

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУ1а
А-139

20/6-74

P4 - 7750

2056/2-74

С.К.Абдулвагабова, Г.Шульц

СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7750

С.К.Абдулвагабова, Г.Шульц

СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Введение

Среди низколежащих возбужденных состояний деформированных четно-четных ядер известно большое число уровней с моментом и четностью 0^+ . Во многих ядрах из области редких земель и актинидов найдено по два-три низколежащих 0^+ -состояния, которые иногда очень близки по энергии. Исследования этих состояний - "близнецов", например в реакциях передачи двух нуклонов, и измеренные вероятности электромагнитных переходов показывают, что эти состояния имеют сложную структуру.

Несмотря на то, что теоретическому исследованию 0^+ -состояний в феноменологических и микроскопических моделях посвящено много работ^{1,2}, теоретическое объяснение данных состояний встречает ряд трудностей. Во-первых, в упомянутых моделях ниже энергетической щели $2\lambda_n / \lambda_n$ - параметр нейтронной щели/обычно коллективизируется одно или два состояния. Во-вторых, количественные предсказания теории для этих состояний заметно отличаются от эмпирических данных.

Известная модель с парными и квадрупольными силами предсказывает лишь одно возбужденное состояние ниже энергетической щели, что позволяет качественно описать наблюдаемые в эксперименте сильные $E2$ -переходы. Кроме того, в рамках этой модели можно понять причину регулярного хода относительных сечений в реакциях передачи двух нуклонов для ядер переходной и актинидной областей³. Но не удается получить количественного согласия с экспериментом даже при изменении константы квадрупольного взаимодействия от ядра к ядру. Учет квадрупольного спаривания^{2,4} приводит к появ-

лению новых коллективных ветвей с энергией ниже порога двухквазичастичных возбуждений, но проблему "близнецов" нельзя считать решенной в рамках этой модели. Включение дополнительных взаимодействий другой природы, например, спин-квадрупольных сил, позволяет значительно улучшить согласие с экспериментом. Исследования, проведенные в работах ^{5,6}, показали, что учет спин-квадрупольных сил наряду с парными и квадрупольными силами не только приводит к удовлетворительному описанию энергий двух O^+ -возбуждений ниже энергетической щели, но также улучшает количественное согласие с экспериментом. Однако и эта модель не решает всех имеющихся проблем, и к ее недостаткам можно отнести физически необоснованный выбор константы спин-квадрупольных сил. Величину этого параметра нельзя получить из характеристик среднего поля или из независимых экспериментальных данных. Этот параметр выбирается так, чтобы воспроизводились энергии "близнецов". При этом приходится выбирать значение константы спин-квадрупольных взаимодействий больше, чем квадрупольных.

Появление вторых O^+ -возбуждений ниже энергетической щели может быть связано со спин-орбитальными силами, предложенными в работе ⁷. Это взаимодействие имеет следующий вид:

$$G_{sf} = -\frac{k_{sf}}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \times V_1 \delta_1 (\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad /1.1/$$

Здесь k_{sf} - константа спин-орбитального взаимодействия, $\vec{\sigma}$ - матрица Паули, \vec{p} и \vec{r} - импульсы и координаты взаимодействующих частиц соответственно. Вклад /1.1/ в самосогласованное поле ядра приводит к расщеплению одночастичных уровней по угловому моменту $\vec{j} = \vec{l} \pm 1/2$ и имеет вид

$$\delta U_{sf} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \frac{dU(r)}{r dr}, \quad /1.2/$$

где $U(r)$ - функция типа распределения плотности ядра.

Изменение $\frac{dU(r)}{dr}$ /отличного от нуля только на по-

верхности ядра/ приводит к перераспределению нуклонов по орбитальным моментам l . Последнее, в свою очередь, согласованно определяет поверхностную плотность ядра. Качественное исследование γ в сферических ядрах показало, что новая ветвь колебаний лежит ниже энергетической щели, имеет заметную вероятность ЕО-перехода в основное состояние и хорошо возбуждается в реакциях с передачей двух нуклонов.

Целью настоящей работы является выяснение влияния спин-орбитальных сил на свойства нижайших O^+ - состояний в деформированных ядрах и возможность образования новых O^+ - состояний ниже границы двухквартичных возбуждений.

2. Гамильтониан взаимодействия и основные уравнения

Рассмотрим систему нуклонов в среднем деформированном поле, взаимодействующих посредством сдвигательных, квадрупольных и спин-орбитальных сил. Для простоты мы ограничимся только монополюсной частью реалистических сил /1.1/. Следует отметить, что /1.1/ содержит матричные элементы для переходов с изменением одночастичного момента, не являющегося в деформированных ядрах квантовым числом. Такие матричные элементы перенормируют немнополюсные характеристики O^+ - возбужденных состояний и, в принципе, должны браться в рассмотрение наравне с монополюсной частью /1.1/.

Полный гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$H = H' + H_{sp} \quad /2.1/$$

* В настоящее время использование нефакторизованного взаимодействия в численных расчетах характеристик деформированных ядер вряд ли возможно из-за слишком большого ранга матрицы, подлежащей диагонализации.

Здесь H' содержит среднее поле, спаривательные и квадрупольные взаимодействия. Полное описание H' можно найти, например, в работе [5], а H_{sl} - это модельный гамильтониан монопольной части спин-орбитального взаимодействия в факторизованном виде:

$$H_{sl} = -\frac{k_{sl}}{4} (SD + DS), \quad /2.2/$$

где в представлении вторичного квантования

$$S = \sum_{\nu\nu'} s_{\nu\nu'} a_{\nu'}^{\dagger} a_{\nu}, \quad s_{\nu\nu'} \equiv \langle \nu | (\vec{\sigma} \vec{r}) \frac{dU(r)}{r dr} | \nu' \rangle, /2.2a/$$

$$D = \sum_{\nu\nu'} d_{\nu\nu'} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'}, \quad d_{\nu\nu'} \equiv \langle \nu | \frac{\delta(r-R)}{r^2} | \nu' \rangle. /2.2b/$$

Здесь оператор S определяет энергию спин-орбитального взаимодействия в самосогласованном поле, а D описывает поверхностную плотность. В /2.2б/ - R - радиус ядра.

Во всех выражениях предполагаем суммирование по нейтронным и протонным одночастичным состояниям /полагаем, что константа k_{sl} одинакова для (n,n) , (p,p) и (n,p) взаимодействий/.

В квазибозонном приближении, решая задачу по методу Маршалека и Венезера [8] /такое решение подробно обсуждается, например, в работах [5,9,10] /, получаем секулярное уравнение для энергии коллективных возбуждений ω_k :

$$\omega_k \{ [1 - k_q F(\omega_k)] A(\omega_k, k_{sl}) - k_q k_{sl} \chi(\omega_k, k_{sl}) \} = 0, /2.3/$$

где k_q - константа квадрупольных сил.

В /2.3/ явно выделено решение с $\omega_k = \omega_0 = 0$, описывающее парные вращения системы [9,10]. Явный вид членов, входящих в /2.3/, приведен в приложении 1.

В случае $k_q \neq 0$, $k_{sl} = 0$ /2.3/ имеет вид:

$$F(\omega_k) = \frac{1}{k_q}. \quad /2.4/$$

Уравнение /2.4/ соответствует квадрупольному возбуждению и подробно исследуется в работе [11]. При $k_q = 0$, $k_{sl} \neq 0$ получаем уравнение для спин-орбитальных возбуждений:

$$A(\omega_k, k_{sl}) = 0. \quad /2.5/$$

Функция $A(\omega_k, k_{sl})$ регулярна в точках $\omega = 2E_1$, имеет полюса второго порядка при $\omega = E_{12}$ и при $\gamma_7 = 0$. В общем случае в уравнении /2.3/ присутствует функция $\chi(\omega_k, k_{sl})$, соответствующая смешиванию квадрупольных и спин-орбитальных взаимодействий.

Из-за громоздкости мы не приводим здесь в качестве характеристики рассматриваемых состояний выражений для величин $B(E2)$, $\rho(E0)$ и относительных сечений возбуждений O^+ -состояний в реакциях двухнуклонных передач.

3. Расчеты и обсуждения результатов

Расчеты проводились для ядер из области редких земель. Вся исследуемая область была разбита на три зоны, объединяющие ядра, которые мало отличаются по массовому числу и имеют приблизительно одинаковые значения параметров деформации основных состояний: $A \sim 155$, $A \sim 165$ и $A \sim 173$. В расчетах использовалась та же схема одночастичных уровней, что и в работе [6].

Константу спин-орбитального взаимодействия можно оценить из энергии спин-орбитального расщепления одночастичных уровней, т.е. из условия:

$$\langle H_{sl} \rangle = \langle H_{sl}^{s.p.} \rangle, \quad /3.1/$$

где $H_{sl} = -\kappa_{sl} S$ - спин-орбитальный член в самосогласованном поле. В /3.1/ усреднение проводится по основному состоянию ядра. Получаем следующую оценку для k_{sl} :

$$k_{sl} = \frac{\kappa_{sl}}{\sum_{\nu > 0} d_{\nu} v_{\nu}^2}. \quad /3.2/$$

Предполагаем, что здесь величины $\kappa_{s\ell}$ одинаковы для нейтронной и протонной систем. Полученные значения параметра $k_{s\ell}$ представлены на рисунке пунктирными линиями и описываются следующей простой формулой:

$$k_{s\ell} = k_0 \cdot 10^4 A^{-1/3} \text{fm}^5, \quad /3.3/$$

где для каждой из рассматриваемых областей ядер k_0 имеет следующие значения:

$$k_0 = 0,28 \quad \text{для } A \sim 155,$$

$$k_0 = 0,21 \quad \text{для } A \sim 165,$$

$$k_0 = 0,26 \quad \text{для } A \sim 173.$$

Расчеты показали, что энергии нижайших O^+ -возбуждений для всех ядер, вычисленные из /2.5/ при данном значении $k_{s\ell}$, оказываются намного больше, чем экспериментальные. Чтобы сравнить полученные результаты для спин-орбитальных возбуждений с экспериментальными данными, константу $k_{s\ell}$ следует определить из /2.5/ при экспериментальной энергии нижайшего O^+ -состояния. При этом полученные значения для $k_{s\ell}$ показаны на рисунке сплошными линиями.

Примеры расчетов при различных значениях параметров k_q и $k_{s\ell}$ и соответствующие экспериментальные данные представлены в табл. 1 и 2. Для трех нижайших состояний вычислялись спектроскопические факторы для реакций передачи двух нуклонов $S/S_0 / S_0$ - спектроскопический фактор для передачи в основное состояние конечного ядра/, вероятности E2-переходов $B(E2, 0_k^+ - 2_g^+)$ /в одночастичных единицах/, вероятности E0-переходов и параметр Расмуссена X. При вычислении вероятностей E2- и E0-переходов использовано значение параметра эффективного заряда $e_{eff} = 0,2$.

Кратко обсудим полученные результаты.

Сначала рассмотрим случай /2.4/, когда $k_{s\ell} = 0$ /вариант 1 в таблицах/. Константа k_q выбиралась по положению известных из эксперимента нижайших O^+ -со-

Таблица 1
 Результаты расчетов для ядра ^{156}Gd при значениях щели $\Lambda_n = 0,86 \text{ МэВ}$ и $\Lambda_p = 1,23 \text{ МэВ}$ /пояснения см. в тексте/.

	ω_x (МэВ)	$B(E2)_{\text{теор.}}$	$\rho(E0)$	χ	$S(\rho, \chi)_0$	$S(\rho, \chi)/S_0$	
I	$K_0 = 54,9 \text{ кэВ}$	1,05	4,76	0,37	0,20	1,63	1,58
	$K_{\text{se}} = 0$	1,80	0,27	0,09	0,23	0,24	0,01
		1,98	0,03	0,03	0,24	0,01	0,04
II	$K_0 = 0$	1,05	0,63	0,54	3,27	6,25	3,70
	$K_{\text{se}} = 11,6 \text{ фм}^5$	1,77	0,01	0,38	5,83	0,19	0,01
		1,99	0,01	0,04	3,11	0,01	0,05
III	$K_0 = 54,9 \text{ кэВ}$	0,73	7,56	0,54	0,27	7,82	7,48
	$K_{\text{se}} = 3,5 \text{ фм}^5$	1,80	0,19	0,09	0,29	0,22	0,01
		1,98	0,03	0,02	0,12	0,01	0,04
IV	$K_0 = 52,5 \text{ кэВ}$	1,05	4,29	0,42	0,28	2,25	2,18
	$K_{\text{se}} = 3,5 \text{ фм}^5$	1,81	0,24	0,10	0,31	0,25	0,01
		1,99	0,04	0,03	0,14	0,01	0,04
Эксперимент I ^a		1,05	$2,8(1,2)$	$0,41(5)$	0,10	$0,10$	
		1,17	-	-	$0,02$	$0,02$	-
		1,71	-	-	-	-	-
		1,85	-	-	-	-	-

стояний. В рамках этой модели для нижайших так называемых β -вибрационных состояний вероятности E2-переходов заметно превышают одночастичные значения. Как правило, для этих состояний значения параметра χ меньше единицы. Вторые O^+ -возбужденные состояния появляются выше порога двухквартичных возбуждений. Типичные значения $B(E2)$ и $\rho(E0)$ для них порядка $10^{-1} - 10^{-2}$, что характерно для парных вибраций.

Посмотрим теперь, как влияют спин-орбитальные силы на свойства O^+ -состояний.

Вариант II в табл. 1 и 2 соответствует случаю /2.5/, когда выключены квадрупольные взаимодействия. Для

Таблица 2
Результаты расчетов для ядра ^{176}Hf при значениях щели $\Delta_n = 0,77 \text{ МэВ}$ и $\Delta_p = 1,15 \text{ МэВ}$.

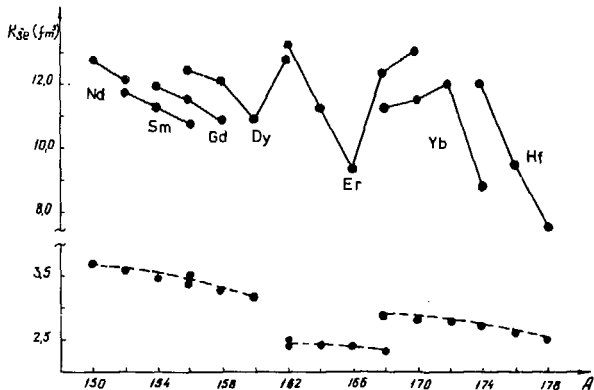
	ω_k (МэВ)	$B(E2)_{\text{спн}}$	$f(E0)$	χ	$S(\beta_1)/S_0$	$S(\beta_2, \rho)/S_0$	
I	$Kq = 45 \text{ эрб}$	1,15	3,22	3,28	0,16	0,11	0,29
	$K_{se} = 0$	1,62	0,19	0,08	0,25	0,01	0,01
		1,70	0,17	0,08	0,27	0,01	<0,02
II	$Kq = 0$	1,15	0,18	0,40	5,62	1,02	1,16
	$K_{se} = 9,5 f_{\text{м}}^S$	1,55	<0,01	0,04	$\sim 10^3$	0,10	0,03
		2,07	0,08	0,25	5,28	0,06	0,04
III	$Kq = 45 \text{ эрб}$	0,80	5,28	0,56	0,41	0,51	2,36
	$K_{se} = 7 f_{\text{м}}^S$	1,53	0,02	0,09	3,00	0,22	<0,01
		1,67	0,37	0,05	0,04	0,03	<0,01
IV	$Kq = 39 \text{ эрб}$	1,15	1,62	0,30	0,61	0,12	0,81
	$K_{se} = 7 f_{\text{м}}^S$	1,53	0,01	0,08	3,99	0,19	<0,01
		1,73	0,38	0,06	0,07	0,05	<0,01
Эксперимент	1,15	-	-	0,17(3)	0,12	-	
	1,29	-	-	8,3(1,3)	0,08	-	
	1,75	-	-	-	0,05	-	

сравнения с экспериментальными данными расчеты проводились при значениях k_{sp} , представленных на рис. 1 сплошными линиями. Расчеты показали, что такие O^+ -состояния, генерированные спин-орбитальными и парными силами, сильно возбуждаются в реакциях (p, t) и (t, p) . При этом значения спектроскопических факторов для нижайшего O^+ -возбуждения увеличиваются почти на порядок по сравнению с вариантом I. Спин-орбитальные силы существенно влияют и на величины $B(E2)$ и $\rho(E0)$. С уменьшением $B(E2)$ и увеличением $\rho(E0)$ увеличивается параметр X . При включении спин-орбитальных сил вместо квадрупольных энергий состояния парной вибрации практически не меняются, но сильно изменяются их распадные характеристики /сравни I и II в таблицах/. Теория предсказывает очень большие значения $X (> 1)$ не только для нижайших O^+ -возбуждений, но и для высоколежащих состояний.

При одновременном включении квадрупольных и спин-орбитальных сил, зафиксировав значения параметра k_{sp} , можно варьировать константу k_q и исследовать изменения свойств O^+ -состояний.

Варианты III и IV в табл. I соответствуют случаю связи квадрупольных и спин-орбитальных возбуждений при фиксированном значении k_{sp} из выражения /3.2/. Расчеты показали, что при значении k_q , определенном из /2.4/, практически невозможно согласовать энергии первого возбуждения с соответствующим экспериментальным значением /вариант III/. Если выбрать k_q так, /IV вариант/, чтобы вычисленная энергия ω_1 совпала с экспериментальной, то из сравнения вариантов I и IV видно, что влияние спин-орбитальных сил на все свойства O^+ -состояний, за исключением спектроскопических факторов, оказывается незначительным*. Второе возбужденное состояние не опускается существенно

* Влияние спин-орбитальных сил на $\rho(E0)$ и $B(E2)$ в этом случае можно компенсировать перенормировкой параметра эффективного заряда.



Силловые параметры спин-орбитального взаимодействия /пунктирными линиями обозначены значения k_{sp} , определенные из спин-орбитального расщепления одночастичных уровней, а сплошными - по экспериментальным энергиям нижайших 0^+ - состояний/.

ниже порога двухквaziчастичных возбуждений, кроме того, мало изменяются свойства вышележащих состояний.

Для ядра ^{176}Hf /табл. 2/ в вариантах III и IV, константа k_{sp} подбиралась так, чтобы второе возбужденное состояние появилось ниже порога двухквaziчастичных возбуждений. При соответствующем выборе k_{sp} второе состояние слегка опускается ниже энергетической щели ($2\lambda_n$), но лежит намного выше, чем известное экспериментальное второе состояние. Дальнейшее увеличение k_{sp} позволяет еще немного опустить второе возбужденное состояние ниже энергетической щели, но, начиная со значений k_{sp} , изображенных на рисунке сплошными линиями, получается мнимое решение для уравнения /2.3/.

Заключение

Проведенные исследования показали, что в отсутствие смешивания квадрупольных и спин-орбитальных сил получается две ветви коллективных колебаний с различными распадными свойствами. Модель со спин-орбитальными силами действительно предсказывает большие значения S/S_0 для нижайших возбуждений, причем в большинстве ядер эти отношения намного превышают экспериментальные отношения сечений σ/σ_0 . Но надо иметь в виду, что соответствие между S/S_0 и σ/σ_0 возможно только в борновском приближении /12/. Здесь важную роль могут играть и многоступенчатые процессы /13/.

При соответствующем выборе параметра k_{sp} с одновременным учетом квадрупольных сил в некоторых ядрах второе возбужденное состояние появляется слегка ниже энергетической щели. Но проблема "близнецов" остается открытой. Выходом из этого положения является не только уточнение вида среднего поля, и поисковых механизмов генерации коллективных колебаний ядра. На этом пути было бы интересно поискать силы с существенно отличной симметрией.

В начальной стадии данной работы принимал участие В.Б.Телицын, которому мы искренне признательны. Авторы также благодарны Н.И.Пятову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

1 Приложение

Ниже приводится уравнение для частот O^+ -возбужденных в модели с парными, квадрупольными и спин-орбитальными силами:

$$F(\omega) = F_0(\omega) - 32 \sum_{\tau=n,p} \Delta_{\tau}^2 \frac{\xi(\tau)a(\tau) - \eta(\tau)c(\tau)}{\gamma(\tau)},$$

$$A(\omega, k_{sl}) = [1 - k_{sl} F_{sd}(\omega)]^2 - k_{sl}^2 F_s(\omega) F_d(\omega),$$

$$\begin{aligned} \mathcal{X}(\omega, k_{sl}) = & 4 F_{qs}(\omega) F_{qd}(\omega) [1 - k_{sl} F_{sd}(\omega)] + 2 k_{sl} \times \\ & [F_{qs}^2(\omega) F_d(\omega) + F_{qd}^2(\omega) F_s(\omega)], \end{aligned}$$

где:

$$F_{sd}(\omega) \equiv h(\omega) - 16 \sum_{\tau=n,p} \Delta_{\tau}^2 \frac{\xi_d(\tau) o(\tau) - \eta_d(\tau) w(\tau)}{\gamma(\tau)},$$

$$F_s(\omega) \equiv \ell(\omega) - 16 \sum_{\tau=n,p} \Delta_{\tau}^2 \frac{\xi_s(\tau) o(\tau) - \eta_s(\tau) w(\tau)}{\gamma(\tau)},$$

$$F_d(\omega) \equiv \kappa(\omega) - 16 \sum_{\tau=n,p} \Delta_{\tau}^2 \frac{\xi_d(\tau) f(\tau) - \eta_d(\tau) g(\tau)}{\gamma(\tau)},$$

$$F_{qd}(\omega) \equiv m(\omega) - 16 \sum_{r=n,p} \Lambda_r^2 \frac{\xi_d(\tau) a(\tau) - \eta_d(\tau) c(\tau)}{\gamma(\tau)},$$

$$F_{qs}(\omega) \equiv s(\omega) - 16 \sum_{r=n,p} \Lambda_r^2 \frac{\xi_s(\tau) a(\tau) - \eta_s(\tau) c(\tau)}{\gamma(\tau)}$$

$$\gamma(\omega) \equiv 4[(4\Lambda^2 - \omega^2)b^2(\omega) + 4d^2(\omega)],$$

$$\xi_d(\omega) \equiv 4d(\omega)g(\omega) + f(\omega)b(\omega)(4\Lambda^2 - \omega^2),$$

$$\xi_s(\omega) \equiv 4d(\omega)w(\omega) + o(\omega)b(\omega)(4\Lambda^2 - \omega^2),$$

$$\xi(\omega) \equiv 4d(\omega)c(\omega) + a(\omega)b(\omega)(4\Lambda^2 - \omega^2),$$

$$\eta_d(\omega) \equiv 4[b(\omega)g(\omega) - f(\omega)d(\omega)],$$

$$\eta_s(\omega) \equiv 4[b(\omega)w(\omega) - o(\omega)d(\omega)],$$

$$\eta(\omega) \equiv 4[b(\omega)c(\omega) - a(\omega)d(\omega)],$$

$$b(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{1}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}, \quad d(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)},$$

$$a(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{q_{1\nu}}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}, \quad c(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{q_{1\nu}(\epsilon_{\nu} - \lambda)}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)},$$

/П.1/

$$f(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{d_{\nu\nu}}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}, \quad g(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{d_{\nu\nu}(\epsilon_{\nu} - \lambda)}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)},$$

$$o(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{s_{\nu\nu}}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}, \quad w(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{s_{\nu\nu}(\epsilon_{\nu} - \lambda)}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)},$$

$$\begin{aligned}
 h(\omega) &\equiv \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot d_{\nu\nu'} \cdot s_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \quad l'(\omega) \equiv \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot s_{\nu\nu'}^2}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \\
 x(\omega) &\equiv \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot d_{\nu\nu'}^2}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \quad s(\omega) \equiv \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot q_{\nu\nu'} \cdot s_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \\
 m(\omega) &\equiv \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot q_{\nu\nu'} \cdot d_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \quad F_0(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{U_{\nu\nu'}^2 \cdot E_{\nu\nu'} \cdot q_{\nu\nu'}^2}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}
 \end{aligned}
 \tag{П.2/}$$

$$U_{\nu\nu'} = u_{\nu'} \cdot v_{\nu'} + u_{\nu} \cdot v_{\nu}, \quad E_{\nu\nu'} = E_{\nu} + E_{\nu'}$$

Здесь u_{ν} и v_{ν} - параметры преобразования Боголюбова, E_{ν} - одноквазичастичные энергии, $q_{\nu\nu'}$ - одночастичные матричные элементы квадрупольного момента, ϵ_{ν} - одночастичные энергии, λ - химпотенциал. В /П.1/ суммирование проводится либо по нейтронным, либо по протонным состояниям, а в /П.2/ - по нейтронным и протонным состояниям.

Литература

1. Н.И.Пятов. Сб. "Проблемы современной ядерной физики", Наука, М., 1971, стр. 141.
2. Б.А.Румянцев. Материалы Восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, часть II, стр. 327, Ленинград, 1973.
3. S.K.Abdulvagabova, S.P.Ivanova, N.I.Pyatov. Phys.Lett., 38B, 215 (1972).
4. С.Т.Беляев. ЯФ, 4, 936 /1966/.
5. С.К.Абдулвагабова, С.П.Иванова, Н.И.Пятов. ЯФ, 16, 1209 /1972/.
6. С.К.Абдулвагабова. Изв. АН СССР, сер.физ., 37, 1007 /1973/.

7. S.T.Belyaev, B.A.Rumiantsev. *Phys.Lett.*, 30B, 444 (1969).
8. E.R.Marshalek and J.Weneser. *Ann.Phys.*, 53, 569 (1969).
9. Н.И.Пятов. *Материалы Восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, часть II*, стр. 282, Ленинград, 1973.
10. С.К.Абулвагабова, Н.И.Пятов. *Препринт ОИЯИ, Р4-5576*, Дубна, 1971.
11. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*, Наука, Москва, 1971.
12. S.Yoshida. *Nucl.Phys.*, 33, 685 (1962).
13. R.J.Ascuitto et al. *Nucl.Phys.*, A183, 60 (1972);
T.Udagawa, T.Tamura. *Proceedings of the Symposium on two-nucleon transfer and Pairing Excitations, ANL, Argonne, p. 193, 1972. (Argonne Phys. Division, Informal Report РНУ 1972H).*
14. D.Fleming, G.Gunther et al. *Phys.Rev.*, C8, 806 (1973);
A.Backlin et al. *Proc.Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectr.* Studsvik, IAEA, Vienna, 1969, p. 147.
15. M.A.Oothoudt and N.M.Hintz. *Nucl.Phys.*, A123, 221 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1974 года.