



مطالعه گذارهای الکترومغناطیسی ایزوتوپ‌های فرد اوزمیوم ۱۸۵-۱۸۷-۱۸۹

مریم مونسی^۱، علیرضا حق پیمان^{۱*}، سعید محمدی^۲

۱. گروه فیزیک، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، صندوق پستی: ۴۱۳-۹۱۷۳۵، مشهد - ایران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، صندوق پستی: ۴۳۳-۹۱۷۳۵، مشهد - ایران

*Email: alirezahaghpeima@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۱/۳۰ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۲/۲۶

چکیده

در این مقاله، طیف ایرست و نسبت احتمالات گذارهای الکترومغناطیسی کاهش یافته، $B(M1)/B(E2)$ ، برای ایزوتوپ‌های $^{185-187-189}\text{Os}$ با استفاده از مدل لایه‌ای تصویر شده به ترتیب تا اسپین‌های $47/2^+$ ، $33/2^+$ و $31/2^+$ محاسبه شده است. در نسبت $B(M1)/B(E2)$ افت‌های شدیدی در اسپین‌های $39/2^+$ ، $33/2^+$ و $29/2^+$ مشاهده شد که مرتبط با کاهش فرکانس دوران هسته است که می‌تواند به علت قطع شدگی باندهای سه‌شبه ذره‌ای با باندهای تک‌ذره‌ای نوترون در طیف ایرست باشد. در نهایت، مشاهده شده است به طور کلی با افزایش تعداد نوکلئون‌ها، روند افزایش نسبت گذارهای الکترومغناطیسی یکسان است و برای بار دوم فقط برای ایزوتوپ ^{189}Os بعد از اسپین $39/2^+$ فرکانس دوران و خاصیت مغناطیسی هسته زیاد می‌شود.

کلیدواژه‌ها: طیف ایرست، احتمال گذار الکترومغناطیسی کاهش یافته، مدل لایه‌ای تصویر شده

Study of Electromagnetic Transitions for Odd $^{185-187-189}\text{Osmium}$

M. Moonesi¹, A.R. Haghpeima^{*1}, S. Mohammadi²

1. Department of Physics, Mashhad Branch, Islamic Azad University, P.O.Box: 91735-413, Mashhad - Iran

2. Department of Physics, Payame Noor University, P.O.Box: 91735-433, Mashhad - Iran

Research Article

Received 18.2.2021, Accepted 16.5.2021

Abstract

In this paper, Yrast spectrum and the ratio of the electromagnetic reduced transition probability, $B(M1)/B(E2)$ has been calculated up to the spins $47/2^+$, $33/2^+$ and $31/2^+$ for $^{185-187-189}\text{Os}$ isotopes using projected shell model, respectively. In the $B(M1)/B(E2)$ ratio were observed great drops in spins $39/2^+$, $33/2^+$ and $29/2^+$ that corresponds to decreases the nuclear rotation that can be the reason of band crossing of three quasi-particles with single-particle neutron band in yrast spectra. Finally, in general, it is observed that with increasing number of nucleons, the trend of increasing the ratio of electromagnetic transitions is the and for the second one only for ^{189}Os isotope after spin $39/2^+$, rotation and magnetic properties of nucleus increases.

Keywords: Yrast spectrum, Reduced electromagnetic transition probability, Projected shell model



۱. مقدمه

فضای پیکربندی مدل PSM، سه پوسته‌ی اصلی برای پروتون‌ها و نوترون‌ها را دربر می‌گیرد.

در این مدل محاسبات همراه با سه پوسته‌ی اصلی $(N=4, 5, 6)$ $(N=3, 4, 5)$ همراه با پوسته‌ی فعال $(N=5, 6)$ برای (نوترون‌ها) پروتون‌ها انجام می‌شوند. پارامترهای نیلسون ϵ_2 (چهارقطبی تغییر شکل یافته) و ϵ_4 (تغییر شکل شانزده قطبی) از منبع [۱۴] انتخاب شده و در جدول ۱ به صورت فهرست‌وار بیان می‌شوند. توسط پیش‌بینی مجموعه‌ای از حالات متعدد شبه‌ذره‌ای $|\Phi_k\rangle$ شامل حالات سه و تک‌ذره‌ای برای هسته‌ی فرد-زوج براساس رابطه‌ی ۱ بر روی تکانه زاویه‌ای مناسب همانند I، حالات شبه‌ذره‌ای مدل تغییر شکل یافته‌ی پوسته تولید می‌شوند. در جایی که $|0\rangle$ حالت خلأ و a^+ عملگرهای خلق‌کننده‌ی شبه‌ذره (qp) هستند و شاخص $\nu(\pi)$ برای نوترون‌ها (پروتون‌ها) ثابت است.

$$\{|\varphi_k\rangle\} = \{\alpha_\nu^+ |0\rangle, \alpha_{\pi_1}^+ \alpha_{\pi_2}^+ |0\rangle\} \quad (1)$$

با تعریف عملگر تکانه زاویه‌ای تصویر شده، به صورت رابطه ۲،

$$\hat{P}_{MK}^I = \frac{2I+1}{\lambda\pi^2} \int d\Omega D_{MK}^I(\Omega) \hat{R}(\Omega) \quad (2)$$

$\hat{R}(\Omega)$ عملگر دوران، Ω زاویه اوپلر و $D_{MK}^I(\Omega)$ تابع-D است که مجموع کاملی از توابع را در فضای اوپلر می‌سازد. شکل کامل توابع موج در مدل لایه‌ای تصویر شده به صورت رابطه ۳، محاسبه می‌شود.

$$|\psi_{IM}\rangle = \sum_K F_K^I \hat{P}_{MK}^I |\Phi_k\rangle \quad (3)$$

ضرایب F_K^I با حل معادله شرودینگر $\hat{H}|\psi_{IM}\rangle = E|\psi_{IM}\rangle$ و هم‌زمان قطری‌سازی هامیلتونی در پایه‌های $\{\hat{P}_{MK}^I |\Phi_k\rangle\}$ به دست می‌آیند.

جدول ۱. پارامترهای تغییر شکل یافته چهارقطبی و قطب هگزاد مورد استفاده در محاسبه حاضر

Os	۱۸۵	۱۸۷	۱۸۹
ϵ_2	۰٫۲	۰٫۱۹	۰٫۱۸
ϵ_4	۰٫۰۷	۰٫۰۸	۰٫۰۸

مدل‌های مختلفی برای توصیف ساختار هسته‌ای با استفاده طیف الکترومغناطیسی پرتوهای گاما ناشی از تحریک هسته‌ای وجود دارند که مدل نیلسون با توجه به شکل تغییر شکل یافته‌ی هسته در سال ۱۹۵۵ میلادی ارایه شد [۱، ۲]. این مدل به شکلی دقیق شکافتگی ترازهای انرژی در رابطه با حرکت چرخشی هسته‌ی تغییر شکل یافته (غیرکروی) را بیان می‌کند. در سال ۱۹۹۵ میلادی برای اولین بار مدل نیلسون به عنوان مدل لایه‌ای که در راستای محور تقارن هسته تصویر شده است که توسط هارا و سان به عنوان مدل لایه‌ای تصویر شده معرفی شد [۳]. دو سال بعد، ۱۹۹۷ م، کد فرتن مدل لایه‌ای تصویر شده، نوشته و منتشر شد [۴].

در دو دهه‌ی اخیر، با پیشرفت تکنولوژی این مدل در شرح و توضیح پدیده‌ی پس‌خمیدگی^۲ در اسپین‌های نسبتاً بالا برای دامنه وسیعی از هسته‌ی فرد-فرد با اسپین‌های بالای $28 \hbar$ [۵]، هسته‌ی فرد-زوج با اسپین‌های بالای $41, 2 \hbar - 53, 2 \hbar$ [۶-۸] و هسته‌ی زوج-زوج با اسپین‌های بالای $30 \hbar$ [۹، ۱۰] کاملاً موفقیت‌آمیز عمل کرده است.

همچنین با استفاده از گذارهای الکترومغناطیسی، پدیده پس‌خمیدگی برای ایزوتوپ‌های $^{157-158}\text{Er}$ توسط شهریاری و همکاران [۱۱] و مفهوم جدید اثر فزونی-نوکلین برای ایزوتوپ‌های نادر خاکی ^{185}Os و ^{158}Er توسط مونسو و همکاران [۱۲]، منتشر شده است. در کار تحقیقی حاضر، مطالعه‌ی منظمی از حالات ایزوتوپ‌های $^{185-187-189}\text{Os}$ با اسپین نسبتاً بالا با استفاده از مدل PSM صورت گرفته است. بخش دوم درباره‌ی مدل لایه‌ای تصویر شده، بخش سوم بحث و نتایج و بخش چهارم خلاصه و نتیجه‌گیری است.

۲. مدل لایه‌ای تصویر شده

مدل PSM، در واقع یک مدل لایه‌ای کروی کوتاه شده است که بر روی پایه‌های تصویری تغییر شکل یافته تصویر شده است و برای مطالعه هسته‌های تغییر شکل یافته متوسط و سنگین کمیاب خاکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. مهم‌ترین بخش مدل PSM، تشکیل ساختار شبه‌ذره‌ای مناسب از ترکیب حالات تغییر یافته‌ی تک‌ذره‌ای بر مبنای حالت شبه ذره خلأ $|0\rangle$ از مدل نیلسون همراه با محاسبات BCS^۳ است [۱۳]. عموماً

1. Projected Shell Model
2. Back-Bending Phenomenon
3. Bardeen. Cooper. Schrieffer

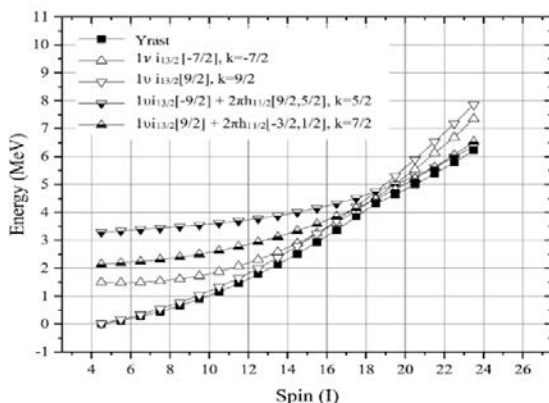


هاى ^{185}Os ، ^{187}Os و ^{189}Os در اشکال ۱، ۲، ۳ رسم شده است. جزييات بيش تر به شرح ذيل هستند:

الف) ^{185}Os : همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است خط ايرست تا اسپين $37/2^+$ ، از دو نوار تک نوترونى $1\nu i_{13/2}[9/2]$ ، $k=9/2$ و $1\nu i_{13/2}[-7/2]$ ، $k=-7/2$ ساخته مى شود. تا اين که در اسپين $I=37/2$ ، اين دو نوار تک- نوترونى 1-qp نوارهاى سه شيه- ذره اى 3-qp ، که پيکر بندى هاى $k=5/2$ ، $k=9/2$ ، $1\nu i_{13/2}[-9/2]+2\pi h_{11/2}[9/2]$ ، $k=7/2$ ، $1\nu i_{13/2}[9/2]+2\pi h_{11/2}[-3/2]$ ، $k=1/2$ ، $1\nu i_{13/2}[9/2]$ ، $k=7/2$ را دارا هستند را قطع مى کنند؛ در جايى که انرژى آن ها کاهش مى يابد و به خط ايرست نزديک مى شوند. بنابر اين در دامنه اى اسپين از $9/2^+$ تا $37/2^+$ در خط ايرست، نوارهاى تک ذره اى و در دامنه اى اسپين $I \geq 37/2$ ، نوارهاى سه شيه ذره اى (دوپروتونى + تک نوترونى) را شامل مى شود.

ب) ^{187}Os : همان طور که در شکل ۲ نشان داده شده است خط ايرست تا اسپين $29/2^+$ ، از دو باندهاى تک نوترونى $1\nu i_{13/2}[9/2]$ ، $k=9/2$ و $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ، $k=-11/2$ ساخته مى شود.

در اطراف اسپين $I=29/2$ ، نوار تک- نوترونى $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ، $k=-11/2$ نوارهاى سه شيه ذره اى که داراى پيکر بندى $K=-5/2$ ، $K=9/2$ ، $1\nu i_{13/2}[9/2]+2\pi h_{11/2}[-9/2]$ ، $k=5/2$ ، $1\nu i_{13/2}[-11/2]+2\pi h_{11/2}[-9/2]$ ، $k=-11/2$ هستند؛ را قطع مى کنند. جايى که انرژى آن ها کاهش مى يابد و به خط ايرست نزديک مى شوند. بنابر اين در دامنه اى اسپين $11/2^+$ تا $29/2^+$ ، خط ايرست نوارهاى تک ذره اى و در دامنه اى اسپين $I \geq 29/2$ ، نوارهاى سه شيه ذره اى (دوپروتونى و تک نوترونى) را در بر مى گيرد.



شکل ۱. نمودار طيف ايرست براى ^{185}Os .

هاميلتونى مورد استفاده در اين محاسبات، به صورت معادله (۴) تعريف مى شود. در نهايت مقدار چشم داشتى انرژى با حل معادله ويژه- مقدارى $\sum_k (H_{kk}^I - E N_{kk}^I) F_{k'}^I = 0$ به صورت رابطه (۵) دست مى آيد که H_{kk}^I و N_{kk}^I به ترتيب ماتريس هاى هاميلتونين و نرمال هستند و با استفاده مقدار چشم داشتى نمودار انرژى برحسب اسپين (طيف ايرست) رسم مى شود. جزييات بيش تر درباره اى محاسبات تئورى PSM در منبع [۳] تعريف مى شوند:

$$H = H_0 - \frac{1}{\chi} x \sum_{\mu} \hat{Q}_{\pi}^+ \hat{Q}_{\pi} - G_M \hat{P}^+ \hat{P} - (G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{\mu}^+ \hat{P}_{\mu}) \quad (4)$$

$$E(I) = \frac{\langle \phi_k | \hat{H} \hat{P}_{kk}^I | \phi_{k'} \rangle}{\langle \phi_k | \hat{P}_{kk}^I | \phi_{k'} \rangle} = \frac{H_{kk}^I}{N_{kk}^I} \quad (5)$$

H_0 هاميلتونى نوسانگر هارمونيك تک ذره اى است که شامل نيروى اسپين- مدار مناسبى است. عبارات دوم، سوم و چهارم که هاميلتون غير کروي را تشكيل مى دهند؛ به ترتيب نيروهاى چهار قطبى- چهار قطبى، جفت هاى- تک قطبى و -چهار قطبى را نشان مى دهند. ضرايب χ ، G_Q و G_M قدرت برهم کنش هاى چهار قطبى- چهار قطبى + جفت هاى تک قطبى و جفت هاى چهار- قطبى ناميده مى شوند. قدرت χ مى تواند با استفاده از پارامتر تغيير شکل يافته ϵ_2 ، به صورت خود- سازگار محاسبه شود. قدرت جفت هاى تک قطبى، G_M مى تواند توسط معادله (۶) بيان شود.

$$G_M = \left[21,20 \pm 13,90 \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1} \quad (6)$$

در جايى که علامت منفي (-) براى نوترون ها و علامت مثبت (+) براى پروتون ها است. فرض مى شود که قدرت جفت شدگى چهار قطبى G_Q متناسب با G_M است و متناسب با ضريب $0,16$ در نظر گرفته مى شود [۱۵].

۳. بحث و نتايج

۳.۱ ساختار طيف ايرست

با استفاده از کد PSM که بر مبنای مدل نيلسون نوشته مى شود [۳]، طيف ايرست مجموعه اى از نوارها با پايين ترين انرژى را شامل مى شود که براساس معادله اى پيش بينى شده (۱) بعد از قطرى سازى هاميلتونى معادله اى (۴) در هر اسپين براى ايزوتوپ

1. Yrast Spectrum
2. Yrast



این احتمالات گذر از حالت اولیه $|I_i, M_i\rangle$ به سمت حالت نهایی $|I_f, M_f\rangle$ در فرمول‌های γ و λ ارایه می‌شوند [۳]:

$$B(E\gamma; I_i \rightarrow I_f) = \frac{e^2}{(\gamma I_i + 1)} \left| \langle I_f M_f | \hat{Q}_\gamma | I_i M_i \rangle \right|^2 \quad (۷)$$

$$B(M\gamma; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\mu_N^2}{(\gamma I_i + 1)} \left| \langle I_f M_f | \hat{M}_\gamma | I_i M_i \rangle \right|^2 \quad (۸)$$

در جایی که $|I, M\rangle$ بر توابع موجی دلالت دارد و μ_N نیز

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 0.1056 \text{ fm}$$

مگنتون هسته است. عملگرهای

$$\hat{Q}_{\gamma v} = e_v^{eff} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_v^\gamma$$

چهارقطبی الکتریکی توسط روابط

$$\hat{Q}_{\gamma \pi} = e_\pi^{eff} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_\pi^\gamma$$

برای نوترون‌ها و برای پروتون‌ها

تعریف می‌شوند و میزان بار مؤثر برای نوترون $0.5e$ و برای پروتون $1.5e$ می‌باشد. عملگر دوقطبی مغناطیسی توسط رابطه

$$\hat{M}_\gamma^\tau = g_l^\tau \hat{J}_\gamma^\tau + (g_s^\tau - g_l^\tau) \hat{S}_\gamma^\tau$$

تعریف شده بود و τ مشابه با پارامتر v برای نوترون و یا برای پروتون است. g_s و g_l

فاکتورهای ژیرومغناطیسی اوربیتالی و اسپینی هستند [۳]. که این مقادیر g_l و g_s برای پروتون‌ها و نوترون‌های آزاد به ترتیب برابرند با:

$$g_l^\pi = 1, g_l^v = 0, g_s^v = -3.82 \text{ and } g_s^\pi = 5.58$$

هستند. با احتساب قطبش هسته و جریانات تبادل مزون، مقادیر g_s^v و g_s^π توسط فاکتور تصحیح 0.75 میرا می‌شوند [۱۷، ۱۸].

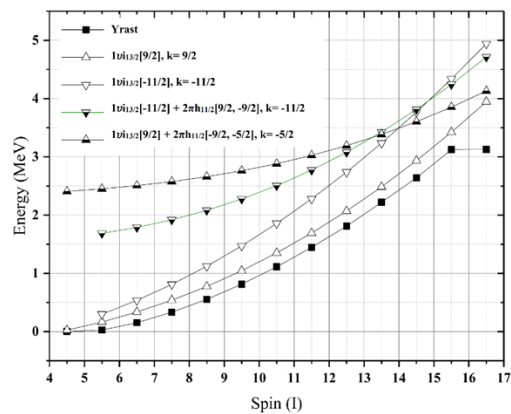
در نهایت با در نظر گرفتن زمان میانگین، τ در هر گذر، کاهش احتمالات گذر $B(M\gamma)$ و $B(E\gamma)$ به صورت فرمول‌های ۹، ۱۰ و ۱۱ به دست می‌آیند [۱۹]:

$$B(E\gamma) = \frac{816}{E_\gamma^\Delta \tau_p} e^2 \text{ fm}^2 \text{ MeV}^\Delta \text{ ps} \quad (۹)$$

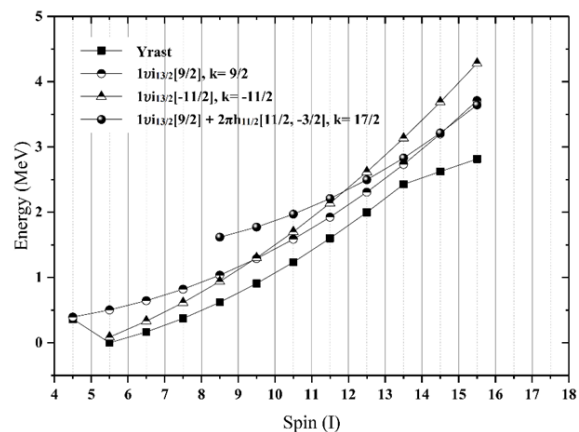
$$B(M\gamma) = \frac{56.8}{E_\gamma^\tau \tau_p} \mu_N^2 \text{ MeV}^\tau \text{ fs} \quad (۱۰)$$

$$\frac{B(M\gamma)}{B(E\gamma)} = 0.69 \frac{E_\gamma^\tau \mu_N^2}{e^2 b^\tau} \text{ MeV}^\tau \quad (۱۱)$$

این نسبت الکترومغناطیسی برای هر ایزوتوپ‌های $^{185-187-189}\text{Os}$ محاسبه شده است و در شکل ۴ نشان داده می‌شوند. جزییات مربوط به هر ایزوتوپ به صورت زیر می‌باشد:



شکل ۲. نمودار طیف ایرست برای ^{187}Os .



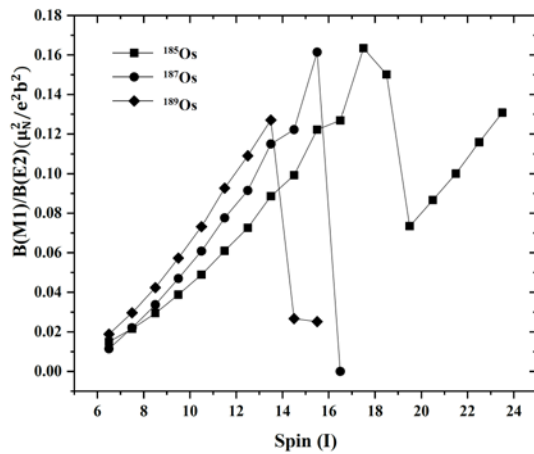
شکل ۳. نمودار طیف ایرست برای ^{189}Os .

^{189}Os : همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است خط ایرست تا اسپین $19/2^+$ از دو نوار تک‌نوترونی $k=9/2$ و $k=-11/2$ ساخته می‌شود. تا این که در اسپین $I=19/2$ ، این دو نوار نوترونی از یک‌دیگر عبور کرده و حالات و موقعیت‌شان تغییر می‌یابد. در اسپین $23/2^+$ نوار تک-نوترونی $k=-11/2$ ، $1v1i_{3/2}[-11/2]$ از نوار سه شبه ذره‌ای برابر با $k=17/2$ ، $1v1i_{3/2}[9/2] + 2\pi h_{1/2}[11/2, -3/2]$ عبور کرده و در این صورت انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد و به خط ایرست نزدیک می‌شود. بنابراین در دامنه‌ی اسپین به میزان $9/2^+$ تا $23/2^+$ ، خط ایرست، نوارهای تک‌ذره‌ای و در دامنه‌ی اسپین به میزان $I \geq 29/2$ ، نوارهای دو پروتونی به علاوه‌ی تک نوترون را دربر می‌گیرد.

۲.۳ نسبت احتمالات گذار الکترومغناطیسی کاهش یافته $B(M\gamma)/B(E\gamma)$

دیگر کمیت مهم مرتبط با نمودار طیف ایرست در هسته، کاهش احتمالات گذر الکترومغناطیسی $B(M\gamma)$ و $B(E\gamma)$ است [۱۶].





شکل ۴. نسبت گذارهای الکترومغناطیسی $B(M1)/B(E2)$ برای ایزوتوپ های $^{185-187-189}\text{Os}$.

(ج) ^{189}Os : نسبت $B(M1)/B(E2)$ تدریجاً از اسپین $\frac{13^+}{2}$ تا

اسپین $\frac{27^+}{2}$ افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش یافتن اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین $\frac{29^+}{2}$ خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد.

زیرا در این اسپین باندهای تک- نوترونی $k=9/2$ ، ^{189}Os $1\nu i_{13/2}[9/2]$ و $k=-11/2$ ، ^{189}Os $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ، باند سه شبه ذره‌ای ^{189}Os $1\nu i_{13/2}[9/2] + 2\pi h_{11/2}[11/2]$ ، $k=17/2$ ، $k=-3/2$ ، را قطع می‌کند. یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.

۴. نتیجه‌گیری

به‌طور خلاصه، در این مقاله حالت‌های اسپین نسبتاً بالا برای ایزوتوپ‌های $^{185-187-189}\text{Os}$ ، با استفاده از گذارهای الکترومغناطیسی کاهش یافته، $B(M1)/B(E2)$ ، به ترتیب تا اسپین‌های $47/2^+$ ، $33/2^+$ و $31/2^+$ بررسی شده است. مشخص شد که گذارهای الکترومغناطیسی بیش‌تر به‌خاطر خاصیت مغناطیسی هسته است. در واقع با افزایش اسپین، فرکانس دوران هسته و نوکلئون‌های اطرافش افزایش می‌یابد و به دنبال آن خاصیت مغناطیسی زیاد می‌شود. اما در اسپین‌های $39/2^+$

(الف) ^{185}Os : نسبت $B(M1)/B(E2)$ تدریجاً از اسپین $\frac{13^+}{2}$

تا اسپین $\frac{33^+}{2}$ افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین $\frac{37^+}{2}$ خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد. زیرا در این اسپین نوارهای تک- نوترونی $k=9/2$ ، ^{185}Os $1\nu i_{13/2}[9/2]$ و $k=-7/2$ ، ^{185}Os $1\nu i_{13/2}[-7/2]$ ، نوارهای سه شبه ذره‌ای

$$^{185}\text{Os} \quad 1\nu i_{13/2}[-9/2] + 2\pi h_{11/2}[9/2, 5/2], \quad k=5/2$$

$$^{185}\text{Os} \quad 1\nu i_{13/2}[9/2] + 2\pi h_{11/2}[-3/2, 1/2], \quad k=7/2$$

قطع می‌کند. یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.

(ب) ^{187}Os : نسبت $B(M1)/B(E2)$ تدریجاً از اسپین $\frac{13^+}{2}$ تا

اسپین $\frac{31^+}{2}$ افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش یافتن اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین $\frac{33^+}{2}$ خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد.

زیرا در این اسپین نوارهای تک- نوترونی $k=9/2$ ، ^{187}Os $1\nu i_{13/2}[9/2]$ و $k=-11/2$ ، ^{187}Os $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ، نوارهای سه شبه‌ذره‌ای ^{187}Os $1\nu i_{13/2}[-11/2] + 2\pi h_{11/2}[-9/2, 9/2]$ ، $k=-11/2$ ، ^{187}Os $1\nu i_{13/2}[-11/2] + 2\pi h_{11/2}[-9/2, -5/2]$ ، $k=-5/2$ ، یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.



8. G. Krishan, et al, *Study of neutron-rich Mo isotopes by the projected model approach*, **Pramana**, **83**, 341, (2014).
9. D. Ram, R. Devi, S.K. Khosa, *Microscopic study of positive-parity yrast bands of $^{224-238}\text{Th}$ isotopes*, **Pramana**, **80**, 341 (2013).
10. R. Devi, B.D. Sehgal, S.K. Khosa, *Projected shell model description of high spin states in ^{124}Ce* , **Phys Rev C**, **72**, 064304 (2005).
11. M. Shahriarie, S. Mohammadi, Z. Firouzi, *Study of Back Bending in $^{157};^{158}\text{Er}$ Isotopes by Using Electromagnetic Reduced Transition Probabilities*, **J. Korean Phys. Soc.**, **76**, 8 (2020).
12. M. Moonesi, A. Haghpeima, M. Shahriarie, *Study of the nucleon-rich effect in ^{158}Er and ^{185}Os rare-earth nuclei using the projected shell model*, **J. Korean Phys. Soc.**, **76**, 8 (2020).
13. J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, **Phys. Rev.**, **108**, 1175 (1957).
14. P. Möller, et al, *Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM (2012)*, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, **109**, 1 (2016).
15. J.A. Sheikh, Y. Sun, P.M. Walker, *Projected shell model analysis of tilted rotation*, **Phys. Rev. C**, **75**, 26 (1998).
16. Y. Sun, J. Egido, *Angular-Momentum-Projected description of the yrast line of dysprosium isotopes*, **Nucl. Phys.**, **A 580**, 1 (1994).
17. A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure* (World Scientific, Singapore/New Jersey/ London/ Hong Kong, 1998), Vol. I, Sec. 3 (1998).
18. B. Castel, I.S. Towner, *Modern Theories of Nuclear Moments*, Sec. 3 and 4 (Clarendon Press, Oxford, 1990).
19. B. Alex, *Lecture Notes in Nuclear Structure Physics*, Sec. 4 (National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Michigan, 2005).

مطالعه گذارهای الکترومغناطیسی ایزوتوپ‌های فرد اوزمیوم ۱۸۹-۱۸۷-۱۸۵

۲۹/۲⁺ و ۳۳/۲⁺ نسبت گذارهای الکترومغناطیسی به صورت مقطعی کاهش زیادی می‌یابد و خاصیت الکتریکی هسته زیاد می‌شود. که به علت قطع- شدگی نوارهای تک- نوترونی با نوارهای سه شبه ذره‌ای دوپروتونی + تک‌نوترونی در طیف ایرست است. به عبارتی تمام نوکلئون‌ها در این اسپین‌ها در یک جهت در استوای هسته قرار می‌گیرند.

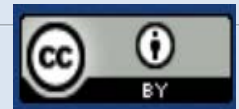
همچنین مشاهده شده است که به طور کلی با افزایش تعداد نوکلئون‌ها، روند افزایش نسبت گذارهای الکترومغناطیسی یکسان است ولی افت ناگهانی در گذارها در اسپین‌های پایین تر رخ می‌دهد. به عبارتی یعنی هرچه تعداد نوکلئون‌های اطراف هسته کمتر باشد، هسته سریع‌تر می‌تواند نوکلئون‌ها را در استوای خود قرار دهد.

مراجع

1. A. Bohr, B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II, Sec 4, (World Scientific, Singapore/New Jersey/ London/Hong Kong, 1998).
2. S.G. Nilsson, *Binding states of the Individual in Strongly Deformed Nuclei*, **Math. Phys. Med.**, **16**, 3 (1955).
3. K. Hara, Y. Sun, *Projected Sell Model and High-Spin Spectroscopy*, **Int. J. Mod. Phys, E** **4**, 637 (1995).
4. Y. Sun, K. Hara, *Fortran Code of the projected shell model: feasible shell model calculations for heavy nuclei*, **Comput. Phys. Commun.**, **104**, 245 (1997).
5. B. Slathia, R. Devi, S.K. Khosa, *Projected shell model study of band spectra and electromagnetic properties of $^{160-164}\text{Ho}$* , **Nucl. Phys A**, **943**, 39 (2015).
6. T. Shizuma, et al, *High-Spin structure in ^{185}Os* , **Phys. Rev. C.**, **69**, 024305, (2004).
7. P. Verma, et al, *Projected shell model study of quasiparticle structure of arsenic isotopes*, **Nucl. Phys A**, **918**, 24 (2013).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

مریم مونسى، علیرضا حق پیمای، سعید محمدی (۱۴۰۱)، مطالعه گذارهای الکترومغناطیسی ایزوتوپ‌های فرد اوزمیوم ۱۸۹-۱۸۷-۱۸۵، ۱۰۰-۱۳۳-۱۳۸

DOR: 20.1001.1.17351871.1401.43.2.15.0

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1392.html

