

Микроскопическое описание гамов-теллеровского резонанса и коллективных изобарических 1^+ -состояний сферических ядер

Ю. В. Гапонов

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Ю. С. Лютостанский

Московский инженерно-физический институт, Москва

На основе теории конечных ферми-систем строится теория изобарических коллективных 1^+ -состояний сферических ядер. Особое место отведено описанию нового типа гигантского изобарического резонанса — гамов-теллеровского резонанса, проявление которого в реакциях перезарядки подтверждено недавно на экспериментах в Индианском и Мичиганском университетах США. Анализируется возможность описания гамов-теллеровского резонанса и основных состояний ядер в схеме вигнеровской симметрии на базе $SU(4)$ -группы. Показано, что такое описание улучшается с ростом $N - Z$ в районе тяжелых ядер. Дан обзор экспериментальных исследований по гамов-теллеровскому резонансу и коллективным изобарическим 1^+ -состояниям. Разработана методика расчета свойств ядер, далеких от линии β -стабильности, основанная на теории изобарических состояний, применение которой иллюстрируется рядом примеров.

Based on the finite Fermi-system theory the isobaric collective 1^+ states theory for spherical nuclei is developed. The work contains numerical and approximate analytical (BETA-model) equations solutions for energies and matrix elements of the β -decay of these states. The special attention is paid for the description of the new type of giant isobaric state — the Gamov-Teller resonance which was discovered recently in the Michigan and Indiana Universities, USA. The possibility of Gamov-Teller resonance and nuclei ground states description in the theory of Wigner supermultiplets is analysed. It is shown that the $SU(4)$ description improves in heavy nuclei as A and $N - Z$ grow. The role of the isobaric collective states in β -decay and delayed neutron emission from nuclei far from the β -stability line is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема поиска новых ядерных резонансов в сложных ядрах привлекает сейчас большое внимание. Наряду с известным гигантским $E1$ -резонансом открыты и активно изучаются магнитный дипольный, электрический монопольный, квадрупольный и ряд

других резонансов, отвечающих различным модам коллективного возбуждения ядра [1]. В микроскопическом подходе все эти резонансы по заряду частично-дырочных пар соответствуют нейтральной ($\Delta Q = 0$) ветви возбуждения остова — основного состояния четно-четного ядра A (N, Z). В заряженных ветвях возбуждения, где заряд частично-дырочных пар над остовом отличен от нуля ($\Delta Q = \pm 1$), в настоящее время подробно изучен только один вид коллективных состояний — изобарический аналоговый резонанс (АР). Он является частным примером изобарических коллективных состояний типа протон-нейтронная дырка ($p\bar{n}$ -тип). Если нейтральная ветвь частично-дырочных возбуждений ядра A (N, Z) отвечает состояниям того же ядра и проявляется, например, в γ -переходах и реакциях рассеяния электронов или нуклонов, то ветви возбуждения с зарядами частично-дырочной пары $\Delta Q = \pm 1$ отвечают возбуждениям соседних ядер-изобар A ($N - \Delta Q, Z - \Delta Q$) и проявляются в соответствующих реакциях перезарядки, например (p, n), ($\bar{\nu}_e, e^-$); (n, p), ($\bar{\nu}_e, e^+$), или в β -переходах.

Состояния, характерные для заряженных ветвей возбуждения, называют обычно изобарическими состояниями ядер.

К настоящему времени в различных реакциях перезарядки наблюдаются кроме аналоговых резонансов также и другие коллективные изобарические состояния. Это прежде всего аналогичный гигантского дипольного 1^- -резонанса (например, $n\bar{p}$ -типа [2]) и различные коллективные изобарические 1^+ -состояния. Принципиальная возможность существования изобарических коллективных 1^+ -состояний, близких по своей структуре к аналоговым состояниям, была впервые отмечена Икедой, Фуджи и Фуджитой [3]. Они же указали на важное значение этих состояний для понимания причин подавленности разрешенных β -переходов в ядрах с $N > Z$. В ранних работах [4—6] предполагалось, что область концентрации коллективных изобарических 1^+ -состояний лежит энергетически ниже АР. Действительно, в этой области энергий были открыты изобарические 1^+ -состояния, однако их степень коллективности оказалась сравнительно невелика. В начале 70-х годов авторы [7] на основе теории конечных ферми-систем показали для сферических ядер, что 1^+ -резонанс максимальной коллективности — гамов-теллеровский резонанс (ГТР) — должен лежать выше АР и что эти состояния сближаются между собой с ростом A и $N - Z$ [8, 9]. В деформированных ядрах физика ГТР теоретически исследовалась в работах [10, 11]. В этом случае картина усложнялась вследствие расщепления ГТР по проекции полного момента на ось симметрии ядра.

Экспериментальная ситуация по коллективным изобарическим 1^+ -состояниям, и прежде всего по ГТР, долгое время оставалась неопределенной. С 1975 г. группа Галонского начала интенсивные поиски ГТР выше АР с использованием прямой (p, n)-реакции

[12—14]. Эти работы в настоящее время продолжены в США на циклотроне Индианского университета с использованием протонов энергией 50—200 МэВ, новой техники магнитного поворота и временипролетной методики регистрации нейтронов. В большом цикле экспериментальных работ 1979—1980 гг. [15—20] окончательно доказано существование ГТР в области выше АР для сферических ядер от легких до тяжелых (^{208}Pb), подтвержден факт сближения этих состояний с ростом $N - Z$ на изотопах Zr и показано, что в ^{208}Pb аналоговый и гамов-теллеровский резонансы практически вырождены. Одновременно подтверждено существование менее коллективного 1^+ -состояния, расположенного ниже АР, и обнаружены спиндипольный гигантский резонанс pn -типа и, по-видимому, аналог магнитного дипольного резонанса нейтральной ветви возбуждений.

Этот резкий прогресс в экспериментальных результатах вновь привлекает внимание к проблеме изобарических коллективных 1^+ -состояний ядер. Настоящий обзор посвящен подробному анализу современных теоретических и экспериментальных исследований в области сферических ядер. Основываясь на теории конечных ферми-систем (ТКФС) [21], мы анализируем происхождение различных типов коллективных изобарических 1^+ -состояний сферических ядер.

В настоящей работе в разд. 1 уравнения ТКФС решены численно для конкретных сферических ядер в широком диапазоне значений A : от As до La. В разд. 2 описан приближенный метод решения уравнений ТКФС, позволяющий понять природу различных изобарических коллективных 1^+ -состояний и сформулировать ряд качественных выводов. В разд. 3 рассмотрен важный вопрос о феноменологическом описании ГТР и основных состояний ядер в вигнеровской схеме супермультиплетов. В разд. 4 обсуждается вопрос об экспериментальном исследовании ГТР и других изобарических коллективных состояний. Наконец, в разд. 5 рассмотрено применение теории изобарических 1^+ -состояний к прогнозированию свойств ядер, удаленных от линии стабильности. Статья является итогом серии работ авторов по данному вопросу.

Рассматриваемые в настоящей работе изобарические 1^+ -состояния относятся к спин-изоспиновой ветви возбуждения ядер. В последние годы А. Б. Мигдал и сотрудники показали, что поведение этой ветви при переданных импульсах $q \sim m_{\pi}c$ существенно связано с мягкой пионной модой возбуждения ядерного вещества [22]. В связи с этим ТКФС была переформулирована с учетом пионной моды [23]. Однако в настоящей работе рассмотрена та область спин-изоспиновых явлений, где влияние пионной моды мало. Это область коллективных изобарических состояний, отвечающих малой передаче импульса, $q \approx 0$ (малым изменениям главного квантового числа Δl). На современном этапе исследований

спин-изоспиновой ветви возбуждения представляется естественным разделить явления частично-дырочного и пионного типов и выяснить особенности первых в сравнении с другими типами изобарических коллективных состояний.

1. ИЗОБАРИЧЕСКИЕ 1^+ -СОСТОЯНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

В теории конечных ферми-систем параметры изобарических 1^+ -состояний находятся из решения уравнения для эффективного поля гамов-теллеровского типа:

$$\left. \begin{aligned} V_{\lambda\lambda'} &= V_{\lambda\lambda'}^0 + \sum_{\lambda_1\lambda_2} \Gamma_{\lambda\lambda'\lambda_1\lambda_2}^0 A_{\lambda_1\lambda_2} V_{\lambda_2\lambda_1} + \sum_{\nu_1\nu_2} \Gamma_{\lambda\lambda'\nu_1\nu_2}^0 A_{\nu_1\nu_2} V_{\nu_2\nu_1}; \\ V_{\nu\nu'} &= \sum_{\lambda_1\lambda_2} \Gamma_{\nu\nu'\lambda_1\lambda_2}^0 A_{\lambda_1\lambda_2} V_{\lambda_2\lambda_1} + \sum_{\nu_1\nu_2} \Gamma_{\nu\nu'\nu_1\nu_2}^0 A_{\nu_1\nu_2} V_{\nu_2\nu_1}; \\ V^\omega &= e_q \sigma \tau^+; \quad A_{\lambda\lambda'}^{(p\bar{n})} = \frac{n_\lambda^n (1 - n_{\lambda'}^p)}{\varepsilon_\lambda^n - \varepsilon_{\lambda'}^p + \omega}; \quad A_{\lambda\lambda'}^{(n\bar{p})} = \frac{n_\lambda^p (1 - n_{\lambda'}^n)}{\varepsilon_\lambda^p - \varepsilon_{\lambda'}^n - \omega}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь матричные элементы эффективного $V(\mathbf{r}, \omega)$ и затравочного $V^\omega(\mathbf{r})$ полей берутся по одночастичным функциям квазичастиц в нейтронном (n) и протонном (p) потенциале ядра $A(N, Z)$; n_λ и ε_λ — числа заполнения и энергии состояний λ в этих потенциалах. Индексы ν отличают матричные элементы l -запрещенной части эффективного поля с правилами отбора $\Delta l = 2$ (нет). В выражение для Γ^0 кроме угловых частей и радиальных интегралов входит константа эффективного спин-изоспинового взаимодействия g'_0 . Эффективный заряд гамов-теллеровского поля $e_q = 0,9$.

Уравнения (1) не включают членов, связанных с учетом мягкой пионной моды. Как показывает анализ, учет пионов приводит, во-первых, к эффективной перенормировке феноменологической константы спин-изоспинового взаимодействия g'_0 :

$$g'_{0\text{эф}} = g'_0 - e_q^2 f_\pi^2 \frac{dn}{d\mu} \kappa^{-2} \left[\frac{q^2}{1+q^2} + \frac{4\kappa}{\pi m_\pi R} (1+q^2)^{-2} \right], \quad (2)$$

где $q = \pi \Delta n / m_\pi R$ [константа $\kappa \approx 0,5$ учитывает влияние Δ (1236)-изобары; Δn — изменение главного квантового числа в β -переходе; f_π — константа πN -взаимодействия; m_π — эффективная масса пиона с учетом Δ -изобары], и, во-вторых, к модификации l -запрещенных членов в результате тензорного характера взаимодействия. Для переходов с $\Delta n = 0$ и $\pi \Delta n \ll m_\pi R$ эффективная константа мало отличается от g'_0 . Влияние пионов может существенно сказаться при расчете l -запрещенных и одночастичных β -переходов вследствие влияния отраженных волн, однако для коллективных изобарических состояний этот фактор сравним с погрешностями теории. Уравнения (1), таким образом, применимы для

расчетов коллективных изобарических соотношений [$\lg(ft) \leq 5$] и должны модифицироваться с учетом пионов для l -запрещенных и одночастичных состояний.

Положение изобарических 1^+ -состояний относительно основного состояния четно-четного ядра $A(N, Z)$ определяется полюсами системы уравнений (1). Система дает частотные решения двух знаков. Решения с частотой

$$\omega > M(N-1, Z+1) - M(N, Z) \quad (3)$$

[M — масса ядра $A(N, Z)$] интерпретируются как изобарические $\bar{p}n$ -состояния заряда $\Delta Q = +1$ и сопоставляются уровням ядра $A(N-1, Z+1)$. Решения с частотой

$$\omega < M(N, Z) - M(N+1, Z-1)$$

интерпретируются как изобарические $\bar{n}p$ -состояния заряда $\Delta Q = -1$ и сопоставляются уровням ядра $A(N+1, Z-1)$. Существенным параметром задачи является средний относительный сдвиг нейтронного и протонного потенциалов. Он уточнен ранее при расчете изобарических 0^+ -состояний [24] и зависит от константы f'_0 эффективного изоспинового взаимодействия квазичастиц. В работе [24] относительный сдвиг одночастичных потенциалов и константа f'_0 подбирались взаимосогласованно, так, чтобы положение аналоговых 0^+ -состояний точно совпадало с разностью кулоновских энергий соответствующих ядер. Такая процедура дала значение $f'_0 = 1,35$. Проведенная недавно независимая проверка по энергетическому расщеплению аналогового и антианалогового состояний подтверждает это значение. Следует отметить, что хотя такая схема самосогласования проста и удобна для применения в широком круге ядер, она является приближенной. В настоящее время разработаны более строгие схемы самосогласования (см., например, [25—27]). Результаты расчетов отдельных ядер по полной схеме для ряда коллективных 1^+ -состояний и сравнение с настоящим расчетом обсуждаются в разд. 4.

Уравнения (1) позволяют также определить матричные элементы гамов-теллеровских β -переходов между изобарическими 1^+ -состояниями и основным 0^+ -состоянием четно-четного ядра $A(N, Z)$ через вычеты $\chi_{\lambda_1 \lambda_2}(\omega)$ поля $V_{\lambda_1 \lambda_2}(\omega)$ в полюсе $\omega = \omega_R$, отвечающего этому изобарическому состоянию:

$$M_{GT}^2 = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \chi_{\lambda_1 \lambda_2} A_{\lambda_1 \lambda_2} V_{\lambda_2 \lambda_1}^0. \quad (4)$$

Вычеты нормированы соотношением

$$\left[\sum_{\lambda_1 \lambda_2} \chi_{\lambda_1 \lambda_2} A_{\lambda_1 \lambda_2} V_{\lambda_2 \lambda_1}^0 + \sum_{\nu_1 \nu_2} \chi_{\nu_1 \nu_2} A_{\nu_1 \nu_2} V_{\nu_2 \nu_1}^0 \right]_{\omega=\omega_R} =$$

$$= - \left[\sum_{\lambda_1 \lambda_2} \chi_{\lambda_1 \lambda_2} \frac{dA_{\lambda_1 \lambda_2}}{d\omega} \chi_{\lambda_2 \lambda_1} + \sum_{\nu_1 \nu_2} \chi_{\nu_1 \nu_2} \frac{dA_{\nu_1 \nu_2}}{d\omega} \chi_{\nu_2 \nu_1} \right]_{\omega=\omega_h} \quad (5)$$

и определяют вклад частично-дырочных конфигураций $\lambda_1 \lambda_2$ ($\nu_1 \nu_2$) в изобарическое состояние ω_h , а тем самым и степень его коллективности.

С использованием этой методики расчетов для большой группы сферических ядер от ^{72}As до ^{140}Pb численно, на ЭВМ, были найдены положения изобарических $\overline{p\bar{n}}$ -состояний 1^+ и матричные элементы β^+ -распада этих состояний в основное 0^+ -состояние соседнего четно-четного ядра A (N, Z), служащего невозбужденным остовом для образования этих состояний. В расчетной схеме энергии одночастичных уровней потенциалов ядра A (N, Z) вычислялись аппроксимацией одночастичных потенциалов Саксона — Вудса ближайших магических ядер, а для волновых функций использовалось осцилляторное приближение. Суммирование в системе уравнений (1) проводилось по большому базису одночастичных состояний из двух оболочек (плюс — минус одна оболочка от края заполнения), т. е. учитывались переходы с $\Delta l = 0$ и частично с $\Delta l = \pm 1$. Более далекие одночастичные переходы учитывались перенормировкой константы f'_0 , как описано в [24]. Для немагических ядер учитывалось также спаривание с помощью обычной замены $\varepsilon_\lambda \rightarrow E_\lambda = \sqrt{\varepsilon_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2}$. Энергия Δ_λ рассчитывалась по ТКФС. Эффективная константа спин-изоспинового взаимодействия варьировалась в пределах $g'_0 = 1,0 \div 1,3$ *.

Численные расчеты показывают следующие особенности структуры изобарических $\overline{p\bar{n}}$ -состояний 1^+ . Среди коллективных состояний резко выделено одно с матричным элементом $M^2 \sim N - Z$, отщепленное по энергии от остальных. Основной вклад в структуру волновой функции этого состояния дают конфигурации $j_p = l - 1/2$, $j_{\bar{n}} = l + 1/2$, отвечающие переходу нейтрона в протон с переворотом спина. Ниже по энергии располагается группа коллективных изобарических $\overline{p\bar{n}}$ -состояний меньшей степени коллективности. Матричные элементы β -распада таких состояний $M_{GT}^2 \approx 0,1 \div 1,0$, тогда как матричные элементы β -распада одночастичных состояний соответствуют $M_{GT}^2 \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$. Основной вклад в структуру волновых функций для них дают конфигурации $j_p = l \pm 1/2 = j_{\bar{n}}$, отвечающие переходам нейтрона в протон с поворотом полного момента. Наряду с ними могут играть роль конфигурации с поворотом спина ($j_p = l - 1/2$, $j_{\bar{n}} = l + 1/2$). Наконец, в тех случаях, когда это возможно по правилам отбора,

* Указанное значение g'_0 имеет иную нормировку, чем константа из работ [26, 27]. Их взаимосвязь следующая: $g'_0 [26, 27] = g'_0 4/\pi$.

среди низколежащих $p\bar{n}$ -состояний могут встречаться коллективные 1^+ -состояния, соответствующие переходам нейтрона в протон с обратным поворотом спина: $j_p = l + 1/2$, $j_n = l - 1/2$. Все эти особенности отчетливо проявляются в квазиклассической модели изобарических состояний.

Результаты численных расчетов представлены в табл. 1—3. Табл. 1, 2а, 2б содержат основные характеристики и структуру наиболее коллективного из исследуемых изобарических состояний — ГТР, в табл. 3 даны характеристики других коллективных изобарических 1^+ -состояний. В табл. 1 указано расчетное положение E — энергии ГТР, образуемого на базе четно-четного ядра $A(N, Z)$, относительно основного состояния нечетно-нечетного ядра $A(N - 1, Z + 1)$, в котором он реально располагается, и квадрат матричного элемента $M_{\text{ГТР}}^2$ β -распада этого состояния в основное 0^+ -состояние ядра $A(N, Z)$. Расчеты проводились для двух значений эффективной константы спин-изоспинового взаимодействия $g'_0 = 1,0$ и $1,3$. Значения частот для близких значений константы можно получить линейной интерполяцией. Предполагаемая погрешность расчетов энергии резонанса составляет $1,0 \div 2,0$ МэВ, что меньше предполагаемой ширины ГТР. Структура волновой функции ГТР иллюстрируется табл. 2а, б. В ней приведены результаты расчета вклада отдельных конфигураций $\lambda_1\lambda_2$ в структуру ГТР. Как видно из таблицы, ГТР в основном формируется за счет переходов спин-орбитального типа ($l + 1/2 \rightarrow l - 1/2$) с поворотом спина и отчасти $j - j$ -переходов. Для экспериментальных исследований изобарических 1^+ -состояний существенны также параметры других коллективных состояний в конкретных ядрах. Результаты численных расчетов для наиболее коллективных из них в каждом из исследованных ядер собраны в табл. 3. Энергии E изобарических состояний даны относительно основных состояний ядер $A(N - 1, Z + 1)$. Там же для каждого состояния указаны значения $\lg(ft)$ β^+ -распада в основное состояние ядра $A(N, Z)$, определенные по расчетным значениям $M_{\text{ГТР}}^2$. Значения частот и матричных элементов находились с учетом квазиклассических поправок на переходы $\Delta n > 0$ (Δn — изменение главного квантового числа в конфигурации $\lambda_1\lambda_2$), которые будут описаны ниже.

Анализ численных результатов и сопоставление их с параметрами аналоговых состояний соответствующих ядер позволяет сделать ряд качественных выводов о свойствах ГТР и коллективных изобарических состояний.

1. Среди изобарических 1^+ -состояний четно-четных ядер всегда существует высоколежащее $p\bar{n}$ -состояние максимальной степени коллективности — гамов-теллеровский изобарический 1^+ -резонанс. В средней группе сферических ядер (As — La) ГТР располагается на 3—6 МэВ выше аналогового резонанса.

Таблица 1

Положения и матричные элементы $1^+ \rightarrow 0^+$ β -распадов
гамов-теллеровского резонанса

Ядро $A(N-1, Z+1)$	$g'_0 = 1,0$		$g'_0 = 1,3$	
	$E, \text{ МэВ}$	$M_{\Gamma\text{TP}}^2$	$E, \text{ МэВ}$	$M_{\Gamma\text{TP}}^2$
^{72}As	8,93	5,14	10,23	5,42
^{74}As	11,11	6,59	12,65	6,70
^{76}As	12,17	7,89	13,98	8,35
^{78}As	13,97	9,23	16,06	9,86
^{74}Br	6,0	3,18	7,76	3,43
^{76}Br	9,16	4,52	10,17	4,92
^{78}Br	10,07	6,22	11,41	6,66
^{80}Br	10,78	7,66	13,42	8,25
^{82}Br	12,11	8,57	14,11	9,95
^{80}Rb	9,86	4,34	10,84	4,84
^{82}Rb	10,82	5,67	11,97	6,23
^{84}Rb	11,97	7,39	13,46	7,97
^{86}Rb	13,54	9,33	15,37	9,66
^{88}Rb	14,38	10,57	16,04	11,15
^{86}Y	10,42	6,09	11,60	6,59
^{88}Y	11,49	7,74	12,98	8,21
^{90}Y	13,62	8,61	14,35	9,19
^{92}Y	15,04	10,50	15,93	11,17
^{88}Nb	8,66	4,98	9,62	5,22
^{90}Nb	9,03	6,50	10,29	6,80
^{92}Nb	13,65	7,35	15,02	7,79
^{94}Nb	14,12	8,56	15,63	9,19
^{96}Nb	14,29	9,93	15,99	10,65
^{92}Tc	9,23	6,29	10,40	6,61
^{94}Tc	12,76	7,60	14,13	8,09
^{96}Tc	12,70	8,66	15,21	9,33
^{98}Tc	13,79	10,21	15,49	11,00
^{100}Tc	14,90	10,44	16,70	11,36
^{102}Tc	15,16	12,38	17,20	13,32
^{98}Rh	12,97	8,63	14,42	9,32
^{100}Rh	12,88	9,89	14,49	10,76
^{102}Rh	13,54	10,87	15,28	11,83
^{104}Rh	14,04	11,66	15,92	12,68
^{106}Rh	14,08	12,85	16,14	13,88
^{102}Ag	12,72	9,27	14,23	10,39
^{104}Ag	12,98	10,09	14,59	11,15
^{106}Ag	13,69	10,71	15,39	11,77
^{108}Ag	13,35	11,65	15,15	12,68
^{110}Ag	12,77	12,49	14,68	13,58
^{112}Ag	13,91	12,79	15,86	13,96
^{106}In	10,97	9,36	12,43	10,44
^{108}In	12,11	9,98	13,86	11,09
^{110}In	12,20	10,79	12,82	11,79
^{112}In	12,90	11,19	14,57	12,27
^{114}In	13,18	11,45	14,91	12,83
^{116}In	13,47	13,62	15,44	14,78

Продолжение табл. 1

Ядро $A(N-1, Z+1)$	$g'_0 = 1,0$		$g'_0 = 1,3$	
	$E, \text{ МэВ}$	$M_{\Gamma\text{TP}}^2$	$E, \text{ МэВ}$	$M_{\Gamma\text{TP}}^2$
^{118}In	14,58	14,94	16,72	16,14
^{114}Sb	9,71	9,15	11,06	10,08
^{116}Sb	10,93	10,17	12,60	11,28
^{118}Sb	11,02	12,19	12,73	13,32
^{120}Sb	11,79	13,59	13,68	14,69
^{122}Sb	12,47	15,47	14,60	16,48
^{124}Sb	13,26	17,07	15,59	18,04
^{120}I	10,27	10,94	11,77	12,13
^{122}I	11,02	12,31	12,69	13,39
^{124}I	11,54	13,34	13,58	14,67
^{126}I	12,62	15,54	14,69	16,52
^{128}I	13,68	16,06	15,82	17,45
^{130}I	14,39	17,85	16,76	19,05
^{132}I	15,23	19,38	17,30	20,50
^{126}Cs	10,99	12,11	12,58	13,20
^{128}Cs	11,61	13,21	13,33	14,37
^{130}Cs	12,68	14,56	14,57	15,95
^{132}Cs	13,72	16,27	15,82	17,51
^{134}Cs	14,02	17,99	16,23	19,11
^{136}Cs	15,00	19,77	17,53	20,78
^{130}La	10,48	12,09	12,01	13,16
^{132}La	11,80	12,17	13,36	13,65
^{134}La	12,54	14,28	14,33	15,52
^{136}La	13,18	16,59	15,25	17,73
^{138}La	14,13	18,31	16,41	19,35
^{138}Pr	12,61	14,75	14,41	15,89
^{140}Pr	13,39	16,40	15,39	17,47

Таблица 2а

Вклад одночастичных $p\bar{n}$ -переходов, %, в структуру
гамов-теллеровского резонанса (оболочка $f-g$)

Ядро $A(N-1, Z+1)$	$1f_{7/2}-1f_{5/2}$	$2p_{3/2}-2p_{1/2}$	$1g_{9/2}-1g_{7/2}$	$2d_{5/2}-2d_{3/2}$	$j-j$
^{72}As	90	6	0	—	4
^{74}As	61	5	27	—	6
^{76}As	50	5	36	—	8
^{78}As	33	5	50	—	10
^{74}Br	92	6	0	—	2
^{76}Br	55	5	36	—	4
^{78}Br	44	5	44	—	6
^{80}Br	27	4	60	—	8
^{82}Br	25	4	60	—	11

Продолжение табл. 2а

Ядро A (N-1, Z+1)	$1f_{7/2}-1f_{5/2}$	$2p_{3/2}-2p_{1/2}$	$1g_{9/2}-1g_{7/2}$	$2d_{5/2}-2d_{3/2}$	j-j
⁸⁰ Rb	17	5	74	—	4
⁸² Rb	10	4	80	—	6
⁸⁴ Rb	9	4	78	—	8
⁸⁶ Rb	8	4	76	—	11
⁸⁸ Rb	1	5	82	2	10
⁸⁶ Y	3	4	87	0	6
⁸⁸ Y	2	4	85	0	9
⁹⁰ Y	0	4	82	3	11
⁹² Y	0	4	70	10	15
⁸⁸ Nb	0	0	95	0	5
⁹⁰ Nb	0	0	92	0	8
⁹² Nb	0	0	89	2	9
⁹⁴ Nb	0	0	83	6	11
⁹⁶ Nb	0	0	76	10	14

Таблица 2б

Вклад одночастичных $\bar{p}n$ -переходов, %, в структуру ГТР (оболочка g-h)

Ядро A (N-1, Z+1)	$1g_{9/2}-1g_{7/2}$	$2d_{5/2}-2d_{3/2}$	$1h_{11/2}-1h_{9/2}$	j-j	$l-1/2 \rightarrow l+1/2$
⁹² Tc	93	0	0	6	1
⁹⁴ Tc	88	2	1	8	1
⁹⁶ Tc	82	6	2	8	1
⁹⁸ Tc	74	10	2	11	2
¹⁰⁰ Tc	72	7	5	13	3
¹⁰² Tc	60	11	6	16	6
⁹⁸ Rh	81	7	2	7	2
¹⁰⁰ Rh	74	10	3	7	5
¹⁰² Rh	68	11	5	11	5
¹⁰⁴ Rh	63	11	7	12	6
¹⁰⁶ Rh	57	11	8	16	7
¹⁰² Ag	70	9	11	7	2
¹⁰⁴ Ag	70	11	7	8	3
¹⁰⁶ Ag	66	11	8	9	5
¹⁰⁸ Ag	62	12	9	12	5
¹¹⁰ Ag	57	12	11	14	5
¹¹² Ag	57	14	8	16	5
¹⁰⁶ In	72	11	8	6	4
¹⁰⁸ In	68	12	9	9	2
¹¹⁰ In	63	13	10	11	2
¹¹² In	60	13	12	12	3
¹¹⁴ In	59	14	9	15	3
¹¹⁶ In	51	14	12	19	4
¹¹⁸ In	46	12	16	20	6

Продолжение табл. 26

Ядро $A (N-1, Z+1)$	$1g_{9/2}-1g_{7/2}$	$2d_{5/2}-2d_{3/2}$	$1h_{11/2}-1h_{9/2}$	$j-j$	$l-1/2 \rightarrow l+1/$
^{114}Sb	70	15	5	10	0
^{116}Sb	62	14	10	13	1
^{118}Sb	51	16	13	18	2
^{120}Sb	46	15	17	18	4
^{122}Sb	41	15	20	19	5
^{124}Sb	38	14	23	19	6
^{120}I	52	16	15	15	2
^{122}I	48	15	17	16	4
^{124}I	43	13	27	13	4
^{126}I	37	14	25	19	5
^{128}I	28	12	37	17	5
^{130}I	27	10	39	18	5
^{132}I	25	10	41	19	5
^{126}Cs	40	16	23	17	4
^{128}Cs	37	12	30	17	4
^{130}Cs	28	11	40	17	4
^{132}Cs	25	10	43	18	4
^{134}Cs	23	10	44	19	4
^{136}Cs	21	9	45	20	5
^{130}La	34	15	30	16	4
^{132}La	23	10	50	14	3
^{134}La	21	9	57	11	2
^{136}La	20	10	49	17	4
^{138}La	19	10	49	18	4
^{138}Pr	17	10	54	15	3
^{140}Pr	16	9	56	16	3

Таблица 3

Положения и $\lg(ft)$ $1^+ \rightarrow 0^+ \beta^+$ -распада изобарических
конфигурационных 1^+ -состояний

Ядро $A (N-1, Z+1)$	E_1 , МэВ	$\lg(ft_1)$	E_2 , МэВ	$\lg(ft_2)$	E_3 , МэВ	$\lg(ft_3)$	E_4 , МэВ	$\lg(ft_4)$
^{72}As	—	—	3,20	3,6	0,87	4,5	—	—
^{74}As	7,41	4,6	4,58	3,6	3,85	5,3	1,81	4,5
^{76}As	7,21	4,9	5,00	3,6	5,85	5,4	1,53	4,6
^{78}As	9,87	5,3	7,62	3,9	6,71	4,6	5,80	3,8
^{74}Br	2,78	3,5	2,05	5,1	0,18	4,5	—	—
^{76}Br	6,54	5,0	3,96	3,5	2,67	5,0	1,45	4,6
^{78}Br	6,28	5,6	3,90	3,5	2,99	4,9	1,62	4,6
^{80}Br	6,48	4,1	4,44	3,5	3,98	4,6	1,50	4,7
^{82}Br	5,84	4,3	4,19	3,6	3,66	4,3	0,87	4,3
^{80}Rb	6,24	3,9	4,83	3,8	2,23	4,0	1,21	4,4
^{82}Rb	5,14	3,6	3,80	3,8	2,18	3,9	0,28	5,0
^{84}Rb	5,52	3,6	4,44	4,0	2,99	4,0	0,76	4,9

Продолжение табл. 3

Изо- A (N-1, Z+1)	E_1 , МеэВ	$\lg(ft_1)$	E_2 , МеэВ	$\lg(ft_2)$	E_3 , МеэВ	$\lg(ft_3)$	E_4 , МеэВ	$\lg(ft_4)$
⁸⁶ Rb	6,43	3,6	5,65	4,3	4,17	3,9	1,86	4,8
⁸⁸ Rb	7,76	3,6	7,49	4,6	6,27	4,0	4,29	4,1
⁸⁶ Y	4,41	4,0	3,70	3,8	2,92	3,9	1,31	4,1
⁸⁸ Y	4,99	4,1	4,46	4,0	3,88	3,9	1,98	4,0
⁹⁰ Y	8,41	3,6	7,02	4,0	4,97	4,0	—	—
⁹² Y	8,82	3,7	7,11	4,0	5,96	4,6	4,82	4,0
⁸⁸ Nb	4,08	6,3	1,50	3,5	1,42	5,6	—	—
⁹⁰ Nb	1,69	3,5	0,47	6,0	—	—	—	—
⁹² Nb	6,97	3,7	5,05	3,9	3,37	5,3	3,54	5,1
⁹⁴ Nb	8,04	3,5	6,24	4,1	5,37	3,7	3,64	5,8
⁹⁶ Nb	9,04	3,6	7,14	4,4	5,96	3,7	4,65	4,6
⁹² Tc	3,48	5,3	1,51	3,9	0,87	3,7	—	—
⁹⁴ Tc	6,32	3,7	5,21	5,2	4,71	4,0	4,26	3,9
⁹⁶ Tc	8,75	3,6	6,66	4,6	5,61	3,8	3,87	4,3
⁹⁸ Tc	11,51	4,8	8,54	3,6	6,81	4,4	5,49	3,7
¹⁰⁰ Tc	12,40	4,6	7,74	3,3	6,55	4,4	5,24	4,5
¹⁰² Tc	11,91	4,5	9,39	3,6	7,92	4,2	6,34	3,8
⁹⁸ Rh	11,37	5,0	6,72	3,7	6,21	4,6	5,02	3,6
¹⁰⁰ Rh	10,91	4,7	7,84	3,6	6,01	4,5	4,75	3,7
¹⁰² Rh	11,41	4,5	8,60	3,6	6,89	4,3	5,58	3,8
¹⁰⁴ Rh	11,25	4,4	8,69	3,6	7,07	4,2	5,72	3,8
¹⁰⁶ Rh	10,75	4,3	8,42	3,6	7,55	4,4	5,78	3,8
¹⁰² Ag	10,64	4,2	7,66	3,6	5,77	4,7	4,56	3,8
¹⁰⁴ Ag	10,95	4,4	8,14	3,6	6,19	4,5	4,66	3,8
¹⁰⁶ Ag	11,23	4,3	8,69	3,6	6,89	4,4	5,64	3,8
¹⁰⁸ Ag	10,49	4,3	8,23	3,6	7,17	4,3	5,47	3,9
¹¹⁰ Ag	9,56	4,1	7,52	3,6	6,59	4,3	4,75	4,0
¹¹² Ag	10,96	4,3	8,88	3,6	8,19	4,6	6,10	4,0
¹⁰⁶ In	9,14	4,3	6,33	3,6	4,40	4,6	1,26	4,4
¹⁰⁸ In	10,17	4,2	7,59	3,6	5,72	4,4	4,56	3,9
¹¹⁰ In	8,67	4,2	6,57	3,6	5,29	4,2	3,73	3,9
¹¹² In	10,19	4,1	9,12	3,6	7,12	4,3	5,34	4,0
¹¹⁴ In	10,66	4,1	8,55	3,6	7,75	4,4	5,81	4,0
¹¹⁶ In	10,08	4,0	8,56	3,7	7,76	4,5	4,63	4,4
¹¹⁸ In	10,46	3,7	9,10	3,8	4,99	4,5	4,10	4,7
¹¹⁴ Sb	8,31	4,4	5,77	3,6	5,72	4,4	2,90	3,9
¹¹⁶ Sb	9,00	4,1	5,78	3,6	5,90	4,4	4,10	4,0
¹¹⁸ Sb	8,13	3,9	6,10	3,8	5,66	4,3	2,79	4,4
¹²⁰ Sb	8,12	3,7	6,90	4,1	6,16	4,3	1,08	4,5
¹²² Sb	8,01	3,6	6,98	4,6	6,56	4,6	2,84	4,5
¹²⁴ Sb	8,10	3,6	6,19	4,6	5,37	4,3	3,00	4,5
¹²⁰ I	7,61	3,9	7,07	3,7	5,97	4,1	2,46	4,3
¹²² I	7,64	3,8	6,59	3,8	5,61	4,3	2,05	4,5
¹²⁴ I	7,21	3,7	6,00	3,8	5,12	4,3	2,14	4,4
¹²⁶ I	7,93	3,6	6,48	4,4	3,12	4,6	0,94	4,3
¹²⁸ I	8,56	3,4	7,24	4,7	6,91	4,5	3,10	4,4
¹³⁰ I	8,45	3,4	7,67	4,7	3,27	4,5	1,85	4,5
¹³² I	8,15	3,4	7,37	5,0	3,01	4,6	1,62	4,5
¹²⁶ Cs	7,47	3,7	6,78	4,1	5,77	4,2	0,69	4,3
¹²⁸ Cs	7,54	3,6	6,81	3,9	5,83	4,7	0,97	4,3

Продолжение табл. 3

Ядро $A (N-1, Z+1)$	E_1 , МэВ	$\lg(ft_1)$	E_2 , МэВ	$\lg(ft_2)$	E_3 , МэВ	$\lg(ft_3)$	E_4 , МэВ	$\lg(ft_4)$
^{130}Cs	7,96	3,4	6,87	4,2	6,19	4,5	3,07	4,2
^{132}Cs	8,37	3,4	7,35	4,5	6,81	4,6	2,00	4,4
^{134}Cs	7,96	3,4	6,54	4,7	3,19	4,6	1,77	4,3
^{136}Cs	8,35	3,4	7,34	4,7	3,69	4,5	2,09	4,3
^{130}La	6,86	3,6	6,40	4,6	5,35	4,2	2,52	4,2
^{132}La	7,87	3,4	6,78	3,9	5,88	4,3	2,96	4,6
^{134}La	7,65	3,4	6,98	4,3	6,46	4,3	1,79	4,2
^{136}La	7,64	3,4	7,01	4,7	6,39	4,5	1,71	4,2
^{138}La	7,98	3,4	6,73	4,6	3,49	4,6	2,06	4,2
^{138}Pr	7,63	3,4	7,04	4,2	6,16	4,3	1,97	4,0
^{140}Pr	7,71	3,4	7,24	4,5	6,44	4,4	2,19	4,0

2. Наблюдается общая тенденция сближения ГТР и аналогового резонанса с ростом массового числа A и разности $N - Z$.

3. Квадрат матричного элемента β^+ -распада ГТР в основное состояние ядра $A (N, Z)$ близок к $N - Z$.

4. Структура ГТР в основном определяется переходами нейтронов в протонные состояния с поворотом спина.

5. Группа изобарических коллективных 1^+ -состояний располагается, как правило, ниже аналогового состояния и включает 3—4 состояния с $\lg(ft) \approx 3,5 \div 4,5$.

2. КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ИЗОБАРИЧЕСКИХ 1^+ -СОСТОЯНИЙ (БЕТА-МОДЕЛЬ)

Для исследования физической картины формирования коллективных изобарических состояний и объяснения главных количественных закономерностей, полученных при численном решении уравнений теории, построим приближенный аналитический метод решения уравнений (1) (так называемая бета-модель). Ранее [24] он был развит нами для изобарических 0^+ -состояний. Его применение для случая 1^+ -состояний потребовало модификации, связанной с учетом средних спиновых свойств системы. Поскольку в этом методе используется квазиклассическое усреднение одночастичных характеристик, его можно назвать квазиклассическим.

Пренебрежем в уравнениях (1) l -запрещенными членами (погрешность при таком приближении, как правило, составляет порядка нескольких процентов) и перепишем его в r -представлении:

$$V(r) = V^0(r) + \frac{g_0'}{4\pi d\rho/d\mu} \sum_{\lambda_1\lambda_2} R_{\lambda_1}^\dagger(r) R_{\lambda_2}(r) \beta_{\lambda_1\lambda_2} A_{\lambda_1\lambda_2} V_{\lambda_1\lambda_2}(r). \quad (6)$$

Здесь $R_\lambda(r)$ — радиальные части волновых одночастичных функций $\Phi_\lambda(r)$; $\beta_{\lambda_1\lambda_2}$ — коэффициенты, связанные с угловыми частями:

$$\beta_{\lambda_1\lambda_2} \quad \begin{array}{cc} j_1 = l - 1/2 & j_1 = l + 1/2 \\ j_2 = l - \frac{1}{2} & \frac{2j_1+1}{3} \left(1 - \frac{1}{l+1/2}\right) \quad \frac{2j_1+1}{3} \left(2 - \frac{1}{l+1/2}\right) \\ j_2 = l + \frac{1}{2} & \frac{2j_1+1}{3} \left(2 + \frac{1}{l+1/2}\right) \quad \frac{2j_1+1}{3} \left(1 + \frac{1}{l+1/2}\right). \end{array}$$

Введем средние энергетические параметры ядра $A(N, Z)$: E_{ls} — среднюю энергию спин-орбитального расщепления; ΔE — энергетическую ширину слоя избыточных нейтронов; μ_\pm — химический потенциал, определяемый разностями масс ядер $A(N, Z)$ и $A(N \pm 1, Z \pm 1)$. Причем

$$\left. \begin{aligned} E_{ls} &= \sum_{\lambda_1\lambda_2} n_{\lambda_1} (1 - n_{\lambda_2}) \varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}^{ls} / \sum_{\lambda_1\lambda_2} n_{\lambda_1} (1 - n_{\lambda_2}); \\ \Delta E &= (4/3) \varepsilon_F (N - Z) / A \quad (\varepsilon_F \approx 40 \text{ МэВ}). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Разобьем сумму в уравнении (6) на три части в соответствии с тремя типами частично-дырочных конфигураций $p\bar{n}$ (или $\bar{n}p$) по моментам j_p и $j_{\bar{n}}$ (j_n и $j_{\bar{p}}$), связанными правилами отбора. К первой группе отнесем $p\bar{n}$ -переходы с $\Delta j = j_p - j_{\bar{n}} = 0$. Если главное квантовое число при переходе не изменяется ($\Delta n = 0$), то этой группе соответствуют переходы $N - Z$ избыточных нейтронов с поворотом полного момента. Объединим во вторую группу $p\bar{n}$ -переходы с $j_{\bar{n}} - j_p = 1$, отвечающие переходам нейтронов в протоны с поворотом спина, а в третью — переходы $\bar{n}p$ -типа с $j_n - j_{\bar{p}} = -1$ или возникающие при больших $N - Z$ ($\Delta E > E_{ls}$) обратные им $p\bar{n}$ -переходы $j_{\bar{n}} - j_p = -1$ с обратным поворотом спина. Отметим, что в последней группе $p\bar{n}$ - и $\bar{n}p$ -переходам в нашем уравнении соответствуют разные знаки частоты.

Выразим $A_{\lambda_1\lambda_2}$ через средние энергетические параметры и разложим эффективное поле $|V|(r)$ по собственным функциям интегрального уравнения, связанным с различными типами радиальной симметрии эффективного поля. Тогда для симметрии каждого типа возникает секулярное уравнение, определяющее собственные частоты, отвечающие этой симметрии. Так, для полей $V(r) = \text{const}$ секулярное уравнение имеет вид

$$\frac{1}{\varepsilon_0'} = \frac{\Delta E}{\Omega} a + \frac{\Delta E + E_{ls}}{\Omega - E_{ls}} b_+ + \frac{\Delta E - E_{ls}}{\Omega + E_{ls}} b_-, \quad (8)$$

$$\Omega = \omega - \mu; \quad a = \sum_{\lambda} R_\lambda^2(r) \beta_{\lambda\lambda} \delta_{l_1 l_2};$$

$$b_{\pm} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} R_{\lambda_1}(r) R_{\lambda_2}(r) \beta_{\lambda_1 \lambda_2}^{(\pm)} \delta_{l_1 l_2} (j_1 - j_2 = \pm 1).$$

В приближении полноты системы функций R_{λ} , что соответствует постоянству плотности избыточных нейтронов и приближенно выполняется для достаточно тяжелых ядер ($A \gtrsim 120$) и больших $N - Z \gtrsim 20$, имеем:

$$a \approx 1/3; b_{\pm} \approx (1/3) [1 \mp (2A)^{-1/3}]; b = b_+ + b_- \approx 2/3. \quad (9)$$

Решения уравнения (8) описывают частоты трех условных коллективных 1^+ -состояний изобарического типа. Частота ω_+ соответствует ГТР (состояние типа спин-флип); частота ω_0 — коллективному состоянию $j - j$ -типа (состояние типа поляризации остова), образуемому в основном квазичастичными $p\bar{n}$ -переходами с $\Delta j = 0$; частота ω_- — коллективному состоянию, связанному с переходами $j_{\bar{n}} - j_p = -1$ ($p\bar{n}$ -тип, состояние типа обратного спин-флипа) или, альтернативно, $j_{\bar{p}} - j_n = -1$ ($n\bar{p}$ -тип, состояние типа спин-флип с обратным знаком заряда). Аналитические выражения для решений удобно представлять относительно аналогового резонанса:

$$\frac{\omega_+ - \omega_{AP}}{E_{Is}} \approx \frac{b(1 + bg'_0)g'_0 \Delta E / E_{Is}}{(a+b)(g'_0 \Delta E / E_{Is})^2 + [1 + 2(a+b)g'_0] / 3A^{1/3}} \quad (\text{при } \Delta E > E_{Is}, g'_0 = f'_0); \quad (10)$$

$$\frac{\omega_+ - \omega_{AP}}{E_{Is}} \approx b \frac{1 + bg'_0}{(a+b)g'_0} \frac{E_{Is}}{\Delta E} \quad (\text{при } \Delta E > 2E_{Is}); \quad (11)$$

$$\frac{\omega_{AP} - \omega_0}{\Delta E} = f'_0 - \frac{ag'_0}{1 + bg'_0} \approx bf'_0 \quad (\text{при } g'_0 = f'_0); \quad (12)$$

$$\frac{\omega_0 - \omega_-}{E_{Is}} \approx \frac{1 + bg'_0}{(a+b)g'_0} \left(\frac{E_{Is}}{\Delta E} + ag'_0 \right) \quad (\text{при } \Delta E > E_{Is}). \quad (13)$$

На рис. 1 в относительных единицах $\Delta E / E_{Is}$ представлены решения уравнения (8), а также наиболее коллективное конфигурационное состояние $\omega_+^{(1)}$ [см. соотношение (17)] при $f'_0 = g'_0 = 1,35$. При $\Delta E = 0$ ($N = Z$) ГТР переходит в pn -состояние, симметричное $p\bar{p}$ -состоянию ω_- , и составляет с ним изотриплет (кулоновский сдвиг включен в μ_{\pm}). Коллективное $j - j$ -состояние ω_0 при $\Delta E \rightarrow 0$ стремится к нулю вместе с AP. С ростом ΔE [($N - Z$)/ A увеличивается] ГТР асимптотически приближается к AP, что иллюстрируется рис. 2 (аналитические решения даны при $f'_0 = 1,35$, $g'_0 = 1,3$). Как видно из рисунка, квазиклассический метод удовлетворительно описывает точные решения уравнений ТКФС. На этом рисунке показано также решение для одного из наиболее интенсивных изобарических коллективных конфигурационных состояний, расположенного вблизи AP, для ядер с $E_{Is} \approx \Delta E$.

Квазиклассическое приближение можно использовать также для расчета по формулам (4), (5) матричных элементов β -распада изобарических состояний. Для ГТР при $\Delta E > E_{ls}$

$$M_{\text{ГТР}}^2 = e_q^2 (N - Z) (1 - \delta), \quad \delta \approx \frac{2aE_{ls}^2}{g_0^2 (E_{ls}^2 + \Delta E^2)}, \quad (14)$$

где δ характеризует примесь переходов других типов к переходам $j_n - j_p = 1$, в основном образующим ГТР как коллективное

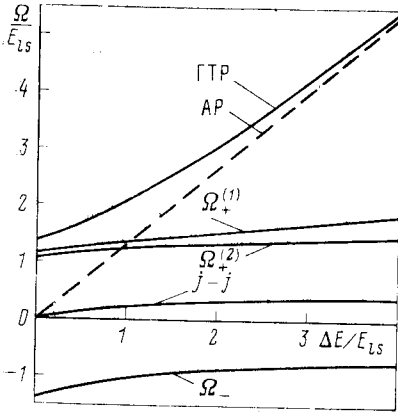


Рис. 1. Зависимость энергий наиболее коллективных изобарических 1^+ -состояний от безразмерной величины $\Delta E/E_{ls} \sim (N - Z)/A$ [решения уравнения (8)]

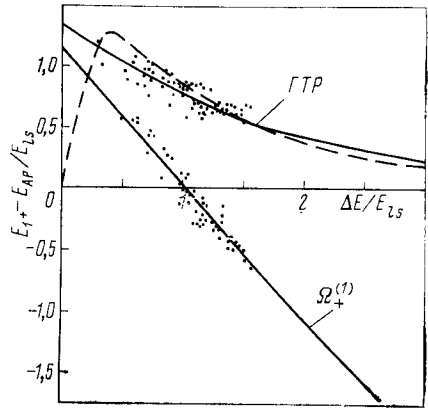


Рис. 2. Квазиклассические (кривые) и численные (точки) значения энергий ГТР и наиболее интенсивного конфигурационного изобарического 1^+ -состояния относительно энергии аналогового резонанса:

пунктир — приближение (10)

состояние. Чистота ГТР как состояния типа спин-флип увеличивается с ростом $N - Z$ (см. рис. 3). Параметр δ , по-видимому, связан с шириной ГТР.

Как показывают численные расчеты, наряду с коллективными изобарическими состояниями с радиальной симметрией эффективного поля $V(r) = \text{const}$ возможны другие, менее коллективные, изобарические состояния с иной, более высокой по Δn , радиальной симметрией эффективного поля: $V(r) = \alpha + \beta r^2$, $V(r) = \alpha + \beta r^2 + \gamma r^4$ и т. п. Проявление таких изобарических состояний (мы называем их изобарическими коллективными конфигурационными состояниями — ИККС) зависит от особенностей заполнения оболочек и в общем случае не обязательно. В квазиклассическом приближении можно получить соответствующие им

секулярные уравнения и исследовать положение этих состояний. Поскольку в качественной картине изобарических коллективных состояний они играют определенную роль, сделаем несколько замечаний об особенностях ИККС.

Секулярные уравнения для частот ИККС возникают для полей $V(r) \neq \text{const}$ и характеризуются радиальной симметрией эффективного поля, которую можно задавать главным квантовым числом

$$n_1 - n_2 \leq N \leq n_1 + n_2,$$

где n_1 и n_2 — главные квантовые числа для частиц и дырок, участвующих в переходах. Секулярные уравнения для $\Delta N \neq 0$ имеют вид

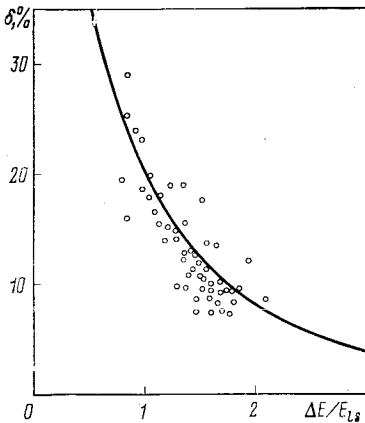


Рис. 3. Зависимость параметра смещения δ для ГТР от безразмерной величины $\Delta E/E_{Is} \sim (N - Z)/A$: точки — численное решение; кривая — (14)

$$1 = \frac{g'_0}{2} \sum_{m=0}^N \left[\left(\frac{\Delta E + E_m}{\Omega - E_m} + \frac{\Delta E - E_m}{\Omega + E_m} \right) a_m + \left(\frac{\Delta E + E_m + E_{Is}}{\Omega - E_m - E_{Is}} + \frac{\Delta E - E_m + E_{Is}}{\Omega + E_m - E_{Is}} \right) b_+^{(m)} + \left(\frac{\Delta E + E_m - E_{Is}}{\Omega + E_m + E_{Is}} + \frac{\Delta E - E_m - E_{Is}}{\Omega - E_m + E_{Is}} \right) b_-^{(m)} \right], \quad (15)$$

где E_m — среднее расстояние между оболочками с $\Delta n = k$. Величины a_m, b_m приближенно можно описать константами:

$$a_m \approx ap_m; b_{\pm}^{(m)} \approx b_{\pm} p_m; b_m \approx bp_m; p_m \approx (2m + 1)^{-1}. \quad (16)$$

Как показывает анализ, наибольшей коллективностью среди решений этих уравнений обладают состояния $\Omega_+^{(N)}$, для которых можно получить приближенные аналитические выражения (здесь $k = N$):

$$\Omega_+^{(k)} = \omega_+^{(k)} - \mu = X_+^{(k)} E_{Is} - \frac{g_k a_k (1 + b_k g_k) \Delta E}{X_+^{(k)} (a_k + b_k) g_k (\Delta E/E_{Is}) - (1 + b_k g_k)}, \quad (17)$$

$$2X_{\pm}^{(k)} = (a_k + b_k) g_k \Delta E/E_{Is} \pm [(a_k + b_k)^2 g_k^2 (\Delta E/E_{Is})^2 + 4(1 + b_k g_k)]^{1/2},$$

где g_k — перенормированные значения константы эффективного взаимодействия:

$$g_k = g'_0 (1 + \alpha_k g'_0)^{-1}; \alpha_k = 2p_k \beta_k (1 + 2g'_0 \beta_k)^{-1}; \beta_k = \sum_{m=1}^k p_m. \quad (18)$$

Как и для основной изобарической ветви с $k = 0$, квазиклассические формулы удовлетворительно описывают численные решения уравнения (1). Такое сопоставление проведено на рис. 2, где сравниваются точные и квазиклассические значения для частот состояния $\Omega_+^{(1)}$. Решения для состояний $\Omega_0^{(k)}$ и $\Omega_-^{(k)}$ имеют вид

$$\Omega_0^{(k)} = \frac{a_k g_k \Delta E}{1 + b_k g_k}; \quad \Omega_-^{(k)} = \Omega_0^{(k)} - X_-^{(k)} E_{I_s}. \quad (19)$$

Мы видим, таким образом, что квазиклассическое приближение позволяет качественно понять и приближенно количественно воспроизвести основные свойства изобарических коллективных 1^+ -состояний. При этом выясняются следующие их особенности.

1. Гамов-теллеровский резонанс отвечает в основном $p\bar{n}$ -переходам с поворотом спина и радиальной симметрией эффективного поля $V(r) = \text{const}$. Его положение хорошо описывается квазиклассическим приближением, которое показывает, что он должен асимптотически приближаться сверху к аналоговому резонансу с увеличением параметра $\Delta E/E_{I_s}$. Матричный элемент β^+ -распада ГТР близок к величине $e_q \sqrt{N - Z} = 0,9 \sqrt{N - Z}$.

2. Помимо ГТР существуют два коллективных изобарических 1^+ -состояния с той же радиальной симметрией:

а. Коллективное \underline{j} — j -состояние (типа поляризации остова). Оно соответствует $p\bar{n}$ -переходам с поворотом полного момента ($\Delta j = 0$), располагается ниже ГТР и имеет $M_{GT}^2 \ll 1$. Для него должно существовать приближенное правило: $(E_{AP} - E_{j-j})/\Delta E \approx \text{const}$.

б. Коллективное состояние, отвечающее обратному повороту спина. В ядрах с $N = Z$ оно составляет изотриплет с ГТР и описывает $n\bar{p}$ -переходы в изобарической ветви $\Delta Q = -1$. С увеличением $N - Z$ (точнее, $\Delta E/E_{I_s}$) оно опускается к основному состоянию ядра A ($N + 1, Z - 1$), а затем при $\Delta E \gtrsim E_{I_s}$ превращается в $p\bar{n}$ -состояние ветви $\Delta Q = +1$. Поскольку для него характерно изменение знака заряда с ростом $N - Z$, его можно также назвать зарядово-переменным.

3. Возможно существование изобарических коллективных конфигурационных состояний, отвечающих более высокой радиальной симметрии эффективного поля. Наиболее коллективными среди них являются состояния с переворотом спина $\omega_+^{(1)}$. Для легких и средних ядер ($\Delta E \ll E_{I_s}$) они могут лежать вблизи аналогового состояния и даже выше него.

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ОСНОВНЫХ И НАИБОЛЕЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ИЗОБАРИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В СХЕМЕ ВИГНЕРОВСКОЙ $SU(4)$ -СИММЕТРИИ

В современной теории ядра наряду с микроскопическими теориями широко применяется феноменологическое описание состояний общей природы в рамках приближенных схем симметрии. Открытие изобарических аналоговых состояний средних и тяжелых ядер позволило феноменологически описать основные и ряд низколежащих состояний в терминах изотопического спина. Исследование ГТР и коллективных изобарических 1^+ -состояний ставит вопрос о расширении феноменологического описания. Оказывается возможным расширить изотопическую симметрию так, что мультиплеты расширенной группы симметрии наряду с аналогичными состояниями будут включать также ГТР.

Основой такого обобщения служит сходство структуры АР и ГТР, с одной стороны, наблюдаемое в микроскопической модели, а, с другой — известное в рамках феноменологической вигнеровской спин-изоспиновой симметрии [28], на что впервые обратили внимание Икэда и Фуджита [29]. В работе [8] мы проанализировали указанную возможность, исходя из факта асимптотического вырождения этих состояний в пределе $\Delta E/E_{ts} \gg 1$, в частности привели аргументы, свидетельствующие о том, что АР 0^+ и ГТР 1^+ могут входить в единый вигнеровский мультиплет $(T_0, 0, 0)$, где $T_0 = (N - Z)/2$. Кратко изложим эти и ряд новых фактов, говорящих в пользу реальности существования вигнеровских мультиплетов.

Поскольку феноменологическая схема есть по существу схема приближенная, можно получать феноменологические характеристики, сопоставляя микроскопические результаты с параметрами феноменологической модели. Поставим вопрос об изоспине ГТР. Используем тот факт, что матричный элемент β^+ -перехода из ГТР в основное 0^+ -состояние четно-четного ядра $A(N, Z)$ близок к $N - Z$. Сравним его с матричным элементом от изовектора $Y_+ = \sum_n' \sigma^{(n)} \tau_+^{(n)}$:

$$M = | \langle T_0, T_z = T_0 | Y_+ | T', T'_z = T_0 - 1 \rangle | ;$$

$$\frac{M^2}{N - Z} = \left\{ \begin{array}{ll} (2T_0 - 1)/(2T_0 + 1) & \text{при } T' = T_0 - 1; \\ 0 & \text{при } T' = T_0; \\ 2/(2T_0 + 1)(2T_0 + 3) & \text{при } T' = T_0 + 1. \end{array} \right\} \quad (20)$$

Сопоставление показывает, что $T_{\text{ГТР}} = T' = T_0 - 1$. Добавки состояний с $T' = T_0 + 1$ имеют малость T_0^{-2} , что соответствует микроскопическим оценкам (14).

В инвариантной схеме основное 0^+ -состояние четно-четного ядра $A(N, Z)$ и его $AP\ 0^+$ в ядре $A(N - 1, Z + 1)$ принадлежат одному изомультиплету $(T, S^\pi) = (T_0, 0^+)$, а вместе с ними все $2T_0 + 1$ состояний 0^+ в ядрах-изобарах с $T_0 \geq (N - Z)/2 \geq -T_0$. Принимая изоспин ГТР равным $T_0 - 1$, можно утверждать, что он принадлежит изомультиплету $(T_0 - 1, 1^+)$, включающему $2T_0 - 1$ 1^+ -состояние тех же ядер-изобар с

$$T_0 - 1 \geq (N - Z)/2 \geq -T_0 + 1.$$

Используя факт асимптотического вырождения ГТР и AP и близость радиальной симметрии их эффективного поля [$V(r) = \text{const}$], можно предположить, что оба изомультиплета принадлежат одному вигнеровскому супермультиплету $(P, P', P'') = (T_0, 0, 0)$. Такому супермультиплету должны принадлежать: в ядре $A(N, Z)$ — одно 0^+ -состояние, в ядре $A(N - 1, Z + 1)$ — одно 0^+ - и одно 1^+ -состояния (вырожденные), в ядре $A(N - 2, Z + 2)$ — два 0^+ -, одно 1^+ - и одно 2^+ -состояния (вырожденные) и т. д. Первое из них есть основное состояние ядра $A(N, Z)$, второе и третье — AP и ГТР в ядре $A(N - 1, Z + 1)$. Из сделанного предположения следует возможность существования четырех (из них одного 2^+) дважды аналоговых резонансов в ядре $A(N - 2, Z + 2)$ на высоте двух кулоновских энергий [если отсчитывать от ядра $A(N, Z)$].

Сформулированная гипотеза о едином супермультиплете $(T_0, 0, 0)$, построенном на базе основного 0^+ -состояния четно-четного ядра $A(N, Z)$, является на самом деле лишь одним из частных случаев общей гипотезы Вигнера о структуре основных состояний ядер в схеме спин-изоспиновой симметрии $SU(4)$ -типа, сформулированной им в 1937 г. [28]. Согласно этой гипотезе основные состояния ядер представляют собой старшие веса следующих супермультиплетов, задаваемых тройкой квантовых чисел (P, P', P'') :

$$(P, P', P'') = \begin{cases} (T_0, 0, 0) & \text{для четно-четных ядер;} \\ (T_0, 1, 0) & \text{для нечетно-нечетных ядер;} \\ (T_0, 1/2, \pm 1/2) & \text{для нечетных по } A \text{ ядер,} \end{cases}$$

где P — наибольшее значение компоненты T_z изотопического спина в супермультиплете; P' — наибольшее значение компоненты спина S_3 в состоянии, в котором $T_z = P$ (либо, наоборот, $S_3 = P$, а $T_z = P'$); число P'' означает наибольшее значение суммы $\sum_{i=1}^r S_3^{(i)} L_z^{(i)}$ для состояний с $T_z = P$ и $S_3 = P'$ (либо $S_3 = P$, а $T_z = P'$).

Хотя гипотеза Вигнера в своей первоначальной форме подразумевала только описание характеристик основных состояний

ядер, мы видели на примере $(T_0, 0, 0)$ -мультиплета, что она фактически содержит информацию и о серии многочастичных изобарических состояний (АР- и ГТР-состояний с $Q = +1$) pn -типа, дважды аналоговых и гамов-теллеровских состояниях с $Q = +2$ $ppnn$ -типа и т. д. Согласно вигнеровской симметрии все эти состояния входят в единый супермультиплет и в точной симметрии вырождены. Кулоновское и другие взаимодействия, нарушающие симметрию, снимают вырождение. Обратное, экспериментальное обнаружение многочастичных состояний таких супермультиплетов свидетельствовало бы в пользу приближенной реализации вигнеровской симметрии, и тем более свидетельствовало бы о существовании симметрии обнаружение приближенного вырождения состояний близкой структуры $Q = +1$, $Q = +2$. Отметим, что интересным примером реакций для изучения дважды аналоговых состояний является, например, (π^+, π^-) -реакция.

В работе [28] Вигнер, исходя из спин-изоспиновой симметрии, получил массовую формулу для ядер с заданным числом нуклонов A :

$$M(A) = a(A) + b(A) \left(\frac{1}{2} (P^2 + 4P + P'^2 + 2P' + P'^2) \right). \quad (21)$$

Францини и Радикатти [30] предложили в качестве теста реализации вигнеровской симметрии проверку независимого от $a(A)$ и $b(A)$ соотношения:

$$R = \frac{M(A, T_0) - M(A, T_0 - 2)}{M(A, T_0 - 1) - M(A, T_0 - 2)}. \quad (22)$$

Произведенный ими анализ масс ядер с $A \leq 130$ показал, что основные состояния ядер удовлетворяют предположениям о вигнеровской симметрии, причем согласие улучшается с ростом A и $N - Z$.

Поскольку тест Францини — Радикатти является независимой проверкой гипотезы о супермультиплетной структуре ГТР, мы произвели аналогичную проверку для всех известных ядер ($A < 300$), уточнив его в одном отношении. В массовую формулу Вигнера была введена феноменологическим образом обычная поправка на спаривание:

$$\Delta M = \begin{cases} \Delta & \text{для четно-четных ядер;} \\ 0 & \text{для нечетных по } A \text{ ядер;} \\ -\Delta & \text{для нечетно-нечетных ядер,} \end{cases}$$

где $\Delta = 12/\sqrt{A}$ МэВ и учтена кулоновская энергия $E_{\text{Кул}} \approx 0,584 Z^2 M^{-1/3}$.

На рис. 4 представлены данные такой обработки по группам ядер, причем для ядер с одинаковым T_0 среднее экспериментальное значение параметра R получается со средней относительной погрешностью 2%. Теоретические, вигнеровские значения R показаны кривыми. Отдельно обработаны массы ядер, отвечающие четно-четным, нечетно-нечетным и нечетным по A группам, которые соответствуют T_0 . Как видно из этих данных, во всех случаях тест Францини — Радикатти не противоречит эксперименту,

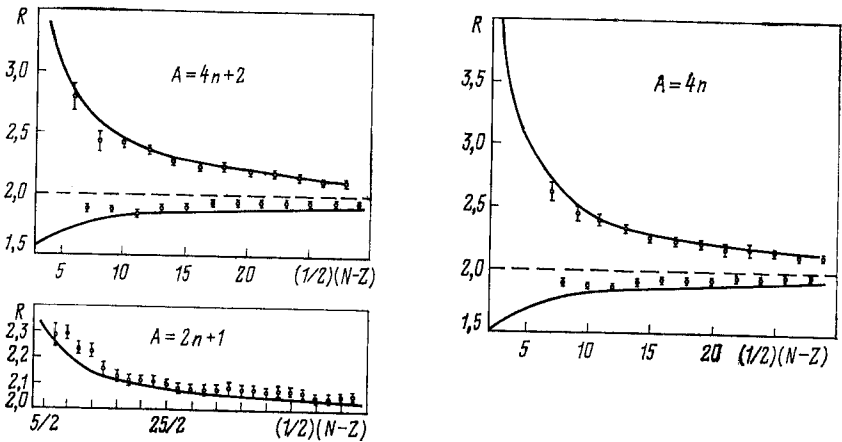


Рис. 4. Зависимость массового отношения (22) от изоспина для ядер с различными A :

линии — $SU(4)$ -теория; точки — экспериментальные данные

причем согласие улучшается с увеличением T_0 или $N - Z$. Наиболее важным является хорошее совпадение теоретических значений с экспериментальными для нечетно-нечетных ядер. Во всяком случае, результаты подтверждают предположение о том, что основные состояния ядер входят в супермультиплеты Вигнера: $(T_0, 0, 0)$ — для четно-четных, $(T_0, 1, 0)$ — для нечетно-нечетных, $(T_0, 1/2, +1/2)$ — для нечетных по A ядер.

Возникает естественный вопрос: каковы причины восстановления вигнеровской симметрии в заряженной ветви возбуждения в тяжелых ядрах и в каком соответствии находятся они с известным фактом большой спин-орбитальной энергии нуклонов в ядрах, приводящим к $j - j$ -связи? Построим на примере четно-четных ядер $A(N, Z)$ качественную модель этого явления, объединяющую основные гипотезы, введенные на основе теоретического и экспериментального анализа: описание основных состояний ядер вигнеровскими мультиплетами, асимптотическое вырождение AP и $ГТР$ в пределе больших $N - Z$ и восстановление симметрии с ростом A и $N - Z$ для реальных ядер [31].

Как было показано, в вигнеровский мультиплет $(T_0, 0, 0)$ входят основное состояние ядра $A(N, Z)$, AP и ГТР в ядре $A(N-1, Z+1)$ и т. д. В точной вигнеровской симметрии эти состояния вырождены, а учет нарушенной симметрии снимает вырождение. Нарушение связано с четырьмя факторами: спин-орбитальной энергией нуклонов, неравенством констант f'_0 и g'_0 остаточного взаимодействия квазичастиц, кулоновской энергией и спариванием. Кулоновская энергия определяет относительное расщепление компонент мультиплета в соседних ядрах и, как было показано Лейном [32], практически не нарушает изотопическую, а вместе с ней и вигнеровскую симметрию. Расстояние между ГТР и AP с учетом остаточного среднего спин-орбитального взаимодействия имеет вид

$$\delta \bar{E} \approx (g'_0 - f'_0) \Delta E + \frac{2}{3} \frac{1 + (2/3) g'_0}{g'_0} \frac{\bar{E}_{ls}^2}{\Delta E} \approx c (g'_0) \frac{E_{ls}^2}{\Delta E}; \quad f'_0 \approx g'_0. \quad (23)$$

В ТКФС действительно наблюдается близость f'_0 и g'_0 (см. табл. 4). Вклад спаривания в ядрах с $A > 100$ составляет менее 1 МэВ. Основное состояние ядра $A(N-1, Z+1)$ принадлежит другому мультиплету: $(T-1, 1, 0)$, однако его природа может быть иной, нежели природы состояний $(T, 0, 0)$. Представляется естественным определить расстояние между этими мультиплетами как расстояние между состояниями близкой природы. Среди состояний $(T-1, 1, 0)$ таким является, например, антианалоговое 0^+ -состояние (AA), которое согласно микроскопическому подходу построено из тех же частично-дырочных конфигураций, что и AP, и отличается от него значением изоспина и радиальной симметрией эффективного поля [24]. Среднее расстояние между AP и AA

$$\Delta E_{SU} \approx b(A) T \approx (1 + c_1) \frac{f'_0 + f'_0}{1 + c_1 f'_0} f'_0 \Delta E, \quad c_1 \approx 4/9. \quad (24)$$

Условие восстановления вигнеровской симметрии есть условие малости расщепления отдельных компонент супермультиплетов $(T, 0, 0)$ и $(T-1, 1, 0)$ по сравнению с расстоянием между ними $\Delta E_{SU} > \delta \bar{E}$. Учитывая, что на линии стабильности $\bar{E}_{ls} \approx 30 A^{-1/3}$ МэВ; $T_{st} \approx 3 \cdot 10^{-3} A^{5/3}$; $b(A) \approx 100 A^{-1}$ МэВ, получим оценку границы по A восстановления вигнеровской симметрии: $A > 120$ [31]. Во всяком случае, для этих значений A можно утверждать, что среднее расстояние между мультиплетами больше расщепления уровней самого мультиплета из-за влияния спин-орбитальных сил и спаривания, так что вигнеровская симметрия должна восстанавливаться в этом районе ядер. В целом видно, что экспериментальные данные по массам ядер свидетельствуют о восстановлении вигнеровской симметрии в тяжелых ядрах и о возможности описания основных состояний и их AP и ГТР в рамках единых вигнеровских мультиплетов.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОБАРИЧЕСКИХ 1^+ -СОСТОЯНИЙ

Проведенный выше анализ природы различных типов изобарических коллективных 1^+ -состояний сферических ядер позволяет критически рассмотреть совокупность экспериментальных данных, относящихся к этим состояниям. Если изучение аналоговых и связанных с ними изобарических конфигурационных 0^+ -состояний ведется относительно давно и общая структура этой простейшей из изобарических ветвей в настоящее время в основном понятна, то изучение изобарических 1^+ -состояний только начинается. До последнего времени основная трудность экспериментального исследования их заключалась в сложности выделения из фона других состояний ядра. Согласно теории главной особенностью коллективных 1^+ -состояний является большое значение матричных элементов β -распада их в основное состояние ядра $A(N, Z)$, так что прямым методом выделения из фона было возбуждение этих состояний в реакции обратного β -распада в нейтринных пучках. Этот метод пока, однако, весьма проблематичен. Сейчас, после открытия ГТР в реакции (p, n) , стало ясно, что альтернативой может быть возбуждение коллективных 1^+ -состояний в реакциях перезарядки типа (p, n) , $(^3\text{He}, T)$, $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ под углами, близкими к 0° , при энергии 100—300 МэВ. В таких условиях происходит подавление канала возбуждения 0^+ -состояний в сравнении с 1^+ . Такая методика позволяет начать систематическое изучение всех типов коллективных 1^+ -состояний, спектр которых гораздо богаче спектра 0^+ .

Как было показано, изобарические коллективные 1^+ -состояния можно разбить на четыре класса: ГТР — как состояние максимальной степени коллективности; $j - j$ -состояние; зарядо-переменное состояние, связанное с обратным поворотом спина (np -типа в протоно- и $p\bar{n}$ -типа в нейтроноизбыточных ядрах), и класс изобарических конфигурационных состояний. Коллективные состояния различных классов проявляются в различных явлениях: в реакциях перезарядки, β -распаде протоно- и нейтроноизбыточных ядер, в систематике β -переходов. При этом особенности 1^+ -спектра приводят к новым явлениям, не имеющим аналогов в случае 0^+ -состояний. Изложим последовательно экспериментальные факты, связанные с этими группами изобарических состояний, подчеркивая специфику каждой группы.

Гамов-теллеровский резонанс. Как уже отмечалось, вопрос о существовании ГТР долгое время оставался открытым. До 1975 г. ГТР непосредственно наблюдался только при β^+ -распаде ^{33}Ag в ^{33}Cl [33]. Ядро ^{33}Ag является крайне правым членом мультиплета $T = 3/2$, имеет $Z > N$ и $T_z = -3/2$, так что оставался вопрос, существует ли ГТР в мультиплетах с большим T в средних

и тяжелых ядрах. Попытки обнаружить его в γ -распаде AP, принятые в работах [34, 35], не привели к успеху, хотя при этом была обнаружена группа коллективных 1^+ -состояний $j - j$ -типа. С 1975 г. группа Галонского на циклотроне Мичиганского университета ведет систематические исследования (p, n) -реакции при энергии протонов 25, 35 и 45 МэВ. В серии работ [12—14] авторы подробно исследовали резонансы в спектре нейтронов в ядрах ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{208}Pb в широком интервале углов (0 — 160°) с разрешением по энергии около 1,5 МэВ и фоновые условия реакции [14]. Их предварительный вывод состоял в том, что они наблюдали ГТР в ^{90}Zr и ^{120}Sn , однако для ^{208}Pb отдельного пика, отличающегося от AP, не наблюдалось. Подробного анализа результатов не проводилось. В это же время начинаются попытки исследования реакции $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ по разработанной ранее методике [36]. Как правило, исследовали легкие ядра от ^6Li до ^{48}Ca [37, 38], поскольку фоновые условия не позволяли при $E_{\text{Li}} \approx 30$ МэВ изучать состояния выше AP в более тяжелых ядрах. Определенным итогом этого периода явились результаты Стерренбурга и др. [15], доложенные на конференции в Дрездене в 1980 г. Сообщалось, что авторы наблюдали широкий (3—5 МэВ) пик в (p, n) -реакции при $E_p = 45$ МэВ в 17 ядрах: $^{90,91,92,94,96}\text{Zr}$, ^{93}Nb , $^{94,96,97,98,100}\text{Mo}$, $^{112,116,120,122,124}\text{Sn}$, ^{208}Pb вблизи и несколько выше (на 0,3—3,9 МэВ) AP. Наблюдения велись при угле $7,5^\circ$. Одновременно был обнаружен еще выше (9—15 МэВ) гигантский спин-дипольный резонанс характеристики 1^- .

В 1979 г. на циклотроне Индианского университета была запущена установка для магнитного поворота пучка, на которой с использованием пролетных баз 60—70 м было достигнуто разрешение в спектре нейтронов 200—300 кэВ при энергии протонов $E_p = 50 \div 200$ МэВ. На установке осуществлен большой цикл работ по поиску ГТР в разных ядрах, увенчавшийся успехом [16] (см. также [17, 18]). Были осуществлены следующие эксперименты.

1. Исследованы реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ при $E_p = 80$ МэВ [39] и $^{13}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}$ при $E_p = 80, 120, 160$ МэВ [40]. Найдены низколежащие резонансы, отвечающие перезарядке нейтрона с поворотом спина, эквивалентные ГТР в легких ядрах.

2. Исследована реакция (p, n) на ^{27}Al , ^{40}Ca и ^{48}Ca при $E_p = 160$ МэВ и малых углах [41]. В реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ найдена широкая группа, отвечающая расщепленному ГТР, и узкий пик, который интерпретируется как аналоговое состояние $M1$ -резонанса в ^{48}Ca .

3. Исследована реакция $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$ при $E_p = 45, 120, 160$ МэВ и углах 0 — 10° . Наблюдался спектр 1^+ -резонансов, среди них ГТР и аналог $M1$ -резонанса ^{90}Zr . Показано, что с увеличением энергии протонов и уменьшением угла вылета нейтронов ГТР начинает играть доминирующую роль в спектре резонансов [42].

4. Исследована взаимосвязь сечения (p, n) -реакции на угол 0° с матричными элементами β -распада 1^+ -состояний в основное состояние ядра-мишени. Для некоторых ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{90}\text{Zr}$ оценены эффективные значения M_{GT}^2 из известных сечений реакции на угол 0° [43] и показано (см. также [39, 64, 65]), что с ростом E_p отношение вклада σ_T к τ -компоненте сечения растет.

5. В ядрах ${}^{90,92,94}\text{Zr}$ при $E_p = 120$ МэВ исследовано поведение ГТР с изменением $N - Z$. Показано, что с увеличением $N - Z$ ГТР смещается к АР [44].

6. Исследована реакция ${}^{208}\text{Pb} (p, n){}^{208}\text{Bi}$ при $E_p = 120$ МэВ и угле 0° . Найден ГТР и ряд коллективных 1^+ -резонансов. Показано, что ГТР и АР практически вырождены по энергии [19].

7. Появились сообщения об экспериментах при $E_p = 200$ МэВ на ${}^{169}\text{Tm}$ [45], ${}^{206,208}\text{Pb}$ [46] и ${}^{89}\text{Y}$ [20]. Для последнего формулируется качественный вывод о том, что эксперименты на многих ядрах от Li до Pb показывают наличие двух 1^+ -резонансов: одного — ниже АР, другого — выше, причем в легких ядрах преобладающую роль играет первый, а в средних и тяжелых — второй.

Таким образом, вся совокупность новых экспериментальных данных приводит к следующим выводам.

1. В широком классе ядер существует гигантский изобарический 1^+ -резонанс, проявляющийся в реакции перезарядки (p, n) и лежащий в районе ${}^{90}\text{Zr} - {}^{208}\text{Pb}$ на 4—0,5 МэВ выше АР. Резонанс имеет ширину порядка нескольких мегаэлектронвольт и возбуждается преимущественно при энергии протонов $E_p > 40$ МэВ под углом, близким к 0° . Интерпретируется как 1^+ -состояние, связанное с поворотом спина нуклона (спин-флип).

2. Дифференциальное сечение реакции на угол 0° показывает, что эффективный матричный элемент β -распада этого состояния велик ($M_{GT}^2 \geq N - Z$), а это подтверждает указанную интерпретацию. Как показывают теоретические оценки [43], дифференциальное сечение должно увеличиваться до $E_p \approx 200 \div 400$ МэВ, а квадрат матричного элемента M_{GT}^2 должен достигать максимального значения около 3 ($N - Z$).

3. Как показывают исследования на изотопах одного элемента, этот резонанс приближается к АР с ростом $N - Z$ [44, 49] и $(N - Z)/A$ для широкого класса ядер [66]. В ядрах ${}^{206,208}\text{Pb}$ и ${}^{169}\text{Tm}$ наблюдается практическое вырождение его и АР по энергии. Тем самым подтверждается важнейшее качественное свойство ГТР, ведущее к реализации гипотезы о восстановлении вигнеровской симметрии в тяжелых ядрах.

4. Наряду с этим резонансом наблюдается другой 1^+ -резонанс, располагающийся энергетически ниже АР. В легких ядрах его возбуждение превалирует над первым, в средних и тяжелых сечение его возбуждения падает. Сравнивая качественные результаты с теоретическими выводами разд. 1, приходим к одно-

значному выводу о том, что вновь открытый гигантский резонанс следует отождествлять с ГТР. Интересно сопоставить экспериментальные результаты по положению этого резонанса с теоретическими, полученными в разд. 1, 2 на основе численных и квазиклассических расчетов. Свободным параметром моделей является значение константы спин-изоспинового взаимодействия g'_0 , которая подбирается так, чтобы максимально согласовать теоретические и экспериментальные значения (табл. 4). В таблице приведены также предварительные данные, полученные на основе новых расчетов с более строгим учетом условий самосогласования двухчастичного изовекторного взаимодействия квазичастиц и одночастичных потенциалов. Расчеты выполнены совместно с В. Г. Александриным по методу [26] с дополнительным контролем

Таблица 4
Сравнение параметров ГТР, полученных из экспериментов и рассчитанных по ТКФС в различных методиках

Конечное ядро	Осцилляторный базис			Квазиклассическая бета-модель			Самосогласование по константе f'_0			Эксперимент		
	E , МэВ	M_{1+}^{2-}	g'_0/f'_0	E , МэВ	M_{1+}^{2-}	g'_0/f'_0	E , МэВ	M_{1+}^{2-}	g'_0/f'_0	E , МэВ	M_{GT}^2	Литература
^{90}Nb	9,4	6,6	0,815	10,3	7,0	0,926	8,2	7,6	0,938	8,7	8,3	[12, 42, 44]
^{92}Nb	14,1	7,5	0,815	13,5	8,2	0,926	—	—	—	12,4	—	[44]
^{94}Nb	14,6	8,8	0,815	13,4	9,5	0,926	—	—	—	12,3	—	[44]
^{112}Sb	—	—	—	10,4	8,3	0,926	10,1	7,9	0,938	10,0	—	[64]
^{120}Sb	12,4	14,0	0,815	11,9	14,3	0,926	12,1	12,6	0,938	12,3	—	[12—15]
^{124}Sb	14,0	17,4	0,815	13,7	17,2	0,926	14,3	14,9	0,938	13,1	—	[64]
^{203}Pb	—	—	—	15,7	33	0,926	15,3	28	0,938	15,6	—	[19]

по аналог-антианалоговому расщеплению. Как видно из таблицы, теория удовлетворительно описывает экспериментальные данные, причем использованная в разд. 1 модель с осцилляторными волновыми функциями дает несколько (на 1—2 МэВ) завышенные значения, в то время как более строгая модель с самосогласованием, наоборот, занижает положение ГТР при одинаковом отношении g'_0/f'_0 . Отношение констант $g'_0/f'_0 \approx 0,9$, что также свидетельствует о близости расчетной модели к схеме вигперовской симметрии, где справедливо строгое равенство $g'_0 = f'_0 = g_0$ (g_0 — спин-спиновая константа взаимодействия квазичастиц).

Возможна еще одна независимая экспериментальная проверка факта существования ГТР: возбуждение его в других реакциях перезарядки, например (^3He , T) и (^6Li , ^6He). Первые данные по реакции (^3He , T) в ядрах ^{90}Zr [47] и ^{40}Ca [48] уже появились и подтверждают факт существования резонанса.

Эксперименты по реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) при энергии $E_{\text{Li}} = 90$ МэВ проведены для ядер ${}^{90}\text{Zr}$ в ИАЭ им. И. В. Курчатова [50] по методике, разработанной и проверенной ранее [36, 37]. ГТР отчетливо наблюдается на фоне других состояний. Важной особенностью реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) является то, что в ней нет фона аналоговых состояний, присутствующего в реакциях (p , n) и (${}^3\text{He}$, T) в силу специфических правил отбора ($\Delta J = 1$, $\Delta T = 1$).

Состояние $j - j$. Изобарические коллективные 1^+ -состояния, образующие узкую группу ниже АР, были впервые обнаружены для нескольких ядер в районе ${}^{48}\text{Ca}$ (${}^{51}\text{V}$, ${}^{48}\text{Ca}$) в экспериментах по γ -распаду АР [34, 35]. Эти состояния резко выделяются большим значением матричных элементов $M1$ -переходов и располагаются на 4—5 МэВ ниже АР. Первоначально их пытались ассоциировать с ГТР, однако в настоящее время ясно, что их следует сопоставлять с расщепленным $j - j$ -состоянием, которое согласно квазиклассической оценке лежит в этом районе энергий. Они же были обнаружены в первых экспериментах по (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$)-реакции на ${}^{48}\text{Ca}$ [38]. Из новых данных по (p , n)-реакции следует, что $j - j$ -состоянию, по-видимому, нужно сопоставлять 1^+ -резонанс, лежащий ниже АР и наблюдаемый вместе с ГТР в легких и средних ядрах. Поскольку согласно расчетам, представленным в разд. 1, коллективные 1^+ -состояния с такой энергией возбуждения имеют $M_{GT}^2 \approx 1$, а для ГТР $M_{GT}^2 \approx N - Z$, то естественно, что они могут конкурировать с ГТР по сечению возбуждения только в области легких ядер. Тенденция поведения экспериментально наблюдаемого резонанса совпадает с ожидаемым для $j - j$ -состояния, в частности эксперимент на ядрах ${}^{90,92,94}\text{Zr}$ показывает удаление резонанса от АР с ростом $N - Z$ [44] согласно квазиклассическим выводам разд. 2.

Изобарические $\bar{n}p$ -состояния. Группа В.А. Карнаухова исследовала силовые функции β^+ -переходов протоноизбыточных ядер средних значений A (≈ 120), образующиеся при протонном распаде протоноизбыточных нуклидов [51, 52]. Для ядер ${}^{109}\text{Te}$, ${}^{115}\text{Xe}$ и ${}^{117}\text{Xe}$ при $E < E_{\text{AP}}$ наблюдается широкий пик β^+ -распадной силовой функции, отвечающей $\bar{n}p$ -конфигурациям с поворотом спина. Значение $\lg(ft)$ для этих β^+ -переходов порядка 4,5. С ростом $N - Z$ значения состояний относительно основного состояния ядра уменьшается. Приведенные факты показывают, что в данных экспериментах наблюдается коллективное изобарическое $\bar{n}p$ -состояние с поворотом спина. Строгий расчет с учетом деформации ядер [11] подтверждает этот вывод.

Низколежащие изобарические 1^+ -состояния. Данные по систематике разрешенных гамма-теллеровских переходов ядер с $N > Z$ свидетельствуют о существовании большого фактора подавления этих β -переходов по сравнению с одночастичными оцен-

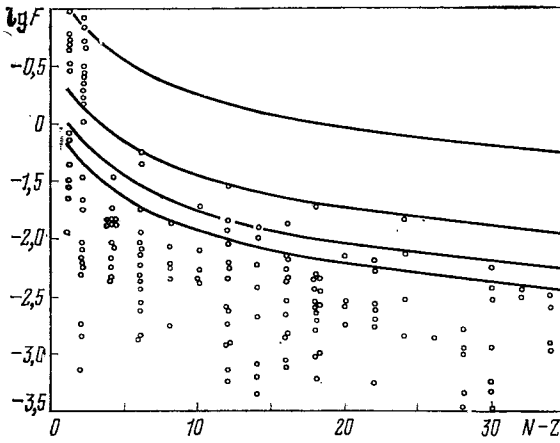


Рис. 5. Фактор подавленности для гамма-теллуровских β -переходов: линии — оценки (25) с учетом высоколежащих коллективных изобарических состояний; точки — экспериментальные значения

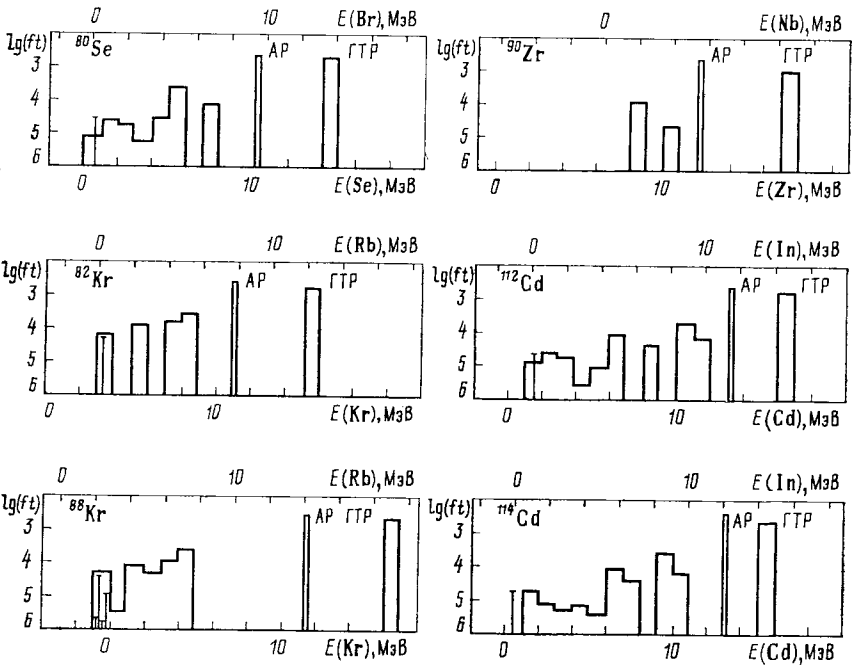


Рис. 6. Рассчитанные силовые функции для разрешенных β -переходов ядер, черточки — эксперимент

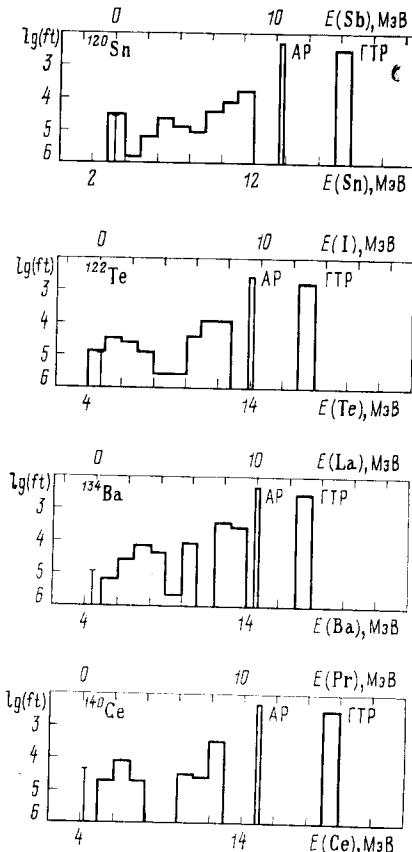
ками. Мерой подавленности может служить величина $F = M_{\text{эксп}}^2 / M_{\text{сп}}^2$. На рис. 5 представлены значения $\lg F$ для известных β -переходов гамов-теллеровского типа. Отчетливо видно существование факта подавленности, увеличивающегося с ростом $N - Z$.

Качественное объяснение этой картины в схеме коллективных изобарических состояний предложено Икедой и Фуджитой [3]. Резкое уменьшение матричных элементов β -распада основных состояний ядер с $N > Z$ связано с тем, что коллективные изобарические 1^+ -состояния, через которые виртуально идут β -переходы, расположены в области больших энергий возбуждений. Энергия этих возбуждений растет с увеличением $N - Z$. Увеличивается также общее число коллективных конфигурационных состояний, отвечающих $\Delta n > 0$. В силу существования приближенного правила сумм часть, отвечающая β -переходам из низколежащих состояний, уменьшается и растет F^{-1} . Качественно этот вывод можно подтвердить, если отложить на рис. 5 квазиклассическое значение параметра

$$\lg F_N = \lg \left[1 - \sum_{i=\Delta n=0}^N M_{GT}^{(i)2} (N-Z)^{-1} \right], \quad (25)$$

где N — число коллективных $\omega_{\frac{1}{2}}^{(2)}$ -состояний, включая ГТР. Это выражение дает верхнюю границу значений фактора подавленности в функции $N - Z$.

Точные расчеты хорошо подтверждают эту картину. На рис. 6 представлены силовые функции, вычисленные на базе численных решений уравнений ТКФС (см. разд. 1), где измерены матричные элементы β -распада низколежащих 1^+ -состояний. На графиках отчетливо видны ГТР, AP, отчетливые $j-j$ -и конфигурационные состоя-



близких к линии стабильности:
тальные значения

ния, область низколежащих β -переходов, к которым принадлежит обычно измеряемый β -переход, обозначенный черточкой. Численное значение $\lg(ft)$ хорошо объясняется во всех случаях.

Таким образом, общая картина коллективных изобарических 1^+ -состояний в настоящее время согласуется с теорией.

Интересные косвенные аргументы в пользу существования ГТР были недавно получены из астрофизических исследований вопроса об образовании группы так называемых обойденных нуклидов с $80 \leq A \leq 140$. Г. В. Домогацкий и Д. К. Надежин исследовали механизм образования этих нуклидов в нейтринных потоках, возникающих при образовании нейтринных звезд [53, 54]. Используя представления об АР и ГТР, первоначально изложенные в [7], и выбирая для ГТР положение по ТКФС, авторы показали, что распространенность обойденных нуклидов можно хорошо объяснить в рамках современных представлений об образовании нейтринных звезд. При этом представление о ГТР играло существенную роль в оценках распространенности.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЯДЕР, ДАЛЕКИХ ОТ ЛИНИИ β -СТАБИЛЬНОСТИ

Развитая выше общая картина изобарических 1^+ -состояний сферических ядер и методика их расчета, дополненная сведениями о значении константы спин-изоспинового взаимодействия g'_0 , полученными из экспериментов по ГТР и $j - j$ -состояниям, позволяют сделать следующий шаг и применить изложенную в разд. 1,2 теорию к расчетам β -распадных характеристик ядер, удаленных от линии β -стабильности. Прогнозы такого рода представляются весьма интересными как для нейтроноизбыточных ядер, возникающих, например, в процессах деления или r -процессах нейтронного захвата, так и для ядер нейтронодефицитной области, рождающихся в реакциях с тяжелыми ионами. Теоретические прогнозы особенно существенны для ядер с малым временем жизни, экспериментальные исследования которых пока сильно затруднены, а порой и просто невозможны в рамках существующих методик. Общее число таких ядер можно оценить по границам нуклонной стабильности, которые определяются из сопоставления времени жизни ядер по отношению к β -распаду и к испусканию нуклона, нуклонной пары или α -частицы. Эти времена оказываются сравнимыми для ядер с периодом β -распада $T_{1/2} = 10^{-2} \div 10^{-4}$ с, когда ширины соответствующих квазистационарных одночастичных состояний с энергиями 0,5—1,5 МэВ имеют порядок 10^{-13} эВ.

В работе [55] нами совместно с В. Г. Алексанкиным и В. М. Колбашкиным были оценены границы нуклонной стабильности ядер в области $70 \leq A \leq 170$ с использованием самосогласованного потенциала Вудса — Саксона и с учетом эффектов парной корреляции по ТКФС. На рис. 7 представлены результаты этой оценки в сопоставлении с результатами оценок по теории Хартри—Фока [56] и известными экспериментальными границами исследованных ядер. Как видно из рисунка, число неизученных ядер весьма велико. Так, в районе $70 \leq A \leq 170$ число нейтроноизбыточных ядер с неизвестными схемами распада достигает 940,

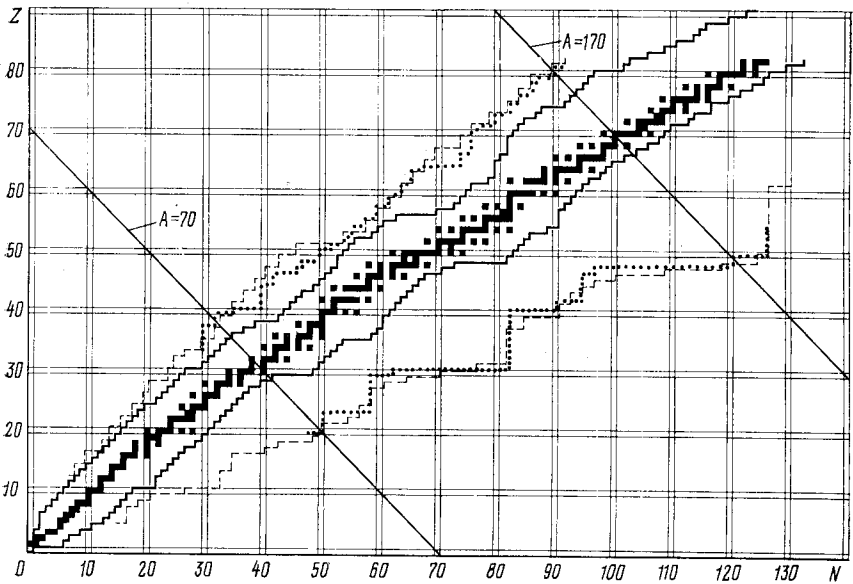


Рис. 7. Карта ядер.

Сплошной линией обозначены границы экспериментально изученных ядер (ядра с известными схемами β -распада). Границы нуклонной стабильности рассчитаны с использованием самосогласованного потенциала Вудса — Саксона с учетом спаривания по ТКФС [55] (точки) и по теории Хартри — Фока [56] (пунктир)

из них около 520 должны быть излучателями запаздывающих нейтронов. Число неизвестных нейтронодефицитных ядер — около 530. В процессах с участием таких ядер большую роль играют цепочки β -распада этих ядер в основные и возбужденные состояния соседних ядер, в том числе с запаздывающим испусканием нейтронов (для нейтроноизбыточных) или протонов и α -частиц (для нейтронодефицитных ядер). Эти оценки подчеркивают исключительную важность создания методики прогнозирования β -распадных характеристик ядер, далеких от линии β -стабильности.

Методика расчета изобарических 1^+ -состояний сферических ядер, изложенная в настоящей работе и дополненная аналогичной методикой расчета изобарических 0^+ -состояний (см. [24]), создает основу такого прогнозирования, существенно более точного, чем прогнозы, основанные на гросс-теории [57, 58], феноменологической теории [59, 60] или несамосогласованных микроскопических расчетах (см., например, [61]). Основное отличие нашей методики от других состоит в корректном учете всех типов коллективных изобарических состояний, в особенности $j - j$ -типа, и коллективных состояний с обратным поворотом спина, а также в применении методики самосогласования константы изоспинового взаимодействия квазичастиц f'_0 с разностью протонного и нейтронного потенциалов (см. разд. 1). Изложим общую схему расчета и основные его особенности для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных четно-четных сферических ядер.

При заданной разности энергий основных состояний четно-четного ядра $A(N, Z)$ и соседнего нечетно-нечетного ядра $A(N - 1, Z + 1)$, определяемой из независимых массовых соотношений [62], и разности кулоновских энергий этих ядер, необходимой для схемы самосогласования, рассчитывается спектр изобарических 0^+ - и 1^+ -состояний $\bar{p}n$ -типа, построенных на базе основного 0^+ -состояния ядра $A(N, Z)$. Спектр ограничен снизу условием (3). Значения энергий $\bar{p}n$ -состояния и матричных элементов M^2 их β -распада позволяют, в свою очередь, найти основные характеристики β -процессов: значения $\lg(ft)$, интенсивности β -переходов на отдельные уровни $I_{\beta}^{(i)}$, силовую функцию $S_{\beta}(E)$ и период полураспада ядра $A(N, Z)$. Естественно, что они существенно зависят от коллективности состояний, попадающих в «окно» β -распада.

Для нейтроноизбыточных ядер нижняя часть спектра $\bar{p}n$ -типа, расположенная ниже основного состояния ядра $A(N, Z)$, характеризует спектр β -распада короткоживущего ядра $A(N, Z)$. Главная часть спектра определяется разрешенными β -переходами (β -переходы запрещенного типа можно рассчитать по той же методике, но вклад их незначителен), причем в окно β -распада обычно попадают коллективные конфигурационные 1^+ -состояния и несколько одночастичных с малыми $M^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$. С увеличением избытка $N - Z$ в окно β -распада смещается сверху $j - j$ -состояние, и при больших $N - Z$ снизу появляется зарядово-переменное состояние с обратным поворотом спина. Поскольку период полураспада пропорционален E_{β}^{-5} , появление последнего резко уменьшает время жизни нейтроноизбыточных ядер с большим значением $N - Z$. При дальнейшем увеличении нейтронного избытка $T_{1/2}$ плавно уменьшается в соответствии с ростом энергии симметрии. Для нейтроноизбыточных ядер большое значение имеет энергия отрыва нейтронов S_n , выше которой после β -рас-

пада происходит испускание запаздывающих нейтронов из состояний квазинепрерывного спектра. Естественно, что спектр запаздывающих нейтронов несет информацию о коллективности изобарических состояний с энергией, большей энергии отрыва. Следует ожидать проявления в этом спектре наиболее коллективных из них, а при больших $N - Z$ — коллективного $j - j$ -состояния.

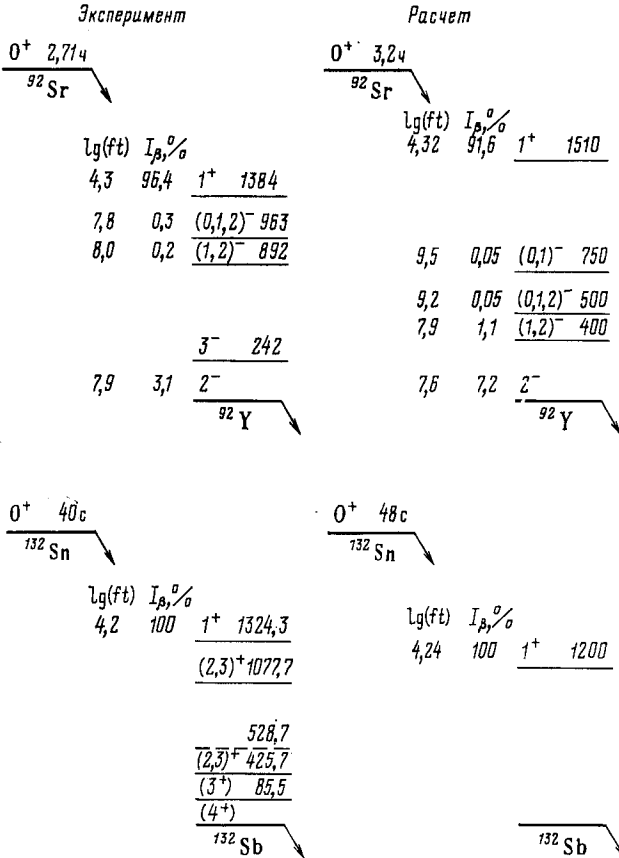


Рис. 8. Сравнение схем β -распада ядер ^{92}Sr и ^{132}Sn , полученных с помощью расчетов и экспериментально

Для нейтронодефицитных ядер с $N \geq Z$ спектр β^+ -распадов определяется np -ветвью с состояниями, лежащими между основным состоянием ядра A (N, Z) и основным состоянием дочернего ядра A ($N + 1, Z - 1$). Среди β -переходов этого типа главную роль играют np -переходы зарядово-переменного состояния ω_- ,

коллективность которых увеличивается с уменьшением $N - Z$. При переходе через линию $N = Z$ мы попадаем в принципиально новую область, где $n\bar{p}$ -состояния аналогичны $p\bar{n}$ -ветви ядер с $N > Z$. При этом для ядер в данной области открываются совершенно новые каналы распада: распад в ΔP и $j - j$ -состояние и даже в ГТР (при больших Z). Это обстоятельство должно приводить к резкому уменьшению времени жизни $T_{1/2}$ ядер с $Z > N$ и появлению новых линий в спектрах запаздывающих протонов и α -частиц. Для нейтронодефицитных ядер граница отрыва протонов S_p играет ту же роль, что для нейтроноизбыточных, однако для протонов и α -частиц существует дополнительный кулоновский барьер, замедляющий испускание запаздывающих частиц после β^+ -распада.

Результаты расчета характеристик β -переходов по изложенной методике представлены на рис. 8. Прежде всего для проверки параметров и оценки точности расчетов был произведен расчет известных схем β -распада нескольких ядер, в том числе ^{92}Sr и

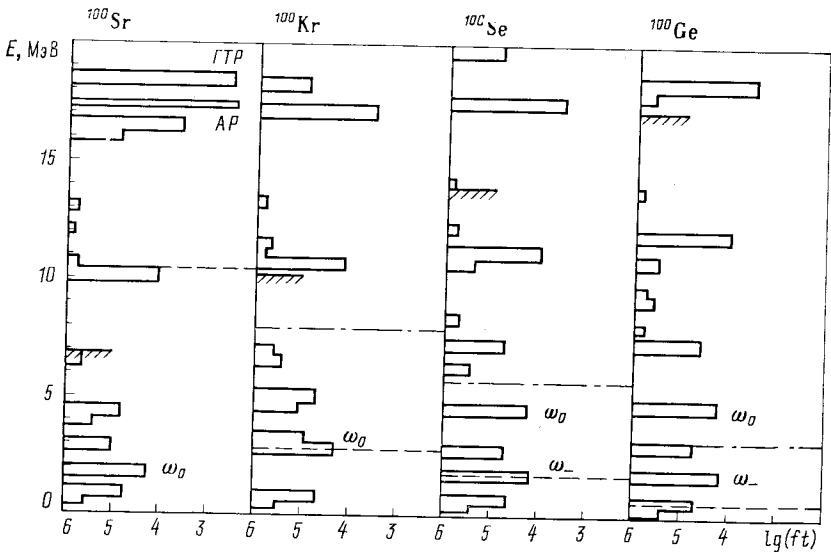


Рис. 9. Рассчитанные силовые функции β -распада четно-четных нейтроноизбыточных ядер с $A = 100$, удаленных от линии β -стабильности: пунктир — энергия отрыва нейтрона S_n ; штрихпунктир — энергия отрыва двух нейтронов в дочернем ядре

^{132}Sn (рис. 8). Из сопоставления теоретических и экспериментальных схем распада следует, что погрешность расчета энергии E_β низлежащих состояний в самосогласованной схеме составляет 0,3—0,5 МэВ, а погрешность расчета $\lg(ft)$ порядка 10%, что

дает общую погрешность в определении средней энергии β -переходов порядка 10%. Периоды полураспада рассчитаны с большей

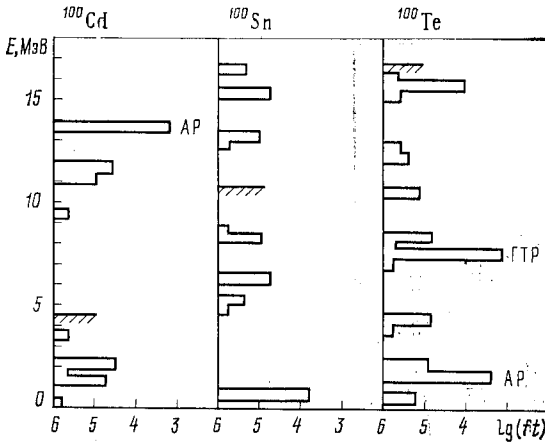


Рис. 10. Рассчитанные силовые функции β^+ -распада четно-четных нейтронодефицитных ядер с $A = 100$, удаленных от линии β -стабильности

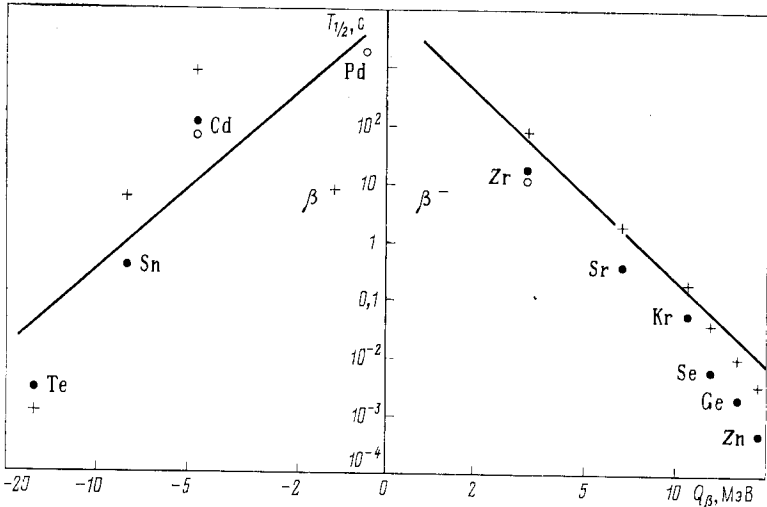


Рис. 11. Зависимость периода полураспада от разности масс ядер Q_β для четно-четных ядер с $A = 100$:

светлые кружки — экспериментальные данные; темные кружки — расчет по ТКФС; крестики — расчет по гросс-теории [58]; сплошная линия — результат феноменологического подхода [59]

погрешностью, около 50%; однако точность данного расчета в несколько раз превышает точность других прогнозов. Точность,

по-видимому, можно повысить при использовании более строгих схем самосогласования. Как пример прогноза свойств ядер, далеких от линии β -стабильности, приведем расчеты для нейтронноизбыточных (рис. 9) и нейтрондефицитных (рис. 10) ядер с массовым числом $A = 100$. На схемах представлены силовые функции β -распадов, полученные усреднением расчетных значений с шагом 0,5 МэВ, окна β -распада, энергии отрыва нейтронов S_n , а также отмечены главные коллективные состояния AP, ГТР, ω_0 и ω_- . На рис. 11 и 12 сопоставлены экспериментальные данные и предсказания различных моделей по значениям $T_{1/2}$ для ядер изобары $A = 100$ и изотопов рубидия [63]. Как видно из этих данных, обсуждаемая модель дает удовлетворительное согласие с экспериментом во всех известных случаях и нередко ее прогнозы существенно отличаются от предсказаний других моделей. В настоящее время изложенная методика расчета свойств ядер, далеких от линии β -стабильности, применяется для прогнозирования

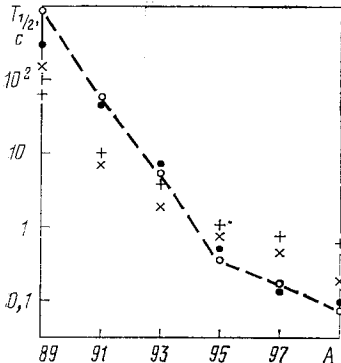


Рис. 12. Периоды полураспада изотопов рубидия с нечетными A :

светлые кружки — экспериментальные данные; темные кружки — расчет по ТКФС; прямые крестики — расчет по gross-теории [58]; косые крестики — результаты работы [61]

свойств широкого круга ядер и развивается в целях более точного описания ядерных возбуждений с энергией, превышающей энергию отрыва нуклона.

В заключение укажем перспективы описанной методики. Она позволяет:

- 1) прогнозировать схемы β -распада, β -спектры и нейтринные спектры ядер, далеких от линии β -стабильности как в области нейтронноизбыточных, так и в области нейтрондефицитных ядер с $N > Z$ и $Z \geq N$;
- 2) рассчитывать γ -спектры, сопровождающие β^- -распады ядер, и вероятность эмиссии запаздывающих нуклонов [67];
- 3) определять границы нуклонной стабильности относительно нейтронных и протонных распадов и исследовать особенности в структуре и распадах ядер вблизи этих границ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная теория коллективных изобарических 1^+ -состояний имеет ряд новых следствий по сравнению с известной теорией коллективных изобарических 0^+ -состояний типа AP. Наряду с

существованием главного резонанса — ГТР — она предсказывает дополнительные коллективные состояния $p\bar{n}$ - и $\bar{p}n$ -типов.

Исследование изобарических 1^+ -состояний представляется в настоящее время интересным со следующих точек зрения.

Во-первых, для спектроскопических исследований. Экспериментальное изучение 1^+ -состояний нечетно-нечетных ядер и их характеристик — положения и матричных элементов β -распада — и в особенности исследование высоколежащих состояний и ГТР могут позволить выяснить основные особенности этих состояний, в частности уточнить теоретические посылки ТКФС. Особое значение имеет уточнение константы локального эффективного спин-изоспинового взаимодействия в ядре, играющей существенную роль для анализа фазовых переходов в ядерном веществе.

Во-вторых, для выяснения роли вигнеровской симметрии в ядерной физике. Эта проблема может быть экспериментально изучена с помощью исследования ГТР, его ширины и поведения с ростом $N - Z$. Теоретически она связана с изучением роли спин-орбитального взаимодействия, разрушающего вигнеровскую симметрию подобно тому, как кулоновское разрушает изотопическую. Здесь остается пока малоисследованным вопрос о ширине ГТР.

В-третьих, для прогнозирования β -распадных свойств ядер, далеких от линии β -стабильности. Такие прогнозы имеют большое значение при анализе β -спектров, нейтринных спектров и спектров запаздывающих нейтронов от продуктов деления, при исследовании реакций с тяжелыми ионами, в задачах о происхождении элементов в звездах и при исследовании τ -процессов, причем круг задач такого рода непрерывно растет. Изложенная теория изобарических состояний дает, по-видимому, наиболее точные предсказания, поскольку на основе аппарата современной теории конечных ферми-систем она позволяет учитывать детали структуры и описывать возбуждение наиболее коллективных из них.

Интересно также проследить взаимосвязь теории изобарических состояний с теорией реакций перезарядки типа (p, n) , $(^3\text{He}, T)$, $(^6\text{Li}, ^9\text{Be})$. Первые результаты в этом направлении уже опубликованы (см., например, [43]).

Представляется, наконец, заманчивым использовать данные о коллективных изобарических 1^+ -состояниях при планировании нейтринных экспериментов. Эти состояния должны преимущественно возбуждаться в процессах обратного β -распада в нейтринных пучках, причем нейтрино будут возбуждать ветви заряда $+1$, а антинейтрино — ветви заряда -1 . Следует подчеркнуть еще раз, что обнаружение ГТР для тяжелых ядер позволило бы создать хорошие детекторы нейтрино с коэффициентом усиления около $3(N - Z) \approx 150$.

Авторы благодарны, В. М. Галицкому, Д. П. Гречухину, В. М. Колобашкину, В. И. Манько, А. Б. Мигдалу,

А. А. Оглоблину, Н. И. Пятову, С. А. Фаянсу за стимулирующие работу дискуссии и интерес к данной работе; В. Г. Алексанкину, Ю. И. Григорьяну и И. В. Панову за помощь в расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Камерджиев С. П.— В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды 4-го семинара АН СССР. (Москва, 1977.) М., Наука, 1979, с. 93; Bertrand F.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 427.
2. Arita K., Ejiri N., Fujita J. I.— Suppl. Progr. Theor. Phys., 1976, v. 60, p. 47.
3. Ikeda K., Fujii S., Fujita J. I.— Phys. Lett., 1963, v. 3, p. 271; Fujita J. I., Ikeda K.— Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 145.
4. Yamada M.— Bull. Sci. Engng Res. Lab. Waseda Univ., 1965, N 31/32, p. 146.
5. Halbleib J. A., Sorensen R. A.— Nucl. Phys., 1967, v. A98, p. 542.
6. Ejiri H., Ikeda K., Fujita J. I.— Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 1277.
7. Гапонов Ю. В., Люгостанский Ю. С.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 173.
8. Гапонов Ю. В., Люгостанский Ю. С.— Там же, 1973, т. 18, с. 130.
9. Гапонов Ю. В., Люгостанский Ю. С.— Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 62.
10. Gabrakov S. I., Kuliev A. A., Pyatov N. I.— Phys. Lett., 1971, v. B36, p. 275.
11. Иванова С. П., Кулиев А. А., Саламов Д. И.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 278; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 131.
12. Doering R. R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1691.
13. Galonsky A. e.a.— Phys. Rev., 1976, v. 144, p. 748.
14. Blann M. V. e.a.— Nucl. Phys., 1976, v. A257, p. 15.
15. Sterrenburg W. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. (Dresden, Dec. 1979.) Abstracts Zfk-404. Dresden, 1980, p. 87.
16. Indiana University Cyclotron Facility Scientific and Technical Report IUCF-1979. Indiana (USA), 1979, p. 27.
17. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics. Berkley (California, USA), 1980.
18. Bull. Amer. Phys. Soc., 1980, v. 25, p. 602, 662.
19. Horen D. J. e.a.— [16], p. 44; Phys. Lett., 1980, v. 95B, p. 27.
20. Vainum D. E. e.a.— IUCF Newsletter, 1980, N 26, p. 1.
21. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
22. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2209.
23. Мигдал А. Б.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 369.
24. Гапонов Ю. В., Люгостанский Ю. С.— Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 484.
25. Бирбраир Б. С., Садовникова В. А.— Там же, 1974, т. 20, с. 645.
26. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 221.
27. Fayans S. A., Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V.— Nucl. Phys., 1979, v. A326, p. 463.
28. Wigner E. P.— Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 106.
29. Fujita J. I., Ikeda K. INS Report N 66, 1964.
30. Franzini P., Radicatti L. A.— Phys. Lett., 1963, v. 6, p. 322.
31. Гапонов Ю. В., Григорьян Ю. И., Люгостанский Ю. С.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 65.
32. Lane A.— Nucl. Phys., 1962, v. 35, p. 676.
33. Hardy J. C.— In: Proc. Intern. Conf. on Heavy Ion Physics. Dubna, 1971, p. 319; Hardy J. C. e.a.— Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 700.

34. Gaarde C. e.a.— Nucl. Phys., 1970, v. A143, p. 497.
35. Gaarde C. e.a.— Ibid., 1972, v. A184, p. 241.
36. Chuev V. I. e.a.— Phys. Lett., 1970, v. 31B, p. 624.
37. Chuev V. I. e.a.— J. phys., 1971, v. 32, p. S6—167.
38. Gaarde C., Kammuri T.— Nucl. Phys., 1973, v. A215, p. 314; Wharton W. R., Debevec P. T.— Phys. Lett., 1974, v. 51B, p. 447; Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 1963.
39. Rapaport J. e.a.— [16], p. 27; Young L. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 972.
40. Anderson B. D. e.a.— [16], p. 29.
41. Ahmad M. e.a.— [16], p. 33; Anderson, B. e.a.— [18], p. 602; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 699.
42. Bainum D. E. e.a.— [16], p. 35; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1751.
43. Bainum D. E. e.a.— [16], p. 37; Goodman C. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1755.
44. Sterrenburg W. e.a.— [15], p. 88; [16], p. 40; Galonsky A. e.a.— [17], p. 176; [18], p. 602.
45. Horen D. J. e.a.— [17], p. 271.
46. Sugarbaker E. e.a.— [17], p. 272.
47. Fujiwara M. e.a.— [17], p. 170; Galonsky A. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 74B, p. 176.
48. Tabor S. L. e.a.— [17], p. 256.
49. Galonsky A. e.a.— [18], p. 662.
50. Виноградов А. А. и др.— В кн.: Материалы XXXI совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Самарканд, 1981.) Л., Наука, 1981, с. 403; Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 33, с. 233.
51. Karnaukhov V. A.— Nucl. Phys., 1973, v. A206, p. 583.
52. Карнаухов В. А.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 1018.
53. Domogatzkii G. V., Nadyozhin D. K.— Monthly Notes Roy. Astron. Soc., 1977, v. 178, p. 33.
54. Домогацкий Г. В., Надежин Д. К.— Астрон. журн., 1978, т. 55, с. 65.
55. Алексанкин В. Г. и др.— В кн.: Материалы XXIX совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Рига, 1979.) Л., Наука, 1979, с. 229.
56. Quentin Ph.— In: Proc. 3rd Intern. Conf. on Nuclei far from Stability. CERN 76-13, 1976, p. 124.
57. Kondon T., Yamada M.— Suppl. Progr. Theor. Phys., 1976, v. 60, p. 136.
58. Takahashi K., Yamada M.— Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1973, v. 12, p. 101.
59. Tasaka K. Report JAERI-M 5997. Japan, 1975.
60. Blachot J.— Fission Product Nuclear Data (FPND). V. 2. Vienna, IAEA-213, 1978, p. 487.
61. Petrov V. F., Naumov Yu. W., Klapdor H. K.— Z. Phys., 1979, Bd A292, S. 73.
62. Janecke J., Eynon B. P.— Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1976, v. 17, p. 467.
63. Алексанкин В. Г., Лютостанский Ю. С., Панов И. В.— В кн.: Материалы XXX совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Ленинград, 1980.) Л., Наука, 1980, с. 264; Ядерная физика, 1981, т. 34 (в печати).
64. Sugarbaker E. e.a.— [17], p. 207.
65. Sterrenburg W. A. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 91B, p. 337.
66. Horen D. J. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 99B, p. 383.
67. Алексанкин В. Г., Лютостанский Ю. С., Спироткин В. К.— В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й конф. по нейтронной физике. Т. 3. М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с. 124.