



## پدیده پایان‌پذیری در ایزوتوپ‌های هولمیم ۱۵۷، ۱۵۶، ۱۵۵

شایسته‌فر، محدثه\* (۱) - کاردان، اعظم (۲)

<sup>۱,۲</sup> دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

### چکیده:

امکان تحقیق درباره یک گذار تدریجی از رفتار جمعی به غیرجمعی درون یک پیکربندی خاص با مطالعه پدیده «پایان‌پذیری» ممکن می‌شود. هسته‌های ناحیه جرمی  $A \sim 150$  با تعداد محدودی از نوترون‌ها و پروتون‌ها خارج پوسته‌های بسته نوترونی  $N=82$  و پروتونی  $Z=64$  از بهترین کاندیداها برای بررسی این پدیده هستند. در کار حاضر هسته هولمیم از این ناحیه انتخاب و برای سه ایزوتوپ آن پدیده پایان‌پذیری توسط کد محاسباتی CNS بررسی شد. سپس نتایج تئوری دست آمده را با نوار دورانی پایان‌پذیر که در تجربه برای هریک مشاهده شده بود، مقایسه کردیم. توافق نسبتاً خوبی در این مقایسه مشاهده می‌شود.

**کلمات کلیدی:** پایان‌پذیری، اسپین ماکزیمم، نوار دورانی، گذار شکل هسته، روش نیلسون-استروتینسکی کرنک شده.

### مقدمه:

یکی از جالب‌ترین جنبه‌های هسته، تعامل بین درجات آزادی جمعی و تک ذره‌ای است. هنگامی که هسته شروع به دوران می‌کند، نیروی کوریولیس حاصل از دوران به دو نوکلئون جفت شده دو نیروی خلاف جهت وارد می‌کند. با افزایش اسپین، در مقادیر اسپینی متوسط و در بعضی فرکانس‌ها انرژی دورانی هسته از انرژی موردنیاز برای شکستن زوج نوکلئون تزویج شده تجاوز می‌کند. بنابراین جفت‌ها شروع به شکسته شدن می‌کنند و رفته رفته با افزایش بیشتر اسپین تمام جفت‌های نوکلئونی شکسته شده و بردارهای اسپین تمام ذرات در امتداد محور دوران همراستا می‌شوند. در این حالت تکانه زاویه‌ای سیستم به حداکثر مقدار خود درون این پیکربندی رسیده و می‌گوئیم پدیده «پایان‌پذیری» اتفاق افتاده است [۴-۱]. امکان تحقیق درباره‌ی این پدیده به مطالعه نوارهای دورانی، توالی‌های منظم حالت‌های دورانی، در یک محدوده اسپینی وسیع مربوط می‌شود [۱]. نشانه مهم تجربی پدیده پایان‌پذیری در طیف سنجی گاما این است که شدت گاماها گسلی بطور ناگهانی کاهش می‌یابد [۵]. این پدیده در نواحی جرمی مختلفی پیش‌بینی و مشاهده شده است. یکی از آن نواحی، ناحیه جرمی  $A \sim 160$  می‌باشد که در آن نوارهای دورانی با پیکربندی‌هایی خاص در برخی از ایزوتوپ‌های هسته‌هایی مانند دیسپرسیوم [۶]، هولمیم [۷]، اربیوم [۸] و... به پایان‌پذیری می‌رسند.



## روش کار:

الف) توصیف مدل کرنکینگ: یکی از موفق‌ترین مدل‌ها برای توصیف هسته‌های دورانی در تکانه‌های زاویه‌ای بالا، مدل کرنکینگ است. این مدل توسط انگلیس<sup>۱</sup> در سال ۱۹۵۴ ارائه شد. در این مدل میدان هسته‌ای با سرعت زاویه‌ای ثابت  $\omega$  حول یک محور اصلی، معمولا محور  $x$ ، دوران می‌کند. در چنین تقریبی هامیلتونی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H^\omega = H^0 - \omega j_x = \sum_{i \text{ occ}} h_i^\omega \quad (1)$$

$$h^\omega = h - \omega j_x \quad (2)$$

که در روابط بالا،  $H^\omega$ : هامیلتونی در سیستم دورانی،  $H^0$ : هامیلتونی کل در سیستم آزمایشگاه (هامیلتونی نیلسون با پارامترهای  $\mu$  و  $K$ )،  $j_x$ : مولفه  $x$  تکانه زاویه‌ای تک ذره‌ای،  $h^\omega$ : هامیلتونی تک ذره در سیستم دورانی،  $h$ : هامیلتونی تک ذره در سیستم آزمایشگاه را نشان می‌دهند [۲۱].

ب) روش نیلسون- استروتینسکی کرنک شده (CNS): با حل هامیلتونی تک ذره کرنک شده برای پتانسیل نوسانگر هماهنگ، انرژی‌های تک ذره حاصل می‌شود، اما محاسباتی که شامل جمع روی اربیتال‌های تک ذره‌ای بدست‌آمده از پتانسیل‌های پدیده‌شناختی، مانند نیلسون، تقریب‌های نامناسبی از خواص میانگین هسته‌ای و تغییر شکل‌های وابسته به آن‌ها و انرژی کل را حاصل می‌کند. به منظور غلبه بر این مشکلات انرژی‌های کل با رفتار قطره مایع دورانی نرمالایز می‌شوند. در این روش انرژی کل هسته در یک تغییر شکل خاص  $\bar{\epsilon} \equiv (\epsilon_2, \gamma, \epsilon_4, \dots)$  و در یک اسپین خاص به صورت مجموع انرژی قطره مایع دورانی و انرژی پوسته‌ای مشخص می‌شود [۲۱].

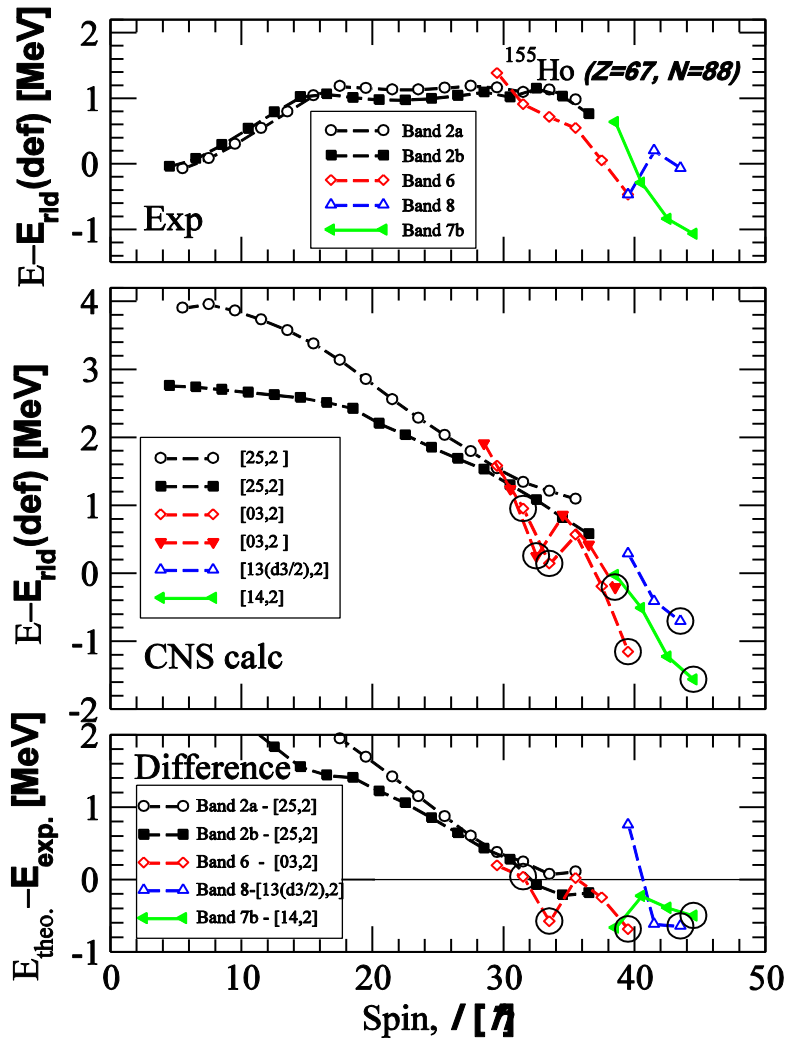
ج) محاسبات تئوری با کد CNS: در کار حاضر از بین ایزوتوپ‌های هولمیم سه ایزوتوپ  $^{150}\text{Ho}$ ،  $^{156}\text{Ho}$  و  $^{157}\text{Ho}$ ، که به ترتیب دارای ۹، ۱۰، ۱۱ نوکلئون خارج قلب بسته  $^{146}\text{Gd}$  هستند، را انتخاب کردیم و با استفاده از کد CNS مورد مطالعه قرار دادیم. پیکربندی‌های نوکلئونی، چینش نوکلئونی در اربیتال‌های مهم، در این ناحیه جرمی از نمادگذاری  $[p_1 p_2, n]^{\alpha_{tot}}$  پیروی می‌کنند که در آن  $P_1$ ،  $P_2$  و  $n$  به ترتیب تعداد حفره‌های پروتونی زیرپوسته  $g7/2 d5/2$ ، تعداد پروتون‌های  $h_{11/2}$  و تعداد نوترون‌های  $i_{13/2}$  و  $\alpha_{tot}$ : عدد کوانتومی علامت کل پیکربندی است که به نوع هسته بستگی دارد.

## نتایج:

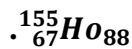
نمودار انرژی‌های برانگیختگی نوارهای دورانی برحسب اسپین، یکی از بهترین نمودارها برای بررسی نتایج نوارهای پایان پذیر است. برای رسیدن به درک بهتری از این نمودار، انرژی‌های برانگیختگی با یک مقدار میانگین تفریق شده و به منحنی‌های E-ERLD معروفاند [۱].



الف)  $^{150}\text{Ho}$  دارای ۳ پروتون و ۶ نوترون در خارج قلب بسته گادولونیوم ۱۴۶ می‌باشد. در پنل بالایی شکل ۱، منحنی‌های E-ERLD تجربی برای ۳ نوار پایان‌پذیر و ۲ نوار تجمعی مشاهده در این هسته آمده است. در پنل وسطی منحنی‌های نوارهای تئوری بدست آمده از کد CNS که رفتار آن‌ها مشابه رفتار نوارهای تجربی است، آورده شده است. از میان نوارهای دورانی مشاهده شده در این هسته نوارهای تجربی ۶، ۸ و ۷b که به ترتیب تا اسپین‌های  $\frac{79}{2}^-$ ،  $\frac{87}{2}^-$ ،  $\frac{89}{2}^+$  مشاهده شده‌اند، بالاتر از اسپین  $30\hbar$  روند نامنظمی را طی می‌کنند. همچنین این سه نوار در مقادیر اسپینی ذکر شده در بالا به لحاظ انرژی پایین قرار گرفته‌اند. بنابراین می‌توانند کاندیدهایی برای پدیده پایان‌پذیری باشند. محاسبات تئوری توسط ریز و همکارانش [۶]، پیش‌بینی می‌کند که در محدوده اسپینی بالای  $30\hbar$  پیکربندی [۲و۳] باید ایرست باشد. محاسبات ما نیز در شکل ۱ این پیش‌بینی را تأیید می‌کند و حالت پایان‌پذیر  $\frac{79}{2}^-$  مشاهده شده در نوار تجربی ۶، به حالت کاملاً همراستا شده توسط پیکربندی  $\left[ \left( h_{11}^2 \right)_{12}^2 \left( f_7^2 \right)_{26}^2 \right] \otimes \nu \left[ \left( h_{11}^3 \right)_{27}^3 \right]$  [۲و۳] نسبت می‌دهد که در آن همه ۹ ذره ظرفیت خارج قلب بسته  $^{146}\text{Gd}$  بطور بیشینه همراستا شده‌اند و اسپین کامل هسته‌ای را تولید می‌کنند. بنابراین، برای دست یافتن به مقادیر اسپینی بالاتر باید در قلب حفره ایجاد شود و برانگیختگی‌های پروتونی یا نوترونی اتفاق بیفتد. پیکربندی پیشنهادی برای نوارهای تجربی ۸ و ۷b به ترتیب [۲و(۱۳d<sub>۳/۲</sub>)] و [۲و۱۴]، با یک حفره پروتونی در قلب، هستند. حالت‌های  $\frac{87}{2}^-$ ،  $\frac{89}{2}^+$  می‌توانند به ترتیب به بالاترین اسپین‌ها در دو پیکربندی ذکر شده نسبت داده شوند.



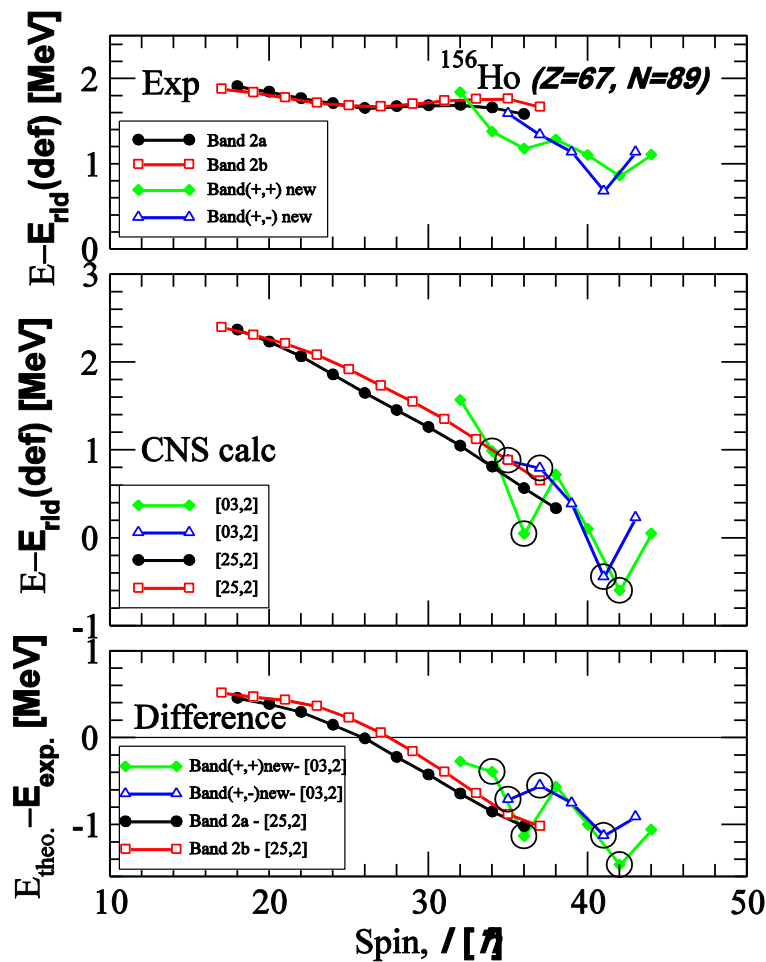
شکل ۱: منحنی‌های  $E-E_{RLD}$  تجربی (پنل بالایی) و تئوری (پنل وسطی) و مقایسه آن‌ها (پنل پایینی) برای



همانطور که در پنل بالایی و وسطی شکل ۱ مشاهده می‌شود، نوارهای تجربی ۲a و ۲b شریک علامتی<sup>۳</sup> هم هستند و با پیکربندی [۲۵ و ۲] همخوانی دارند. اختلاف قابل ملاحظه‌ای که در اسپین ماقبل  $\sim 30 \hbar$  بین تئوری و تجربه مشاهده می‌شود به علت صرفنظر کردن از اثرات جفت شدگی در کد CNS است.

ب) در مورد هسته  $^{156}\text{Ho}$ ، کالن و همکارانش [۹] نوارهای ۲a و ۲b را کاندیدهایی برای رسیدن به حالت‌های پایان‌پذیر پیش‌بینی شده در  $41^+$  و  $42^+$  معرفی کردند. زیرا مشاهدات تجربی آنها نشان می‌داد که این نوارها روند تغییر از حالت

تجمعی به تک ذره را شروع کرده بودند. پاول و همکارانش [۶] دو حالت پایان پذیر پیش‌بینی شده در  $41^+$  و  $42^+$  را در تجربه اما در دو نوار جدید مشاهده کردند. ما این نوارهای تجربی را با پیکربندی های تئوری پیشنهادی توسط فرمالیسم « نیلسون-استروتنسکی کرنک شده» مقایسه کردیم تا برای این حالت‌های پایان‌پذیر، پیکربندی بهینه را بیابیم. نتیجه مقایسه ما در شکل ۲ آمده است. نوارهای ۲a و ۲b با پیکربندی [۲۵,۲] همخوانی دارد، پیکربندی [۰۳,۲] حوالی اسپین  $30 \sim \hbar$  از آن عبور می‌کند که به دو نوار جدید نسبت داده می‌شوند و پایان‌پذیری در  $41^+$  و  $42^+$  را تایید می‌کنند.

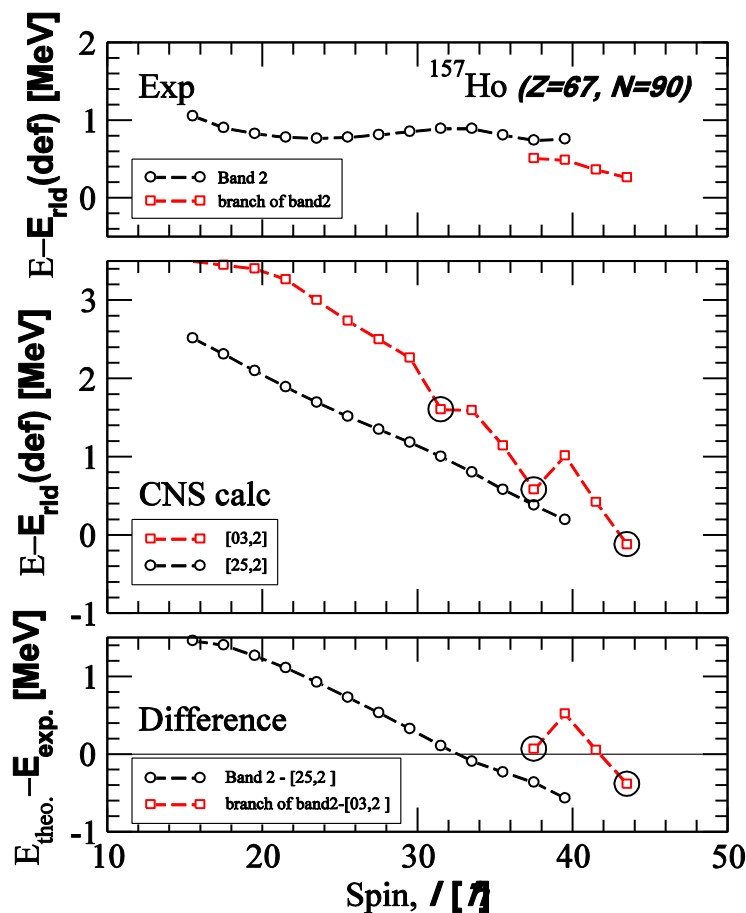


شکل ۲: منحنی‌های  $E$ - $E_{RLD}$  تجربی (پنل بالایی) و تئوری (پنل وسطی) و مقایسه آن‌ها (پنل پایینی)

برای  $^{156}_{67}\text{Ho}_{89}$ .

ج) نمودار انرژی‌های برانگیختگی برای نوارهای مشاهده شده  $^{157}\text{Ho}$  در پنل بالایی شکل ۳ ارائه شده است. رادفورد و همکارانش [۱۰] برای بالاترین حالت‌های پاریته فرد، شروع یک بی‌نظمی در انرژی‌های پرتو گاما مشاهده کردند که میتوان

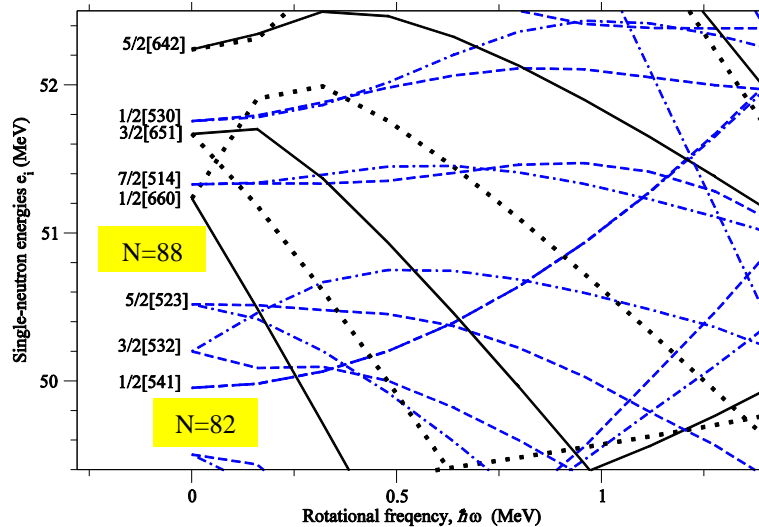
آن را با پایان‌پذیری توجیه کرد. حالت تجربی  $\frac{87^-}{2}$  در شاخه نوار ۲ به عنوان یک حالت کاملاً همراستا توسط ۱۱ نوکلئون ظرفیت درون پیکربندی  $\pi \left[ \left( h_{11/2} \right)^3 \right]_{27^-} \otimes \nu \left[ \left( i_{13/2} \right)^2 \left( h_{9/2} \right)^3 \left( f_{7/2} \right)^3 \right]_{30^+}$  توصیف می‌شود. محاسبات ما پیکربندی [۲و۲۵] را به نوار ۲ نسبت می‌دهد. اختلاف موجود در پنل پایینی شکل ۳ در ناحیه اسپین بالا قابل قبول است و در ناحیه اسپین پایین به علت صرف‌نظر کردن از اثرات جفت شدگی در کد CNS است.



شکل ۳: منحنی‌های  $E_{ERLD} - E_{exp}$  تجربی (پنل بالایی) و تئوری (پنل وسطی) و مقایسه آن‌ها (پنل پایینی) برای



علت مشاهده پیکربندی‌هایی با دو نوترون در  $1_{13/2}$  در تمام نوارهای دورانی پایان‌پذیر در این سه ایزوتوپ هولمیوم را می‌توان با نمودار انرژی‌های تک ذره برحسب فرکانس دورانی برای نوترون‌ها در شکل ۴ توجیه کرد.



شکل ۴: نمودار انرژی‌های تک ذره نوترونی در پارامترهای تغییرشکل  $\epsilon_\xi \approx 0$ ,  $\gamma = 70^\circ$ ,  $\epsilon_\gamma = .5$ .

با افزایش فرکانس دورانی، دوتا از اربیتال‌های زیرلایه  $i_{13/2}$  به سمت انرژی‌های پایین‌تر می‌آیند و آخرین نوترون‌ها به جای قرار گرفتن در سومین اربیتال  $f_{7/2}$ ، این دو اربیتال را اشغال می‌کنند و پیکربندی  $[0^2]$  را می‌سازند.

### بحث و نتیجه گیری :

نوارهای دورانی ذکر شده از این ایزوتوپ‌ها دارای منحنی‌های انرژی برانگیختگی با «شیب رو پایین هنگام پایان‌پذیری» هستند، که نوع favored نامیده می‌شود. نوارهای دورانی ایرست در نواحی اسپین پایین دارای پیکربندی  $[2^5]$  هستند که با نزدیک شدن به پایان‌پذیری، پیکربندی  $[2^3]$  از آنها عبور می‌کند. بنابراین، پیکربندی پروتونی مطلوب در نزدیکی و هنگام پایان‌پذیری این ایزوتوپ‌ها  $[0^3]$  یعنی سه پروتون  $h_{11/2}$  با بیشترین سهم اسپینی،  $13/5\hbar$ ، است. پیکربندی نوترونی مطلوب در پایان‌پذیری برای این ایزوتوپ‌ها  $[0^2]$  است، یعنی ۲ نوترون در زیرلایه  $i_{13/2}$  قرار می‌گیرد و بقیه نوترون‌های خارج قلب  $^{146}\text{Gd}$  در زیرلایه‌های  $(f_{7/2}, h_{9/2})$  قرار می‌گیرند.

در روش محاسباتی حاضر به دلیل چشمپوشی از نیروی جفت شدگی، اختلاف قابل‌ملاحظه‌ای بین تئوری و تجربه در اسپین‌های پایین مشاهده می‌شود. راه حل آن اضافه کردن جمله جفت شدگی به هامیلتونی است، اما اضافه کردن این جمله پیکربندی‌هایی که ما پیشنهاد دادیم را تغییر نخواهد داد. ضمن اینکه پایان‌پذیری پدیده‌ای است که پیش‌بینی و مشاهده آن در نوارهای دورانی به ناحیه اسپین بالا مربوط می‌شود؛ جایی که جفت‌شدگی اهمیت خود را از دست می‌دهد.



مراجع:

- [1] A. Afanasjev et al., Termination of rotational bands: disappearance of quantum many-body collectivity. Physics reports, 1999. 322(1-2): p. 1-124.
- [2] I. Ragnarsson, and S.G. Nilsson, Shapes and shells in nuclear structure. 2005: Cambridge university press.
- [3] P. Banerjee, A brief review of intruder rotational bands and magnetic rotation in the  $A= 110$  mass region. Physica Scripta, 2018. 93(5): p. 054001.
- [4] A. Pipidis, Ph. D. thesis, Florida State University, 2006.
- [5] A. O. Evans, et al., "High-spin structure in Er 157 up to and above band termination." Physical Review C 73.6 (2006): 064303.
- [6] Paul, E. S., et al. "Recent results at ultrahigh spin: Terminating states and beyond in mass 160 rare-earth nuclei." Acta Physica Polonica. Series B 46.3 (2015).
- [7] Rees, J. M., et al. "High-spin terminating states in the  $N= 88$  Ho 155 and Er 156 isotones." Physical Review C 91.5 (2015): 054301.
- [8] Mustafa, M., et al. "Diverse collective excitations in 159 Er up to high spin." Physical Review C 84.5 (2011): 054320.
- [9] Cullen, D. M., et al. "High-spin states and the first signs of band termination in 156 Ho." Physical Review C 57.5 (1998): 2170.
- [10] Radford, D. C., et al. "Multiple band structure and band termination in 157Ho towards complete high-spin spectroscopy." Nuclear Physics A 545.3 (1992): 665-719.