

О ВКЛАДЕ НЕСПАРЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ДЕФОРМАЦИЮ ЯДРА

Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков

В работе [1] было показано, что экспериментальные значения внутренних квадрупольных моментов θ_0 некоторых нечетных деформированных ядер существенно отличаются от значений θ_0 предшествующих четно-четных ядер. Эти изменения квадрупольных моментов, которые обуславливаются наличием неспаренных частиц, в некоторых случаях достигают $\sim 10-20\%$. Величина вклада в квадрупольный момент в одних случаях положительна, в других — отрицательна.

Можно оценить вклад нечетной частицы в деформацию ядра, рассчитав равновесные деформации нечетных и предшествующих четно-четных ядер. Нами минимизировалась сумма дважды вырожденных одночастичных энергий, соответствующих гамильтониану

$$H = T_{\text{кин}} + \frac{M}{2} \omega_0^2 (\epsilon) r^2 (1 + \epsilon P_2(\cos \theta)) - c |s - D[l^2 - \langle l^2 \rangle_{\text{обол}}],$$

где ω_0 — осцилляторная частота, ϵ — параметр деформации, C и D — параметры, одинаковые для всех оболочек однотипных нуклонов в исследуемом ядре. Этот гамильтониан предложен в работе [2] и представляет модификацию общеизвестного выражения, принятого в [3].

Нами, как и в работах [4,5], не учитывались силы спаривания и кулоновская энергия, которые действуют в противоположные стороны.

При малых деформациях преобладает эффект спаривания [6,7]. При больших значениях деформации и особенно в тяжелых ядрах влияние кулоновской энергии становится доминирующим [2,7]. Однако при определении разности равновесных деформаций $\Delta\epsilon_0 = \epsilon_0(A+1) - \epsilon_0(A)$ двух соседних по массовому числу A ядер суммарные величины этих двух эффектов будут вычитаться. Кроме этого, кривая зависимости полной энергии $E(\epsilon)$ (включающей кулоновскую и парные энергии) от деформации имеет гораздо более широкий минимум, чем кривая без их учета, и величина равновесной деформации с включением этих двух факторов определяется с большей ошибкой [8]. Поэтому при оценке величины разности $\Delta\epsilon_0$ представляется целесообразным использование метода минимизации однонуклонных энергий.

Одночастичные уровни протонов и нейтронов при значениях $\epsilon = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$ были протабулированы В.В.Пашкевичем. Параметр C брался равным $-0,1274 \hbar \omega_0$ как для нейтронов, так и для протонов, а параметр D , равным $-0,03822 \hbar \omega_0$ для протонов и $-0,02675 \hbar \omega_0$ для нейтронов [2].

По этим данным нами были рассчитаны значения равновесных деформаций четно-четных и нечетных ядер, для которых известны экспериментальные величины квадрупольных моментов [1]. Значения разностей $\Delta\epsilon_0$ соседних ядер представлены в таблице. Экспериментальные значения равновесных деформаций определялись из соотношения

$$Q_0 = 0,8 ZR^2 \epsilon_0 (1 + 1/2 \epsilon_0)$$

по средневзвешенным данным о внутренних квадрупольных моментах Q_0 [1]. Теоретические расчеты ϵ_0 проводились для тех комбинаций уровней под поверхностью Ферми, которые соответствовали экспериментальным значениям спина, четности и квадрупольного момента ядра.

Только в случае ядер ^{153}Eu и ^{191}Ir добавление неспаренной частицы к четно-четному остову приводит к небольшому изменению порядка

Т а б л и ц а

Сравнение теоретических и экспериментальных значений $\Delta\epsilon_0$

$A+1$ $Z(\Omega\pi[Nn_z\Lambda]) - AZ'$	$\Delta\epsilon_0$ эксп.	$\Delta\epsilon_0$ теор.
$^{153}\text{Eu}(p\ 5/2+[413]) - ^{152}\text{Sm}$	0,024 ₅	0,015 или 0,04
$^{155}\text{Gd}(n\ 3/2-[521]) - ^{154}\text{Gd}$	0,006 ₇	< 0,01
$^{157}\text{Gd}(n\ 3/2-[521]) - ^{156}\text{Gd}$	-0,008 ₇	< 0,01
$^{159}\text{Tb}(p\ 3/2+[411]) - ^{158}\text{Gd}$	0,005 ₅	< 0,01
$^{161}\text{Dy}(n\ 5/2+[642]) - ^{160}\text{Dy}$	0,021 ₁₀	0,01
$^{163}\text{Dy}(n\ 5/2-[523]) - ^{162}\text{Dy}$	0,002 ₈	< 0,01
$^{165}\text{Ho}(p\ 7/2-[523]) - ^{164}\text{Dy}$	-0,004 ₇	< 0,01
$^{167}\text{Er}(n\ 7/2+[633]) - ^{166}\text{Er}$	0,003 ₅	< 0,01
$^{173}\text{Yb}(n\ 5/2-[512]) - ^{172}\text{Yb}$	-0,004 ₇	< 0,01
$^{175}\text{Lu}(p\ 7/2+[404]) - ^{174}\text{Yb}$	-0,020 ₅	-0,02
$^{177}\text{Lu}(p\ 7/2+[404]) - ^{176}\text{Yb}$	-0,031 ₈	-0,02
$^{177}\text{Hf}(n\ 7/2-[514]) - ^{176}\text{Hf}$	-0,022 ₇	-0,02
$^{179}\text{Hf}(n\ 9/2+[624]) - ^{178}\text{Hf}$	-0,001 ₇	< 0,01
$^{181}\text{Ta}(p\ 7/2+[404]) - ^{180}\text{Hf}$	-0,021 ₆	-0,02
$^{187}\text{Re}(p\ 5/2+[402]) - ^{186}\text{W}$	-0,026 ₁₄	-0,02
$^{189}\text{Os}(n\ 3/2-[512]) - ^{188}\text{Os}$	-0,008 ₁₂	< 0,01
$^{191}\text{Ir}(p\ 3/2+[402]) - ^{190}\text{Os}$	-0,039 ₆	-0,04

заполнения уровней. В остальных же случаях, представленных в таблице, наборы конфигураций, входящих в полную сумму энергий, в четных и нечетных ядрах (за исключением последней неспаренной частицы) совпадают. Поэтому изменение равновесной деформации целиком обусловлено характером поляризации этой частицей остова.

Если частица заполняет спадающую орбиталь одночастичной схемы [2], то минимум полной энергии при ее добавлении смещается в область больших деформаций; если же она заселяет восходящую орбиталь, то в сторону меньших значений деформации. Горизонтальные орбитали смещений минимумов не дают. Величина смещения определяется степенью крутизны орбитали неспаренного нуклона. Это видно из таблицы, где крутым орбиталам в ядрах ^{161}Dy , $^{175},^{177}\text{Lu}$, ^{177}Hf , ^{181}Ta и ^{187}Re соответствует большее смещение расчетных, а также экспериментальных значений ϵ_0 . В ядрах ^{153}Eu и ^{191}Ir большое изменение значений деформаций по сравнению со значениями в предшествующих ^{152}Sm и ^{190}Os соответственно получается за счет изменения в наборе конфи-

гураций одной-двух орбиталей. Такие изменения в наборе конфигураций под поверхностью Ферми являются весьма характерными для ядер, находящихся в переходных областях или непосредственно примыкающих к ним [9]. К такого типа ядрам относятся ^{153}Eu и ^{191}Ir [10]. В остальных случаях, представленных в таблице, смещение минимумов кривых $E(\epsilon)$ при добавлении неспаренного нуклона находится в пределах точности интерполяции значений ϵ_0 , поэтому для разностей $\Delta\epsilon_0$ даны только верхние пределы.

Как видно из таблицы, имеется хорошее согласие между экспериментальными значениями и теоретическими оценками, дающими величину вклада неспаренного нуклона в деформацию ядра.

Мы признательны проф. С.Нильссону за присланную рукопись статьи до ее опубликования и В.В.Пашкевичу за предоставление таблиц одночастичных уровней.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18 марта 1967 г.

Литература

- [1] Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. Изв. АН СССР, сер. физ. 31, № 2, 1967.
- [2] S.G.Nilsson, Kgl. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, N 16, 1955.
- [3] B.Mottelson, S.G.Nilsson. Kgl. Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk., Skrif., 1, N 8, 1959.
- [4] E.Marshalek, L.W.Person, R.K.Sheline. Revs. Mod. Phys., 35, 108, 1963.
- [5] Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. Тезисы XV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра в Минске. Изд-во "Наука", 1965.
- [6] A.Sobiczewski. J.I.N.R, Preprint E-2663, Dubna, 1966.
- [7] D.Bés, Z.Szumanski. Nucl. Phys., 28, 42, 1961; Z.Szymanski. Nucl. Phys., 28, 63, 1961.
- [8] Э.Е.Берлович. Письма ЖЭТФ, 4, 481, 1966.
- [9] Э.Е.Берлович. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 2177, 1965.
- [10] Э.Е.Берлович. Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград, № 007, январь 1967.