объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4 - 12312

Н.И.Пятов, М.И.Базнат

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР

1979

P4 - 12312

Н.И.Пятов, М.И.Базнат *

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.

Пятов Н.И., Базнат М.И. P4 - 12312

Самосогласованное описание характеристик дипольных возбуждений ядер

Излагается метод самосогласования остаточных взаимодействий с оболочечным потенциалом. Полученный трансляционно-инвариантный гамильтониан применяется к описанию характеристик 1^- возбуждений четно-четных ядер. Обсуждаются результаты численных расчетов, проведенных с одночастичным потенциалом Вудса-Саксона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Pyatov N.I., Baznat M.I. P4 - 12312

Selfconsistent Description of Characteristics of Nuclear Dipole Excitations

A method is given for constructing the residual interactions which are consistent with the shell model potential. The translationally invariant Hamiltonian obtained is applied to the description of characteristics of 1^- excitations in even-even nuclei. The results of numerical calculations performed with the Woods-Saxon potential are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics. JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

I. Введение

В работах[1,2] было предложено использовать спонтанное нарушение симметрии оболочечного потенциала для построения эффективных остаточных взаимодействий, восстанавливающих нарушенные принципы инвариантности (законы сохранения, правила отбора). Предположение о сепарабельности взаимодействий и самосогласование позволяют однозначно определить формфакторы и константы сил.

Этот метод применялся для развития трансляционно-инвариантной модели гигантского дипольного резонанса[3-6], в которой движение центра масс (ц.м.) выделялось явно, однако изовекторные дипольные силы не согласовывались с потенциалом, что приводило к необходимости использовать дополнительный параметр.

В данной работе излагается полностью самосогласованная трансляционно-инвариантная модель гигантского дипольного резонанса, в которой нет никаких дополнительных параметров, кроме входящих в оболочечный потенциал.

2. Остаточные взаимодействия

Пусть среднее поле ядра описывается оболочечным потенциалом

$$\boldsymbol{U}(r) = U_0(r) - U_1(r)\tau_z + \frac{1}{2} V_c(r)(1-\tau_z), \quad (I)$$

где $U_c(r)$, $U_1(r)$ и $V_c(r)$ представляют собой соответственно изоскалярное, изовекторное и кулоновское слагаемые, τ_z – третья компонента изотопического спина ($\tau_z = +1$ для нейтрона и -I для протона). Такой потенциал, заданный в лабораторной системе координат, нарушает трансляционную инвариантность и приводит к несохранению полного импульса системы.

Нарушенную симметрию можно было бы восстановить путем преобразования в систему ц.м. и явного выделения потенциала локализации ц.м., что возможно только в случае очень простых потенциалов типа осцилляторного /7/.

С другой стороны, спонтанно нарушенную симметрию потенциала можно использовать для построения эффективных остаточных взаимодействий, поскольку исходный полный гамильтониан системы частиц, из которого выделяется самосогласованное поле, должен быть трансляционно-инвариантным. Таким образом, можно потребовать, чтобы

$$[U(r) + h, \vec{P}] = 0, \tag{2}$$

где $\vec{P}$ – полный импульс и h – остаточные взаимодействия. Конечно, в общем случае системы уравнений (2) недостаточно для однозначного определения всех двухчастичных матричных элементов h по известным матричным элементам одночастичной матрицы плотности. Однозначное построение h становится возможным, если ввести предположение о сепарабельности остаточных взаимодействий. Тогда h можно искать в виде разложения по билинейным комбинациям различных коммутаторов слагаемых потенциала с оператором импульса. Разложение будет конечным, если соответствующая алгебра коммутаторов конечна и замкнута. В рассматриваемом случае это определяется радиальной зависимостью $U(r)$. Если высшие производные потенциала убывают достаточно быстро, то можно ограничиться простейшей формой остаточных взаимодействий /2-4/:

$$h = h_0 + h_1 + h_c, \tag{3}$$

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0}\Big[\sum_{k=1}^{A} U_0(r_k), \vec{P}\Big]^{*} \cdot \Big[\sum_{k=1}^{A} U_0(r_k), \vec{P}\Big], \tag{4}$$

$$h_1 = \frac{1}{2\gamma_1}\Big[\sum_{k=1}^{A} U_1(r_k)\vec{\tau}_k, \vec{P}\Big]^{+} \cdot \Big[\sum_{k=1}^{A} U_1(r_k)\vec{\tau}_k, \vec{P}\Big], \tag{5}$$

$$h_c = \frac{1}{2\gamma_c}\Big[\sum_{k=1}^{Z} U_c(r_k), \vec{P}\Big]^{*} \cdot \Big[\sum_{k=1}^{Z} U_c(r_k), \vec{P}\Big]. \tag{6}$$

Здесь h_0, h_1 и h_c представляют соответственно изоскалярные, изовекторные и кулоновские остаточные взаимодействия.

Каждое слагаемое в (3) восстанавливает нарушенную симметрию соответствующих потенциалов в уравнении (I). Подставляя (4)-(6) в (2), легко видеть, что спонтанно нарушенная симметрия восстанавливается, если во всех уравнениях заменить двойные коммутаторы типа $[\vec{P}, [U(r), \vec{P}]]$ их средними значениями по неинвариантному вакууму /10/ (основному состоянию Хартри-Фока) и положить

$$\gamma_0 = \frac{1}{3}\langle 0|[\vec{P}, [\sum_{k=1}^{A} U_0(r_k), \vec{P}]]|0\rangle, \tag{7}$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3}\langle 0|[\vec{P}, [\sum_{k=1}^{A} U_1(r_k)(\tau_z)_k, \vec{P}]]|0\rangle, \tag{8}$$

$$\gamma_c = -\frac{1}{3}\langle 0|[\vec{P}, [\sum_{k=1}^{Z} U_c(r_k), \vec{P}]]|0\rangle. \tag{9}$$

Знаки здесь выбраны так, чтобы все параметры γ были положительными.

Отметим, что если двойные коммутаторы в (7)-(9) являются c – числами, то взаимодействия (4)-(6) восстанавливают нарушенную симметрию точно. Например, в случае осцилляторного потенциала (опустим кулоновское слагаемое)

$$U(r) = \frac{m\omega_0^2}{2} r^2 \Big[1 - \tau_z \eta \frac{N-Z}{A}\Big] \tag{10}$$

получаем

$$\gamma_0 = m A (\hbar\omega_0)^2, \tag{11}$$

$$\gamma_1 = \eta \Big(\frac{N-Z}{A}\Big)^2 \gamma_0. \tag{12}$$

При этом изоскалярные и изовекторные силы выражаются через координаты ц.м. всего ядра $\vec{R}$, нейтронов $\vec{R}_n$ и протонов $\vec{R}_p$:

$$h_0 = -\frac{\gamma_0}{2\hbar^2}\vec{R}^2, \tag{13}$$

$$h_1 = \eta \frac{\gamma_0}{2\hbar^2}\left(\frac{N}{A}\vec{R}_n - \frac{Z}{A}\vec{R}_p\right)^2. \tag{14}$$

Здесь в h_1 опущены зарядовообменные компоненты. Видно, что взаимодействия h_0 компенсируют потенциал локализации ц.м., причем γ_0 имеет смысл параметра жесткости этого потенциала. Часть взаимодействия h_1, которую можно выразить через $\vec{R}$, также идет на компенсацию вклада изовекторного потенциала в потенциал локализации ц.м. Другая часть, пропорциональная $(\vec{R}_n - \vec{R}_p)^2$, описывает относительные дипольные колебания ц.м. нейтронов и протонов, что и приводит к возбуждению гигантского дипольного резонанса.

По сравнению с ранее использовавшимися сепарабельными силами (см., например, /8-10/) взаимодействия (4)-(6) обладают рядом преимуществ. Отметим некоторые из них.

а) Эти взаимодействия являются физически обоснованными, так как они возникают как реакция многочастичной системы, помещенной в потенциальную яму и стремящейся восстановить нарушенную симметрию. Использование этих взаимодействий позволяет явно выделить движение ц.м. системы, что невозможно при использовании гамильтонианов с нарушенной трансляционной инвариантностью.

Искусственное выделение решения с нулевой энергией путем подбора констант изоскалярных (и даже изовекторных) взаимодействий /9-11/ не решает проблемы, так как в общем случае получаемый интеграл движения не совпадает с импульсом /12/.

б) Взаимодействия (4)-(6) не содержат никаких произвольных параметров.

в) Важно отметить неявную зависимость эффективных сил от распределения плотности, поскольку и формфакторы и параметры γ непосредственно связаны с потенциалом и автоматически меняются с изменением последнего.

г) Изовекторные силы (5) через потенциал U_1 прямо связаны с энергией симметрии ядра. При произвольной параметризации изовекторных сил связь характеристик гигантского резонанса с потенциалом симметрии по крайней мере искажается.

д) Для конечных потенциалов остаточные взаимодействия локализованы на поверхности, и, следовательно, не возникает никаких проблем при вычислении матричных элементов в континууме.

По определению взаимодействия (4)-(6) не дают вклада в самосогласованное поле. Ограниченность их заключается в том, что они пригодны для рассмотрения только дипольных возбуждений ядер. Другие компоненты остаточных взаимодействий можно получить, используя различные типы спонтанно-нарушенной симметрии, либо динамические симметрии. Естественно, что гамильтониан можно дополнить также любыми другими трансляционно-инвариантными силами, которые не дают вклада в самосогласованное поле (например, спин-спиновыми или зависящими от скорости силами).

Отметим, что изложенный в данной работе метод восстановления нарушенной симметрии идейно близок к методам, предложенным Беляевым /13/, а также Бором и Моттельсоном /14/. В работах /15-19/ самосогласование проводится путем вычисления либо корректировки отдельных слагаемых оболочечного потенциала по заданной форме зависящих от плотности эффективных взаимодействий квазичастиц. В случае сепарабельных взаимодействий результаты различных подходов совпадают в приближении Хартри-Фока. Самосогласование в рамках теории ферми-жидкости обладает большей общностью, так как позволяет учитывать обменные эффекты и рассматривать различные ветви коллективных возбуждений. При этом, однако, значительно усложняются численные расчеты. Отметим также значительный произвол в выборе исходных эффективных взаимодействий.

3. Спектр возбуждений

В приближении метода случайной фазы (СФ) рассмотрим спектр собственных состояний для гамильтониана

$$H = H^0 + h_0 + h_1 + h_c, \tag{15}$$

где одночастичный гамильтониан H^0 включает исходный оболочечный потенциал (1).

Для решения задачи используется набор базисных частично-дырочных операторов

$$B_{j'j}(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j'+1}} \sum_{mm'} (jm\,1\mu|j'm')\, a^+_{j'm'} a_{jm}, \tag{16}$$

в которых явно выписаны только квантовые числа углового момента, а остальные подразумеваются. С их помощью строится полный набор обобщенных канонических операторов

$$\mathcal{P}_\nu(\mu) = \frac{i}{2}\sum_{\tau_z}\sum_{jj'}^{(\tau_z)}\psi_{j'j}^{(\nu)}\left[B_{j'j}(\mu) + (-1)^\mu B_{j'j}(-\mu)\right],$$

$$\mathcal{L}_\nu(\mu) = \frac{1}{2}\sum_{\tau_z}\sum_{jj'}^{(\tau_z)}\varphi_{j'j}^{(\nu)}\left[B_{j'j}(\mu) - (-1)^\mu B_{j'j}(-\mu)\right], \qquad (I7)$$

удовлетворяющих в приближении СФ коммутационным соотношениям

$$[\mathcal{L}_\nu^+(\mu), \mathcal{P}_{\nu'}(\mu')] = i\,\delta_{\nu\nu'}\delta_{\mu\mu'},$$

$$[\mathcal{L}_\nu^+, \mathcal{L}_{\nu'}] = [\mathcal{P}_\nu^+, \mathcal{P}_{\nu'}] = \ldots = 0. \qquad (I8)$$

При этом амплитуды ψ и φ подчиняются условию ортонормировки

$$\sum_{\tau_z}\sum_{jj'}^{(\tau_z)}\psi_{j'j}^{(\nu)*}\varphi_{j'j}^{(\nu')}(n_j - n_{j'}) = \delta_{\nu\nu'}, \qquad (I9)$$

где n_j – числа заполнения состояний. В терминах операторов (I7) гамильтониан H сводится к форме нормальных колебаний [20]

$$H_{\text{СФ}} = \frac{1}{2}\sum_\nu\sum_\mu\left\{\mathcal{P}_\nu^+(\mu)\,\mathcal{P}_\nu(\mu) + \omega_\nu^2\mathcal{L}_\nu^+(\mu)\,\mathcal{L}_\nu(\mu)\right\}, \qquad (20)$$

где собственные значения ω_ν (индекс ν нумерует решения) находятся из решения уравнений движения

$$[H, \mathcal{P}_\nu(\mu)] = i\omega_\nu^2\,\mathcal{L}_\nu(\mu),$$

$$[H, \mathcal{L}_\nu(\mu)] = -i\,\mathcal{P}_\nu(\mu). \qquad (2I)$$

Из уравнений (20) и (2I) следует, что при $\omega_\nu = 0$ появляется интеграл движения $\mathcal{P}_\nu \equiv \mathcal{P}_0$ (канонически сопряженный ему оператор $\mathcal{L}_0$) и явно выделяется соответствующая движению ц.м. часть гамильтониана, т.е. выделяется так называемая голдстоуновская ветвь, которая связана со спонтанным нарушением симметрии.

Опуская промежуточные выкладки (см. детали в [2I]), приведем окончательное уравнение для собственных значений с явно выделенным решением $\omega_\nu = 0$:

$$\omega_\nu^2 \times \begin{vmatrix} C_{00}^{(n)} + C_{00}^{(p)} - C_{01}^{(n)} + C_{01}^{(p)} + C_{0c}^{(p)} & S_{01}^{(n)} - S_{01}^{(p)} & S_{0c}^{(p)} \\ C_{01}^{(n)} - C_{01}^{(p)} - C_{11}^{(n)} - C_{11}^{(p)} - C_{11}^{(p)} & S_{11}^{(n)} + S_{11}^{(p)} + 3\gamma_1 & -S_{1c}^{(p)} \\ C_{0c}^{(p)} + C_{1c}^{(p)} + C_{cc}^{(p)} & -S_{1c}^{(p)} & S_{cc}^{(p)} + 3\gamma_c \end{vmatrix} = 0. \qquad (22)$$

Здесь индексами n и p обозначены соответственно нейтронные и протонные суммы вида (ε_j – одночастичные энергии)

$$C_{\alpha\alpha'}^{(n,p)} = \sum_{jj'}^{(n,p)}\frac{f_{j'j}^{(\alpha)*}f_{j'j}^{(\alpha')}(n_j - n_{j'})}{(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j)\left[(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j)^2 - \omega_\nu^2\right]}, \qquad (23)$$

$$S_{\alpha\alpha'}^{(n,p)} = \sum_{jj'}^{(n,p)}\frac{f_{j'j}^{(\alpha)*}f_{j'j}^{(\alpha')}(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j)(n_j - n_{j'})}{(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j)^2 - \omega_\nu^2}, \qquad (24)$$

в которых индексы α , α' пробегают значения 0,I, c . Величина γ_0 исключена из уравнения (22) в процессе выделения решения $\omega_\nu = 0$, а остальные параметры выражаются через приведенные матричные элементы импульса $\vec{p}$ и формфакторов взаимодействий $f^{(\alpha)} \equiv [U_\alpha(r), \vec{p}]$:

$$\gamma_1 = \frac{1}{3}\sum_{\tau_z}\tau_z\sum_{jj'}^{(\tau_z)}p_{j'j}^{*}f_{j'j}^{(1)}(n_j - n_{j'}), \qquad (25)$$

$$\gamma_c = -\frac{1}{3}\sum_{jj'}^{(p)}p_{j'j}^{*}f_{j'j}^{(c)}(n_j - n_{j'}). \qquad (26)$$

Решая уравнения движения для амплитуд, легко показать, что для состояния с $\omega_\nu = 0$

$$\psi_{j'j}\,|_{\omega_\nu = 0} \sim p_{j'j}, \qquad (27)$$

т.е. найденный интеграл движения совпадает с полным импульсом

$$\mathcal{P}_0(\mu) = \frac{1}{\sqrt{mA}} P_\mu \quad . \tag{28}$$

При этом соотношения (I8) гарантируют нам сохранение полного импульса во всех возбужденных однофононных состояниях с $\omega_\nu \neq 0$:

$$Q_\nu^+(\mu)|0'\rangle = \left(-\frac{i}{\sqrt{2\omega_\nu}}\,\mathcal{P}_\nu(\mu) + \sqrt{\frac{\omega_\nu}{2}}\,\mathcal{L}_\nu(\mu)\right)|0'\rangle \ ,$$

$$\left[Q_\nu(\mu), Q_{\nu'}^+(\mu')\right] = \delta_{\nu\nu'}\delta_{\mu\mu'} ; \ Q_\nu(\mu)|0'\rangle = 0 \ . \tag{29}$$

Естественно, что оператор $\mathcal{L}_0(\mu)$ оказывается пропорциональным координате ц.м. R_μ .

Набор операторов P_μ , R_μ , $Q_\nu^+(\mu)$ и $Q_\nu(\mu)$ является полным, что позволяет в методе СФ разлагать по нему любые одночастичные операторы. Проведем такое разложение для взаимодействий h_0 , h_1 и h_c и выделим из них слагаемые, зависящие от координаты ц.м. Суммарный результат получается в виде

$$h_R = -\frac{\gamma_0 - \gamma_1 - \gamma_c}{2\hbar^2}\,\vec{R}^2 \ . \tag{30}$$

Тем самым в гармоническом приближении явно выделяется часть остаточных взаимодействий, которая компенсирует потенциал локализации ц.м., неявно содержащийся в оболочечном потенциале.

В гармоническом приближении можно написать коллективный гамильтониан, описывающий движение ц.м. системы невзаимодействующих частиц, помещенных в потенциальную яму /I/

$$H_{c.m.}^0 = \frac{1}{2mA}\,\vec{P}^2 + \frac{\gamma_0 - \gamma_1 - \gamma_c}{2\hbar^2}\,\vec{R}^2, \tag{31}$$

и оценить осцилляторную частоту колебаний ц.м. в оболочечном потенциале

$$\hbar\omega_R = \left(\frac{\gamma_0 - \gamma_1 - \gamma_c}{mA}\right)^{1/2} \ . \tag{32}$$

Эта оценка носит самосогласованный характер, так как параметры γ зависят от потенциала.

4. Правила сумм

Интегральные характеристики дипольных возбуждений ядер удобно выражать через сечения фотопоглощения с различным энергетическим весом (см., например, /22/)

$$\sigma_n = \int \varepsilon_\gamma^n \,\sigma(\varepsilon_\gamma)\, d\varepsilon_\gamma =$$

$$= \frac{16\pi^3}{9\hbar c}\sum_\nu \omega_\nu^{n+1} B_\nu(E1) \ , \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{33}$$

где $B_\nu(E1)$-приведенные вероятности EI-переходов для отдельных состояний, ε_γ – энергии γ – квантов. Наиболее известно "модельно-независимое" правило сумм

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^2 e^2\hbar}{mc}\cdot\frac{NZ}{A} = \frac{8\pi^3 e^2}{9\hbar c}\,\times$$

$$\times \langle 0|\left[\vec{\mathfrak{M}}^*(E1), \left[H - \vec{P}^2/2mA, \ \vec{\mathfrak{M}}(E1)\right]\right]|0\rangle \ , \tag{34}$$

где $\vec{\mathfrak{M}}(E1)$ – дипольный момент ядра, e – заряд протона. Классический предел для σ_0 получен как следствие независимости взаимодействий от скоростей нуклонов.

Другое полезное правило сумм, зависящее от взаимодействий, было получено в работе /3/ :

$$\sigma_{+2} = \frac{8\pi^3 e^2}{9\hbar c}\langle 0|[\vec{\mathfrak{M}}^*, [H, [H, [H, \vec{\mathfrak{M}}]]]]|0\rangle =$$

$$= \frac{8\pi^3 e^2}{9\hbar c}\left\{\Gamma_p - \frac{1}{\gamma_0}|\Lambda_0|^2 + \frac{1}{\gamma_1}|\Lambda_1|^2 + \frac{1}{\gamma_c}|\Lambda_c|^2\right\} . \tag{35}$$

Здесь величина

$$\Gamma_p = \frac{1}{3}\sum_{jj'}^{(p)} (\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j)^3 (rY_1)_{j'j}^2 \,(n_j - n_{j'}) \tag{36}$$

характеризует вклад невзаимодействующих протонов, а остальные слагаемые связаны с остаточными взаимодействиями, причем

$$\Lambda_{\alpha} = \frac{1}{3} \sum_{jj'}^{(p)} (\varepsilon_{j'} - \varepsilon_j) f_{j'j}^{(\alpha)*} (r Y_1)_{j'j} (n_j - n_{j'}) . \tag{37}$$

Как и следовало ожидать, характер взаимодействия (притяжение или отталкивание) определяет знак соответствующего вклада в (35).

Интегральное сечение σ_{+2} позволяет просто оценить энергию коллективного возбуждения в виде*)

$$E_2 \equiv (\sigma_{+2} / \sigma_0)^{1/2} \tag{38}$$

и с этой целью использовалось в работах[4-6]. Аналогичное правило сумм использовалось в работе[23] для оценки энергий монопольного и квадрупольного изоскалярных резонансов.

Широко используются также интегральные сечения σ_{-1} и σ_{-2}, характеризующие соответственно суммарную силу EI-переходов и энергию симметрии ядра[22,24]. Ввиду хорошей сходимости интеграла по энергии (33) эти сечения обычно определяют в экспериментах по фотонейтронным реакциям.

С помощью интегральных сечений можно определить распределение гамма-переходов по спектру возбуждений[21] (аналогичная величина определялась в работе[23])

$$W = [\sigma_{+2} / \sigma_0 - (\sigma_{+1} / \sigma_0)^2]^{1/2} . \tag{39}$$

В приближении одного коллективного состояния $W = 0$. Поскольку σ_{+1} и σ_{+2} зависят от остаточных взаимодействий, то величина W является эффективной характеристикой как потенциала, так и сил. Конечно, она не имеет прямого отношения к наблюдаемой ширине гигантского резонанса , поскольку не учитывает эффектов, связанных с вылетом частиц в сплошной спектр и с развалом частично-дырочных возбуждений по более сложным конфигурациям.

---

*) Для оценки энергии коллективных возбуждений иногда используют и другие интегральные сечения, например σ_{-2}, связанное с дипольной поляризуемостью ядер[24].

5. Расчеты интегральных характеристик

Расчеты интегральных характеристик гигантского дипольного резонанса проводились с потенциалом Вудса-Саксона с параметризацией Чепурнова[25]:

$$U_0(r) = -[1 + \exp \alpha (r - R_0)]^{-1} V_0 , \tag{40}$$

$$U_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} U_0(r) , \tag{4I}$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \dfrac{(Z-1)e^2}{R_0} \left[\dfrac{3}{2} - \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{r}{R_0}\right)^2\right], & r \le R_0, \\ \dfrac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R_0 \end{cases} . \tag{42}$$

Здесь R_0 =I,24A$^{I/3}$Фм, α - параметр диффузности потенциала, определяющий радиальную форму взаимодействий h_0 и h_1; η - - изовекторный параметр, который характеризует также силу изовекторных взаимодействий и величину энергии симметрии. В приближении Хартри-Фока энергия симметрии равна

$$E_{симм.} \equiv \beta_{симм} \frac{(N-Z)^2}{A} = -\frac{1}{2} \langle 0 | \sum_{k=1}^{A} U_1(r_k) (\tau_z)_k | 0 \rangle . \tag{43}$$

Эта величина, в частности, определяет силу монопольных изовекторных взаимодействий в самосогласованном описании изобаранaлоговых состояний[26]. Спин-орбитальный потенциал имеет ту же форму, что и в работе[25].

Приведем квазиклассические оценки параметров жесткости для выбранного потенциала[21]

$$\gamma_0 \approx \frac{\sqrt{2\pi}\, \alpha V_0 \hbar^2 A}{16 R_0} , \tag{44}$$

$$\gamma_1 \approx \eta \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2 \gamma_0 , \tag{45}$$

$$\gamma_c \approx \frac{e^2 \hbar^2 Z(Z-1)}{R_0^3} . \tag{46}$$

Отсюда видно, что жесткость изоскалярного потенциала растет как $A^{2/3}$. Отношение силовых констант изовекторных и изоскалярных сил определяется величиной

$$\chi_1/\chi_0 \equiv (\eta \frac{N-Z}{A})^2 \gamma_0/\gamma_1 \approx \eta . \qquad (47)$$

В численных расчетах, представленных ниже, учитывались все связанные состояния, сплошной спектр аппроксимировался резонансными уровнями с шириной не более 2 МэВ. Метод вычисления таких состояний дан в работе /27/, а программа расчетов - в работе /28/. Полнота одночастичного базиса позволяет исчерпывать правило сумм (34) с точностью до нескольких процентов.

В расчетах использовалось значение параметра диффузности α = I,6 Фм$^{-1}$. Значения параметров η и V_0 выбирались так, чтобы вычисленные энергии отделения нейтрона и протона в соседних нечетных ядрах были близки к экспериментально наблюдаемым значениям /29/. Обычно достигается согласие расчетов с экспериментом с точностью 0,5 МэВ.

Результаты расчетов для ряда ядер представлены в таблице вместе с использованными значениями параметров η и V_0. Расчеты показали, что изоскалярная жесткость (из соображений размерности в таблице приведены значения величин $\Gamma = (3/4\pi)(\hbar/m)^2 \gamma$) возрастает с массовым числом как $A^{2/3}$, т.е. в соответствии с квазиклассической оценкой (44), хотя и превышает ее систематически на 5-I0%. Отношение констант изовекторных и изоскалярных сил χ_1/χ_0 заметно меняется от ядра к ядру и отличается от квазиклассической оценки (47), при получении которой полагалось, что изовекторная плотность пропорциональна изоскалярной, как и соответствующие одночастичные потенциалы.

Вычисленные значения параметра жесткости кулоновского потенциала оказались близкими к оценке (46), особенно для тяжелых ядер.

Отметим хорошее согласие вычисленных среднеквадратичных радиусов распределения протонов $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ с экспериментальными значениями /30/ среднеквадратичных зарядовых радиусов $\langle r_c^2 \rangle^{1/2}$.

В самосогласованном подходе энергия симметрии (коэффициент $\beta_{симм.}$) растет примерно пропорционально величине изовекторного параметра η. Аналогичным образом растет и отношение констант χ_1/χ_0, т.е. возрастают изовекторные силы, так как изоскалярная жесткость γ_0 очень слабо зависит от η. Следовательно, пропорционально величине η растет и энергия ги-

гантского дипольного резонанса, как это продемонстрировано на рис. I. При $\eta \to 0$ величина E_2 численно стремится к энергии гармонических колебаний ц.м. в оболочечном потенциале $\hbar\omega_R$, определенной уравнением (32). Значения этой величины для рассмотренных ядер приведены в табл. I. Отметим, что значения $\hbar\omega_R$ уменьшаются с ростом массового числа примерно как $A^{-1/6}$. Для осцилляторного потенциала ω_R совпадает (с точностью до небольшой поправки, связанной с изовекторным потенциалом) с осцилляторной частотой ω_0, т.е. уменьшается с ростом массового числа как $A^{-1/3}$. Различие в поведении ω_R обусловлено конечностью потенциала Вудса-Саксона. Это обстоятельство и определяет отклонение массовой зависимости E_2 от закона $A^{-1/3}$. Таким образом, в самосогласованном микроскопическом подходе фактически заложены оба типа коллективных движений (относительные колебания ц.м. нейтронов и протонов и звуковые колебания в сферическом резонаторе нейтронов и протонов в противофазе), рассмотренных в капельной модели /34/.

При разумных значениях энергии симметрии ($\beta_{симм} \approx$ 25-35 МэВ) предсказываемая теорией величина E_2 примерно на I0 % меньше наблюдаемой энергии максимума EI-резонанса. Аналогичный результат получается и в других микроскопических расчетах, в которых силовой параметр изовекторных взаимодействий связывался с энергией симметрии (см., например, /3I-33/), а также в рамках капельной модели, параметры которой получены путем подгонки к экспериментальным массам ядер /34/. В теории ферми-жидкости с зависящими от плотности силами правильное описание энергии EI-резонанса получается при увеличении параметра изовекторных сил в два раза /II/, что, несомненно, приведет к сильному рассогласованию эффективных сил с изовекторным потенциалом. Поэтому более правдоподобным представляется объяснение отмеченного расхождения теории с экспериментом путем введения эффективной массы квазичастиц /I4,34/, возникающей из-за зависимости взаимодействий от скорости нуклонов. Учет зависящих от скорости сил объясняет /24/ также наблюдающееся в эксперименте превышение правила сумм по сравнению с классической оценкой (34).

В несогласованных моделях все отмеченные выше эффекты оказываются замаскированными произволом в выборе констант взаимодействий.

Одним из важных результатов самосогласованного подхода являет-

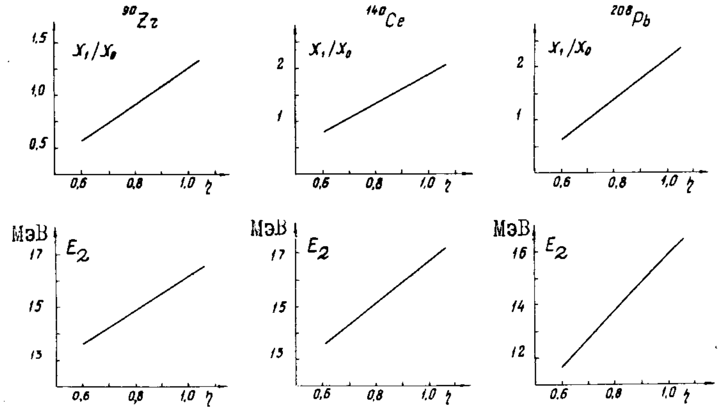

Рис. 1. Зависимость χ_1/χ_0 и E_2 от величины изовекторного параметра η.

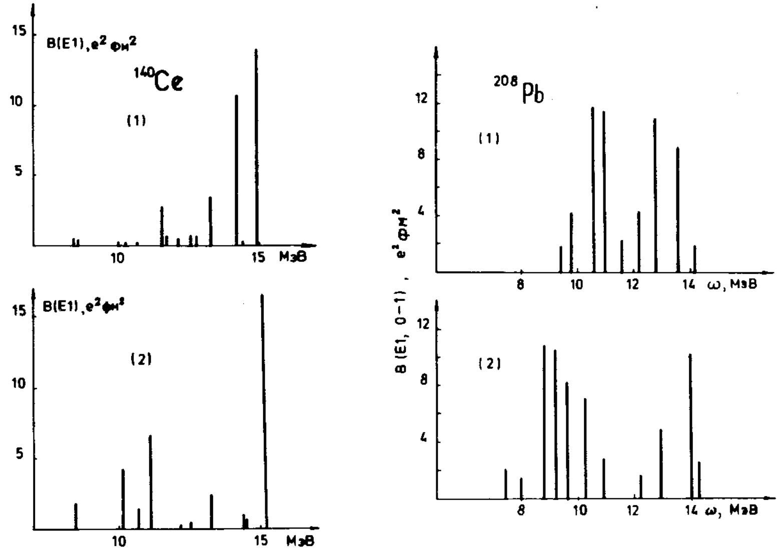

Рис. 2. Спектральное распределение вероятности EI-переходов по спектру I^- возбуждений в ядрах ^{140}Ce и ^{208}Pb. (1) - несамосогласованные расчеты, (2) - самосогласованные расчеты. В обоих вариантах расчетов получены следующие значения σ_0 и E_2: σ_0 = 1,99 МэВ, E_2 = 14,1 МэВ в ^{140}Ce; σ_0 = 2,92 МэВ, E_2 = 12,3 МэВ в ^{208}Pb.

ся то, что в нем в приближении метода СФ получается более широкий разброс силы EI-переходов по спектру возбуждений, чем во всех несамосогласованных расчетах, проведенных до настоящего времени /4,9-II,3I-33/. В данной работе мы выполнили для сравнения расчеты в рамках трансляционно-инвариантной модели /3,4/, в которой не проводилось самосогласование по изовекторному и кулоновскому потенциалам. Изовекторные силы выбирались в виде объемных сил

$$h_1' = \frac{3\varkappa_1}{2\pi}\left(\frac{NZ}{A}\right)^2(\vec{R}_n - \vec{R}_p)^2 , \qquad (48)$$

где $\varkappa_1$ - произвольный параметр, в общем случае не связанный с энергией симметрии. Значения $\varkappa_1$ подбирались так, чтобы энергии центроида резонанса E_2 (или сечения σ_{+2}) в самосогласованных и несамосогласованных расчетах совпадали. Полученные спектральные распределения для ядер ^{140}Ce и ^{208}Pb показаны на рис. 2 (при этом использованы значения $\varkappa_1 = 325A^{-5/3}$ МэВ $фм^{-2}$ для ^{140}Ce и $275A^{-5/3}$ МэВ $фм^{-2}$ для ^{208}Pb).

Количественный мерой указанного различия спектральных распределений является величина W , определенная уравнением (39). В таблице I приведены значения W, вычисленные в рамках самосогласованной и несамосогласованной моделей. Видно систематическое превышение на 40-50 % величины W в самосогласованной теории. Таким образом, самосогласованный подход обеспечивает в средних и тяжелых ядрах достаточно широкий "остов" для вычисления истинной ширины резонанса путем учета вылета частиц в сплошной спектр и развала частично-дырочных состояний по более сложным конфигурациям.

Приведенные в таблице I теоретические значения интегральных сечений σ_{-1} и σ_{-2} можно сравнить со средними значениями этих величин для тяжелых ядер, извлеченными из данных по фотонейтронным реакциям /35/

$$A^{-4/3}\sigma_{-1} = (0,186 \pm 0,013) \text{ мб},$$

$$A^{-5/3}\sigma_{-2} = (2,4 \pm 0,2)\, 10^{-3} \text{ мб/МэВ}. \qquad (49)$$

Систематическое превышение теоретических значений σ_{-1} и σ_{-2} прямо связано с тем, что предсказываемое теорией положение цетроида резонанса оказывается ниже экспериментально наблюдаемого примерно на 10 %. При сдвиге резонанса в область более высоких энергий соответственно уменьшатся и величины σ_{-1} и σ_{-2} .

Отметим, что в данной работе не проводилось самосогласование по спин-орбитальному потенциалу. Однако численные расчеты показали, что выключение этого потенциала приводит только к небольшому количественному изменению констант взаимодействий и энергии центроида резонанса. Более чувствительны результаты расчетов к изменению параметра диффузности α (и соответственно радиальной формы остаточных взаимодействий), что отмечалось ранее в работе /6/.

Заключение

Таким образом, использование принципа трансляционной инвариантности и самосогласование позволяют в предположении сепарабельности определить физически обоснованные формфакторы и константы остаточных взаимодействий по заданной форме оболочечного потенциала. При этом восстанавливается в приближении метода СФ трансляционная инвариантность гамильтониана, что дает возможность явно выделять движение центра масс при рассмотрении дипольных возбуждений ядер. Остаточные взаимодействия неявно зависят от плотности, а характеристики изовекторных сил связываются с энергией симметрии.

Применение самосогласованного подхода к изучению гигантского дипольного резонанса приводит к столь же простым алгебраическим уравнениям, что и в других моделях с сепарабельными силами.

Исследование интегральных характеристик показывает, что самосогласованный подход естественным образом объясняет отклонение зависимости энергии резонанса от закона $A^{-1/3}$, как обусловленное в основном конечностью оболочечного потенциала, т.е. естественным образом учитывает объемные и поверхностные коллективные движения. Расчеты показали, что использование изовекторных дипольных сил, согласованных с изовекторным потенциалом, приводит к энергии резонанса примерно на 10 % ниже наблюдаемой. Согласие теории с экспериментом легко достигается введением эффективной массы, как и в капельной модели /34/.

В самосогласованном подходе получается заметно более широкое энергетическое распределение силы EI-переходов по спектру возбуждений, чем в других микроскопических подходах, что может оказаться важным при вычислении ширины гигантского резонанса. Новые качественные особенности, связанные со спектральным распределением EI-переходов, возникают также при исследовании переходных плотностей и формфакторов неупругого рассеяния электронов. Полученные результаты будут изложены в другой работе.

Таблица

Характеристики гигантского дипольного резонанса

Ядро	^{58}Ni	^{90}Zr	^{140}Ce	^{208}Pb
V_0, МэВ	53,3	51,8	51,3	53,3
η	0,63	0,90	0,80	0,63
$\Gamma_0 \cdot A^{-2/3}$, МэВ^3·б	49,9	46,7	45,0	46,8
χ_1 / χ_0	1,38	0,98	1,23	0,89
$\Gamma_c \cdot A/Z(Z-1)$, МэВ^3·б	2,67	2,83	2,97	3,08
$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, фм	3,80	4,22	4,87	5,53
$\langle r_c^2 \rangle^{1/2}$, фм эксп. /30/	3,78	4,27	4,88	5.50
$\beta_{симм.}$, МэВ	23	34	31	26
E_2, МэВ	17,8	14,6	14,1	12,3
W, МэВ самосоглас.	2,3	2,5	3,3	3,9
W, МэВ несамосоглас.	1,4	1,6	1,7	2,4
$\sigma_{-1} \cdot A^{-4/3}$, мб	0,22	0,23	0,21	0,22
$\sigma_{-2} \cdot A^{-5/3} \cdot 10^3$, мб/МэВ	3,3	3,8	3,2	3,6
$\hbar \omega_R$, МэВ	11,1	9,9	9,0	8,6

В заключение авторы выражают благодарность А.В. Игнатюку за полезные обсуждения работы и В.В. Пальчику, и Р.М. Ямалееву за помощь в проведении расчетов.

Литература

I. Н.И. Пятов. ОИЯИ Р4-8380, Дубна, 1974.
2. М.И. Базнат, Н.И. Пятов. Сб. Статистические методы исследования систем многих частиц. Изд-во "Штиинца", Кишинев,1974, стр. 47.
3. Н.И. Пятов. Материалы XI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Ленинград, 1976, ч. I, стр. I5I.
4. N.I.Pyatov, D.I.Salamov. Nucleonica, 22,127, 1977.
5. Д.И. Саламов, С.И. Габраков, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер. физ., 4I, I700, 1977.
6. М.И. Базнат, В.В. Пальчик, Н.И. Пятов, Д.И. Саламов. ОИЯИ Р4-I0953,Дубна, 1977.
7. J.P.Elliott, T.H.Skyrme. Proc.Roy.Soc, 232, 561, 1955.
8. G.E.Brown, M.Bolsterli. Phys.Rev.Lett., 3, 472, 1959.
9. D.F.Petersen, C.J.Veje. Phys.Lett., 24B, 449, 1967.
I0. В.Г. Соловьев, Ч. Стоянов, А.И. Вдовин, ОИЯИ,Р4-I0033, Дубна, 1976; Е4-I0397, Дубна, 1977.
11. J.Wambach, V.A.Madsen, G.A.Rinker, J.Speth. Phys.Rev.Lett., 39, 1443, 1977.
I2. С.И. Габраков, Н.И. Пятов, Д.И. Саламов. ОИЯИ Р4-I0I09, Дубна, 1976.
I3. С.Т. Беляев. ЯФ, 4, 936, 1966.
14. A.Bohr, B.R.Mottelson, Nuclear Structure (W.A.Benjamin, Inc. Amsterdam, 1974), v. 11
(перевод: О. Бор, Б. Моттельсон. Структура атомного ядра, т. 2, Мир, М., 1977).
15. B.L.Birbrair. Phys.Lett., 46B, 152, 1973.
I6. Б.Л. Бирбраир, Л.П. Лапина, В.А. Садовникова. ЯФ, 24,49I, 1976.
I7. Б.Л. Бирбраир и др. Препринт ЛИЯФ, № 385, 1978.
I8. С.А. Фаянс, В.А. Ходель. Письма в ЖЭТФ, I7, 633, 1973.
I9. Э.Е. Саперштейн, С.А. Фаянс, В.А. Ходель. ЭЧАЯ, 9, 22I,1978.
20. E.R.Marshalek,J.Weneser.Ann. Phys., 53, 569,1969.
2I. М.И. Базнат, А.В. Игнатюк, Н.И. Пятов. ОИЯИ, Р4-I2048, Дубна, 1978.
22. Дж. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, Москва, 1962.

23. J.Martorell, O.Bohigas, S.Fallieros, A.M.Lane. Phys.Lett., 60, 313, 1976.
E.Lipparini, G.Orlandini, R.Leonardi. Phys.Rev.Lett., 36, 660, 1976.
24. A.B.Migdal, A.A.Lushnikov, D.F.Zaretsky. Nucl.Phys., 66, 193, 1965.
25. В.А. Чепурнов. ЯФ, 6, 955, 1967.
26. Н.И. Пятов, Д.И. Саламов, М.И. Базнат, А.А. Кулиев, С.И. Габраков. ЯФ, 29, 22, 1979.
27. J.Bang, F.A.Gareev, I.V.Puzynin, R.M.Jamaleev. Nucl.Phys., A261, 59, 1976.
28. М.Х. Гиззаткулов, И.В. Пузынин , Р.М. Ямалеев. ОИЯИ, РII-I0029, Дубна, 1976.
29. В.А. Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, М., 1974.
30. I.Angeli, M.Csatlos. ATOMKI Kozlemenyek 20, 1, 1978.
3I. С.П. Камерджиев. ЯФ, I5, 676, 1972.
И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. Препринт ФЭИ-580,Обнинск,1975.
32. P.Ring, J.Speth. Nucl.Phys. A235, 315, 1974.
33, J.Speth, E.Werner, W.Wild. Phys.Rep., 33C, 127, 1977.
34. W.D.Myers, W.J.Swiatecki, T.Kodama, L.J.Ei-Jaick, E.R.Hilf. Phys.Rev. C15, 2032, 1977.
35. B.L.Berman, S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys., 47, 713, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
I9 марта 1979 года.