

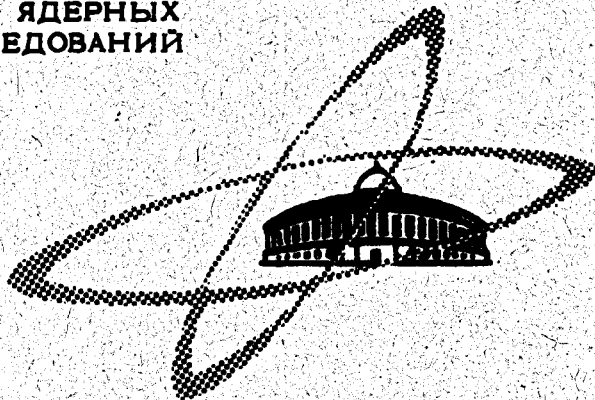
B-126

22/11-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-5084



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Г.М. Ваградов , Б.Н. Калинин

О СРЕДНЕМ ПОЛЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

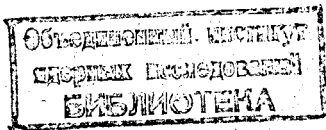
1970

P4-5084

Г.М. Ваградов\*, Б.Н. Калинин

О СРЕДНЕМ ПОЛЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в "Nuclear Physics"



\* Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР .

8347/2 49

## 1. Введение

Известно, что для конечных систем связанных частиц выделение различных степеней свободы является сложнейшей и пока неразрешенной задачей квантовой теории многих тел. В то же время, при рассмотрении конкретных явлений широко используются предположения об определяющей роли тех или иных степеней свободы системы частиц. Здесь особый практический и теоретический интерес представляет гипотеза о квазичастичном характере низких возбуждений системы с достаточно большим числом сильно взаимодействующих частиц. Хотя из общих физических соображений, строго говоря, и не следует существование такой ветви спектра, которая соответствовала бы движению квазичастицы в среднем поле невозмущенного остатка ("вакуума"), тем не менее, как показало сравнение с опытом, эта гипотеза оказалась вполне удовлетворительным приближением к реальности. Об этом, в частности, свидетельствует успех оболочечной модели, объяснившей целый ряд наблюдаемых закономерностей в свойствах большого числа ядер. Однако некоторые экспериментальные данные свидетельствуют и о противоречиях с предсказаниями этой модели. Окончательный ответ на вопрос о границах применимости поня-

тий квазичастицы и связанного с ней среднего поля могла бы дать последовательная микроскопическая теория.

В настоящей работе обсуждается возможность введения среднего поля для квазичастицы в конечной системе нуклонов. Для большей наглядности сначала (раздел 2) используется метод проекционных операторов в представлении вторичного квантования. Затем (раздел 3) применяется аппарат функций Грина, с помощью которого получают строгие соотношения между массовым оператором и эффективным взаимодействием квазичастиц. Очевидно, что определение конкретного вида и величина массового оператора непосредственно связаны с решением проблемы многих тел. Поскольку в теории ядра эта проблема по известным причинам еще далека от своего разрешения, в данной работе делается попытка установить общие связи с различными феноменологическими подходами (раздел 4).

## 2. Метод проекционных операторов

Метод проекционных операторов применяется обычно в теории ядерных реакций<sup>1/</sup>. В нашей задаче о выделении квазичастичных степеней свободы этот метод, как мы увидим ниже, не является строгим, тем не менее с его помощью удается получить довольно наглядные представления о структуре массового оператора.

Чтобы выразить "среднее поле" через потенциал взаимодействия свободных нуклонов, удобнее воспользоваться вторично-квантованной схемой, где гамильтониан системы нуклонов имеет вид<sup>x/</sup>

$$H = \int dx \bar{\psi}(x) T_x \psi(x) + \frac{1}{2} \int dx dx' \bar{\psi}(x) \psi(x') u(x x') \psi(x') \psi(x), \quad (2.1)$$

<sup>x/</sup> Здесь мы ограничились рассмотрением только парных сил. Без особых трудностей результаты могут быть обобщены и на случай более сложных взаимодействий.

где  $\bar{\psi}(x)$  и  $\psi(x)$  – операторы рождения и уничтожения нуклона, подчиняющиеся известным правилам коммутации для фермионов,  $x$  – совокупность пространственных, спиновых и изоспиновых координат нуклона,  $u(x, x')$  – потенциал парного взаимодействия нуклонов,  $T_x$  – оператор кинетической энергии, а интеграл по  $x$  означает интегрирование по пространственным и суммирование по спиновым и изоспиновым переменным.

Для выделения квазичастичного движения в системе из  $A + 1$  нуклонов введем проекционный оператор:

$$P = \int dx \bar{\psi}(x) | > \langle \psi(x) | , \quad (2.2)$$

где  $| >$  – вектор основного состояния системы из  $A$  нуклонов ( $\langle N | > = \epsilon_0 | >$ ). Легко видеть, что необходимым условием существования ортогонального  $P$  оператора  $Q = \bar{1} - P$  является равенство  $P^2 = P$ . Для его выполнения мы потребуем, чтобы

$$\int dx \bar{\psi}(x) | > \langle \beta | \hat{L} \psi(x) | > = 0 , \quad (2.3)$$

где  $| \beta >$  – любое состояние системы из произвольного числа нуклонов, а  $\hat{L}$  – любой, не зависящий от  $x$  оператор, составленный из произведений  $\bar{\psi}$  и  $\psi$ . Из (2.3) и коммутационных соотношений для  $\bar{\psi}$  и  $\psi$  следует:

$$\begin{aligned} P^2 &= \int dx dx' \bar{\psi}(x) | > \langle \psi(x) | \bar{\psi}(x') | > \langle \psi(x') | = \\ &= P - \int dx dx' \bar{\psi}(x) | > \langle \bar{\psi}(x') | \psi(x) | > \langle \psi(x') | = P . \end{aligned} \quad (2.4)$$

Заметим, что дополнительное условие (2.3) налагает весьма существенные ограничения на основное состояние  $| >$ , а это может привести к противоречиям (см. ниже). Только в определенных приближениях, например, в оболочечной модели, оно выполняется строго.

Принимая, что соотношение (2.3) имеет, если не строгий, то, по крайней мере, приближенный смысл, уравнение Шредингера для системы из  $A + 1$  нуклонов

$$H \Psi_\lambda = E_\lambda^+ \Psi_\lambda \quad (2.5)$$

с помощью взаимно ортогональных операторов  $P$  и  $Q$  можно записать в виде двух зацепляющихся уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} (E_\lambda^+ - H_{PP}) \Psi_{\lambda P} &= H_{PQ} \Psi_{\lambda Q}, & (2.6) \\ (E_\lambda^+ - H_{QQ}) \Psi_{\lambda Q} &= H_{QP} \Psi_{\lambda P}, & (2.6') \end{aligned} \right.$$

где  $\Psi_{\lambda P} = P\Psi_\lambda$ ,  $\Psi_{\lambda Q} = Q\Psi_\lambda$ ,  $H_{PP} = PHP$  и т.д. Из (2.6') формально следует:

$$\Psi_{\lambda Q} = \frac{1}{E_\lambda^+ - H_{QQ}} H_{QP} \Psi_{\lambda P} \quad (2.7)$$

Подставляя это выражение в (2.6) вместо  $\Psi_{\lambda Q}$ , получим уравнение для  $\Psi_{\lambda P}$ :

$$(E_\lambda^+ - H_{PP}) \Psi_{\lambda P} = H_{PQ} \frac{1}{E_\lambda^+ - H_{QQ}} H_{QP} \Psi_{\lambda P} \quad (2.8)$$

Умножая это уравнение слева на  $\langle \psi(x) |$ , учитывая (2.3) и соотношения коммутаций для  $\bar{\psi}$  и  $\psi$ , а также вводя обозначение

$$P \Psi_\lambda = \int dx \bar{\psi}(x) > \psi_\lambda(x), \quad \psi_\lambda(x) \equiv \langle \psi(x) | \Psi_\lambda >, \quad (2.9)$$

будем иметь:

$$(E_\lambda^+ - \epsilon_0 - T_x - V_{HF}(x)) \psi_\lambda(x) = \int dx' \langle \psi(x) | H_{PQ} \frac{1}{E_\lambda^+ - H_{QQ}} H_{QP} \bar{\psi}(x') > \psi_\lambda(x'), \quad (2.10)$$

где  $V_{HF}(x)$  - потенциал в приближении Хартри-Фока:

$$V_{HF}(x) \psi_\lambda(x) = \int dx' V_{HF}(xx') \psi_\lambda(x') = \int dx' \langle \psi(x') | u(xx') \psi(x') > \psi_\lambda(x) \quad (2.11)$$

$$- \int dx' \langle \bar{\psi}(x') | u(xx') \psi(x) > \psi_\lambda(x')$$

Функция  $\psi_\lambda(x)$  имеет достаточно ясный физический смысл: величина  $|\psi_\lambda(x)|^2 dx$  пропорциональна вероятности найти в состоянии  $\psi_\lambda$  один нуклон в окрестности точки  $x$ , а остальные  $A$  нуклонов - в основном состоянии  $|\lambda\rangle$ . В то же время из определения (2.9) видно, что  $\psi_\lambda(x)$  описывает сложное образование (квазичастицу), которое из-за коррелятивных взаимодействий, вообще говоря, не представляет собой отдельного нуклона, находящегося в поле остальных частиц. Только в простейшей модели оболочек, когда полагается, что все нуклоны движутся в некотором потенциале без каких-либо коррелятивных взаимодействий между собой,  $\psi_\lambda(x)$  просто равна волновой функции нуклона на незаполненном уровне  $\lambda$ . Однако такое приближение будет оправданным только при слабой зависимости правой части (2.10) от  $E_\lambda^+$ .

В общем случае из (2.10) следует, что эффективным (обобщенным) потенциалом условно можно назвать величину  $x'$

$$M_+(xx', \epsilon) = V_{HF}(xx') + \langle \psi(x) | H_Q \frac{1}{\epsilon - (H_{QQ} - \epsilon_0) + ia} Q H \bar{\psi}(x') \rangle, \quad (2.12)$$

$(\epsilon = E - \epsilon_0)$

Тогда уравнение движения квазичастицы (2.10) примет вид

$$(\epsilon_\lambda^+ - T_x) \psi_\lambda(x) = \int dx' M_+(xx', \epsilon_\lambda^+) \psi_\lambda(x'); \quad (\epsilon_\lambda^+ = E_\lambda^+ - \epsilon_0). \quad (2.13)$$

(Здесь и ниже отсчёт энергии системы из  $A + 1$  нуклонов мы ведем от энергии основного состояния  $A$  нуклонов). Определенный таким способом оператор  $M_+$  по своему физическому смыслу эквивалентен массовому оператору теории поля, а  $\psi_\lambda(x)$  - функциям, возникающим в спектральном разложении одночастичной функции Грина<sup>/2,3/</sup>.

$x'$  Малая мнимая добавка  $ia$  ( $a \rightarrow 0$ ) в знаменателе второго члена справа в (2.12) вводится для учёта граничных условий в непрерывном спектре.

Зависимость  $M_+$  от энергии обусловлена взаимодействием квази-частицы со всеми остальными степенями свободы, которые выделяет оператор  $Q$ . Так, в случае, когда приближение Хартри-Фока <sup>12/</sup> оказывается главным, оператор  $Q$  будет содержать трех- (две частицы + одна дырка), пяти- и т.д. "квазичастичные состояния в потенциале  $V_{HF}$ , а второй член справа в (2.12) будет давать поправку к  $V_{HF}$ . В обобщенной модели  $Q$  выделяет коррелятивные степени свободы, а  $M_+$  содержит члены взаимодействия квазичастицы с колебательными или вращательными состояниями ядра.

Очевидно, что последовательное микроскопическое вычисление  $M_+$  с использованием потенциала взаимодействия пары свободных нуклонов является задачей не менее сложной, чем непосредственное решение уравнения Шредингера для  $\Lambda_+$  нуклонов. Особая сложность этой задачи связана не только с многотельностью и отсутствием малых параметров, но и с недостаточной определенностью в знании взаимодействия свободных нуклонов. Если, тем не менее, пытаться рассматривать  $M_+$  с каким-либо вариантом установленного по рассеянию свободных нуклонов парного потенциала  $u$ , то сразу же станет ясно, что  $V_{HF}$  не дает основного вклада в  $M_+$ , поскольку общие свойства  $u$ , как известно, не удовлетворяют условиям применимости метода Хартри-Фока. В частности, наличие отталкивательной сердцевины в  $u$  приведет к тому, что вклад второго члена справа в (2.12) будет сравним с  $V_{HF}$ .

Заметим, что система функций  $\psi_\lambda(x)$  не является полной и ортонормированной, как в случае обычного потенциала. Действительно, из ортонормированности функций  $\psi_\lambda$  получаем:

$$\delta_{\lambda\lambda'} = \langle \psi_\lambda | \psi_{\lambda'} \rangle = \langle \psi_\lambda | P | \psi_{\lambda'} \rangle + \langle \psi_\lambda | Q | \psi_{\lambda'} \rangle = \int dx \psi_\lambda^+(x) \psi_{\lambda'}(x) + \frac{1}{\epsilon_\lambda^+ - \epsilon_{\lambda'}^+} \int dx dx' \psi_\lambda^+(x) (M(x, x', \epsilon_\lambda^+) - M(x, x', \epsilon_{\lambda'}^+)) \psi_{\lambda'}(x') \quad (2.14)$$

Легко видеть, что при  $\lambda \neq \lambda'$  правая часть (2.14) тривиально равна нулю, а при  $\lambda = \lambda'$  имеем:



$$\int dx \psi_{\lambda}^{+}(x) \psi_{\lambda}(x) = 1 + \int dx dx' \psi_{\lambda}^{+}(x) \left( \frac{\partial M_{+}(xx'\epsilon)}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon=\epsilon_{\lambda}^{+}} \psi_{\lambda}(x'). \quad (2.15)$$

Для выяснения некоторых общих свойств  $M_{+}$  предположим, что оператор  $H_{QQ}$  имеет полную ортонормированную систему собственных функций  $\chi_{\nu}$ :

$$\sum_{\nu} \chi_{\nu}^{+} \chi_{\nu} = 1, \quad (H_{QQ} - \epsilon_0) \chi_{\nu} = e_{\nu}^{+} \chi_{\nu}, \quad P \chi_{\nu} = 0. \quad (2.16)$$

Тогда массовый оператор (2.12) можно записать следующим образом:

$$M_{+}(xx'\epsilon) = V_{HF}(xx') + \sum_{\nu} \frac{A_{\nu}(x) A_{\nu}^{+}(x')}{\epsilon - e_{\nu}^{+} + ia}, \quad A_{\nu}(x) = \langle \psi(x) | H \chi_{\nu} \rangle. \quad (2.17)$$

Отсюда следует, что нелокальный оператор  $M_{+}(\epsilon)$  имеет полюса при тех значениях  $\epsilon$ , которые отвечают неодноквазичастичным состояниям системы с гамильтонианом  $H_{QQ}$ . При этом, если какое-либо дискретное собственное значение  $\epsilon_{\lambda}^{+}$  совпадает с одной из величин  $e_{\nu}^{+}$ , то  $M_{+}(\epsilon_{\lambda}^{+})$  обращается в бесконечность, а  $\psi_{\lambda}(x)$  - в нуль из-за физического требования ограниченности  $|\psi_{\lambda}(x)|^2 < 1$ . Но равенство  $\psi_{\lambda}(x) = 0$  означает, что соответствующее состояние  $\psi_{\lambda}$  совпадает с  $\chi_{\nu}$  и является существенно неодноквазичастичным.

Поскольку второй член справа в (2.17) нельзя считать малым, представим  $M_{+}$  в виде

$$M_{+}(xx'\epsilon) = W_{+}(xx') + \delta M_{+}(xx'\epsilon), \quad W_{+}(xx') = M_{+}(xx'\mu^{+}). \quad (2.18)$$

$$\delta M_{+}(xx'\epsilon) = \sum_{\nu} A_{\nu}(x) A_{\nu}^{+}(x') \left( \frac{1}{\epsilon - e_{\nu}^{+} + ia} - \frac{1}{\mu^{+} - e_{\nu}^{+}} \right) = -(\epsilon - \mu^{+}) \sum_{\nu} \frac{A_{\nu}(x) A_{\nu}^{+}(x')}{(\epsilon - e_{\nu}^{+} + ia)(\mu^{+} - e_{\nu}^{+})}, \quad (2.19)$$

где  $\mu^+ = E_0^+(A+1) - \epsilon_0(A)$  — энергия отделения  $(A+1)$ -го нуклона.

При значениях  $\epsilon$ , близких к  $\mu^+$ , если вблизи  $\mu^+$  отсутствует какой-либо неодноквазичастичный уровень  $\nu$  с энергией  $\epsilon_\nu^+$ , величина  $\delta M_+(\epsilon)$ , как это следует из (2.19), будет мала и  $W_+$  ( $x$ )<sup>х/</sup> приближенно можно считать потенциалом для квазичастицы у поверхности Ферми. Если в  $\delta M_+$  имеются полюса при  $\epsilon \approx \mu^+$ , то понятие среднего поля для низких возбуждений может потерять смысл из-за резких изменений  $M_+$  при переходе от уровня к уровню<sup>х/</sup>.

Полученные выше выражения для  $M_+$  справедливы и в области непрерывного спектра. Именно для учёта граничных условий задачи рассеяния и была введена мнимая добавка  $i\alpha$  в знаменатель второго члена справа в (2.12) (в дискретном спектре ее можно опустить). Чтобы не повторять здесь известных выкладок для определения различных величин, характеризующих процесс рассеяния, мы сошлемся на работу Г. Фешбаха<sup>/1/</sup>, где было получено выражение для обобщенного оптического потенциала, аналогичное (2.12). Отличие нашего метода заключается в следующем: 1) нами используется представление вторичного квантования и тем самым точно учитывается принцип Паули; 2) разделение на "открытые" и "закрытые" каналы проводится не по асимптотическому поведению функций каналов, а по различным степеням свободы ядра; 3) в данной работе в отличие от<sup>/1/</sup> не вводится особого взаимодействия нуклона с ядром: оно получается на основе единого для всех нуклонов гамильтониана  $H$ . Рассмотрим теперь систему из  $A-1$  нуклонов и введем проекционный оператор

<sup>х/</sup> Подобная ситуация возникает, например, в сверхпроводимости, когда связанному состоянию пары частиц отвечает полюс в массовом операторе. Правда, в этом случае удается сохранить понятие среднего поля, применив известные преобразования квазичастичного базиса.

$$p = \int dx \psi(x) \langle \bar{\psi}(x) \rangle, \quad (2.20)$$

выделяющий дырочные состояния и удовлетворяющий условию, аналогичному (2.3):

$$\int dx \psi(x) \langle \beta \hat{L} \bar{\psi}(x) \rangle = 0. \quad (2.21)$$

При этом условии  $p^2 = p$  и с помощью взаимно ортогональных операторов  $P$  и  $Q = 1 - P$  можно совершенно так же, как это делалось выше для квазичастиц, разбить уравнение Шредингера для  $A - I$  нуклонов

$$H \phi_\lambda = E_\lambda^- \phi_\lambda \quad (2.22)$$

на систему двух уравнений для  $\phi_{\lambda P}$  и  $\phi_{\lambda Q}$ , а затем получить для  $\phi_{\lambda P}$

$$(E_\lambda^- - H_{PP}) \phi_{\lambda P} = H_{PQ} \frac{1}{E_\lambda^- - H_{QQ}} H_{QP} \phi_{\lambda P}. \quad (2.23)$$

Умножая это уравнение слева на  $\langle \bar{\psi}(x) \rangle$ , учитывая (2.21) и соотношения коммутаций для операторов  $\psi$ , получим:

$$(E_\lambda^- - \epsilon_q + T_x + V_{HF}(x)) \phi_\lambda^+(x) = \int dx' \langle \bar{\psi}(x) \rangle H_{qP} \frac{1}{E_\lambda^- - H_{qQ}} H_{Pq} \psi(x') \phi_\lambda^+(x'), \quad (2.24)$$

где  $\phi_\lambda^+(x) = \langle \bar{\psi}(x) \phi_\lambda \rangle$ . Таким образом, роль волновой функции дырочного состояния выполняет матричный элемент

$$\phi_\lambda^+(x) = \langle \phi_\lambda \psi(x) \rangle, \quad (2.25)$$

который пропорционален амплитуде вероятности найти в основном состоянии  $| \rangle$  один нуклон в окрестности точки  $x$ , а  $A - 1$  нукло-

нов - в состоянии  $\phi_\lambda$ . Из (2.24) следует, что массовый оператор дырки равен:

$$M_-(xx'\epsilon) = V_{HF}(xx') + \langle \bar{\psi}(x') | H_q \frac{1}{\epsilon - (\epsilon_0 - H_{qq}) + i\alpha} q H \psi(x) \rangle, \quad (2.26)$$

а уравнение для  $\phi_\lambda(x)$  принимает вид

$$(\epsilon_\lambda^- - T_x) \phi_\lambda(x) = \int dx' \phi_\lambda(x') M_-(xx' \epsilon_\lambda^-). \quad (2.27)$$

В знаменатель второго члена справа в (2.26) малая мнимая добавка  $i\alpha$  ( $\alpha > 0$ ) вводится для учёта возможности распада системы при больших возбуждениях.

Полагая снова, что оператор  $H_{qq}$  имеет полную ортонормированную систему собственных функций  $h_\nu$ , не содержащих дырочных состояний

$$(\epsilon_0 - H_{qq}) h_\nu = \epsilon_\nu^- h_\nu, \quad \sum_\nu h_\nu^+ h_\nu = 1, \quad p h_\nu = 0, \quad (2.28)$$

получим для  $M_-$ :

$$M_-(xx'\epsilon) = V_{HF}(xx') + \sum_\nu \frac{B_\nu^+(x') B_\nu(x)}{\epsilon - \epsilon_\nu^- + i\alpha}, \quad B_\nu(x) = \langle h_\nu | H \psi(x) \rangle. \quad (2.29)$$

Представляя  $M_-$  в виде

$$M_-(xx'\epsilon) = W_-(xx') + \delta M_-(xx'\epsilon); \quad W_-(xx') = M_-(xx' \mu^-); \quad \mu^- = \epsilon_0(A) - E_0^-(A-1), \quad (2.30)$$

$$\delta M_-(xx'\epsilon) = \sum_\nu B_\nu^+(x') B_\nu(x) \left( \frac{1}{\epsilon - \epsilon_\nu^- + i\alpha} - \frac{1}{\mu^- - \epsilon_\nu^-} \right) = (\mu^- - \epsilon) \sum_\nu \frac{B_\nu^+(x') B_\nu(x)}{(\epsilon - \epsilon_\nu^- + i\alpha)(\mu^- - \epsilon_\nu^-)}, \quad (2.31)$$

можем заключить, что, если при  $\epsilon \approx \mu^-$  в  $\delta M_-$  нет полюсов, то оператор  $W_-(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  приближенно равен среднему полю для дырки с энергией  $\epsilon$ , близкой к  $\mu^-$ ,

Условие нормировки функций  $\phi_\lambda(\mathbf{x})$  имеет тот же вид, что и (2.15)

$$\int d\mathbf{x} \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) \phi_\lambda^+(\mathbf{x}) = 1 + \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) \left( \frac{\partial M_-(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \epsilon)}{\partial \epsilon} \right) \phi_\lambda^+(\mathbf{x}') \Big|_{\epsilon = \epsilon_\lambda^-} \quad (2.32)$$

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что, несмотря на наглядность полученных выше результатов, метод проекционных операторов нельзя считать строго обоснованным. Одна из принципиальных трудностей здесь возникает при определении основного состояния взаимодействующих частиц. Действительно, из тождественных соотношений

$$\begin{aligned} \int d\mathbf{x} \langle \bar{\psi}(\mathbf{x}) | H | \psi(\mathbf{x}) \rangle &= \sum_\lambda E_\lambda^- \int d\mathbf{x} \phi_\lambda^+(\mathbf{x}) \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) = \\ &= \epsilon_0 \int d\mathbf{x} \langle \bar{\psi}(\mathbf{x}) | \psi(\mathbf{x}) \rangle + \int d\mathbf{x} \langle \bar{\psi}(\mathbf{x}) | [H, \psi(\mathbf{x})] \rangle = \\ &= A \epsilon_0 - \int d\mathbf{x} \langle \bar{\psi}(\mathbf{x}) | (T_x + \int d\mathbf{x}' \bar{\psi}(\mathbf{x}') u(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \psi(\mathbf{x}')) | \psi(\mathbf{x}) \rangle \end{aligned} \quad (2.33)$$

легко получить для  $\epsilon_0$  :

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{1}{2} \sum_\lambda \int d\mathbf{x} \phi_\lambda^+(\mathbf{x}) (T_x + \epsilon_\lambda^-) \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) = \\ &= \sum_\lambda \int d\mathbf{x} \phi_\lambda^+(\mathbf{x}) T_x \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} \sum_\lambda \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \phi_\lambda^-(\mathbf{x}) M_-(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \epsilon_\lambda^-) \phi_\lambda^+(\mathbf{x}') \end{aligned} \quad (2.34)$$

С другой стороны, подставляя сюда выражение для  $M_-$  из (2.26), проводя суммирование по  $\lambda$  и учитывая, что  $q \psi(x) \geq 0$ , сразу же получаем:

$$\epsilon_0 = \int dx \langle \bar{\psi}(x) T_x \psi(x) \rangle + \frac{1}{2} \int dx dx' \langle \bar{\psi}(x) V_{HF}(xx') \psi(x') \rangle. \quad (2.35)$$

Но это противоречит уравнению  $H| \rangle = \epsilon_0 | \rangle$ .

Если же проекционные операторы построить на основном состоянии приближения Хартри-Фока, то при выводе выражения для массового оператора следует выделить "лишние" члены (несвязные диаграммы), возникающие благодаря коррелятивным взаимодействиям в реальном основном состоянии. Это обстоятельство существенно осложняет задачу. Заметим, что введение с самого начала вместо (2.1) гамильтониана, содержащего некоторое среднее поле  $V$  и "остаточное" взаимодействие  $f$ , не может исправить положения, не говоря уже о неизбежном произволе в выборе  $V$  и  $f$  при таком подходе. Таким образом, из полученных выше результатов можно извлечь выводы только общего, качественного характера. Чтобы получить более строгие соотношения, в следующем разделе мы обратимся к полевым методам теории многих тел.

### 3. Массовый оператор и эффективное взаимодействие квазичастиц

Известно, что в полевой теории многих тел можно записать выражение для массового оператора  $M$  через потенциал взаимодействия свободных частиц  $u$  и двухчастичную функцию Грина<sup>/2,3/</sup>. Однако для анализа общих свойств  $M$  это выражение в отсутствие малых параметров по существу оказывается бесполезным. Для системы нуклонов, кроме того, имеется и дополнительная трудность в выборе потенциала  $u$ , задача определения которого из опытных данных еще далека от своего завершения.

Поэтому было бы интересно установить соотношение между массовым оператором и эффективным взаимодействием квазичастиц, не используя при этом какого-либо разложения, основанного на предположениях о конкретном виде и величине потенциала  $u$ . Чтобы установить такую связь, рассмотрим двухчастичную функцию Грина: <sup>/2,3/</sup>

$$G_{II}(\vec{1}234) = \langle T(\psi(\vec{1})\psi(2)\bar{\psi}(3)\bar{\psi}(4)) \rangle, \quad (3.1)$$

где цифрами обозначается совокупность координат  $x$  и времени  $t$  ( $1 \equiv (x_1, t_1)$ ), операторы  $\psi$  берутся в гайзенберговском представлении ( $\psi(1) = e^{iHt_1} \psi(x_1) e^{-iHt_1}$ ).

Приравнявая в (3.1)  $(x_2, t_2)$  и  $(x_4, t_4)$ , расписывая  $T$ -произведение и учитывая, что оператор полного числа частиц  $\hat{N} = \int dx_1 \bar{\psi}(1)\psi(1)$  не зависит от времени, получим:

$$\int dx_2 G_{II}(1232^+) = iG_I(13) \{ A + \theta(\tau_{12})\theta(\tau_{23}) - \theta(\tau_{21})\theta(\tau_{32}) \}, \quad (3.2)$$

где  $G_I(13) = -i\langle T(\psi(1)\bar{\psi}(3)) \rangle$  — одночастичная функция Грина,

$$\theta(\tau) = \begin{cases} 1 & \tau > 0, \\ 0 & \tau < 0. \end{cases}$$

Переходя в (3.2) к фурье-представлению по  $t_1$  и  $t_3$ , учитывая, что  $G_I(13)$  зависит от разности  $t_1 - t_3$ , будем иметь:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_3 \int dx_2 G_{II}(\vec{1}, 2, 3, 2^+) e^{i\epsilon_1 t_1 - i\epsilon_3 t_3} = \\ & = 2\pi i A \delta(\epsilon_1 - \epsilon_3) G_I(x_1, x_3, \epsilon_1) + (G_I(x_1, x_3, \epsilon_1) - G_I(x_1, x_3, \epsilon_2)) \frac{e^{i(\epsilon_1 - \epsilon_3)t_2}}{\epsilon_1 - \epsilon_3}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Воспользуемся теперь уравнением Бете-Солпитера для двухчастичной функции Грина в канале частица-дырка<sup>/3/</sup>:

$$L(1234) = G_I(14) G_I(23) - i \int d1' \dots d4' G_I(11') u(1'2'3'4') G_I(3'3) L(4'22'4),$$

$$L(1234) = G_I(13) G_I(24) - G_{II}(1234). \quad (3.4)$$

Эффективное взаимодействие  $u$  определяется здесь как совокупность неприводимых связанных диаграмм, ни одну из которых нельзя представить в виде двух частей, соединенных друг с другом линиями распространения частицы и дырки<sup>/3/</sup>.

Записывая далее фурье-представление по временам в (3.4), подставляя затем (3.3) в (3.4) и вспоминая, что

$$u(1234) = \int \frac{d\epsilon_1 d\epsilon_2 d\epsilon_3 d\epsilon_4}{(2\pi)^3} \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4) u(x_1 x_2 x_3 x_4, \epsilon_1 \epsilon_2, \epsilon_3 - \epsilon_4) e^{-i(\epsilon_1 t_1 + \epsilon_2 t_2 - \epsilon_3 t_3 - \epsilon_4 t_4)},$$

получим:

$$G_I(x x' \epsilon) - G_I(x x' \epsilon - \omega) = -\omega \int dx_1 G_I(x x_1 \epsilon) G_I(x_1 x' \epsilon - \omega) + \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 \dots dx_4 G_I(x x_1 \epsilon) G_I(x_3 x' \epsilon - \omega) u(x_1 x_2 x_3 x_4, \epsilon, \epsilon', \omega) \times (G_I(x_4 x_2 \epsilon' + \omega) - G_I(x_4 x_2 \epsilon')). \quad (3.5)$$

Отсюда и из уравнения для одночастичной функции Грина

$$(\epsilon - T_x) G_I(x x' \epsilon) - \int dx_1 M(x x_1 \epsilon) G_I(x_1 x' \epsilon) = \delta(x - x') \quad (3.6)$$

следует разностное соотношение для массового оператора

$$M(x x' \epsilon) - M(x x' \epsilon - \omega) = \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 dx_2 u(x x_1 x' x_2 \epsilon \epsilon' \omega) \times (G_I(x_2 x_1 \epsilon' + \omega) - G_I(x_2 x_1 \epsilon')), \quad (3.7)$$



которое можно рассматривать как сложное нелинейное уравнение для разности  $M(\epsilon) - M(\epsilon - \omega)$ .

Это соотношение можно записать и в другой форме, если ввести вершинную часть  $J(123)$ , которая, как известно, выражается через  $G_{II}$  или функцию  $L$  (см. (3.4)) следующим образом<sup>/2,3/</sup>:

$$L(1232^+) = \int d1' d2' G_I(11') J(21'2') G_I(2'3). \quad (3.8)$$

Теперь уже аналогично тому, как это было сделано при выводе (3.7) из (3.4), легко получить:

$$\frac{1}{\omega} (M(x x' \epsilon) - M(x x' \epsilon - \omega)) = \delta(x - x') - \int dy J(y x x' \omega \epsilon), \quad (3.9)$$

где фурье-представление по времени от вершинной части  $J$  определяется по формуле

$$J(123) = \int \frac{d\omega d\epsilon d\epsilon'}{(2\pi)^2} \delta(\epsilon - \epsilon' - \omega) J(x_1 x_2 x_3 \omega \epsilon) e^{i\omega t_1 - i\epsilon t_2 + i\epsilon' t_3}.$$

При  $\omega \rightarrow 0$  из (3.9) следует одно из известных дифференциальных тождеств Уорда<sup>/2,3/</sup>:

$$\frac{\partial M(x x' \epsilon)}{\partial \epsilon} = \delta(x - x') - \int dy J(y x x' 0 \epsilon), \quad (3.10)$$

или другая его форма, которая получается из (3.7):

$$\frac{\partial M(x x' \epsilon)}{\partial \epsilon} = \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 dx_2 u(x x_1 x' x_2 \epsilon \epsilon' 0) \frac{\partial G_I(x_2 x_1 \epsilon')}{\partial \epsilon'}. \quad (3.11)$$

Из (3.7) или (3.11) легко видеть, что вследствие обращения в нуль предела  $G_I(\epsilon)$  при  $\epsilon \rightarrow \infty$  предположение о независимости  $u(\epsilon \epsilon' \omega)$  от  $\epsilon'$  приводит к не зависящему от энергии массовому оператору, т.е. к модели оболочек с нелокальным потенциалом. Отсюда и из (3.9) мож-

но заключить, что в модели оболочек, как и в случае свободных частиц, вершинная часть должна удовлетворять условию

$$\int dy J(yxx' \epsilon \omega) = \delta(x-x'). \quad (3.12)$$

Очевидно, что "микроскопическое" определение функциональной зависимости  $\chi$  от координат и энергии - задача практически невыполнимая. Чтобы провести качественный анализ общих свойств массового оператора, необходимо сделать какие-то предположения о структуре  $\chi$ .

Мы предположим, что результаты предыдущего раздела в отношении энергетической зависимости сохраняются и при точном рассмотрении. Исходя из этого допущения, мы должны на основе (2.18) принять для массового оператора квазичастиц при  $\epsilon = \mu^+$  и  $\omega < 0$

$$M_+(xx' \mu^+ - \omega) = M_+(xx' \mu^+) - \omega \sum_{\nu} \frac{A_{\nu}(x)A_{\nu}^+(x')}{(\mu^+ - \omega - e_{\nu}^+ + i\alpha)(\mu^+ - e_{\nu}^+)}, \quad (3.13)$$

а из (2.30) для "дырочного" оператора  $M_-$  при  $\epsilon = \mu^-$  и  $\omega > 0$ :

$$M_-(xx' \mu^- - \omega) = M_-(xx' \mu^-) - \omega \sum_{\nu} \frac{B_{\nu}(x)B_{\nu}^+(x')}{(\mu^- - \omega - e_{\nu}^- + i\alpha)(\mu^- - e_{\nu}^-)}. \quad (3.14)$$

В этих двух формулах все величины имеют тот же физический смысл, что и в разделе 2. Поэтому приведенные там рассуждения о свойствах

$M_{\pm}$  остаются в силе и в применении к новым выражениям (3.13) и (3.14). Следует, однако, иметь в виду, что теперь величины в (3.13) и (3.14) уже не содержат гамильтониана  $H$  таким прямым образом, как, например, в формулах (2.17) и (2.29), и представляют собой сложные, перенормированные функционалы от  $\chi$ .

Заметим, что массовый оператор вида (3.13) и (3.14) можно получить из (3.7), предполагая для  $\chi$  следующую форму:

$$u(x_1 \dots x_4, \epsilon \epsilon' \omega) = u_{1 \pm 1} (x_1 \dots x_4 \omega) + \sum_n \frac{R_{n \pm}^+(x_1 x_2) R_{n \pm}^+(x_3 x_4)}{\epsilon + \epsilon' - \xi_n^{\pm} + i a}, \quad (3.15)$$

где  $n_{2 \pm}$  не зависит от  $\epsilon$  и  $\epsilon'$ , значок  $n$  нумерует состояния системы с  $A_{\pm 2}$  нуклонами,  $\xi_n^{\pm}$  — энергии этих состояний (знак плюс соответствует  $M_+$ , минус —  $M_-$ ). Такой вид  $u$  следует в определенных приближениях из диаграммного представления. В частности, с помощью такого представления  $u$  можно описывать и эффекты сверхпроводимости.

#### 4. Некоторые физические следствия

Рассмотрим теперь вопрос о связи полученных результатов с феноменологическим описанием одночастичных возбуждений в ядрах. Здесь необходимо сразу же оговориться, что одночастичный потенциал, получаемый путем обработки опытных данных о плотности распределения нуклонов и низких возбуждениях в ядрах, вообще говоря, не должен совпадать с массовым оператором даже при очень низких возбуждениях. Это связано прежде всего с тем, что функциональный вид  $V$  выбирается из соображений относительной простоты математического описания плотности и уровней ядер (например, осцилляторный потенциал), в то время как массовый оператор и в случае слабых возбуждений имеет сложный нелокальный характер. Правда, в грубом приближении можно считать, что нелокальный оператор сведется к локальному путем перехода от реальной массы нуклона в операторе кинетической энергии к эффективной массе квазичастицы<sup>/3/</sup>. Однако и при этом из экспериментов нельзя установить величину эффективной массы, так как здесь снова проявится неоднозначность в выборе "феноменологического" одночастичного гамильтониана.

Тем не менее, оставаясь в рамках феноменологического подхода, мы будем пытаться сделать некоторые качественные заключения о поведении среднего поля при относительно больших квазичастичных и дырочных возбуждениях.

Рассмотрим сначала суммы по промежуточным состояниям в правых частях формул (3.13) и (3.14). Если отвлечься от особых случаев переходов типа фазовых, эти две суммы, по-видимому, не должны существенно отличаться друг от друга. Действительно, плотность "многоквазичастичных" состояний  $\nu$  должна расти с ростом энергии, и при достаточно высоких  $\epsilon \frac{\pm}{\nu}$  будет применимо статистическое рассмотрение. При этом результат суммирования, по-видимому, не будет заметно зависеть от того, состоит ли система из  $\Lambda+1$  или  $\Lambda-1$  частиц. А отсюда уже можно сделать довольно разумное предположение о виде массового оператора  $x'$ :

$$M_{\pm}(xx' \mu^{\pm} - \omega) = W_{\pm}(xx') - \omega R(xx' \omega). \quad (4.1)$$

Далее, для простоты сравнения с обычно используемыми феноменологическими потенциалами будем считать, что оператор  $M_{\pm}$  в хорошем приближении является локальным:

$$\begin{aligned} M_{\pm}(xx' \mu^{\pm} - \omega) &= \delta(x-x') M(x \mu^{\pm} - \omega) = \\ &= \delta(x-x')(V(x) - \omega R(x \omega)). \end{aligned} \quad (4.2)$$

---

<sup>x/</sup> Для возбуждений, лежащих в непрерывном спектре,  $M_{\pm}$  будет комплексной функцией. Здесь мы ограничимся рассмотрением только действительной части.

Такой вид массового оператора соответствует предположению о том, что при малых возбуждениях ( $\omega$  близко к нулю)  $M_{\pm}$  совпадает с эмпирическим средним полем  $V(x)$ .

Для теоретического определения знака функции  $R$  сопоставим соотношение (3.9) с (4.2). При этом из (4.2) получится:

$$\int dy J(y, x, \omega, \mu^{\pm}) = \delta(x - x') (1 - R(x, \omega)). \quad (4.3)$$

Из физического смысла вершинной части следует, что функция  $R(x, \omega)$  должна быть положительной, так как из-за корреляций (в их отсутствие и вне ядра  $R(x, \omega) = 0$ ) взаимодействие квазичастицы с внешним полем меньше, чем в случае свободных частиц.

Таким образом, из только что приведенного факта вытекает, что, во-первых, зависимость среднего поля от энергии является необходимым следствием наличия коррелятивных взаимодействий и, во-вторых, глубина эффективного одночастичного потенциала (массового оператора) должна быть больше для дырочных ( $\omega > 0$ ) и меньше для квазичастичных ( $\omega < 0$ ) состояний. Обсудим теперь некоторые конкретные факты и возможные следствия.

#### Упругое рассеяние протонов и нейтронов на ядрах

Интенсивные исследования упругого рассеяния нейтронов и протонов /4/ на широком наборе ядер при различных энергиях (от 30 Мэв до 180 Мэв), проведенные в последнее время, и анализ полученных данных на основе оптической модели указывают на наличие зависимости как мнимой, так и действительной частей потенциала от энергии.

Например, для протонов зависимость среднего ядерного потенциала от энергии может быть описана приближенной формулой /5/

$$|\operatorname{Re} V_p(E)| = 53,7 \exp(-0,0069 E) \text{ Мэв}. \quad (4.4)$$

С точки зрения, изложенной в п.п. 2,3 теории, наличие зависимости среднего поля от энергии представляется совершенно естественным. Второй член в соотношении (4.2) соответствует поляризованному эффекту, который, как это следует даже из элементарных физических соображений, должен быть функцией от энергии. Входящую в этот член сумму по возбужденным состояниям ядра нельзя пока вычислить теоретически. Однако оценить ее значение путем сравнения с (4.4) нетрудно.

При невысоких энергиях  $E \approx 30-40$  Мэв энергия  $\omega$ , отсчитываемая от границы Ферми, составляет  $\omega \approx 40-50$  Мэв. Тогда (4.4) можно представить в виде

$$|\operatorname{Re} V_p(\omega)| \approx V_{op} - 0,4 \cdot \omega. \quad (4.5)$$

Такая зависимость  $\operatorname{Re} V(\omega)$  с хорошей точностью совпадает с формулой в линейном приближении по  $\omega$ , полученной для взаимодействия нейтронов с ядром<sup>15/</sup>:

$$|\operatorname{Re} V_n(\omega)| \approx V_{on} - 0,37\omega. \quad (4.6)$$

Сравнивая (4.5) и (4.6) с (3.13), получаем для суммы по состояниям значение  $\approx 0,4$ .

Оценка значения суммы сама по себе представляет интерес, так как ее члены соответствуют интенсивности разброса амплитуды одно-квазичастичного состояния по возбужденным состояниям системы, соответствующим более сложной структуре.

Поскольку в (3.13) предполагается суммирование по огромному числу состояний ядра, распределенных по всему интервалу энергий, то единственным путем, позволяющим сделать качественный вывод о поведении членов суммы, является использование дополнительных приближений. Положим для этого  $x = x'$  (приближение локальности) и перейдем

от суммирования к интегрированию. При этом в интеграл войдет весовая функция  $\rho(e_\nu)$ , соответствующая плотности уровней системы. Из статистической теории ядра известно, что плотность уровней можно представить соотношением

$$\rho(e_\nu) = b \exp \sqrt{a e_\nu}.$$

Отсюда ясно, что величина  $|A_\nu(e_\nu)|^2$  должна быть экспоненциально убывающей функцией. Таким образом, с увеличением энергии доля одноквазичастичного состояния в данном состоянии  $\chi_\nu$  резко уменьшается. Этот интересный вопрос заслуживает внимания и требует дополнительных исследований.

### Процесс квазиупругого выбивания протонов

Дополнительные заключения можно сделать, рассматривая результаты экспериментальных исследований реакций квазиупругого выбивания протонов  $(e, e'p)$  и  $(p, 2p)$  /7/ из ядер различного веса при больших энергиях падающих электронов и протонов. Если для интерпретации наблюдаемых спектров протонов исходить из простой оболочечной модели, то кинематический анализ результатов измерений приводит к очень интересному выводу: положение наиболее глубоких ядерных оболочек (например,  $1S, 1P$  - оболочек) не соответствует расчётам в обычно используемом приближении статического (не зависящего от энергии) потенциала. Например, в статическом потенциале Саксона-Вудса с общепринятыми значениями параметров энергия протонов в  $1S$  - состоянии ядра  $^{27}\text{Al}$  должна составлять  $|E_{CB}| \approx 40$  Мэв. Однако результаты упомянутого выше анализа дают значение  $|E_{CB}| \approx 55-60$  Мэв. Причем данные, полученные из разных процессов  $((e, e'p) (p, 2p))$ , находятся в хорошем соответствии.

Таким образом, выбиваемый из глубокой оболочки протон "чувствует" более сильный ядерный потенциал, чем протон, находящийся в со-

стоянии вблизи границы Ферми. Нами были проведены расчёты, в которых определялось положение  $1S, - 1P$  - состояний в потенциале Саксона-Вудса в зависимости от его глубины. Глубина ямы, обеспечивающая для  $1S$  - состояния значение энергии связи  $|E| \approx 55-60$  Мэв с хорошей точностью равна  $67-72$  Мэв. Выбиванию протона с этой оболочки соответствует энергия возбуждения  $\omega \approx |E| - 10$  Мэв. Таким образом,

$$\Delta V_p^* (\omega) |_{\omega \approx 50} \approx 15-20 \text{ Мэв,}$$

что в линейном приближении по энергии дает:

$$\Delta V_p^* (\omega) \approx (0,3 - 0,4) \omega \text{ Мэв.} \quad (4.7)$$

Сравнивая (4.7) с выражением (3,14), полученным для дырочных состояний, получаем, что сумма по состояниям равна  $0,3-0,4$ . То есть сумма по состояниям  $e_p$ , ответственная за поляризационный эффект, и в этом случае равна приблизительно той же величине. При этом знак поляризационной добавки противоположен ее знаку в случае частичных возбуждений:

$$-\Delta V_p = \Delta V_p^* .$$

Таким образом, можно установить взаимосвязь между разнородными на первый взгляд явлениями.

#### Возможное влияние эффекта на свойства сильнодеформированных ядер

Обычно спектр одноквазичастичных состояний деформированного ядра отыскивается по методу диагонализации матрицы энергии по состояниям, соответствующим решению задачи со сферически-симметричным потенциалом (см., например, <sup>18/</sup>). При этом полагается, что потенциал зависит от параметра деформации  $\beta$ , определяющего форму ядра, и



не зависит от энергии. Если пользоваться терминологией данной статьи, то среднее поле считается статическим, т.е. одинаковым для всех состояний, независимо от того, насколько их энергия  $\epsilon$  удалена от границы Ферми ( $\epsilon_F$ ).

Рассмотрение схемы уровней деформированных ядер в зависимости от  $\beta$ , полученной таким способом демонстрирует хорошо известный факт опускания (поднимания) уровней, расположенных на значительном удалении от  $\epsilon_F$ .

Выше обсуждался вопрос о величине поляризационной добавки и ее влиянии на среднее поле при сравнительно больших значениях  $\epsilon$ . Величина этой добавки при малых  $\epsilon$  пока неясна. Однако ее масштаб можно получить, если подвергнуть анализу данные по одноквазичастичному спектру сильнодеформированных ядер вблизи равновесного значения параметра деформации:  $\beta = \beta_0 \approx 0,3$ .

Расчёты спектров ядер редкоземельных элементов в статическом приближении<sup>/8/</sup> приводят к неплохому соответствию теории и эксперимента, что указывает на малую величину эффекта поляризации при небольших  $\epsilon$ .

Однако те же расчёты для ядер урановой группы дают завышенную плотность одноквазичастичных уровней. В условиях крайне большой плотности уровней учёт даже малой поляризационной добавки к потенциалу может привести к существенному улучшению ситуации: сдвиг уровней согласно изложенному выше должен происходить в направлении от границы Ферми, т.е. приводить к уменьшению плотности уровней.

Таким образом, поляризационный эффект может оказаться важным и для спектроскопии сильнодеформированных ядер.

Рассмотрим еще один интересный вопрос, имеющий прямое отношение к свойствам таких ядер. Согласно современным представлениям характеристики этих ядер при больших деформациях (величина, форма

и положение барьера деления, наличие "второго" минимума в энергии деформации как функции параметра деформации  $\beta$  ( $0,5 \leq \beta \leq 1$ ), с которым связывают явление изомерии формы) самым существенным образом зависят от оболочечных эффектов, а точнее, от оболочечных флюктуаций плотности уровней вблизи границы Ферми /9/. Фундаментальной величиной в таких подходах, определяющей в основном всю ситуацию, является

$$\delta g_F(\beta) = g_{\text{shell}}(\epsilon_F, \beta) - \bar{g}(\epsilon_F, \beta),$$

где

$$g_{\text{shell}}(\epsilon_F, \beta) = \frac{1}{\gamma \sqrt{\pi}} \sum_{\lambda} \exp \left[ - \left( \frac{\epsilon_F(\beta) - \epsilon_{\lambda}(\beta)}{\gamma} \right)^2 \right], \quad \gamma \approx 1-3 \text{ Мэв};$$

$$\bar{g}(\epsilon_F, \beta) = \frac{1}{\bar{\gamma} \sqrt{\pi}} \sum_{\lambda} \exp \left[ - \left( \frac{\epsilon_F(\beta) - \epsilon_{\lambda}(\beta)}{\bar{\gamma}} \right)^2 \right], \quad \bar{\gamma} \approx 5-10 \text{ Мэв};$$

энергия  $\epsilon_{\lambda}$  одночастичного состояния; а  $\gamma, \bar{\gamma}$  - параметры, определяющие размеры энергетического интервала, по которому производится усреднение (детальную аргументацию см. в /9/).

Все расчеты указанных величин, выполненные до настоящего времени, базируются на  $\delta g_F(\beta)$ , полученной в приближении статического потенциала. Поэтому представляет интерес произвести хотя бы грубую оценку влияния зависимости среднего поля от энергии на поведение  $\delta g_F(\beta)$ .

Эта функция была рассчитана нами в двух вариантах для схемы нейтронных уровней тяжелых ядер, предложенной Нильссоном /10/ (очевидно, что для оценки масштаба явления неважно, какая конкретная

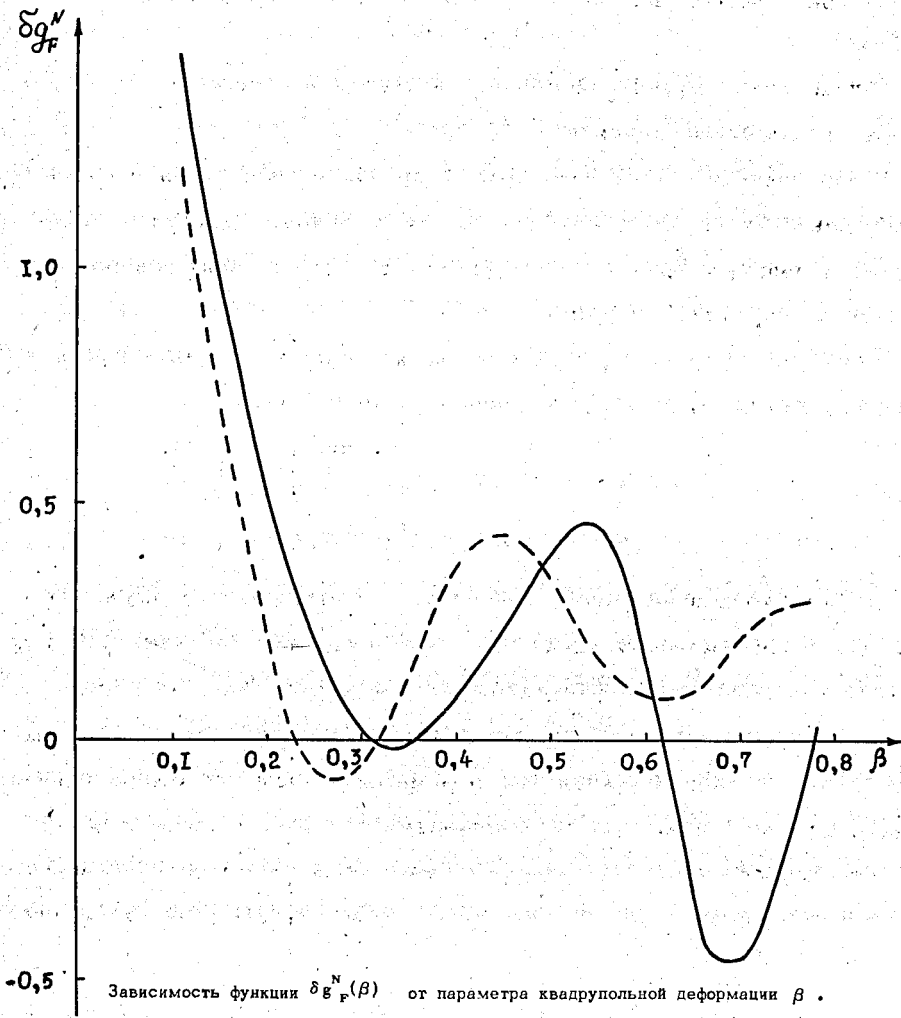


схема уровней использована). В первом варианте  $\delta g_F^N(\beta)$  получена на основе обычного статического приближения (на рисунке - пунктир). Во втором варианте (на рисунке - сплошная кривая) уровни  $\epsilon_\lambda$  были сдвинуты по линейному закону  $\Delta\epsilon_\lambda \approx \Delta V_n(\epsilon_{\nu}\epsilon_F)$ . В обоих случаях для параметров усреднения были приняты одни и те же значения:  $\gamma = 2$  Мэв,  $\gamma^2 = 5$  Мэв.

Функции  $\delta g_F^N(\beta)$  мало отличаются при деформациях  $\beta \leq \beta_0 \approx 0,3$ . Однако при больших значениях  $\beta$  отличие в их поведении уже значительное.

Аналогичный эффект должен проявиться и в поведении  $\delta g_F^P(\beta)$  - плотности протонных уровней.

Следовательно, учет зависимости среднего поля от энергии может сильно повлиять на теоретические оценки величины, положения и формы барьера деления, а значит, и на решение вопроса о временах распада тяжелых и сверхтяжелых ядер.

Как видно из рисунка, этот учет может сильно повлиять также и на качественную интерпретацию явления изомерии формы.

### 5. 3 а к л ю ч е н и е

В представленной работе показано, что среднее поле ядра, находящегося в возбужденном состоянии, изменяет свою величину и это изменение обусловлено поляризационными эффектами. Как это следует из п.п. 2, 3, поляризационный эффект является "макроскопической" характеристикой, так как определяется огромным числом состояний, отличающихся по своей структуре от одноквазичастичных. Именно поэтому поляризационная добавка к среднему полю, полученному в статическом приближении, по величине не зависит от вида возбуждения (частичного

или дырочного) и различные по механизму возбуждения процессы - упругое рассеяние нуклонов и реакции квазиупругого выбивания - оказываются связанными друг с другом.

Разумеется, нельзя считать, что при больших возбуждениях реализуется модель оболочек, отличающаяся от обычной лишь наличием зависимости среднего поля от энергии. Расчет одноквазичастичного состояния с учетом поляризационного эффекта может дать лишь среднее положение уровня, или точнее, "центр тяжести" тех состояний ядра, по которым происходит разброс данного одноквазичастичного состояния. А этот разброс, как видно даже из грубого анализа реакций типа  $(e, e'p)$  и  $(p, 2p)$ , не мал и увеличивается с ростом энергии возбуждения (см. рисунок в работе /6,7/). Дальнейшее исследование затронутых вопросов представляет интерес не только с точки зрения общей теории ядра, но имеет практическое значение, как это было показано нами на нескольких примерах и как это следует из ряда других подходов, обсуждавшихся в последнее время /11/.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Feshbach. Ann. Phys., 5, 357 (1958); 10, 287 (1962).
2. Д.А. Киржниц. Полевые методы теории многих тел. Атомиздат, Москва, 1963.
3. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем. Наука, Москва, 1965.
4. K. Seth. Nucl. Phys., A138, n1, 61 (1969).
5. F.D. Becchetti, G.W. Greenles. Phys. Rev., 182, 4, 1190 (1969).
6. V. Amaldi. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях (Дубна, 1967), том 3, 110, Москва, 1967.

7. A.N. James et al. Nucl.Phys., A138, 1, 145 (1969).
  8. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, серия физ., 10, 1690 (1968).
  9. В.М. Струтинский. Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, 526; Обнинск, 1966.
  10. C. Gustafson, I.L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. Ark.Fys., 36, 613 (1967).
  11. T.De Forest. Nucl.Phys., A132, 305 (1969).
- и ссылки в обзоре /6/ .

Рукопись поступила в издательский отдел

28 апреля 1970 года.