



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

С 217

P4-88-170

Р.Р.Сафаров, А.И.Вдовин, Е.М.Галинский\*

**ПРИНЦИП ПАУЛИ И МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ  
НЕЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР**

Направлено в Оргкомитет 38 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку, апрель 1988 г.

\* Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

**1988**

Недавно в работе<sup>/1/</sup> был проведен анализ магнитных моментов  $\mu_J$  основных и слабовозбужденных состояний нечетных сферических ядер. Расчеты были выполнены в рамках квазичастично-фононной модели ядра<sup>/2-4/</sup>. Учитывалась перенормировка  $\mu_J$  за счет взаимодействия нечетной квазичастицы с квадрупольными и октупольными колебаниями, а также из-за магнитной поляризации остова. Гиромангнитные факторы нуклонов  $g_s$  и  $g_l$  в таком подходе являются феноменологическими параметрами. Они были определены по магнитным моментам состояний  $3s_{1/2}$  ядер  $^{119}\text{Sn}$  и  $^{207}\text{Tl}$ :  $g_s^{\text{eff}}(n) = 0,88 g_s^{\text{free}}(n)$ ,  $g_s^{\text{eff}}(p) = 0,91 g_s^{\text{free}}(p)$ . В работе<sup>/1/</sup> с указанными эффективными  $g_s$ -факторами было получено вполне удовлетворительное описание экспериментальных данных для большого числа ядер и состояний. Между тем в<sup>/1/</sup> при получении выражений для  $\mu_J$  был сделан ряд приближений, в частности, не было последовательным образом учтено действие принципа Паули между нечетной квазичастицей и квазичастицами, входящими в фононы. Цель настоящей работы - исследовать влияние указанных приближений на  $\mu_J$ .

Как и в<sup>/1/</sup>, модельную волновую функцию сферического ядра будем искать в виде

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{J\nu} \{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda i j} D_j^{\lambda i}(J\nu) [ a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+ ]_{JM} \} \Psi_0, \quad (1)$$

где  $a_{jm}^+$ ,  $Q_{\lambda\mu i}^+$  - операторы рождения квазичастицы с квантовыми числами  $n l j \equiv j$  и проекцией полного момента  $m$ , и фонона с моментом  $\lambda$ , его проекцией  $\mu$  и номером  $i$ ;  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного остова (предполагается, что  $\Psi_0$  - фононный вакуум). Волновая функция (1) может быть использована для описания структуры состояний, главная компонента которых - одноквазичастичная. Как правило, это основные и слабовозбужденные состояния нечетных ядер с полумагическим четно-четным остовом, в которых взаимодействие квазичастицы с фононами не слишком сильно.

В работе<sup>/1/</sup> для магнитного момента состояния (1) получено следующее выражение:

$$\mu_J = g_J J = (g_{sp} + g_1 + g_2) J,$$

$$g_{sp} = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{\langle JJ10|JJ \rangle}{(2J+1)^{1/2}} F_{JJ}^{(1)},$$

$$g_1 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle JJ10|JJ \rangle \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{(1)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{11} - \phi_{j_1 j_2}^{11}) D_J^{11}(J\nu), \quad (2)$$

$$g_2 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle JJ10|JJ \rangle (2J+1)^{1/2} \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} D_{j_1}^{\lambda_1 i}(J\nu) D_{j_2}^{\lambda_2 i}(J\nu) \times \\ \times (-)^{J-j_1+\lambda} \left\{ \begin{matrix} \lambda & j_1 & J \\ 1 & J & j_2 \end{matrix} \right\}.$$

Мы использовали следующие обозначения:  $F_{j_1 j_2}^{(1)}$  - приведенный одночастичный матричный элемент оператора магнитного дипольного момента;  $u_{j_1 j_2}^{(-)}$ ,  $v_{j_1 j_2}^{(+)}$  - известные комбинации коэффициентов преобразования Боголюбова;  $\psi_{j_1 j_2}^{11}$ ,  $\phi_{j_1 j_2}^{11}$  - прямая и обратная амплитуды в волновой функции фонона, которые вычисляются в приближении случайной фазы.

В (2) член  $g_{sp}$  учитывает перенормировку одночастичного значения магнитного момента за счет связи с фоновыми возбуждениями остова (т.к. амплитуда  $C_{J\nu} < 1$ ). Слагаемое  $g_1$  отвечает за магнитную поляризацию остова и отлично от нуля лишь в том случае, когда в волновую функцию (1) включены магнитные дипольные фононы. Слагаемое  $g_2$  описывает вклад в магнитный момент  $\mu_J$  компонент "квазичастица \* фонон".

Как уже отмечалось, при получении выражений (2) в работе<sup>1/</sup> был сделан ряд приближений. Первое из них состоит в том, что при вычислении члена  $g_2$  не была принята во внимание квазичастичная структура фононов. Более последовательный расчет приводит к появлению в  $g_J$  слагаемого  $g_3$ :

$$g_3 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{\langle JJ10|JJ \rangle}{(2J+1)^{1/2}} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \sum_{j_1 j_2} [(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)]^{1/2} F_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} D_{j_1}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) D_{j_2}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) \times \\ \times (-)^{j_3+\lambda_2+J} \left\{ \begin{matrix} \lambda_2 & j_3 & J \\ J & 1 & \lambda_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_2 \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} [\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2} (-)^{j_1+j_2} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i_2}].$$

Как показали численные расчеты<sup>5/</sup>, член  $g_3$  весьма мал и им можно пренебречь в расчетах. В дальнейшем мы его учитывать не будем.

Второе приближении состоит в том, что при получении выражений (2) предполагалось

$$[Q_{\lambda\mu i}, a_{jm}^+] = [a_{jm}, Q_{\lambda\mu i}^+] = 0.$$

В аналогичном приближении были получены и выражения для коэффициентов  $D_j^{\lambda i}$ , и уравнения для энергий состояний (1), которые использовались в<sup>1/</sup>. В работе<sup>6/</sup> был предложен и применен метод последовательного учета принципа Паули при описании состояний нечетных сферических ядер в рамках КФМ. В этом методе используется точное выражение для коммутатора:

$$[Q_{\lambda\mu i}, a_{jm}^+] = \sum_{j_1 m_1} \psi_{j j_1}^{\lambda i} \langle j m j_1 m_1 | \Lambda \mu \rangle a_{j_1 m_1}^+. \quad (3)$$

Выражения для амплитуд  $D_j^{\lambda i}$  и уравнение для энергий состояний (1), полученные в этом приближении, приведены в<sup>6/</sup>. Для их вычисления используется программа для ЭВМ, описанная в работе<sup>7/</sup>. Использование коммутатора (3) изменяет и выражение для  $\mu_J$ . Слагаемые  $g_1$  и  $g_2$  принимают вид:

$$g_1 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle JJ10|JJ \rangle \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{(1)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{11} - \phi_{j_1 j_2}^{11}) D_J^{11}(J\nu) \times$$

$$\times [1 + 3 \sum_j (\psi_{jJ}^{11})^2 \left\{ \begin{matrix} j & J & 1 \\ J & J & 1 \end{matrix} \right\}],$$

$$g_2 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \langle JJ10|JJ \rangle (2J+1)^{1/2} \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} D_{j_1}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) D_{j_2}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) \times$$

$$\times (-)^{J-j_1+\lambda_1} \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & j_1 & J \\ 1 & J & j_2 \end{matrix} \right\} [1 - \sum_j (2\lambda_1+1) (\psi_{j j_1}^{\lambda_1 i_1})^2 \left\{ \begin{matrix} J & j_1 & \lambda_1 \\ j & j_1 & \lambda_1 \end{matrix} \right\}].$$

Расчеты  $g_J$  мы провели для некоторых состояний изотопов  $^{117,121}\text{Sn}$ ,  $^{117,121}\text{Sb}$  и  $^{89,91}\text{Y}$ . Результаты этих расчетов, выполненных как с последовательным учетом принципа Паули, так и без такового, приведены в табл.1,2. В волновую функцию (1) были включены фононы с  $\lambda^n = 2^+, 3^-, 1^+$ . Параметры гамильтониана КФМ были выбраны стандартным образом<sup>3/</sup>. Формфактор остаточного сепарабельного взаимодействия в канале частица-дырка взят в виде  $R(r) = dU/dr$  ( $U$  - центральная часть потенциала среднего поля). Константы изоскалярного квадрупольного и октупольного взаимодействий определены в каждом ядре по

Таблица 1

Теоретические значения различных составляющих магнитных моментов низколежащих состояний изотопов Sn и Sb. а - влияние принципа Паули не учитывалось; б - расчет с последовательным учетом принципа Паули

Ядро	$J_1^{\uparrow}$	$g_{sp}$		$g_1$		$g_2$		$g_J$	
		а	б	а	б	а	б	а	б
$^{117}\text{Sn}$	$11/2_1^-$	-0,307	-0,325	0,084	0,091	-0,035	-0,021	-0,259	-0,255
	$1/2_1^+$	-3,538	-3,607	0,662	0,678	-0,093	-0,082	-2,969	-3,010
	$5/2_1^+$	-0,638	-0,646	0,124	0,133	-0,080	-0,027	-0,593	-0,541
	$7/2_1^+$	0,392	0,404	-0,081	-0,081	0,019	0,014	0,331	0,337
$^{121}\text{Sn}$	$11/2_1^-$	-0,336	-0,338	0,084	0,086	-0,008	-0,008	-0,260	-0,259
	$1/2_1^+$	-3,683	-3,686	0,621	0,622	-0,048	-0,046	-3,110	-3,110
	$5/2_1^+$	-0,631	-0,653	0,110	0,119	-0,093	-0,071	-0,615	-0,604
	$7/2_1^+$	0,399	0,404	-0,073	-0,073	0,015	0,016	0,341	0,347
$^{117}\text{Sb}$	$11/2_1^-$	0,886	0,921	0,106	0,111	0,389	0,378	1,381	1,410
	$1/2_1^+$	2,659	3,612	-0,548	-0,793	2,117	1,368	4,229	4,187
	$5/2_1^+$	1,464	1,500	-0,230	-0,237	0,341	0,325	1,574	1,588
	$7/2_1^+$	0,366	0,369	0,136	0,127	0,111	0,134	0,613	0,629
$^{121}\text{Sb}$	$11/2_1^-$	0,929	0,974	0,118	0,126	0,338	0,323	1,384	1,422
	$1/2_1^+$	2,846	3,441	-0,640	-0,796	2,032	1,630	4,239	4,275
	$5/2_1^+$	1,589	1,600	-0,245	-0,247	0,274	0,271	1,618	1,624
	$7/2_1^+$	0,409	0,410	0,150	0,142	0,077	0,092	0,636	0,644

энергиям  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -уровней, а изовекторные константы - по положению E1-резонанса. Константа спин-изоспинового взаимодействия  $\kappa_1^{(01)}$  определялась по положению M1-резонанса. Опираясь на результаты работ <sup>18</sup>, где анализировались свойства изоскалярных  $1^+$ -уровней ядер  $^{208,208}\text{Pb}$ , мы полагали, что изоскалярное спиновое взаимодействие на порядок слабее изовекторного ( $\kappa_0^{(01)} = 0,1\kappa_1^{(01)}$ ). Поскольку степень согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными ясна уже из ра-

Таблица 2

Теоретические значения различных составляющих магнитных моментов низколежащих состояний ядер  $^{89,91}\text{Y}$ . а - влияние принципа Паули не учитывалось; б - расчет с последовательным учетом принципа Паули  
I)  $\kappa_0^{(01)} = 0,1\kappa_1^{(01)}$ ; II)  $\kappa_0^{(01)} = 0,9\kappa_1^{(01)}$

Ядро	$J_1^{\uparrow}$	$g_{sp}$		$g_1$		$g_2$		$g_J$	
		а	б	а	б	а	б	а	б
$^{89}\text{Y}$	$9/2_1^+$	1,312	1,314	0,137	0,138	0,133	0,139	1,582	1,591
	$1/2_1^-$	-0,508	-0,509	0,372	0,072	-0,039	-0,043	-0,175	-0,480
$^{91}\text{Y}$	$9/2_1^+$	1,159	1,172	0,109	0,111	0,275	0,284	1,543	1,567
	$1/2_1^-$	-0,496	-0,498	0,349	0,071	-0,055	-0,059	-0,201	-0,486
II									
$^{89}\text{Y}$	$9/2_1^+$	1,279	1,282	0,186	0,208	0,118	0,126	1,583	1,616
	$1/2_1^-$	-0,504	-0,509	0,664	0,074	-0,039	-0,043	0,121	-0,478
$^{91}\text{Y}$	$9/2_1^+$	1,150	1,161	0,173	0,173	0,251	0,261	1,574	1,595
	$1/2_1^-$	-0,493	-0,498	0,565	0,011	-0,054	-0,060	0,018	-0,547

боты <sup>18</sup> и мы ставим перед собой в основном методические задачи, все расчеты в настоящей работе выполнены со свободными значениями гиромагнитных факторов.

Перейдем к обсуждению результатов, которые приведены в табл.1,2. В абсолютном большинстве случаев значения  $g_J$ , рассчитанные с последовательным учетом принципа Паули и без такового, близки. В ряде случаев это является результатом взаимного погашения изменений, возникающих в слагаемых  $g_1$  и  $g_2$ . В то же время член  $g_{sp}$ , рассчитанный с учетом принципа Паули, всегда возрастает по абсолютной величине. Это отражает факт эффективного ослабления взаимодействия квазичастиц с фононами в результате действия принципа Паули, что приводит к возрастанию амплитуды  $C_{J\mu}$  и, соответственно,  $|g_{sp}|$ .

В изотопах сурьмы взаимодействие нечетной частицы с остовом сильнее, чем в изотопах олова с тем же массовым числом (см. <sup>18</sup>).

Поэтому примеси компонент "квазичастица \* фонон" в низколежащих состояниях этих ядер больше, чем в изотопах олова. Перенормировки, вызванные действием принципа Паули, сказываются на свойствах этих состояний сильнее, что и приводит к более заметным изменениям  $g_{sp}$ ,  $g_1$  и  $g_2$ . Наиболее ярко эти изменения проявляются в структуре состояний  $1/2_1^+$ .

Примером сильного влияния принципа Паули на  $g_1$  могут служить результаты для состояний  $1/2_1^-$  в изотопах Y (табл.2(I)). Здесь поправки на принцип Паули сильно уменьшают вклад поляризации остова (слагаемое  $g_1$ ). Причина этого следующая. В  $g_1$  заметный вклад дает компонента  $2p_{1/2} \otimes |1_1^+\rangle$ . Магнитный дипольный фонон  $|1_1^+\rangle$  имеет величину  $V(M1) \sim I\mu_0^2$  и энергию возбуждения  $E_x = 3$  МэВ. Однофононные магнитные дипольные состояния с максимальными значениями  $V(M1)$  имеют энергию  $E_x \sim 9$  МэВ. Главная компонента в структуре фонована  $|1_1^+\rangle$  - протонная двухквазичастичная конфигурация  $(2p_{1/2}, 2p_{3/2})_{1^+}$ . Поправки, вызванные действием принципа Паули между квазичастицей на уровне  $2p_{1/2}$  и указанной конфигурацией, резко уменьшают вклад компоненты  $2p_{1/2} \otimes |1_1^+\rangle$  в структуру состояния  $1/2_1^-$ , а это приводит к уменьшению  $g_1$ . Поскольку изменения слагаемых  $g_{sp}$  и  $g_2$  оказываются при этом незначительными, значение  $g_J$  меняется сильно.

В  $1/2_1^-$  расчеты магнитных моментов были выполнены с константой  $\kappa_0^{(01)} = 0,8\kappa_1^{(01)}$ . Рассмотрим влияние константы  $\kappa_0^{(01)}$  на  $g_J$  на примере изотопов Y. Мы провели расчеты для двух предельных значений  $\kappa_0^{(01)}$ : I)  $\kappa_0^{(01)} = 0,1\kappa_1^{(01)}$ ; II)  $\kappa_0^{(01)} = 0,9\kappa_1^{(01)}$  (см. табл.2/I,II/). Вновь изменения факторов  $g_J$  оказались не превышающими 10%. Заметим, однако, что и в этом случае в свойствах состояний может нефизически сильно проявиться действие компонент, подавляемых принципом Паули. Так, в расчетах, не учитывающих действие принципа Паули, усиление изоскалярного спинового взаимодействия резко увеличивает вклад компоненты  $2p_{1/2} \otimes |1_1^+\rangle$  в поляризацию остова и это заметно сказывается на величине  $g_J$  состояний  $1/2_1^-$  изотопов  $^{89,91}Y$ . Действие принципа Паули существенно ослабляет зависимость  $g_J$  от  $\kappa_0^{(01)}$ .

Таким образом, в большинстве случаев эффекты, связанные с последовательным учетом принципа Паули, слабо влияют на магнитные моменты состояний, главная компонента в структуре которых - одноквазичастичная. Однако существующая потенциальная возможность больших ошибок (как в случае состояний  $1/2_1^-$  в изотопах Y) делает расчеты, в которых принцип Паули учитывается последовательным образом, предпочтительными.

Авторы благодарны С.Н.Федоткину и В.Ю.Пономареву за сотрудничество.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Левон А.И., Федоткин С.Н., Вдовин А.И. - ЯФ, 1986, 43, с.1416.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
3. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, 14, с.237.
4. Вдовин А.И. и др. - ЭЧАЯ, 1985, 16, с.245.
5. Сафаров Р.Р., Пономарев В.Ю. ОИЯИ, P4-88-146, Дубна, 1988.
6. Chan Zuy Khuong, Soloviev V.G., Voronov V.V. - J.Phys. G, 1981, 7, p.151.
7. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхыонг - Сообщение ОИЯИ, P4-81-234, Дубна, 1981.
8. Dao Tien Khoa, Ponomarev V.Ju., Vdovin A.I. JINR, E4-86-198, Dubna, 1986; Ponomarev V.Ju.et al. - J.Phys.G:Nucl.Phys.,1987,13,p.1523; Вдовин А.И., Стоянов Ч. ОИЯИ, P4-86-81, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 марта 1988 года.