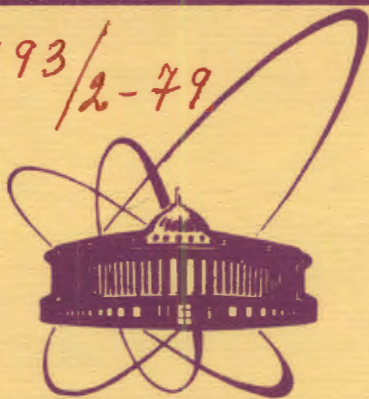


2193/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

C-16

11/VI-79

P4 - 12283

Д.И.Саламов, Н.И.Пятов, М.И.Базнат

КУЛОНОВСКОЕ СМЕШИВАНИЕ  
ПО ИЗОСПИНУ В ЯДРАХ

1979

P4 - 12283

Д.И.Саламов,<sup>1</sup> Н.И.Пятов, М.И.Базнат<sup>2</sup>

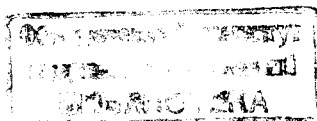
КУЛОНОВСКОЕ СМЕШИВАНИЕ  
ПО ИЗОСПИНУ В ЯДРАХ

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*

---

<sup>1</sup> Институт физики АН АзССР, Баку.

<sup>2</sup> Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.



Саламов Д.И., Пятков Н.И., Базнат М.И.

P4 - 12283

#### Кулоновское смешивание по изоспину в ядрах

Дан краткий обзор исследований кулоновского смешивания ядерных состояний по изоспину. Основное внимание уделяется микроскопическому подходу, в котором смешивание по изоспину вызывается строго только самосогласованным кулоновским потенциалом. Примеси по изоспину определяются через матричные элементы фермиевских распадов изобарических состояний. Анализируются численные расчеты характеристик изобарических состояний и фермиевских переходов в средних и тяжелых сферических ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Salamov D.I., Pyatov N.I., Baznat M.I.

P4 - 12283

#### Coulomb Mixing in Nuclei

A brief review of the Coulomb mixing in nuclei is given. Attention is paid to the microscopic approach in which the isospin mixing of nuclear states is caused by the self-consistent Coulomb potential. The isospin impurities in this approach are defined through the matrix elements of the Fermi decay of the isobaric states to the parent-nucleus ground state. An analysis is given for the numerical calculations of characteristics of isobaric states and Fermi transitions in medium and heavy spherical nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные силы смешивают ядерные состояния по изоспину. Исследования примесей и связанных с ними эффектов проводились во многих работах. В этой работе дается краткий обзор оценок примесей по изоспину в макроскопических и микроскопических подходах и рассматриваются запрещенные по изоспину и сверхразрешенные фермиевские переходы. Обсуждается изоспиновая структура аналоговых состояний. Детальное обсуждение некоторых из упомянутых проблем можно найти в ряде недавних обзоров /1-4/.

## 1. ОЦЕНКИ ИЗОСПИНОВЫХ ПРИМЕСЕЙ В ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЯХ

В гидродинамической модели полагается, что примесь изоспина  $T = T_0 + 1$ , где  $T_0 = (N - Z)/2$ , в основном состоянии ядра возникает из-за кулоновского смешивания его с монополярным изовекторным возбуждением. Оценка энергии этого возбуждения дана в монографии /5/:

$$E_{T_0+1} \approx 170 A^{-1/3} \text{ МэВ.} \quad /1/$$

Получена оценка примеси изоспина  $T_0 + 1$  в основном состоянии в виде /6/:

$$P(T_0 + 1) = \frac{1}{T_0 + 1} \cdot 3,5 \cdot 10^{-7} Z^2 A^{2,3} \quad /2/$$

Во всех средних и тяжелых стабильных ядрах с  $A > 40$  величина примеси, согласно /2/, не превышает /0,1-0,3/ %.

В оболочечной модели /1/ примеси изоспина  $T_0+1$  в основном состоянии обязаны виртуальным переходам протонов с заполненных уровней  $(\epsilon_\nu \leq (\epsilon_F)_p)$  на свободные состояния выше лежащих оболочек  $(\epsilon_\nu > (\epsilon_F)_n)$ . Полученные оценки примесей превышают /2/ примерно на порядок.

Основным недостатком оболочечных оценок является то, что в них не учитываются корреляции нуклонов. Учет корреляций с помощью правил сумм /3/ приводит к уменьшению оболочечных оценок примесей в 2-5 раз.

В микроскопических расчетах кулоновского смешивания по изоспину важно проводить согласование изовекторного потенциала с эффективными изовекторными силами /8,9/. В противном случае могут возникать дополнительные изоспиновые примеси за счет нарушения изотопической симметрии ядерных сил. Большинство существующих микроскопических расчетов, в которых учитывались межнуклонные корреляции, проведено без согласования потенциала и сил /см., напр., /10-13/. В работе /9/ было показано, что самосогласованный учет корреляций играет очень важную роль при описании запрещенных по изоспину процессов.

Отметим также чувствительность значений изоспиновых примесей к форме кулоновского потенциала. Обычно используют кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиуса  $R_c$

$$v_c(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R_c} \left[ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R_c} \right)^2 \right], & r \leq R_c \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R_c, \end{cases} \quad /3/$$

где  $e$  - заряд протона. Самосогласованные расчеты /9/ показали, что примесь изоспина  $T_0+1$  в основном состоянии меняется примерно как  $R_c^3$ . Существующая в настоящее время относительно небольшая неопределенность в выборе этого параметра приводит к значительной неопределенности величины примесей.

Избавиться от этой неопределенности можно только, если использовать вместо /3/ самосогласованный кулоновский потенциал, полученный из двухчастичных кулоновских сил,

$$\bar{v}_c(r) = e^2 \frac{Z-1}{Z} \int \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \rho_p(\vec{r}') d\vec{r}', \quad /4/$$

где  $\rho_p$  - протонная плотность. Ниже обсуждаются результаты, полученные в самосогласованном подходе.

## 2. САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ

В самосогласованном описании устанавливается тесная связь между изовекторным потенциалом и изовекторными взаимодействиями. С этой целью используется спонтанное нарушение изотопической симметрии при наличии в оболочечном потенциале изовекторного слагаемого вида

$$U_1(r, t_z) = V_1 f(r) t_z, \quad t_z = \begin{cases} 1/2, & n \\ -1/2, & p \end{cases} \quad /5/$$

которое не коммутирует с  $T_\pm$  компонентами полного изоспина системы и, следовательно, приводит /помимо электромагнитных сил/ к смешиванию состояний по изоспину. Нарушенная симметрия восстанавливается путем добавления к оболочечному потенциалу остаточных взаимодействий  $h_1$ , таких, чтобы

$$[U_1 + h_1, T_\mu] = 0, \quad \mu = 0, \pm 1. \quad /6/$$

В работе /9/ использовались сепарабельные силы, удовлетворяющие этому условию

$$h_1 = \frac{V_1}{2\chi} \sum_{\mu} (F_{\mu} - \delta_{\mu,0} \chi)^+ (F_{\mu} - \delta_{\mu,0} \chi), \quad /7/$$

$$F_{\mu} = \sum_{k=1}^A f(r_k)(t_{\mu})_k \quad /8/$$

при произвольных значениях параметра  $\chi$ . Величина параметра  $\chi$  определяется согласованием по Хартри потенциала /5/ и взаимодействий /7/

$$\chi = \langle 0 | F_0 | 0 \rangle, \quad /9/$$

где  $|0\rangle$  - основное состояние типа Хартри-Фока. Эта величина зависит от распределения плотности и прямо связана с энергией симметрии ядра

$$\gamma = V_1 \chi \equiv \beta_{\text{симм.}} \frac{(N-Z)^2}{A}, \quad /10/$$

тем самым взаимодействия /7/ оказываются неявно зависящими от изовекторной плотности. Радиальная форма взаимодействий определяется функцией  $f(r)$ .

При учете  $h_1$  ядерная часть гамильтониана оказывается изотопически инвариантной /если пренебречь малыми эффектами, связанными с различием масс нейтрона и протона в кинетической энергии и магнитными поправками /1/ /, и смешивание по изоспину будет происходить только за счет кулоновских сил. В дальнейшем рассмотрении они заменяются самосогласованным одночастичным потенциалом /4/.

### 3. ИЗОБАРИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ И ФЕРМИЕВСКИЕ БЕТА-ПЕРЕХОДЫ

Полный гамильтониан модели

$$H = H^0 + h_1, \quad /11/$$

включающий одночастичный гамильтониан  $H^0$ , используется в методе случайной фазы /СФ/ для рассмотрения спектра изобарических однофазонных состояний, полученных на коррелированном основном состоянии родительского ядра  $Q_K^+ |\tilde{0}\rangle$ .

В работе /9/ получены уравнения для энергий  $\omega_K$  этих состояний

$$\mathcal{F}(\omega_K) \cdot \Phi(\omega_K) = 0, \quad /12/$$

$$\mathcal{F}(\omega_K) = \sum_{pn} [\omega_K (p||n) - (p||\bar{v}_c||n)] \frac{E_{pn}(n_n - n_p)}{\epsilon_p - \epsilon_n - \omega_K}, \quad /13/$$

$$\Phi(\omega_K) \equiv \mathcal{F}(-\omega_K). \quad /14/$$

Здесь  $\epsilon_p$  и  $\epsilon_n$  - соответственно одночастичные протонные и нейтронные энергии /собственные значения  $H^0$  /,  $(p||n)$  - приведенные интегралы перекрытия нейтрон-протонных состояний,  $(p||\bar{v}_c||n)$  - приведенные нейтрон-протонные матричные элементы самосогласованного кулоновского потенциала,  $E_{pn} \equiv (\epsilon_p - \epsilon_n)(p||n) - (p||\bar{v}_c||n)$ ,  $n_n$  и  $n_p$  - числа заполнения состояний. Суммирование в /13/ проводится по всем одночастичным протонным и нейтронным состояниям.

Из уравнения /12/ следует, что из основного состояния  $|\tilde{0}\rangle$  родительского ядра генерируются две ветви изобарических  $O^+$  состояний. Уравнение  $\mathcal{F}(\omega_K) = 0$  описывает состояния в ядре  $(N-1, Z+1)$  с  $T_z = T_0 - 1$ . Среди них, в частности, находится аналоговое состояние /для ядер с  $N > Z$ /. Это легко видеть, если в /13/ положить

$$(p||\bar{v}_c||n) = \Delta E_c (p||n). \quad /15/$$

Тогда получается решение с  $\omega_K = \Delta E_c$ , где  $\Delta E_c$  имеет смысл энергии одночастичного кулоновского сдвига. Для такого решения получено в /9/:

$$Q_K^+ |\tilde{0}\rangle_{\omega_K = \Delta E_c} = \frac{1}{\sqrt{T_0}} T_- |\tilde{0}\rangle. \quad /16/$$

Другое уравнение  $\mathcal{F}(\omega_K) = 0$  описывает изобарические состояния в ядре  $(N+1, Z-1)$  с  $T_z = T_0 + 1$ . Среди них нет аналогового состояния, как и должно быть для ядер с  $N > Z$ .

Обе ветви  $O^+$  возбуждений связаны с родительским ядром фермиевскими переходами, причем матричные элементы переходов подчиняются правилу сумм /8,9/

$$T_0 = \frac{N-Z}{2} = \frac{1}{2} \sum_{pn} (p||n)^2 (n_n - n_p) = \sum_{K_f} |\mathcal{M}_{K_f}|^2 - \sum_{K_\Phi} |\mathcal{M}_{K_\Phi}|^2, \quad /17/$$

где индексы  $K_f$  и  $K_\Phi$  обозначают соответственно изобарические состояния в ядрах с  $T_z = T_0 - 1$  и  $T_0 + 1$ . В случае справедли-

востя /15/ разрешен бета-распад только аналогового состояния, для которого

$$M_{K\pi} | \omega_{K\pi} = \Delta E_c = \sqrt{T_0} \quad /18/$$

т.е. в этом случае все изобарические состояния /и основное состояние родительского ядра/ сохраняют изоспин.

В общем случае меняющегося по объему ядра кулоновского потенциала /т.е.  $\bar{v}_c \neq \Delta E_c$  / отличны от нуля все матричные элементы, хотя для аналогового состояния по-прежнему можно ожидать  $|M_{K\pi}|^2 \approx T_0$ . Отметим, что появление изобарических состояний с  $T_z = T_0 + 1$  и их распад на основное состояние родительского ядра ( $M_{K\pi} \neq 0$ ) целиком обязаны учету корреляций в основном состоянии.

Можно вычислить среднее значение квадрата изоспина в основном состоянии родительского ядра /9/

$$\langle \tilde{0} | T^2 | \tilde{0} \rangle = T_0(T_0 + 1) + 2P \cdot (T_0 + 1), \quad /19/$$

где P определяет примесь изоспина  $T = T_0 + 1$ . Эта величина связана с правилом сумм /17/

$$P = (T_0 + 1)^{-1} \langle \tilde{0} | T_- T_+ | \tilde{0} \rangle = (T_0 + 1)^{-1} \sum_{K\pi} |M_{K\pi}|^2. \quad /20/$$

Таким образом, в отличие от /6/, в самосогласованном подходе изоспиновые примеси в родительском ядре определяются через матричные элементы фермиевских переходов и, следовательно, в принципе могут рассматриваться как модельно независимые.

Учет кулоновского смешивания по изоспину в основном состоянии родительского ядра и в аналоговом состоянии меняет величину матричного элемента /18/ сверхразрешенного фермиевского распада. Это изменение выражают в виде поправки  $\delta_c$  /3,6,10,11/

$$(M_{K\pi}^2)_{AC} = T_0(1 - \delta_c). \quad /21/$$

Обычно полагают, что аналоговое состояние содержит примеси изоспина  $T_0 - 1$ , связанные с низколежащими состояниями ядра с  $T_z = T_0 - 1$ . Если при этом игнорировать примеси изоспина

$T_0 + 1$  в родительском ядре /и в аналоговом состоянии/, то величина  $\delta_c > 0$ . В рассматриваемой теории аналоговое состояние формируется как фононное возбуждение на коррелированном основном состоянии родительского ядра, которое уже содержит примеси изоспина  $T_0 + 1$ . Эти примеси могут сохраниться /и даже увеличиться/ в аналоговом состоянии, что существенно повлияет на величину  $\delta_c$ . Возможная величина матричного элемента сверхразрешенного перехода ограничена сверху правилом сумм /17/

$$\sum_{K\pi} |M_{K\pi}|^2 = T_0 + (T_0 + 1) \cdot P, \quad /22/$$

откуда следует ограничение на величину  $\delta_c$

$$1 \geq \delta_c \geq -(T_0 + 1) \cdot T_0^{-1} \cdot P. \quad /23/$$

Однако поправка  $\delta_c$  может быть и отрицательной, т.е. кулоновские примеси по изоспину могут даже ускорить разрешенный переход.

#### 4. РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные расчеты для сферических ядер проводились с потенциалом Вудса-Саксона в параметризации Чепурнова /14/. Радиальная зависимость изоскалярного и изовекторного потенциалов полагается одинаковой

$$f(r) = [1 + \exp \alpha(r - R_0)]^{-1}, \quad /24/$$

где  $\alpha$  - параметр диффузности,  $R_0 = 1,24^{1/3} \Phi м$ . Глубина изовекторного потенциала

$$V_1 = 2\eta \frac{N - Z}{A} V_0, \quad /25/$$

где  $V_0 = 53,3 \text{ МэВ}$ , а изовекторный параметр  $\eta$  определяется по энергии симметрии либо по энергиям сепарации нуклонов /в работе Чепурнова  $\eta = 0,63/$ . В наших расчетах проверялась

чувствительность результатов по отношению к вариациям  $\alpha$  и  $\eta$ , которые определяют соответственно радиальную форму и константу изовекторных сил  $h_1$ .

Одночастичный базис включал все связанные состояния и резонансы в сплошном спектре <sup>15</sup>. Программа расчетов дана в работе <sup>16</sup>. При решении уравнений /12/ учитывались все частично-дырочные переходы с изменением узлового квантового числа  $\Delta n = 0, 1, 2$ , что обеспечивает выполнение правила сумм /17/ с точностью /0,1-0,3%.

Самосогласование кулоновского потенциала проводилось методом итераций, причем в качестве исходных использовались одночастичные протонные волновые функции, вычисленные с феноменологическим кулоновским потенциалом /3/ при  $R_c = R_0$ . Метод быстро сходится, обычно достаточно 3-4 итераций.

Результаты расчетов  $\bar{v}_c$ , распределения плотности протонов  $\rho_p(r)$ , нормированной условием

$$4\pi \int \rho_p(r) r^2 dr = Z, \quad /26/$$

и спектра изобарических состояний ядра <sup>208</sup>Pb показаны на рис. 1. Существенное отличие самосогласованного  $\bar{v}_c$  от феноменологического наблюдается только в объеме ядра. До некоторой степени это различие можно компенсировать уменьшением  $R_c$  на 5-10%. Распределение плотности протонов очень слабо меняется при изменении кулоновского потенциала. Отметим, кстати, что использованный нами потенциал Вудса-Саксона довольно хорошо воспроизводит /за исключением области малых  $r$ / эмпирическую зарядовую плотность. Вычисленное значение среднеквадратичного радиуса для <sup>208</sup>Pb

$$\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = |4\pi Z^{-1} \int \rho_p(r) \cdot r^4 dr|^{1/2} = 5,527 \text{ Фм} \quad /27/$$

хорошо согласуется с экспериментальным /17/ значением 5,514/28/ Фм. Аналогичные качественные выводы получены и для других средних и тяжелых сферических ядер.

Типичная зависимость характеристик изобарических состояний от  $\alpha$  и  $\eta$  показана на рис. 2 для ядер <sup>66</sup>Zn и <sup>66</sup>Ga. Среднеквадратичный радиус  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$  слабо уменьшается с ростом  $\eta$  и  $\alpha$ . Разность энергий  $\Delta\omega$  аналогового и антианалогового /основного/ в ядре <sup>66</sup>Ga, как и коэффициент  $\beta_{\text{симм}}$  в энергии сим-

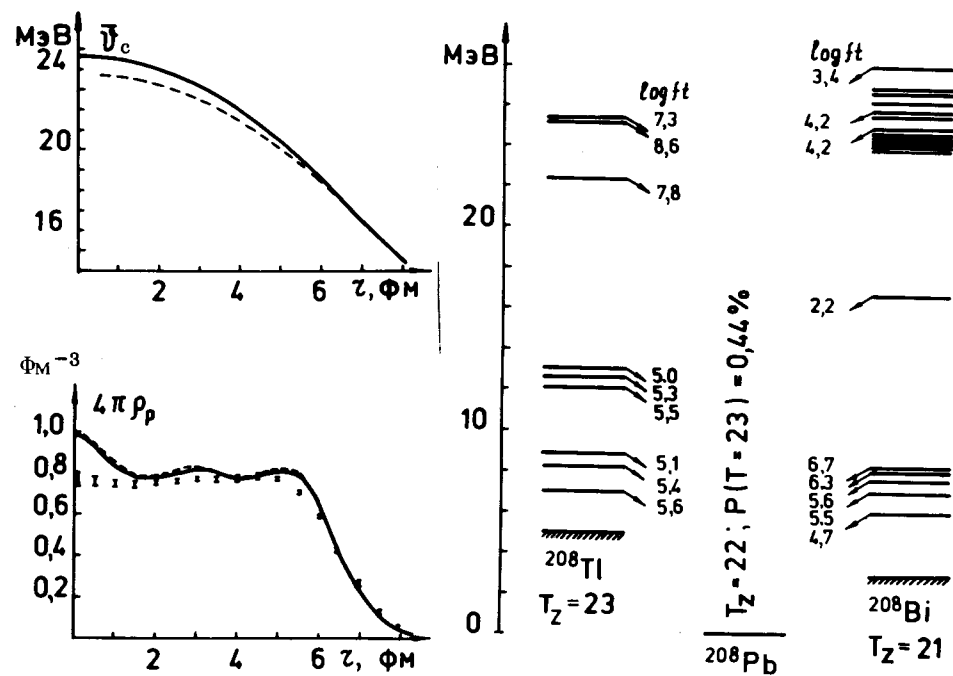


Рис. 1. Самосогласованный  $\bar{v}_c$  /сплошная линия/ и феноменологический /3/ кулоновские потенциалы в ядре <sup>208</sup>Pb. Ниже показаны соответствующие им распределения плотности протонов, которые сравниваются с экспериментальными данными /17/ по распределению заряда /вертикальные прямые/. Справа показан спектр изобарических  $O^+$  состояний. Все расчеты проведены при  $\alpha = 1,6 \text{ Фм}^{-1}$  и  $\eta = 0,63$ .

метрии ядра <sup>66</sup>Zn, слабо зависят от  $\alpha$ , но показывают сильную зависимость от  $\eta$ , что позволяет резко ограничить возможные значения этого параметра /в <sup>66</sup>Zn  $\eta \approx 0,63$  при  $\alpha = 1,6 \text{ Фм}^{-1}$ / по экспериментальной величине  $\Delta\omega$ .

Использование самосогласованного кулоновского потенциала позволило избавиться от сильной зависимости  $P$  и  $\delta_c$  от  $R_c$  и более надежно изучить зависимость этих величин от  $\alpha$  и  $\eta$ . Обе величины, как видно из рис. 2, слабо зависят от формы потенциала /и взаимодействий/. Примеси по изоспину  $P(\Gamma_0 + 1)$  уменьшаются с ростом  $\eta$ , т.е. с усилением корреляций в основном состоянии. Кулоновская поправка  $\delta_c$  в м.э. сверхразрешенного фермиевского перехода, наоборот, растет с увеличением  $\eta$ .

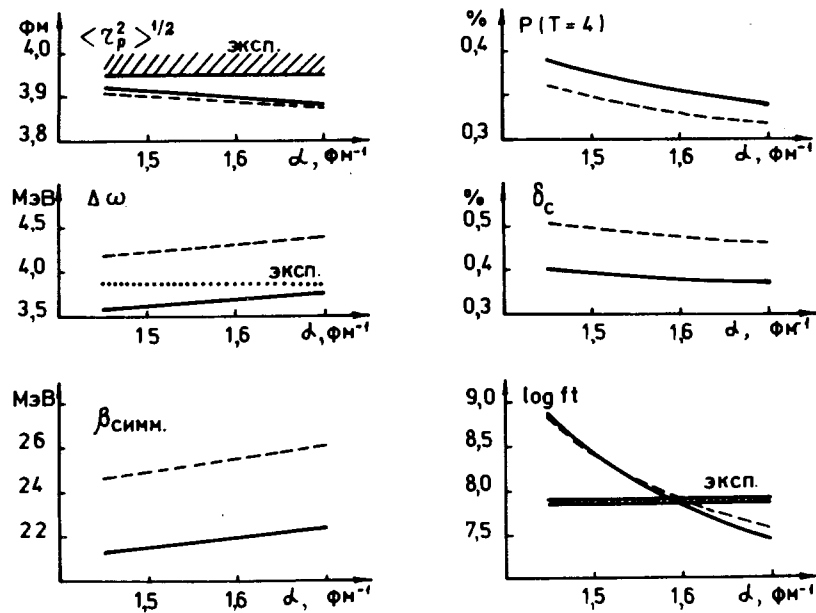


Рис. 2. Зависимость ряда характеристик ядра  $^{66}\text{Zn}$  от параметра диффузности  $\alpha$  при значениях изовекторного параметра  $\eta=0,6$  /сплошные линии/ и  $0,7$  /пунктирные линии/. Экспериментальные данные из работ /17,18/.

На рис. 2 показано также поведение  $\log ft$  для запрещенного по изоспину распада  $^{66}\text{Ga} \rightarrow ^{66}\text{Zn}$ . Эта величина слабо зависит от  $\eta$ . Вместо отмечавшейся ранее /9/ сильной зависимости от  $R_c$  теперь выявлена зависимость от формфактора изовекторных сил /зависимость от  $\alpha$ /. Главный вклад в основное состояние  $^{66}\text{Ga}$  дают  $(n^{-1}p)$  конфигурации  $(2p_{3/2}^{-1}, 2p_{3/2})_0^+$  и  $(1f_{5/2}^{-1}, 1f_{5/2})_0^+$ . Вклады их в м.э. перехода  $M_{K\pi}$  - противоположного знака, что и обеспечивает малость м.э., который, однако, становится чувствительным к малым вариациям параметров потенциала. В рассматриваемом случае теория легко объясняет наблюдающуюся /18/ сильную задержку распада  $^{66}\text{Ga}$ .

Значение  $\log ft \approx 8$  получено также и для запрещенного по изоспину распада  $^{64}\text{Ga} \rightarrow ^{64}\text{Zn}$ , что значительно превышает экспериментальное /19/ значение 6,52. Ранее /9/ такое значение  $\log ft$  удавалось получить за счет вариации кулоновского радиуса  $/R_c \approx A^{1/3}$  Фм/. Теперь объяснение различию теории

и эксперимента можно искать на пути учета спаривательных взаимодействий в канале частица-частица. Однако нельзя ограничиться только учетом статического спаривания, как в работе /12/, поскольку при этом оказывается нарушенной изотопическая симметрия и появляется дополнительный источник смешивания по изоспину. Другая возможность объяснения наблюдаемого значения  $\log ft$  в распаде  $^{64}\text{Ga}$  обсуждалась в работе /20/, в которой предполагалась статическая деформация у рассматриваемых ядер, однако не учитывались корреляции.

Типичный спектр изобарических состояний показан на рис. 1 для ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Распад  $O^+$  состояний в  $^{208}\text{Tl}$ , образованных в основном  $(np^{-1})$  конфигурациями, оказывается возможным только за счет изовекторных корреляций. Суммарно эти состояния исчерпывают примерно 0,45% правила сумм /17/. Аналоговое состояние в  $^{208}\text{Bi}$  исчерпывает 90,2% правила сумм /т.е.  $\delta_c=9,8\%$ /. Смешивание по изоспину аналогового состояния в основном обязано группе высоколежащих уровней в области энергий 25-28 МэВ, которые дают вклад порядка 9% в правило сумм /17/. Низколежащие изобарические состояния дают относительно небольшие примеси по изоспину, что согласуется качественно с выводами работ /3,13/.

Результаты расчета ряда характеристик основных и аналоговых состояний изобарных ядер приведены в табл. 1. Практически во всех ядрах выбранная параметризация потенциала Вудса-Саксона позволяет хорошо описать эмпирические данные по среднеквадратичным радиусам и энергии симметрии.

Вычисленные значения примесей  $P(T_0+1)$  в основных состояниях всех ядер, кроме  $^{208}\text{Pb}$ , в 2-5 раз выше гидродинамической оценки /2/. Это связано, видимо, с тем, что наша модель предсказывает для изовекторного монополюсного возбуждения в таких ядрах значительно меньшую энергию / $\approx 25$  МэВ/, чем гидродинамика. В  $^{208}\text{Pb}$ , однако, наша оценка /см. рис. 1/ близка к гидродинамической. Поэтому сравнимыми оказались и оценки  $P(T_0+1)$ .

С другой стороны, приведенные в табл. 1 значения примесей почти в 5 раз меньше одночастичной оценки /7/, что является следствием учета корреляций. Важность учета корреляций отмечалась также в работе /3/.



Таблица 1

Характеристики основных и аналоговых состояний ряда изобар.  
Расчеты проведены при значениях параметров  $\eta=0,63, \alpha=1,6 \Phi \text{ м}^{-1}$

Изобары	$\langle \tau^2 \rangle^{1/2}, \text{ ф.и.}$		$\beta_{\text{сильн.}}$ мэВ	$P(T_{\pi 1})$ , %	$\Delta E_c$ , мэВ	$\omega_{AC}$ , мэВ	$\Delta \xi_c$ , МэВ, эксп. [23]	$\delta_c$ , %
	расчет	эксп. [21]						
42Ca - 42Sc	3,39	3,51	22,2	0,20	6,84	6,61	7,21	0,12
46Ti - 46V	3,51	3,59	23,3	0,44	7,51	7,15	7,84	-0,29
50Cr - 50Mn	3,62	3,68	24,0	0,49	8,13	7,73	8,41	-0,34
54Fe - 54Co	3,71	3,70	25,6	0,87	8,90	8,19	9,03	-0,40
58Ni - 58Cu	3,80	3,77	23,1	0,87	9,52	8,78	9,55	-0,30
64Zn - 64Ga	3,69	3,94	23,1	0,52	9,79	9,36	9,88	0,32
66Zn - 66Ga	3,09	3,97	23,1	0,34	9,63	9,34	9,81	0,41
208Pb - 208Bi	5,53	5,50	26,0	0,44	18,54	17,41	18,83	9,80
208Pb - 208Bi(x)	5,53	5,50	26,0	0,38	18,60	18,25	18,83	3,60

x) Расчеты проведены с учетом только связанных уровней.

В табл. 1 приведены вычисленные значения энергии аналогового состояния  $\omega_{AC}$  /собственное значение  $H$ / относительно родительского ядра и средней энергии кулоновского сдвига  $\Delta E_c$ , определяемой соотношением <sup>1,9,22/</sup> :

$$\Delta E_c = \langle 0 | [T_+, [H, T_-]] | 0 \rangle / \langle 0 | [T_-, T_+] | 0 \rangle = \frac{1}{2T_0} \sum_{pn} (p || n)(p || \bar{v}_c || n)(n_n - n_p) / 28 /$$

Обе величины оказываются систематически ниже экспериментальной энергии кулоновского сдвига  $\Delta \xi_c$ , причем различие растёт с ростом  $A$ . Детальное обсуждение различия  $\Delta E_c$  и  $\Delta \xi_c$  содержится в работе <sup>4/</sup>. В несамосогласованном подходе можно получить правильную энергию аналогового состояния либо подгонкой параметра изовекторных сил при фиксированном изовекторном потенциале /как в работе <sup>13/</sup>, либо вариацией глубины изовекторного потенциала при фиксированном параметре сил /как в работе <sup>24/</sup>. Однако следует помнить, что энергия кулоновского сдвига физически должна определяться электромагнитными силами. При самосогласованном описании  $\omega_{AC}$  и  $\Delta E_c$  весьма слабо зависят от формы и константы изовекторных сил, что отмечалось в работе <sup>19/</sup>. Поэтому теоретическое объяснение наблюдаемых  $\Delta \xi_c$  пока остается открытой проблемой.

В последней колонке табл. 1 приведены вычисленные значения поправки  $\delta_c$  к сверхразрешенным фермиевским переходам. Для некоторых ядер получены отрицательные значения  $\delta_c$  как следствие учета корреляций в основном состоянии. Величина и знак поправки довольно устойчивы к небольшим вариациям параметров  $\alpha$  и  $\eta$  /см. рис. 2/, однако существенно зависят от количества учитываемых резонансных уровней. Например, если провести расчеты с учетом только связанных состояний, то для <sup>50</sup>Mn получается значение  $\delta_c \approx -0,07\%$ , а для <sup>54</sup>Co - значение  $\delta_c \approx -0,7\%$ . Аналогичная зависимость  $\omega_{AC}$  и  $\delta_c$  от включения резонансных уровней показана в табл. 1 для <sup>208</sup>Pb. Поэтому более надежные оценки  $\delta_c$  требуют точного учета сплошного спектра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Auerbach N. et al. Rev. Mod. Phys., 1972, 44, p. 48.
2. Raman S. et al. Nucl. Data Tables. 1975, 16, p. 451.
3. Lane A.M., Mekjian A.Z. Adv. Nucl. Phys., 1973, 7, p. 97.

4. *Shlomo S. Rep.Prog.Phys., 1978, 41, p. 957.*
5. *Bohr A., Mottelson B.R., Nuclear Structure, V.II (W.A.Benjamin, Inc., New York, 1974).*  
/Перевод: Бор О., Моттelson Б., Структура атомного ядра, "Мир", М., 1977, т. 2/.
6. *Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, V.I. (W.A.Benjamin, Inc, New York, 1969)*  
/Перевод: Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1969, т. 1/.
7. *Sliv L.A., Kharitonov Yu.I. Phys.Lett., 1965, 16, p. 176.*
8. Бирбраур Б.Л., Садовникова В.А., ЯФ, 1974, 20, с. 654.
9. Пятов Н.И. и др. ЯФ, 1979, 29, с. 22.
10. *Towner I.S., Hardy J.C. Nucl.Phys., 1973, A205, p. 33.*
11. *Fayans S.A. Phys.Lett., 1971, 37B, p. 155.*
12. *Ikeda A. Progr.Theor.Phys., 1967, 38, p. 832.*
13. Термычный Г.Я., Ядровский Е.Л. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, с. 57.
14. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с. 955.
15. *Bang J. et al. Nucl.Phys., 1976, A261, p. 59.*
16. Гиззаткулов М.Х., Пузынин И.В., Ямалеев Р.М. ОИЯИ, P11-10029, Дубна, 1976.
17. *De Jager C.W. et al. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1974, 14, p. 479.*
18. *Auble R.L. Nucl.Data Sheets, 1975, 16, p. 383.*
19. *Raman S. et al. Nucl.Phys., 1975, A254, p. 131.*
20. *Yap C.T., Tee C.S. Nucl.Phys., 1972, A194, p. 573.*
21. *Angeli I., Csatlós M. АТОМКИ Közlemenyek, 1978, 20, p. 1.*
22. *Auerbach N. Nucl.Phys., 1974, A229, p. 447.*
23. *Courtney W.J., Fox J.D. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975, 15, p. 141.*
24. Гапонов Ю.В., Любостанский Ю.С. ЯФ, 1972, 16, с. 484.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 марта 1979 года.