کل مجموعه فرمیون‌ها حاصل می‌شوند، یعنی هسته بصورت یک کل می‌تواند تحریک شود. معمولاً دو نوع از این ترازهای تجمعی تاثیرگذارند. هسته می‌تواند حول شکل تعادلش ارتعاش کند و ترازهای چند قطبی ارتعاشی داشته باشد. در هسته‌های تغییر شکل یافته طیف ترازهای برانگیخته خصوصیتی را نشان می‌دهند که بصورت چرخش‌های هندسی هسته تفسیر می‌شوند و باندهای چرخشی را تشکیل می‌دهند. برای

وارد کردن اثر تغییر شکل هسته و ترازهای تجمعی چرخشی دو روش پیشنهاد شده است، روش اول استفاده از فاکتورهای افزایشنده تجمعی است که بیشتر برای مدل‌های پدیده‌شناختی استفاده می‌شود و در روش دوم که در تئوری میکروسکوپی فرمیون‌های برهم‌کنشی بکار می‌رود از تشکیل باندهای دورانی بر روی ترازهای ذاتی (برای هسته‌هایی با تقارن محوری) استفاده می‌شود. اطلاعات آزمایشگاهی چگالی تراز هسته‌ای عمدتاً از شمارش ترازهای گسسته سطح پایین در انرژی‌های بسیار پایین بدست می‌آیند. اما به تازگی یک روش آزمایشگاهی جدید توسعه یافته است که استخراج چگالی تراز هسته‌ای را روی یک بازه انرژی گسترده امکان‌پذیر می‌کند [۲،۳]. گروه اسلو یک سری از واکنش‌های $(^3He, \alpha\gamma)$ را بر روی تعدادی از لانتانیدها انجام داده است و چگالی ترازهای هسته‌ای را برای هسته‌های $^{160,161,162}Dy$ ، $^{166,167}Er$ ، $^{170,171,172}Yb$ و $^{148,149}Sm$ با استفاده از روش گاما-ذره هم‌فرودی استخراج کرده است [۴]. انتظار می‌رود که حالت پایه این هسته‌ها (بوسیله اثرات جفت شدگی) تغییر شکل یافته باشد. بنابراین از این نتایج برای بررسی اثر تغییر شکل و تحریکات تجمعی دورانی بر روی چگالی تراز استفاده می‌کنیم.

نظریه میکروسکوپی ابرشاره تعمیم یافته (فرمیون‌های برهم‌کنشی) (MGSFM) :

یکی از مهمترین برهم‌کنش‌های باقی مانده، همبستگی جفت شدگی است که توسط نظریه ابرشارگی در محاسبات میکروسکوپی وارد می‌شود. در این مورد، مسئله به انتخاب شبه ذرات BCS ، بعنوان فرمیون‌های بدون برهم‌کنش تقلیل می‌یابد، برای این کار از فرمالیسم کوانتس دوم استفاده می‌شود [۷،۸،۹،۱۱]. چگالی تراز ذاتی (ذره‌ای) در این مدل با استفاده از روش آماری تابع پارش تعمیم یافته بصورت زیر تعیین می‌شود:

$$\omega_{intr}(E_x) = \frac{e^{S(E_x)}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\det D}} \quad (1)$$

که در آن، $S(E) = \ln Z(\beta_0, \alpha_{i0}) + \beta_0 E - \alpha_{p0} Z - \alpha_{n0} N$ ، آنترپی سیستم است و $\det D$ نشان‌دهنده یک دترمینان 3×3 از مشتق‌های جزئی مرتبه دوم لگاریتم تابع پارش $\ln Z(\alpha_{i0}, \beta_0)$ نسبت به α_i, β در نقطه زینی است. در این فرمالیسم، تابع پارش بزرگ با استفاده طرح ترازهای تک ذره‌ای واقع بینانه تعیین می‌شود [۶-۹،۱۱]. برای هسته‌های با تقارن محوری، حالت‌های ذاتی بوسیله عدد کوانتومی Ω مشخص می‌شوند که تصویر کل تکانه زوایه‌ای ذاتی بر روی محور تقارن هسته‌ای را نشان می‌دهد. تصویر Ω برای یک حالت ذاتی معین از ترکیب تصاویر تمام تحریکات تک ذره‌ای جفت نشده حاصل می‌شود. چگالی حالات ذاتی یک Ω معین با یک توزیع نرمال (گاوسی شکل) بصورت زیر تقریب زده می‌شود:

$$\omega_{intr}(E_x, \Omega) = \frac{\omega_{intr}^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi\sigma_{\parallel}^2}} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2\sigma_{\parallel}^2}\right) \quad (3)$$

که در آن، $\omega_{intr}^{tot}(E_x)$ چگالی حالت ذاتی یا ذره‌ای کل است و σ_{\parallel}^2 پارامتر قطع اسپین است که پهنای توزیع اسپین را توصیف می‌کند. در محاسبات حاضر فرض می‌کنیم که هر حالت ذاتی که با $|\Omega|$ مشخص می‌شود،

یک نوار دورانی دارد که بر روی آن ساخته شده است. این نوارها مجموعه‌ای از ترازها با پاریتته یکسان هستند. اگر سهم حالت‌های با $K \neq \Omega$ کوچک باشد آنگاه ممکن است فرض کنیم $K = \Omega$ است که در آن K تصویر تکانه زاویه‌ای کل I ، روی محور تقارن هسته‌ای است. چگالی تراز برای یک I مشخص با جمع روی تمام حالات ذاتی با $|K| \leq I$ به دست می‌آید:

$$\rho(E_x, I) = \sum_{K \leq I} \omega_{intr} [E_x - E_{rot}(K, I), \Omega = K] \quad (4)$$

که در آن، $E_{rot}(K, I)$ انرژی چرخشی را نشان می‌دهد [۱۰، ۱۱]. اگر فرض کنیم که این انرژی چرخشی در مقایسه با انرژی تحریکی کل کوچک باشد معادله فوق را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\rho(E_x, I) = \frac{1}{2} \sum_{K=-I}^{K=I} \frac{\omega_{intr}^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi\sigma_{\parallel}^2(E_x)}} e^{-\frac{K^2}{2\sigma_{\parallel}^2(E_x)}} e^{-\frac{I(I+1)-K^2}{2\sigma_{\perp}^2(E_x)}}, \quad \rho_{def}(E_x) = \sum_I \rho(E_x, I) \quad (5)$$

که در آن، $\rho_{def}(E_x)$ چگالی تراز کل (با وارد شدن اثر تحریکات چرخشی) می‌باشد. پارامتر قطع اسپین σ^2 با ممان اینرسی هسته از طریق رابطه $\sigma^2 = \frac{\mathfrak{I}T}{\hbar^2}$ ارتباط دارد و بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\sigma_{\parallel}^2(E_x) = \frac{\mathfrak{I}_{\parallel}T}{\hbar^2} = \frac{1}{2} \sum_{q=n,p} \sum_k \Omega_q^k \operatorname{sech}^2\left(\frac{\beta E_q^k}{2}\right) \quad (6)$$

که در آن، $q = p, n$ پروتون‌ها و نوترون‌ها را نشان می‌دهد و β معکوس دما T است. $E_q^k = \sqrt{(\epsilon_q^k - \lambda_q)^2 + \Delta_q^2}$ انرژی شبه ذره‌ای می‌باشد. کمیت \mathfrak{I}_{\parallel} ممان اینرسی حول یک محور موازی با محور تقارن هسته‌ای است. بطور مشابه با معادله فوق، $\sigma_{\perp}^2(E_x)$ مرتبط با ممان اینرسی حول محوری عمود بر محور تقارن هسته‌ای است و از آنجایی که رابطه این ممان اینرسی عمود بر محور تقارن با ممان اینرسی جسم صلب هسته کروی بصورت $\mathfrak{I}_{\perp} = \mathfrak{I}_0(1 + \beta_2/3)$ بیان می‌شود می‌توان $\sigma_{\perp}^2(E_x)$ را بصورت $\sigma_{\perp}^2(E_x) = \sigma_{\parallel}^2(E_x)[(1 + \beta_2/3)/(1 - 2\beta_2/3)]$ در نظر گرفت [۱۴]. همبستگی‌های جفت‌شدگی در نظریه رایج BCS در تقریب G -ثابت بررسی می‌شود. معادلات BCS ، پارامتر گاف Δ_q و پتانسیل شیمیایی λ_q را بصورت تابعی از دوام (قدرت) جفت‌شدگی G_q از طریق معادلات زیر تعیین می‌کنند:

$$N_q = \sum_k \left[1 - \frac{\epsilon_q^k - \lambda_q}{E_q^k} \tanh\left(\frac{1}{2} \beta_0 E_q^k\right) \right], \quad q = n, p, \quad \frac{2}{G_q} = \sum_k \frac{1}{E_q^k} \tanh\left(\frac{1}{2} \beta E_q^k\right) \quad (7)$$

که در آن، N_q اشاره به تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها دارد.

افزاینده‌های تجمعی ارتعاشی و دورانی پدیده شناختی:

بر طبق مدل هیبریدی بوهر و ماتلسن، هر تراز تک ذره‌ای می‌تواند ابتدای دنباله ارتعاشی دیگر یا یک نوار دورانی باشد، بنابراین چگالی تراز نسبت به مدل‌های ذاتی افزایش می‌یابد [۱۰]. با استفاده از فرضیه بی‌دررو (آدیباتیک) که در آن، برانگیختگی‌های ذاتی و تجمعی مستقل از هم فرض می‌شوند:

$$\rho_{def}(E_x, J, \pi) = K_{rot}(E_x) K_{vib}(E_x) \rho_{int}(E_x, J, \pi) \quad (11)$$

از آنجایی که این ترازهای تجمعی تنها در انرژی‌های پایین تاثیر گذار هستند، اثر آنها مانند اثرات پوسته‌ای با افزایش انرژی محو می‌شوند، بنابراین این فاکتورهای افزایشنده می‌بایست در انرژی‌های بالا تعدیل شوند.

اثرات تجمعی دورانی:

یک سهم مهم برای افزایش تجمعی چگالی تراز، ناشی از تحریکات دورانی هسته است که اثر آن نه تنها قوی‌تر از اثر افزایش ارتعاشی است ($K_{vib} \sim 3$ حال آنکه $K_{rot} \sim 10-100$) بلکه شکل این افزایش چرخشی بستگی به شکل هسته نیز دارد. بسیاری از هسته‌ها در حالت پایه‌شان کم و بیش تغییر شکل یافته‌اند و فقط هسته‌های جادویی کاملاً کروی محسوب می‌شوند، بنابراین این فاکتور را عموماً می‌توان بکار برد. اساساً K_{rot} برابر با پارامتر قطع اسپین عمودی $\sigma_{\perp}^2(E_x)$ در نظر گرفته می‌شود [۱۴]. اما برای وارد کردن میرایی در این افزایشنده دورانی با افزایش انرژی، برای آن از رابطه نیمه تجربی زیر استفاده می‌کنیم [۱۵]:

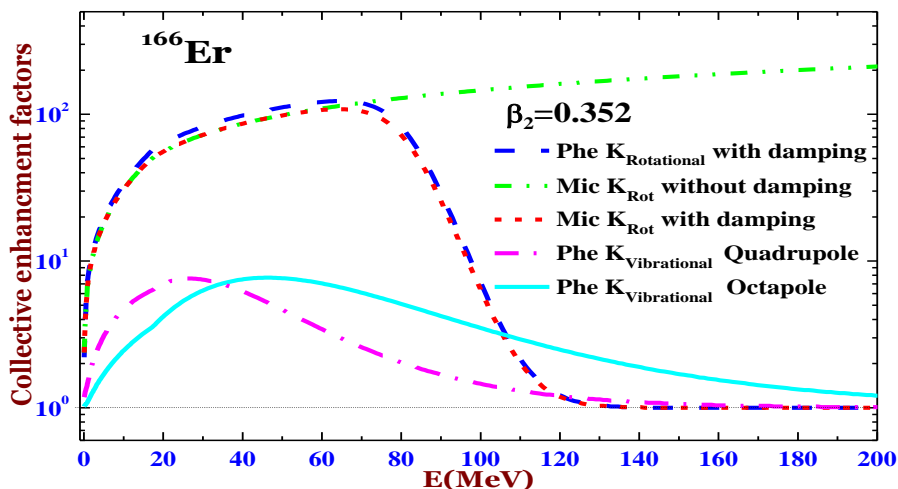
$$K_{rot} = (\sigma_{\perp}^2 - 1) / 1 + \exp((U - U_c) / d_c) \quad , \quad U_c = 120 \cdot \beta_2^2 A^{1/3} \quad , \quad d_c = 1400 \cdot \beta_2^2 / A^{2/3} \quad (16)$$

برای وارد کردن اثر میرایی افزایشنده دورانی، در رابطه میکروسکوپی $\rho_{def}(E_x) = \sum_I \rho(E_x, I)$ ابتدا فاکتور

افزاینده دورانی را از آن استخراج می‌کنیم ($K_{rot}^{mic} = \rho_{def}^{mic} / \rho_{intr}^{mic}$) سپس آن را اصلاح می‌کنیم:

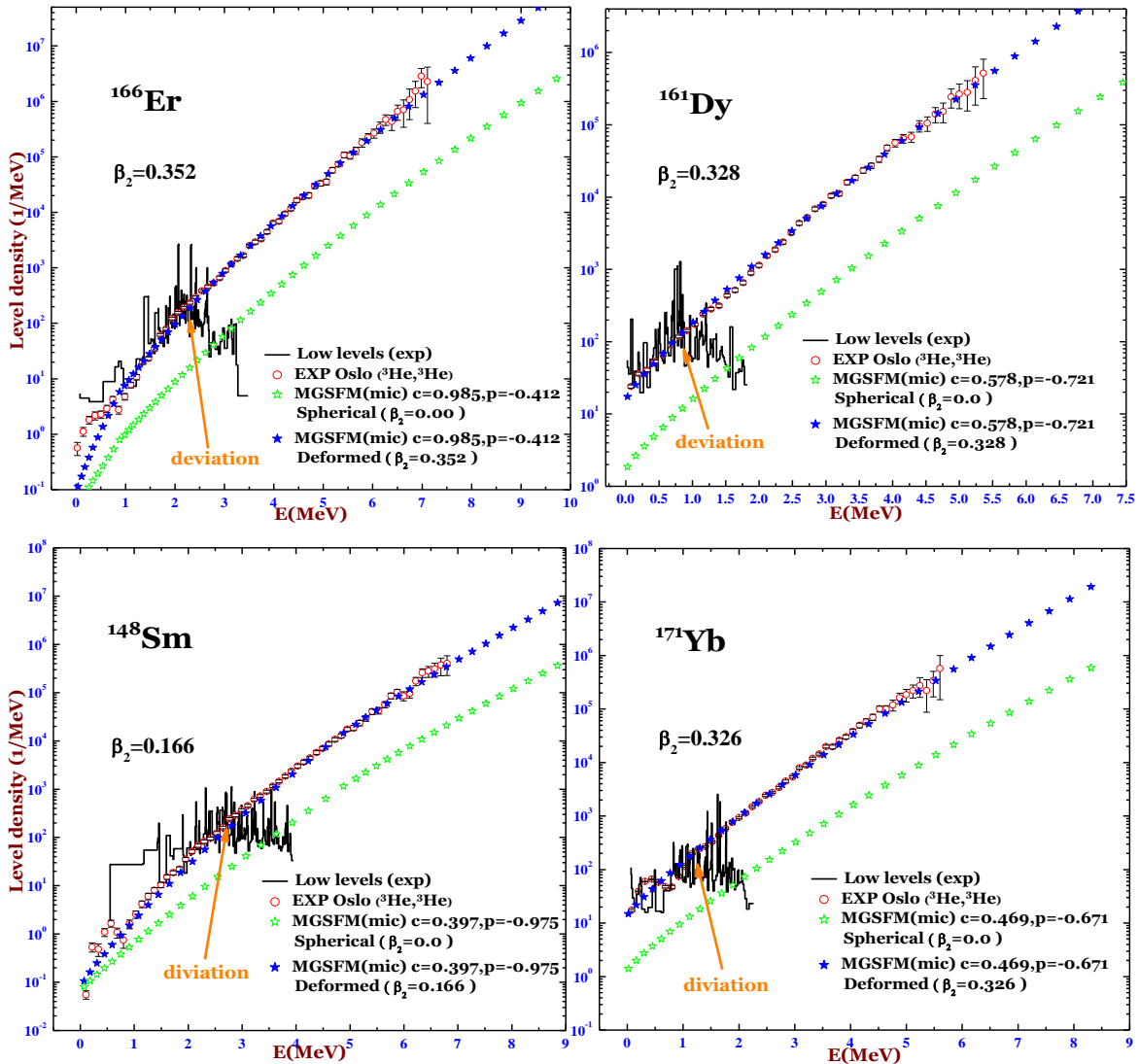
$$K_{rot,damp}^{mic} = (K_{rot}^{mic} - 1) / 1 + \exp((U - U_c) / d_c) \quad (18)$$

در شکل (۱)، نتایج حاصل از این روش‌ها برای فاکتورهای افزایشنده دورانی و ارتعاشی، برای هسته ^{166}Er مقایسه می‌شوند. این نتایج، توافق قابل قبولی را برای هر دو روش محاسبه افزایشنده‌های دورانی نشان می‌دهند.



شکل

(۱). مقایسه فاکتورهای افزایشنده تجمعی دورانی و ارتعاشی پدیده شناختی (Phe) و میکروسکوپی (Mic).



شکل (۲). مقایسه داده‌های آزمایشگاهی گروه اسلو با محاسبات روش میکروسکوپی ابرشاره تعمیم یافته همراه با اثرات تغییر شکل.

همچنین، در این مدل میکروسکوپی امکان تنظیم نتایج با داده‌های آزمایشگاهی معتبر موجود با استفاده از رابطه زیر و دو پارامتر قابل تنظیم آن (c, δ) امکان پذیر می‌شود [۱۱]:

$$\rho_{renorm}(E_x, J, \pi) = \exp[c\sqrt{E_x - \delta}] \rho_{mic}(E_x - \delta, J, \pi) \quad (19)$$

برای ثوابت جفت شدگی نیز از روابط تابعی $G_Z = 2.0A/Z^{0.7}$ ، $G_N = 2.25A/N^{0.7}$ استفاده می‌کنیم. در این تحقیق، از داده‌های آزمایشگاهی ترازهای سطح پایین هر هسته برای تنظیم این مدل استفاده می‌کنیم. در این مورد باید توجه کنیم که این ترازها تنها تا یک انرژی مشخص، کامل هستند و پس از آن به دلیل وجود ترازهای گمشده، چگالی تراز کمتری را برآورد می‌کنند.

بحث و نتیجه‌گیری:

در این بخش با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی روش گروه اسلو برای چند هسته از سری لانتانیدها که انتظار می‌رود دارای تغییرشکل‌های ایستای بزرگ در حالت پایه باشند [۱۸-۱۵، ۴] و با بکار بردن فرمالیسم میکروسکوپی و پدیده شناختی برای محاسبه اثرات تغییرشکل و تحریکات تجمعی در این هسته‌ها، چگالی ترازهای هسته‌ای آنها را استخراج می‌کنیم و در نمودارهای شکل (۲) با این داده‌ها مقایسه می‌کنیم. این نتایج انطباق قابل قبولی را با داده‌های آزمایشگاهی جدید به ازای مقادیری از پارامتر تغییرشکل β_2 که برای هر هسته بدست آورده‌ایم نشان می‌دهند. در نظریه میکروسکوپی، این تغییرشکل‌ها عمدتاً به جزئیات ساختار پوسته‌ای بستگی دارد و تغییرشکل‌هایی که در این نمودارها تعیین شده است در توافق نزدیکی با مقادیر گزارش شده می‌باشد [۵]. بنابراین می‌توان از هر دو روش برای وارد کردن اثرات تجمعی دورانی در محاسبه چگالی ترازهای هسته‌هایی با تغییر شکل ایستای کشیده (*prolate*) استفاده کرد. نتایج چنین محاسباتی تاثیر قابل توجهی در پیش بینی بسیاری از واکنش‌ها بویژه در کانال واپاشی شکافت دارد.

مراجع:

- [۱] B. Nerlo-Pomorska, et al., Acta Physica Polonica B, Vol. ۳۹ (۲۰۰۸) ۴۱۷.
- [۲] L. Henden, et al., Nucl. Phys. A ۵۸۹ (۱۹۹۵) ۲۴۹۳.
- [۳] T.S. Tveter, et al., Phys. Rev. Lett. ۷۷ (۱۹۹۶) ۲۴۰۴.
- [۴] E. Melby, et al., Phys. Rev. Lett. ۸۳(۱۹۹۹) ۳۱۵۰.
- [۵] U. Gotz, et al., Nucl. Phys. A ۱۹۲ (۱۹۷۲) ۱.
- [۶] S.G. Nilsson, Mat.-Fys. Medd. ۲۹ (۱۹۵۵) ۱۶.
- [۷] M.N. Nasrabadi, Ph.D. thesis, Shiraz University, (۲۰۰۲).
- [۸] M.N. Nasrabadi, Nucl. Phys. A ۸۳۴ (۲۰۱۰) ۱۰۳c-۱۰۶c.
- [۹] A.N. Behkami and M.N. Nasrabadi, Comm. Theo. Phys. ۳۷ (۲۰۰۲) ۴۵۷.
- [۱۰] A. Bohr, et al., Vol. ۲, Benjamin, New York, (۱۹۶۹).
- [۱۱] M. Sepiani, M.Sc. thesis, Kashan University, (۲۰۱۱).
- [۱۲] R. Capote, et al., Nucl. Data Sheets ۱۱۰ (۲۰۰۹) ۳۱۰۷.
- [۱۳] O.T. Grudzevich, et al., Proc. Nuclear Data for Science and Technology (۱۹۸۸) ۱۸۷.
- [۱۴] A.R. Junghans, et al., Nucl. Phys. A ۶۲۹ (۱۹۹۸) ۶۳۵.
- [۱۵] G. Hansen and A. S. Jensen, Nucl. Phys. A ۴۰۶ (۱۹۸۳) ۲۳۶.
- [۱۶] M. Guttormsen et al., Phys. Rev. C ۶۸ (۲۰۰۳) ۰۶۴۳۰۶.
- [۱۷] U. Agvaanluvsan et al., Phys. Rev. C ۷۰ (۲۰۰۴) ۰۵۴۶۱۱.
- [۱۸] S. Siem, et al., Phys. Rev. C ۶۵ (۲۰۰۲) ۰۴۴۳۱۸.