

مطالعه حالات با اسپین بسیار زیاد در هسته اتم

دکتر حسن رضائی دلفی

مؤسسه علوم و فنون هسته‌ای دانشگاه تهران

چکیده:

مطالعه طیف انرژی برخی هسته‌های تغییر شکل یافته، حوالی خاکهای نادر، اثرات عجیبی را برای حالات هسته‌ای با اسپین زیاد نشان می‌دهد. سمان اینرسی هسته‌ای θ با افزایش اسپین I ابتدا افزایش تدریجی دارد تا حدود $I=12$. سپس برای اسپین‌های بالاتر یکباره افزایش ناگهانی در سمان اینرسی پدید می‌آید که منجر به کم شدن فرکانس چرخشی هسته‌ها می‌گردد. مادر قالب تئوری هارتری-فوکس بوگولیوبو (HFBB) - Hartree - Fock - Bogoliubov با مطالعه اسپیکتر انرژی هسته‌های چند، سعی می‌کنیم تا این اثرات عجیب را بررسی کرده چگونگی پیدایش آنها را توجیه کنیم. بنظر می‌رسد که این رفتار عجیب در اسپیکتر دورانی هسته‌ها در اثر کاهش فاصله سطوح انرژی همسایه و افزایش دوباره آن بوجود می‌آید که تعبیر نظری آن روی اثر کوریولیس-آنتی پیرینگ Coriolis - Antipairing پایه‌گذاری می‌گردد.

۱ - مقدمه:

در هسته اتم حالتی کشف شده‌اند که دارای اسپین خیلی زیادی می‌باشند. با پیدایش چنین حالتی برای بار دیگر توجه فراوان فیزیک‌دانان به مطالعه حرکت دورانی هسته‌ها جلب شد. انتقال چنین اسپین زیادی به هسته در واکنش‌هایی انجام می‌پذیرد که برخورد ذرات سنگین با هسته اتم مورد بررسی قرار می‌گیرد. یک نمونه چنین واکنش‌ها که در سالهای اخیر فراوان مطالعه شده واکنش (α, xn) است. ^۱ در آن از برخورد ذره α به هسته ابتدا یک هسته مرکب با اسپین زیاد تشکیل می‌گردد که این خود سپس تعدادی نوترون بخارج صادر می‌کند، بدون اینکه اسپین زیادی از دست بدهد. مطالعه آشکار فوتونهای خارج شده بعدی اطلاعات کافی در مورد حالات هسته‌ای در اختیار می‌گذارد. ^۲ بنظر می‌رسد که فرآورده‌های برخی واکنش‌های هسته‌ای بتواند حالات با اسپین تا حدود $h \cdot 8$ هم در برداشته باشد.

طیف انرژی چنین هسته‌ها رفتار قابل ملاحظه‌ای را در اسپین‌های زیاد نشان می‌دهد. اختلاف انرژی مشاهده شده $E(I) - E(I-2)$ سطوح همسایه چون تابعی از اسپین هسته‌ای I ابتدا بطور خطی افزایش می‌یابد تا حدود $I=12$ از آن به بعد برای اسپین‌های بالاتر دیگر آن یک تابع خطی از I نخواهد بود. یک راه دیگر نمایش این رفتار اینست که انسان تغییرات سمان اینرسی هسته را برحسب سریع فرکانس زاویه‌ای مطالعه کند. ^۲ این بررسی نشان می‌دهد که در یک ω بحرانی یک افزایش ناگهانی در سمان اینرسی پدید می‌آید می‌توان گفت در این قسمت سمان اینرسی خیلی تندتر از اسپین افزایش می‌یابد که این امر باعث کاهش فرکانس زاویه‌ای می‌گردد.

۲- تئوری و روش محاسبات

در قالب یک مدل ذره تنها می‌توانیم ساختمان هسته را بخوبی مطالعه کنیم. یکی از عمومی‌ترین این مدلها را بوسیله نظریه هارتری-فوک-بوگولیوبو (HFB)^۲ در اختیار داریم. بابکار بردن نظریه فوق‌و در نظر گرفتن مدل کرنکینگ^۴ Cranking model انسان می‌تواند یک توضیح قانع کننده بی‌درباره بسیاری خواص باندهای دورانی در هسته اتم بدهد. باید در نظر داشت که تابع ویژه هارتری-فوک-بوگولیوبو $|\Phi\rangle$ متناظر با تعداد معین ذرات نیست، یعنی که $\langle \psi | \psi \rangle$ حالت ویژه عامل تعداد ذره \hat{N} نمی‌باشد. بنابراین لازم میشود که ابتدا انسان $\langle \psi | \psi \rangle$ را بابکار بردن روش‌های تصویری در حالت ویژه \hat{N} تصویر کند که از این راه تابع موج تصویری $\langle \psi | \psi \rangle$ بدست خواهد آمد. انرژی وابسته بتابع موج $\langle \psi | \psi \rangle$ را انرژی تصویری مینامیم. از طرف دیگر تابع موج $|\Phi\rangle$ دارای همان سینتیک معینی هم نخواهد بود که این اشکال هم‌با در نظر گرفتن مدل کرنکینگ Cranking model برطرف شده است. زیرا که مدل کرنکینگ:

$$\delta \langle \Phi | H - \omega J_x | \Phi \rangle = 0 \quad (1)$$

باشروط:

$$\langle \Phi | J_x | \Phi \rangle = \sqrt{J(J+1)} \quad (2)$$

میتواند بعنوان تقریب درجه یک روش تصویر همان دورانی در نظر گرفته شود و در این محاسبات کافی است. حال گوئیم حل معادلات هارتری-فوک-بوگولیوبو در قالب مدل کرنکینگ با مطالعه تغییرات انرژی تصویری زیر* معادل می‌باشد

$$E_N = \langle \Phi | H - \omega J_x | \Phi \rangle - \Delta E_N \quad (3)$$

بشرطی که تغییرات کوچک روی مسیره‌های ایستواری صورت گیرد.

بادر نظر گرفتن اینکه شرط (۲) باید برقرار باشد. این شرط فرکانس زاویه‌ای ω را چون تابعی از همان سینتیک I در نظر می‌گیرد. ترم دوم در رابطه (۳) تغییر انرژی مربوط بتصویر تعداد ذره است که دقیقاً به شکافت انرژی بستگی دارد. از آن جا که حل کامل هم‌آهنگ خود بخود معادله HFB که از تغییرات انرژی (۳) برمیخیزد، بسیار مشکل است، انسان ناگزیر به بکار بردن روش‌های تقریبی است. بدین جهت مایک هامیلتونین ذره تنها بشکل زیر تعریف می‌کنیم:

$$H = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} C_{\alpha}^{+} C_{\alpha} - x \cdot \sum_{\alpha > 0} C_{\alpha}^{+} C_{\alpha}^{+} - q \cdot \sum_{\alpha, \beta} r' Y_{\alpha\beta}^{+} C_{\alpha}^{+} C_{\beta} - \omega \sum_{\alpha, \beta} J_{\alpha\beta}^{(x)} C_{\alpha}^{+} C_{\beta} \quad (4)$$

که در آن ترم اول نماینده انرژی ذره تنها، ترم دوم نیروی زوج و ترم سوم هم پتانسیل چهار قطبی معمولی نیلسون (۷) است. ω فرکانس زاویه‌ای و J_x عامل همان سینتیک می‌باشد. قطری کردن هامیلتونین (۴) توابع موجی در اختیار ما می‌گذارد که بستگی پارامترهای زوج x و تغییر شکل q خواهد داشت. حال مطالعه تغییرات انرژی E_N در رابطه (۳) نسبت باین پارامترها حل معادله HFB را برای هر ω بدست میدهد.

بابکار بردن این روش می‌توان همان اینرسی هسته‌ای را از رابطه:

$$\theta = \frac{\sqrt{J(J+1)}}{\omega_j} \quad (5)$$

محاسبه کرد. ملاحظه میشود که همان اینرسی هسته‌ای چون تابعی پیوسته از ω محاسبه میگردد. بدینگونه تغییرات همان اینرسی θ برحسب ω مطالعه میگردد، نتایج برای هسته Er^{168} در شکل (۱) داده شده است. این منحنی نشان میدهد که θ ابتدا با افزایش فرکانس زاویه‌ای ω بطور خطی با ω^2 افزایش می‌یابد تا در یک ω بحرانی که θ سپس یک

افزایش ناگهانی دارد و این باعث کاهش فرکانس زاویه‌ای می‌گردد بدین مناسبت منحنی بعقب بازگشته شکل S بخود می‌گردد. یک چنین رفتار همان اینرسی را برای ω های زیاد پدیده **Back - Bending** مینامند^۲.

۳ - بحث در نتایج حاصله از محاسبات :

نتایج راستین چنین توجیه کرد که بگوئیم این رفتار عجیب در اسپکتر دورانی هسته‌های تغییر شکل یافته برای حالات اسپین بالا، در اثر کاهش فاصله سطوح انرژی همسایه و افزایش دوباره آن بوجود می‌آید. تعبیر نظری این روی اثر **Coriolis - Antipairing** پایه‌گذاری می‌گردد.^۱ این اثر سال‌ها پیش توسط موتلسن و ولاتین پیشنهاد شده بود. آنها اهمیت رقابت بین اثر زوج و نیروی کورولیس را بیان می‌کنند. با افزایش همان دورانی، شکافت انرژی ابتدا بکندی و سپس همیشه تندتر کاهش یافته تا در یک ω بحرانی شکافت انرژی صفر می‌گردد. از نقطه نظر فیزیک کلاسیک میتوان گفت شکافت انرژی عملاً انرژی پیوندی زوج نوکلئونها در اثر نیروی زوج می‌باشد. در $\omega = 0$ آنها دارای اسپین معینی هستند با افزایش فرکانس زاویه‌ای ω بر نوکلئونها یک نیروی کورولیس در دو جهت مختلف اثر می‌کند که بشکست زوج نوکلئونها ختم خواهد شد. پتانسیل کورولیس دارای شکل زیر است:

$$V_c = - \frac{\hbar^2}{2} \vec{J} \cdot \vec{J} \quad (6)$$

که در آن \vec{J} همان دورانی نوکلئون \vec{J} همان دورانی کل و θ همان اینرسی است. بدیهی است که برای همانهای دورانی کوچک نیروی کورولیس قادر بشکست زوج نوکلئونها نخواهد بود. از نقطه نظر مکانیک کوانتیک گوئیم با توجه بر رابطه:

$$I = \langle \Phi | J_x | \Phi \rangle = \sqrt{J(J+1)}$$

برای داشتن همان دورانی I باید بیشتر و بیشتر زوج نوکلئونها شکسته شوند تا چنین همانی را بدست دهند. در واقع اثر زوج با افزایش همان دورانی I کاهش می‌یابد.

در این راه و در مطالعه خواص حالات هسته‌ای با اسپین زیاد، هنوز نکات فراوانی وجود دارد که باید بررسی گردد. این بررسیها نوید نتایج جالبی را میدهد و در آینده اطلاعات بیشتری راجع بساختمان هسته‌ای در اختیار خواهد گذارد.

REFERENCES

1. A. Johnson, H. Ryde and J. Szarkier, Phys. Lett. 34 B (1971) 605,
2. A. Johnson, H. Ryde and S.A. Hjorth, Nucl. Phys. A 179 (1972) 753,
3. S. T. Belyaev, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 31 (1959) No. 11, M. Baranger, Phys. Rev. 122 (1961) 992,
4. D.R. Inglis, Phys. Rev. 96 (1954) 1059, D.J. Thouless and I.G. Valatin, Nucl. Phys. 31 (1962) 31,
5. H.R. Dalafi, H. J. Mang and P. Ring, Z. Phys. A 273, (1975) 47,
6. H. J. Mang, Lecture given at the Summer School in Mikolajki, Poland, September 1974,
7. S. G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk 29 (1955) No. 16,
8. B.R. Mottelson and J.G. Valatin, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 511.