

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

61/2-81

12/1-81

P4-80-630

Н.И.Пятов, Д.И.Саламов, С.А.Фаянс

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ
ИЗОВАРИЧЕСКИХ 0^+ -СОСТОЯНИЙ
С ТОЧНЫМ УЧЕТОМ
ОДНОЧАСТИЧНОГО КОНТИНУУМА

Направлено в ЯФ

1980

1. Введение

Корректное микроскопическое описание изобарических состояний ядер требует решения двух важных проблем. Во-первых, теория должна быть самосогласованной, т.е. используемые одночастичный потенциал и эффективные взаимодействия должны быть связаны условиями согласования, вытекающими из свойств пространства-времени и симметрии ядерных сил. Такие условия согласования в различном виде формулировались в работах /1-4/. В частности, при описании изобарических состояний важную роль играет условие согласования, которое связывает изовекторный потенциал и плотность с зарядово-обменными эффективными взаимодействиями и позволяет восстановить спонтанно-нарушенную изотопическую симметрию (в ядрах с $N \neq Z$). При этом смешивание ядерных состояний по изоспину, как и должно быть, будет происходить только за счет электромагнитных взаимодействий. Важность учета (η, η') -корреляций при рассмотрении изобараналоговых состояний отмечалась во многих работах (см., например, обзоры /5/), однако только самосогласованная формулировка теории позволяет правильно описать их свойства /6-9/.

Вторая проблема возникает при проведении численных расчетов. Даже в самосогласованных подходах надежные оценки ряда эффектов смешивания по изоспину требуют использования полного одночастичного базиса, включая и состояния одночастичного континуума /9-11/. Кроме того, состояния континуума определяют *escape*-ширины изобарических состояний, лежащих выше порога вылета нуклонов.

К настоящему времени развиты методы решения обеих проблем. Так, самосогласованная формулировка задачи получена в теории

конечных форм-систем с точным учетом условий согласования ^{/8/}. Автоматическое согласование получается в методе Хартри-Фока с зависящими от плотности эффективными силами (см., например, ^{/12,13/}). В обоих подходах самосогласованный потенциал получается из заданных эффективных взаимодействий решением уравнений согласования или методом Хартри-Фока. В работах ^{/4,9,10/} заданным считается одночастичный оболочечный потенциал, а эффективные взаимодействия находятся из условий согласования (и, следовательно, не содержат дополнительных параметров). Этот метод самосогласования используется и в настоящей работе.

Известно, что в отсутствие электромагнитных сил либо при постоянном кулоновском потенциале коллективная амплитуда аналогового состояния пропорциональна изовекторному ядерному потенциалу. Это свойство коллективной амплитуды имеет место в любом самосогласованном подходе. Наше предположение заключается в распространении этой формы коллективной амплитуды на все изобарические 0^+ -состояния. Это означает, что эффективные взаимодействия сепарабельны, а соответствующая силовая константа вычисляется из условия согласования (см. ниже). При этом автоматически восстанавливается спонтанно-нарушенная изотопическая симметрия и исключаются все нефизические эффекты смешивания по изоспину ^{/9,10/}.

Таким образом, используемый нами подход отвечает физическому предположению о существовании в ядрах полосы изобарических 0^+ -возбуждений, характеризующихся единой формой коллективной амплитуды. Заметим, что в работах ^{/14,15/} использовалось аналогичное предположение о существовании полосы коллективных поверхностных возбуждений, которые характеризуются коллективной амплитудой, пропорциональной градиенту потенциала. При этом теория качественно правильно описывает все характеристики возбуждений ядер в нейтральном канале. Еще раз подчеркнем, что в обоих случаях важную роль играют условия согласования, которые точно выполняются при сделанных предположениях.

Существует несколько приближенных методов учета непрерывного спектра, например такие, как замена его набором квазистационарных состояний ^{/16/}, либо дискретизация с помощью "потенциальной стенки", помещенной за пределами ядра ^{/12/}. Расчеты, проведенные в работах ^{/9,10/}, показали, что учет только квазистационарных состояний недостаточен для получения надежных оценок эффектов смешивания по изоспину. Использование "метода стенки" зачастую требует проводить

суммирование до очень высоких энергий для получения сходимости результатов, что существенно усложняет расчеты. В данной работе мы используем метод точного учета непрерывного спектра, развитый в работах /17,18/. Метод основан на координатном представлении для одночастичной функции Грина и успешно использовался во многих работах.

Основная цель данной работы - на основе простой самосогласованной теории с точным учетом одночастичного континуума проанализировать характеристики изобарических состояний и получить надежные микроскопические оценки эффектов смешивания по изоспину.

2. Основные уравнения

Рассмотрим изобарические 0^+ -состояния в дочерних нечетно-нечетных ядрах как частично-дирочные (n_p)-состояния, возбуждаемые из основного состояния четно-четного родительского ядра с помощью зарядовообменных полей. При наложении внешнего зарядовообменного поля $V_0^{(\mu)}(\vec{r}) t_\mu$ в ядре возникает эффективное поле /19/

$$V^{(\mu)}(\vec{r}, \omega) = e_q V_0^{(\mu)}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \int F(\vec{r}, \vec{r}') A^{(\mu)}(\vec{r}', \vec{r}'; \omega) V^{(\mu)}(\vec{r}', \omega) d\vec{r}' d\vec{r}'', \quad (1)$$

где индекс $\mu = \pm$ различает поля изоспиновой симметрии t_\pm соответственно, e_q - локальный заряд квазичастиц по отношению к внешнему полю, $\omega \geq 0$ - энергия возбуждения в дочернем ядре, отсчитанная от основного состояния родительского ядра. В уравнение (1) входят только зарядовообменные эффективные взаимодействия F , причем изоспиновые операторы опущены. Величина $A^{(\mu)}$ - зарядовообменный частично-дирочный пропагатор

$$A^{(\mu)}(\vec{r}, \vec{r}'; \omega) = \sum_{n_p, n_n} \frac{n_p - n_n}{\epsilon_p - \epsilon_n - \omega} \psi_n^*(\vec{r}') \psi_p(\vec{r}') \psi_p^*(\vec{r}) \psi_n(\vec{r}), \quad (2)$$

где n_p и n_n - числа заполнения нейтронов и протонов, ϵ_i и ψ_i - соответственно одночастичные энергии и волновые функции, (n_p) - пары связаны так, что имеют момент 0^+ и изоспин 1. Пропагатор $A^{(\mu)}$ получается из $A^{(\mu)}$ заменой $n \rightarrow \mu$. Отметим, что в (2) суммирование ведется по полному набору нейтронных и протонных состояний, включая одночастичный континуум. В уравнении (2) и далее полагаем, что ϵ_i и ψ_i определяются решением уравнения Шредингера с потенциалом

$$U(\vec{r}) = U_+(\vec{r}) + U_-(\vec{r}) t_\tau + V_0^{(\mu)}(\vec{r}) (\frac{1}{2} - t_z), \quad (3)$$

где U_0 , U_1 и U_2 - соответственно изоскалярный, изовекторный и кулоновский потенциалы ($t_z = 1/2$ для нейтронов и $-1/2$ для протонов).

Уравнение (1) следует дополнить условием согласования, вытекающим из требования зарядовой независимости ядерных сил ^{12-4,94}

$$U_1(\vec{r}) = \int \vec{F}(\vec{r}, \vec{r}') \{ \rho_n(\vec{r}') + \rho_p(\vec{r}') \} d\vec{r}' \quad (4)$$

где ρ_n и ρ_p - соответственно нейтронные и протонные распределения плотности в основном состоянии родительского ядра. Таким образом, уравнение (4) связывает зарядообменные эффективные взаимодействия с изовекторным потенциалом и изовекторной плотностью ^{x)}. Выполнение его гарантирует восстановление спонтанно-нарушенной изотопической симметрии в ядрах с $N \neq Z$ потенциалом $U_1 t_z$. Тем самым смешивание ядерных состояний по изоспину будет вызываться лишь электромагнитными силами (в нашем рассмотрении - кулоновским потенциалом).

В принципе уравнения (1) и (4) позволяют полностью описать все характеристики изобарических состояний. Полюсы эффективного поля определяют энергетический спектр собственных возбуждений изобарных ядер. При энергиях возбуждений выше порога вылета нуклонов пропагатор становится комплексным, что приводит к сдвигу полюсов $V(\mu)$ в комплексную плоскость энергий, т.е. состояния приобретают *essare* - ширину, обусловленную вылетом нуклонов в сплошной спектр.

Для описания дискретных состояний с энергией ω_s часто вводит дополнительную величину - коллективную амплитуду, определяемую интегральным уравнением

$$g^{(\mu)}(\vec{r}, \omega_s) = \frac{1}{2} \int \vec{F}(\vec{r}, \vec{r}') A^{(\mu)}(\vec{r}', \vec{r}'; \omega_s) g^{(\mu)}(\vec{r}', \omega_s) d\vec{r}' d\vec{r}' \quad (5)$$

и условием нормировки

$$\frac{1}{2} \left(g^{(\mu)} \frac{\partial A^{(\mu)}}{\partial \omega} g^{(\mu)} \right) \Big|_{\omega = \omega_s} = -1 \quad (6)$$

^{x)} Строго говоря, соотношение (4) является точным в отсутствие электромагнитных сил либо при $U_2 = const$. В общем случае оно справедливо только при определенном выборе зависимости \vec{F} от плотности. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в отдельной работе.

Здесь и далее величина в скобках представляет собой двойной интеграл по координатам частиц (множитель 1/2 появляется при учете м.э. изоспипновых матриц t_{μ}). С помощью $g^{(\mu)}$ вычисляются м.э. перехода в основное состояние родительского ядра под действием внешнего поля $e_9 V_0^{(\mu)}$:

$$M^{(\mu)}(\omega_s) = \frac{1}{2} e_9 (V_0^{(\mu)} A^{(\mu)}(\omega_s) g^{(\mu)}) . \quad (7)$$

Прежде чем перейти к определению эффективных взаимодействий, покажем, что коллективная амплитуда аналогового состояния в случае постоянного кулоновского потенциала

$$V_c(\vec{r}) = \Delta E_c = \text{const} \quad (8)$$

пропорциональна изовекторному потенциалу U_1 . Хорошо известно, что в этом случае в любом самосогласованном подходе аналоговое состояние имеет энергию $\omega_{Ac} = \Delta E_c$ и характеризуется величиной м.э. разрешенного фермиевского распада

$$M^{(-)}(\omega_{Ac} = \Delta E_c) = \sqrt{T_c} : (2V_0)^{-1} \int (\rho_n^{(-)}(\vec{r}) - \rho_p^{(-)}(\vec{r})) d^3r , \quad (9)$$

где $T_c = (A - Z)^{-1} Z$.

Пренебрегая разность масс нейтрона и протона в кинетической энергии, из (3) получим соотношение коммутаторов

$$\begin{aligned} [U_1 t_z, t_{\mu}] &= i (1 - T_c) (\frac{1}{2} - t_z) , t_{\mu}] \dots \\ &= \mu U_1 t_{\mu} , \quad \mu = \pm , \end{aligned} \quad (10)$$

где H' - одночастичный гамильтонян с потенциалом (3).

Используя (10) и (2), легко получить тождество (пренебрегая изовекторным спин-орбитальным потенциалом)

$$\begin{aligned} \rho_n^{(-)}(\vec{r}) - \rho_p^{(-)}(\vec{r}) &= \int A^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}'; \omega) [U_1(\vec{r}') - \\ &- \mu (\omega + \mu U_c(\vec{r}'))] d^3r' . \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь из уравнений (7), (9) и (11) следует, что

$$g^{(-)}(\vec{r}, \omega_{Ac} = \Delta E_c) = (1/1^+) U_1(\vec{r}) . \quad (12)$$

Этот результат должен иметь место в любом самосогласованном подходе независимо от выбора эффективных взаимодействий.

Если теперь предположить, что для всех 0^+ изобарических состояний $g^{(+)}$ пропорциональны потенциалу U_1 ,

который считаем заданным, то уравнения (4) и (5) однозначно определяют форму и константу эффективных взаимодействий:

$$\tilde{F}(\vec{r}, \vec{r}') = \kappa U_r(\vec{r}) U_r(\vec{r}'), \quad (13)$$

$$\kappa^{-1} = (1/2) \int U_r(\vec{r}) [\rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r})] d\vec{r}.$$

Очевидно, что κ^{-1} представляет собой удвоенную потенциальную энергию симметрии.

Подставляя (13) в (1), получим простое уравнение для эффективного поля

$$V^{(\mu)}(\vec{r}, \omega) = e_0 V_c^{(\mu)}(\vec{r}) + (\kappa/2) \phi^{(\mu)}(\omega) U_r(\vec{r}). \quad (14)$$

где

$$(\kappa/2) \phi^{(\mu)}(\omega) = \{e_0 V_c^{(\mu)} A^{(\mu)} U_r\} / [2\kappa^{-1} - (U_r A^{(\mu)} U_r)]. \quad (15)$$

Полюса эффективного поля, определяемые уравнением

$$D^{(\mu)}(\omega) \equiv 2\kappa^{-1} - (U_r A^{(\mu)} U_r) = 0 \quad (16)$$

дают спектр дискретных собственных 0^+ изобарических состояний.

С помощью (II) преобразуем (16) к виду

$$D^{(\mu)}(\omega) = -2\mu T_0 (\omega + \mu \Delta E_c) - \\ - ((\omega + \mu v_c) A^{(\mu)}(\omega + \mu v_c))^{-1}, \quad (17)$$

где

$$\Delta E_c = (2T_0)^{-1} \int U_c(\vec{r}) [\rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r})] d\vec{r} \quad (18)$$

есть средняя энергия кулоновского сдвига на один нуклон нейтронного избытка. Однако в отличие от других определений (см., например, обзор /20/) в (18) входит полная изовекторная плотность, а не плотность нейтронного избытка (в том числе учтено различие нейтронных и протонных волновых функций).

Уравнение (17) представляет собой запись в координатном представлении полученного ранее /9/ уравнения. Видно, что t_{\pm} типам внешних полей соответствует различные ветви изобарических

возбуждений соответственно в ядрах с $T_2 = T_0 \pm 1$. Как и должно быть в самосогласованном подходе, энергии изобарических состояний определяется кулоновским потенциалом. В приближении постоянного кулоновского потенциала из (17) немедленно получаем решение (для $\mu = -$)

$$\omega_{Ac} = \Delta E_c, \quad (19)$$

соответствующее аналоговому состоянию. Таким образом, полученное уравнение не содержит никаких "духовых" эффектов, выделение которых в несамосогласованных подходах представляет значительные трудности (см., например, /II/).

В общем случае энергии аналогового состояния в основном определяется величиной ΔE_c , а переменная по объему ядра часть $\psi_c(\vec{r})$ дает вклад в высших порядках теории возмущений.

Для полноты приведем также выражение для радиальной переходной плотности изобарических состояний (см., например, /21/):

$$\rho_{\pm r}^{(\mu)}(r, \omega_s) = 2\pi \int A_0^{(\mu)}(r, r'; \omega) g^{(\mu)}(r', \omega_s) r'^2 dr', \quad (20)$$

где $A_0^{(\mu)}$ - монополярная компонента разложения пропагатора по полиномам Лежандра. С помощью (20) м.э. перехода можно записать в виде

$$\mathcal{M}^{(\mu)}(\omega_s) = e_q \int \rho_{\pm r}^{(\mu)}(r, \omega_s) V_0^{(\mu)}(r) r^2 dr. \quad (21)$$

3. Силовая функция, правило сумм и *escape* -мирив

Выше порога вылета нуклонов (n и p соответственно для t_- и t_+ ветвей возбуждений) спектр возбуждений становится непрерывным и обычно характеризуется силовой функцией - мнимой частью поляризационного оператора по отношению к данному внешнему полю /12,15/ :

$$\begin{aligned} S^{(\mu)}(\omega) &= -(2\pi)^{-1} \text{Im} (e_q V_0^{(\mu)} A^{(\mu)} V^{(\mu)}) \equiv \\ &\equiv \sum_{\lambda} |\langle 0 | e_q V_0^{(\mu)} t_{\mu} | \lambda \rangle|^2 \delta(\omega - \omega_{\lambda}), \end{aligned} \quad (22)$$

где подразумевается суммирование по всем дискретным состояниям системы и интегрирование по непрерывному спектру. В частности, для случая фермиевского β - распада ($e_q V_0^{(\mu)} = \pm$) из (22)

получим:

$$\langle 0 | T_{\mu}^{+} T_{\mu} | 0 \rangle = \sum_{\xi} |\mathcal{M}^{(\mu)}(\omega_{\xi})|^2 + \int_{\beta}^{\infty} S^{(\mu)}(\omega) d\omega, \quad (23)$$

где суммирование ведется по дискретным уровням, а интегрирование — от порога вылета нуклонов β . Здесь T_{μ} — пингвинские компоненты полного изоспина ядра, усреднение в левой части проводится по коррелированному основному состоянию родительского ядра, содержащему изоспинные примеси с $T = T_0 \pm 1$. Используя коммутатор $T_z = [T_-, T_+]$, с помощью (23) получим обобщение известного правила суммы для β -распада [8,9]:

$$T_0 = \sum_{\xi} |\mathcal{M}^{(-)}(\omega_{\xi})|^2 - \sum_{\xi'} |\mathcal{M}^{(+)}(\omega_{\xi'})|^2 + \int_{\beta_n}^{\infty} S^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{\beta_p}^{\infty} S^{(+)}(\omega) d\omega, \quad (24)$$

где связаны между собой характеристики обеих ветвей изобарических состояний дочерних ядер с $T_z = T_0 \pm 1$. Наконец, соотношение (23) позволяет оценить среднее значение квадрата изоспина в основном состоянии родительского ядра и примесь P изоспина $T = T_0 \pm 1$ в нем [9]:

$$\langle 0 | T^2 | 0 \rangle = T_0(T_0 \pm 1) + 2(T_0 \pm 1)P, \quad (25)$$

$$P = (T_0 \pm 1)^{-1} \langle 0 | T_+^{+} T_+ | 0 \rangle. \quad (26)$$

Таким образом, в отличие от известных оценок [22,23] в нашем рассмотрении изоспинные примеси определяются через м.э. β -распада.

Обычно силовая функция в непрерывном спектре не является плавной, а имеет резонансную структуру. В частности, в тяжелых ядрах аналогичное состояние наблюдается как хорошо изолированный резонанс с относительно небольшой шириной. Используемое нами координатное представление позволяет оценить *escape*-ширину изолированного резонанса, связанную с вылетом нуклона в непрерывный спектр [15]. Рассмотрим такой резонанс как полюс уравнения (14) для эффективного поля в комплексной плоскости энергии $\omega = \omega_R - i\gamma/2$, где ω_R — энергия центра тяжести резонанса, а γ — его ширина. Эти две величины можно вычислить, полагая

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} D^{(\mu)}(\omega_R - i\gamma/2) &= 0, \\ \operatorname{Im} D^{(\mu)}(\omega_R - i\gamma/2) &= 0. \end{aligned} \quad (27)$$

В комплексной плоскости энергии разложим пропагатор по степеням γ . В низшем порядке имеем

$$A^{(\mu)}(\omega_R - i\gamma/2) = A^{(\mu)}(\omega_R) - i(\gamma/2) \frac{\partial A^{(\mu)}}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_R}. \quad (28)$$

Подставляя (28) и (16) в (27), получим связанные уравнения для ω_R и γ :

$$\begin{aligned} 2/\varkappa - \operatorname{Re}(U_1 A^{(\mu)}(\omega_R) U_1) - (\gamma/2) \operatorname{Im}(U_1 \frac{\partial A^{(\mu)}}{\partial \omega} U_1) \Big|_{\omega=\omega_R} &= 0, \\ \gamma = 2 \operatorname{Im}(U_1 A^{(\mu)}(\omega_R) U_1) / \operatorname{Re}(U_1 \frac{\partial A^{(\mu)}}{\partial \omega} U_1) \Big|_{\omega=\omega_R}. \end{aligned} \quad (29)$$

Из первого уравнения следует, что если пренебречь малым сдвигом за счет мнимой части пропагатора (т.е. последним слагаемым), то энергию ω_R резонанса можно вычислять из уравнений (16) или (17), положив равной нулю мнимую часть пропагатора. Второе уравнение в (29) с помощью тождества (II) легко записать в "самосогласованной" форме, явно зависящей лишь от кулоновского потенциала:

$$\gamma = -2 \operatorname{Im} \left((\omega_R + \mu v_c^2) A^{(\mu)}(\omega_R) (\omega_R + \mu v_c^2) \right) / \frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} D^{(\mu)}(\omega_R). \quad (30)$$

Аналогичная формула для аналогового состояния получена в работе /24/ в приближении сохранения изоспина в родительском ядре.

Очевидно, что в случае постоянного кулоновского поля *escape*-ширина аналогового состояния ($\omega_R = \Delta E_c$, $\mu = -1$) равна нулю.

Точный учет непрерывного спектра осуществляется с помощью координатного представления пропагатора в виде /17/

$$\begin{aligned} A^{(-)}(\vec{r}, \vec{r}'; \omega) &= \sum_n n_n \varphi_n^*(\vec{r}) \varphi_n(\vec{r}') G_p(\vec{r}, \vec{r}'; \varepsilon_n + \omega) + \\ &+ \sum_p n_p \varphi_p^*(\vec{r}') \varphi_p(\vec{r}) G_n(\vec{r}, \vec{r}'; \varepsilon_p - \omega), \end{aligned} \quad (31)$$

где гриновская функция частиц находится численным решением уравнения

$$(\varepsilon - H^0) G(\vec{r}, \vec{r}'; \varepsilon) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (32)$$

Из (31) видно, что конфигурации $(n^{-1}p)$ и (np^{-1}) одновременно дают вклад во все характеристики изобарических состояний.

Однако грингольская функция приобретает минимум часть только при $\varepsilon > 0$. По этой причине резонансы t -ветви в рассматриваемом приближении имеет только протонные *escape*-ширины, а резонансы t_+ -ветви - нейтронные. Нейтронные ширины у аналогового состояния можно получить только при учете более сложных, чем частичнокричные, конфигураций. Разложение *escape*-ширин по частичным каналам можно провести аналогично тому, как это сделано в работе /15/.

4. Результаты и обсуждение

Расчеты проводились со стандартным потенциалом Вудса-Саксона в параметризации Чепурнова /25/, в которой изовекторный потенциал полагается пропорциональным изоскалярному. В качестве кулоновского потенциала использовался потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = 1,24 A^{1/3}$ ф.и. Результаты расчетов для ряда изобар приведены в таблице, где они сравниваются с расчетами /9/, в которых непрерывный спектр аппроксимировался квазистационарными уровнями /16/.

Ранее /10/ отмечалось, что при учете квазистационарных состояний энергии аналоговых состояний заметно понижается, особенно в тяжелых ядрах. Точный учет непрерывного спектра приводит лишь к небольшому дополнительному понижению энергии аналогового состояния по сравнению с результатами /9,10/, т.е. простой учет квазистационарных уровней дает вполне корректную оценку ω_{Ac} .

Очень важен точный учет непрерывного спектра в оценках эффектов смешивания по изоспину в основном состоянии родительского ядра и в аналоговом состоянии. В последнем обычно вводят кулоновскую поправку δ_c к м.э. фермиевского перехода

$$|\mathcal{M}^{(-)}(\omega_{Ac})|^2 = T_0(1 - \delta_c). \quad (33)$$

Из правила сумм (24) следует, что из-за связи t_+ -и t_- -ветвей изобарических состояний поправка δ_c в принципе может принимать и отрицательные значения, ограниченные по величине примесью изоспина P в родительском ядре /9,10/. При точном учете непрерывного спектра, однако, мы не получили отрицательных δ_c ни в одном ядре. Появление отрицательных δ_c в расчетах /9,10/, видимо, обусловлено неполнотой одночастичного базиса. Полученные в данной работе значения δ_c оказались в полтора раза выше всех существующих оценок (см., например,

Таблица

Характеристики аналоговых состояний и изоспиновые примеси

Изобары	ΔE_c , МэВ	ω_{Ac} , МэВ			δ_c^r , %		P , %		
		(а)	(б)	^{126/} эксп.	(а)	(б)	(а)	(б)	Б.М. ^{123/}
⁴² Ca - ⁴² Sc	7,20	6,62	6,46	7,2I	-0,25	0,77	0,34	0,57	0,07
⁴⁶ Ti - ⁴⁶ V	7,96	7,17	7,05	7,84	0,28	0,83	0,35	0,8I	0,II
⁵⁰ Cr - ⁵⁰ Mn	8,72	7,74	7,62	8,4I	0,05	0,83	0,5I	0,94	0,IA
⁵⁴ Fe - ⁵⁴ Co	9,47	8,25	8,18	9,08	-0,02	0,88	0,75	I,IO	0,17
⁶⁴ Zn - ⁶⁴ Ga	10,08	9,38	9,16	9,88	0,28	I,76	0,45	0,77	0,17
⁶⁶ Zn - ⁶⁶ Ga	9,7I	9,34	9,09	9,8I	0,34	I,59	0,29	0,54	0,13
²⁰⁸ Pb - ²⁰⁸ Bi	18,33	17,18	17,04	18,83	9,75	I3,4	0,35	0,4I	0,36

Примечание: (а) Расчеты проведены, как в работе ^{9/}, с заменой непрерывного спектра квазистационарными уровнями.

(б) Расчеты с точным учетом непрерывного спектра.

/27-29/). Следует отметить, что эти оценки проводились в не-самосогласованных подходах в вышайшем порядке теории возмущений по кулоновскому потенциалу и с использованием неполного одночастичного базиса. В наших расчетах все эти недостатки отсутствуют и, кроме того, точно учитывается различие нейтронных и протонных волновых функций.

При точном учете непрерывного спектра заметно возрастает λ примеси P изоспина $T_0 + 1$ в основных состояниях ядер, причем микроскопические значения в средних ядрах систематически превышают в несколько раз гидродинамические оценки Бора и Моттельсона. В ^{208}Pb эти оценки оказываются близкими. В основном указанное различие, как отмечалось в работе /5/, связано с тем, что гидродинамика предсказывает в средних ядрах слишком высокие энергии изовекторного монополярного резонанса, ответственного за изоспиновую примесь в основном состоянии. Полученные нами значения P качественно согласуются с другими оценками, в которых учитывались корреляции (см., например, /5/).

Вернемся к обсуждению энергий аналоговых состояний. Из таблиц видно, что вычисленные значения ΔE_c довольно близки к экспериментальным значениям энергий кулоновского сдвига $(\omega_{AC})_{\text{эксп}}$. Учет зарядовообменных взаимодействий приводит к заметному повышению энергий аналоговых состояний относительно ΔE_c , что уже отмечалось в работах /5,9-II/. В итоге теоретические значения ω_{AC} оказываются систематически ниже экспериментальных, причем различие растет с ростом A . Использование самосогласованного кулоновского потенциала вместо модельного, соответствующего равномерно заряженному ядру, не улучшает ситуацию /10/.

Для получения согласия с экспериментом необходимо увеличить значения ΔE_c и ослабить изовекторные корреляции. Из уравнений (13) и (18) видно, что для этого необходимо увеличить изовекторную плотность $\rho_n - \rho_p$ в объеме ядра и уменьшить изовекторный потенциал U_{\pm} , что, естественно, приведет к уменьшению среднеквадратичного радиуса нейтронного изобита (эффект Холена-Шиффера /30/). Однако при сохранении параметризации Чепурнова /25/ изовекторного потенциала этого достичь невозможно /10/. Поэтому для изобар $A=64$ была введена независимая параметризация нейтронного и протонного потенциалов. Параметры подбирались так, чтобы одновременно описать экспериментальные

значения среднеквадратичного зарядового радиуса в ${}^{64}\text{Zn}$
 $\langle r_c^2 \rangle^{1/2} = 3,94 \text{ ф.м.}$, энергии основного состояния $\omega_{ос} \approx 7,9 \text{ МэВ}$,
а также энергии аналогового состояния в ${}^{64}\text{Ga}$ (см. ^{131/}).
Разумное согласие теории с экспериментом (см.рис.1) получено
при следующих значениях параметров:

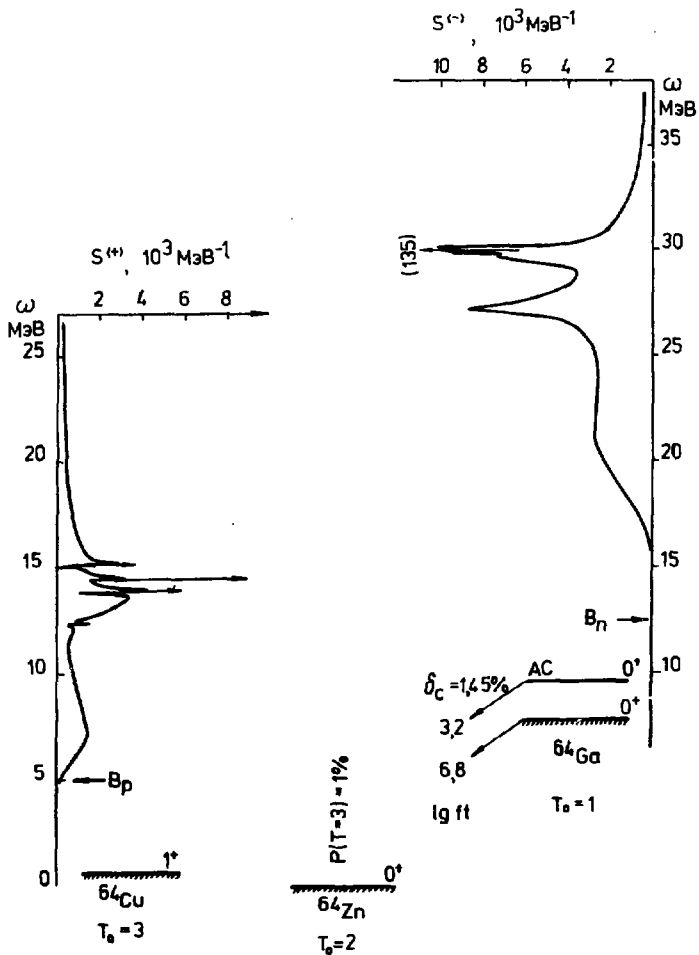
$$V_n^0 = -52 \text{ МэВ}, \quad V_p^0 = -53,4 \text{ МэВ}, \quad (34)$$

$$R_n = 1,26 \text{ А}^{1/3} \text{ ф.м.}, \quad R_p = R_c = 1,28 \text{ А}^{1/3} \text{ ф.м.}$$

При этом $\beta_n - \beta_p$ возрастает в объеме ядра, а U_1 умень-
шается, но приобретает поверхностный пик. Получены значения
 $\Delta E_c = 10,55 \text{ МэВ}$ и $\omega_{Ac} = 9,63 \text{ МэВ}$, т.е. примерно на $0,5 \text{ МэВ}$
выше приведенных в таблице. Теоретическое значение $lgft = 6,8$
для запрещенного по изоспину распада ${}^{64}\text{Ga}$ неплохо согласуется
с экспериментальным значением $6,513$ ^{131/}. Им не ставили
цели достичь полного согласия теории с экспериментом, поскольку
в расчетах не учитывались различные малые поправки, связанные
например, с различием масс нейтрона и протона в кинетической
энергии, с различием их магнитных свойств и т.д. (см., например,
^{15,20/}). Отметим, что при значениях параметров (34) получается
небольшая отрицательная разность среднеквадратичных радиусов
нейтронов и протонов $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} = -0,06 \text{ ф.м.}$
(примерно $0,2 \text{ ф.м.}$ в параметризации Чепурнова). Имеющиеся в
настоящее время экспериментальные данные ^{132/} не противоречат
этому значению.

Аналогичная попытка независимой параметризации нейтронного
и протонного потенциалов была предпринята и для ядра ${}^{208}\text{Pb}$.
При этом ставилось условие, чтобы одночастичный спектр получался
в разумном согласии с экспериментальными и воспроизводилось
экспериментальное значение среднеквадратичного зарядового ра-
диуса. В результате удается увеличить теоретическое значение
энергии аналогового состояния только до $17,5 \text{ МэВ}$. При этом по-
лучается значение $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0,1 \text{ ф.м.}$, которое
не противоречит экспериментальным данным ^{132/}. Попытки даль-
нейшего увеличения ω_{Ac} с помощью вариации параметров по-
тенциала приводят к нереалистическим одночастичным спектрам.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в ядрах
с небольшим $N-Z$ вариация радиальной формы $U_1(r)$
существенно влияет на ω_{Ac} , что позволяет в рамках



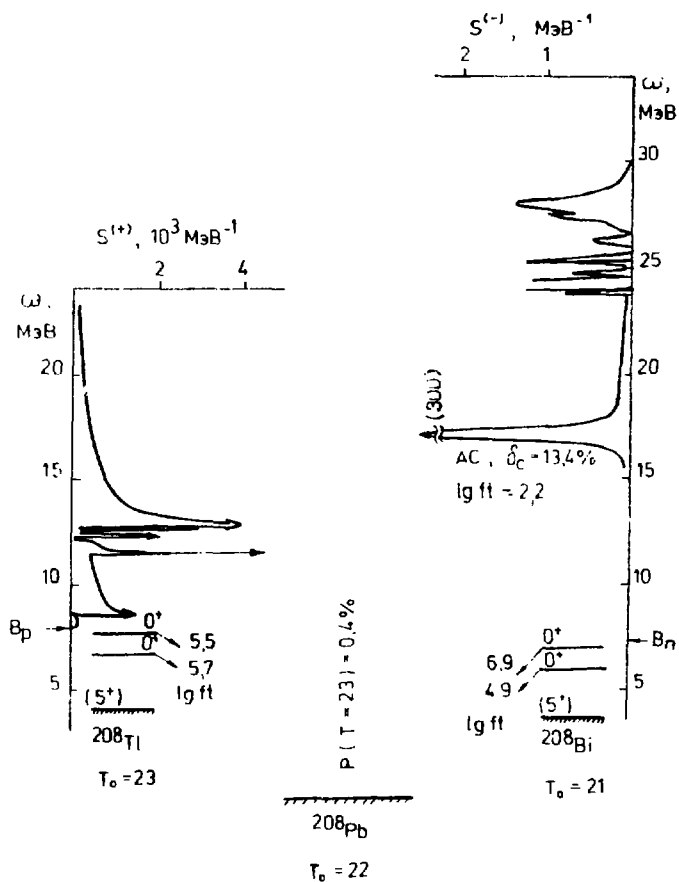


Рис.1. Силовые функции изобарических 0^+ -состояний в ядрах с $A=64$ и 208 . Показаны также дискретные уровни и их характеристики.

использованного подхода в принципе объяснить наблюдаемые энергии кулоновского сдвига. Однако в ядрах с большим $N-Z$ не удается количественно описать энергии аналоговых состояний путем самосогласованных вариаций параметров оболочечного потенциала: теоретические значения ω_{AC} всегда оказываются примерно на 1 МэВ меньше экспериментальных. Решение этой проблемы можно искать на пути использования более реалистических эффективных взаимодействий и соответствующих им самосогласованных потенциалов вместо феноменологических, как это делается, например, в методе Хартри-Фока с зависящими от плотности силами /12/ или в самосогласованной теории конечных ферми-систем /8,21/. Полученные пока на этом пути результаты /11/ не вполне убедительны, поскольку в этой работе расчеты проведены по методу Тамма-Данкова, в котором невозможно корректно учесть корреляции и отделить "духовые" эффекты спонтанного нарушения изотопической симметрии.

Типичные спектры изобарических 0^+ -состояний (силовые функции в непрерывном спектре для фермиевских β -распадных полей $\sim \tau_{\pm}$) показаны на рис.1. В спектрах изобар с $A = 64$ имеется всего два связанных 0^+ -уровня (основное и аналоговое состояния в ${}^{64}\text{Ga}$), в то время как в ${}^{208}\text{Tl}$ и ${}^{208}\text{Bi}$ получается по два таких состояния. Большие значения $lg ft$ для запрещенных по изоспину фермиевских переходов свидетельствуют о слабом смешивании по изоспину аналогового состояния с нижележащими связанными изобарическими состояниями. В силовых функциях $S^{(\pm)}$ наблюдается резонансная структура до энергии возбуждений 30 МэВ, выше силовые функции плавно убывают. Изовекторные монополярные возбуждения в дочерних ядрах с $T_2 = T_0 - 1$, в основном ответственные за изоспиновые примеси в аналоговом состоянии, локализованы в области энергий 25-30 МэВ. Они проявляются как совокупность резонансов с протонными ширинами от нескольких кэВ до 1 МэВ.

В силовых функциях $S^{(\pm)}(\omega)$ также получается серия узких резонансов с нейтронными ширинами от 0,1 до 100 кэВ, лежащих значительно ниже по энергии, чем резонансы в $S^{(\pm)}$. Без учета этих резонансов невозможно дать корректную оценку изоспиновых примесей в родительском ядре и обеспечить выполнение правила суммы (24). Отметим, что для показанных на рис.1 изобар правило суммы выполняется с точностью порядка 0,1% при интегрировании до 40 МэВ.

Аналоговое состояние в ^{209}Bi лежит в сплошном спектре и имеет протонную ширину, сильно зависящую от его энергии, что связано с проникаемостью через кулоновский барьер. Формально уравнение (30) позволяет вычислить эту зависимость (см. рис. 2). Теоретическому значению $\omega_{Ac} = 17$ МэВ соответствует ширина $\int_{\omega}^{Ac} \approx 30$ кэВ, т.е. почти в пять меньше экспериментального значения [33]. Варьируя константу \mathcal{E} (ур-ние (29)), можно получить и экспериментальное значение $\omega_{Ac} = 18,83$ МэВ, при котором $\int_{\omega}^{Ac} \approx 240$ кэВ (это значение близко к полной наблюдаемой ширине аналогового резонанса). Однако этот результат получается за счет рассогласования теории и должен рассматриваться только как указание на то, что при правильном воспроизведении в самосогласованной теории энергии аналогового резонанса должна получаться близкая к экспериментальному значению его *escape*-ширина. Таким образом, проблемы правильного описания энергии аналогового резонанса и его *escape*-ширины оказываются взаимозависимыми.

Определенный интерес представляют радиальные плотности перехода $\rho_{tr}^{(M)}(\tau)$ для изобарических состояний. В частности, для аналогового состояния переходная плотность в основном определяется формой изовекторной плотности ($\rho_n - \rho_p$). Действительно, подставляя $\mathcal{F}^{(M)}(\vec{r}, \omega) = \beta^{(M)}(\omega) U_1(\vec{r})$ в уравнение (20) и используя тождество (II), получим

$$\rho_{tr}^{(M)}(\tau, \omega) = \beta^{(M)}(\omega) \left\{ \frac{1}{2} (\rho_n(\tau) - \rho_p(\tau)) + 2\pi i \text{Re} \int A_0^{(M)}(\tau, \tau'; \omega) (\omega + \mu) \rho_0(\tau') \tau'^2 d\tau' \right\}, \quad (37)$$

где $\beta^{(M)}(\omega)$ находится из условия нормировки (6) (для аналогового состояния $\beta^{(M)} \approx T_0^{-1/2}$). На рис. 3 показаны вычисленные $\rho_{tr}^{(M)}$ для распада аналогового и нижайшего по энергии 0^+ -состояний в ^{24}Mg и ^{209}Bi , а также соответствующим образом нормированные изовекторные плотности. Видно, что кулоновские поправки в ρ_{tr}^{Ac} довольно велики в объеме ядра и значительно меньше на поверхности. Это дает основание считать, что экспериментальное измерение переходной плотности в поверхностной области позволит получить новые существенные сведения о распределении плотности нейтронов в ядрах с нейтронным избытком.

Рис.2. Протонная *essare*-ширина аналогового состояния в ^{208}Bi как функции его энергии.

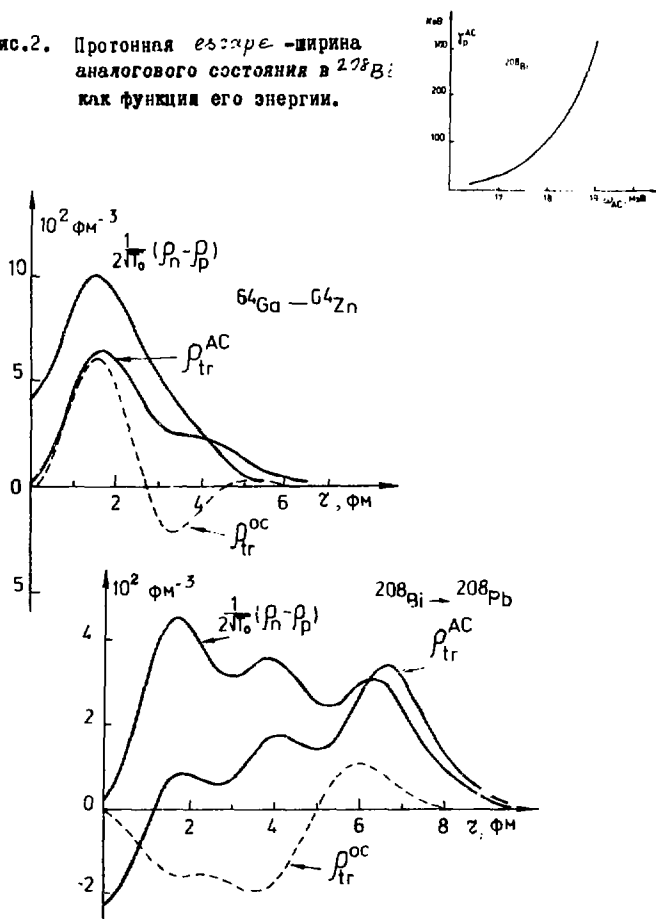


Рис.3. Переходные плотности для *ичжайших* по энергии (ρ_{tr}^{OC}) и аналоговых (ρ_{tr}^{AC}) состояний в ^{64}Ga и ^{208}Bi .

Как и следовало ожидать, для запрещенных по изоспину переходов ρ_{in} осциллирует в объеме ядра и "вымирает" на поверхности.

5. Заключение

Проведенное рассмотрение базируется на зарядовой независимости ядерных сил, следствием которой является условие согласования между эффективными зарядовообменными силами, изовекторным потенциалом и плотностью. Несмотря на простоту эффективных взаимодействий, использованная модель правильно отражает все физические свойства аналогового состояния, что, конечно, является следствием точного выполнения условия согласования. Корректный учет непрерывного спектра позволил получить надежные микроскопические оценки энергий кулоновского сдвига, однако вычисленные ω_{Ac} оказываются систематически ниже экспериментальных значений, причем различие растет с ростом A .

Полученные нами результаты указывают на исключительную важность учета непрерывного спектра в оценках эффектов смешивания по изоспину и *escape*-ширин изобарических резонансов.

Справедливость предположения о пропорциональности $g(\vec{\tau})$ и $U_1(\vec{\tau})$ во всех изобарических 0^+ -состояниях можно проверить путем измерения ρ_{tz} для разрешенных и запрещенных по изоспину переходов, что может также дать ценные сведения о распределении плотности нейтронного избытка. С этой целью могут быть использованы реакции перезарядки и обратного бета-распада.

В последующих работах мы намереваемся вернуться к затронутым здесь проблемам на основе самосогласованной теории с реалистическими зависящими от плотности силами.

Авторы выражают благодарность С.И.Габракову за участие в данной работе на начальной ее стадии.

Литература

1. Gross D.H.E. Phys.Lett., 1969, 30B, p.16.
2. Файнс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 633.
3. Birbrair V.L. Phys.Lett., 1974, 46B, p.152.
4. Павов Н.И. ОИЯИ Р4-8208, Р4-8380, Дубна, 1974.
5. Lane A.M., Mekjian A.Z. Adv.Nucl.Phys., 1973, 7, p.97; Amersbach H. et al. Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p.48.
6. Зарецкий Д.Ф., Урин М.И. ЖЭТФ, 1967, 53, с.324.

7. Бирбрамр. Б.Л. ЯФ, 1965, 5, с.1198.
8. Бирбрамр Б.Л., Садовникова В.А. ЯФ, 1974, 20, с.654.
9. Пятов Н.И. и др. ЯФ, 1979, 29, с.22.
10. Саламов Д.И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.44.
11. Amerbach N. et al. Nucl. Phys., 1980, A337, p.143.
12. Bertsch G.F., Tsai S.F. Phys. Rep. 1975, 18, p.125.
K.F. Liu, Brown G.E. Nucl. Phys., 1976, 265A, p.994.
13. Барц Б.И. и др. Препринт ХФТИ-77-34, Харьков, 1977.
14. Пятов Н.И., Базнат М.И. ЯФ, 1979, 30, с.1219;
Базнат М.И. и др. ЯФ, 1980, 31, с.585.
15. Гареев Ф.А. и др. ОИЯИ Е4-80-283, Дубна, 1980.
16. Bang J. et al. Nucl. Phys. 1976, A261, p.59.
17. Саперштейн Э.Е. и др. Препринт ИАЭ-2571, Москва, 1975;
Саперштейн Э.Е. и др. Препринт ИАЭ-2580, Москва, 1976.
18. Shlomo S., Bertsch G.F. Nucl. Phys. 1975, 243A, p.507.
19. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, "Наука", Москва, 1965.
20. Shlomo S. Rep. Progr. Phys., 1978, 41, p.957.
21. Саперштейн Э.Е. и др. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.221.
22. Sliv L.A., Kharitonov Yu.I. Phys. Lett., 1965, 16, p.176.
23. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, v. I (Benjamin W.A., Inc., New York, 1969).
(перевод: О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т. I, "Мир", Москва, 1971).
24. Урин М.Г. ЯФ, 1978, 27, с.927.
25. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
26. Courtney W.J., Fox J.D. At. Data and Nucl. Data Tables, 1975, 15, p.141.
27. Fayans S.A. Phys. Lett., 1971, 37B, p.155.
28. Wilkinson D.H. Nature, 1975, 257, p.189.
29. Towner I.S. et al. Nucl. Phys., 1977, A284, p.269.
30. Nolen J.A., Schiffer J.P. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, 19, p.471.
31. Halbert M.L. Nucl. Data Sheets, 1979, 28, p.179.
32. Алхазов Г.Д. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с.2218.
33. Booth E.C., Madsen B.S. Nucl. Phys., 1973, A206, p.293.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1980 года.