

B - 253

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 7594

ВДОВИН Андрей Иванович

ОПИСАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

Специальность - 01.04.16. - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор

В.Г.СОЛОВЬЕВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
кандидат физико-математических наук

В.С.СТАВИНСКИЙ
Р.В.ДЖОЛОС

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
- Институт ядерных исследований АН СССР

Автореферат разослан " " _____ 1973 года

Защита диссертации состоится " " _____ 1973 года
в Лаборатории теоретической физики Объединенного инсти-
тута ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

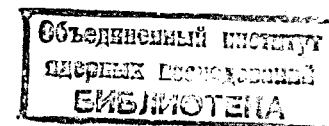
ВДОВИН Андрей Иванович

ОПИСАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

Специальность - 01.04.16. - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Сверхтекучая модель атомного ядра в настоящее время является одной из наиболее употребляемых полумикроскопических моделей. Она возникла в результате синтеза мощных математических методов, разработанных в теории систем многих частиц Н.Н.Боголюбовым^{/1/} и Дж.Бардином, Л.Купером, Дж.Шриффером^{/2/}, и новых физических идей, касающихся эффективного остаточного взаимодействия нуклонов в ядре. На существенную роль сверхтекучих эффектов в формировании структуры ядерной материи указал Н.Н.Боголюбов^{/3/}, применительно к конечным ядрам этот вопрос обсуждали О.Бор, Б.Моттельсон, Д.Пайнс^{/4/}. Интенсивной разработке модели положили начало работы Соловьева В.Г.^{/5/} и Беляева С.Т.^{/6/}.

Используя формализм сверхтекучей модели атомного ядра, удалось объяснить огромное число экспериментальных фактов. К ним, в частности, относятся: щель в энергетическом спектре четно-четных атомных ядер, моменты инерции деформированных ядер, природа вибрационных состояний в четно-четных ядрах^{/7/}. Исторически сложилось так, что модель была создана и применялась исключительно для описания низколежащей части спектра ядерных возбуждений. Высоколежащая часть ядерного спектра описывалась, как правило, в рамках статистической модели атомного ядра^{/8/}. Последняя достигла особенно значительных успехов в объяснении ядерных свойств при больших энергиях возбуждения после того, как удалось учесть влияние парного взаимодействия сверхтекучего типа^{/9/}. В последнее время появились работы^{/10/}, в которых аппарат сверхтекучей модели применялся для описания состояний промежуточных и больших энергий возбуждения. На этом пути уже получен ряд интересных результатов: проведена оценка величины магнитных моментов высоковозбужденных состояний, объяснено (без обращения к оптической модели) поведение δ -сило-

вой функции нейтрона в зависимости от массового числа A , произведены расчеты плотности высоковозбужденных состояний многих ядер и другие.

Настоящая диссертация посвящена описанию структуры сферических ядер в рамках сверхтекучей модели. Исследовано влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру некоторых состояний четно-четных сферических ядер (глава II). Сформулирована модель и получены основные ее уравнения для описания состояний промежуточной энергии возбуждения и высоковозбужденных состояний нечетных сферических ядер (глава III). В главе IV на основе анализа уравнений главы III предложен способ вычисления плотности возбужденных состояний, проведены расчеты плотности состояний в 90 сферических ядрах, изучена зависимость ее от энергии возбуждения, спина и четности состояний, а также некоторые другие вопросы.

В первой главе диссертации кратко изложены физические и математические приближения, составляющие основу сверхтекучей модели (§ I) /7/, и исследовано поведение констант остаточных взаимодействий в сферических ядрах (§ 2) /II, I2/. Как известно, в рамках сверхтекучей модели гамильтониан сферического ядра записывается в виде:

$$H = H_{sp.} + H_{pair} + H_{coll}$$

Здесь $H_{sp.}$ — самосогласованный ядерный потенциал (мы использовали потенциал Вудса-Саксона); H_{pair} — короткодействующая часть остаточных ядерных сил, приводящая к парным корреляциям сверхпроводящего типа; H_{coll} — далекодействующая часть остаточных ядерных сил (мы выбирали ее в виде суммы квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействий). Константы потенциала выбирались нами в соответствии с работами /I3/, величина констант остаточных взаимодействий исследовалась в § 2. При этом получено, что константы парного сверхтекучего взаимодействия G_0 и G_2 (для нейтронов и протонов соответственно) в среднем хорошо следуют закону $1/A$.

Рассчитанные с этими константами величины корреляционной функции и химического потенциала хорошо согласуются с результатами предыдущих работ и практически не зависят от выбранного обрезания одночастичного спектра. В то же время для констант квадруполь-квадрупольного (α_2) и октуполь-октупольного (α_3) взаимодействий в сферических ядрах плохо выполняется обычно используемая зависимость $\alpha_\lambda \sim A^{-\frac{2\lambda+3}{3}}$. Наибольшие отклонения от этой зависимости наблюдаются для полумагических ядер и близких к ним. Помимо этого энергии первых 2^+ и 3^- уровней очень чувствительны к изменениям констант, т.к. сильно опущены относительно энергии нижайшего двухквазичастичного состояния с тем же моментом и четностью. Это указывает на необходимость улучшения квазибозонного приближения. Однако величины $B(E2, 0^+_{gs} \rightarrow 2^+)$ и $B(E3, 0^+_{gs} \rightarrow 3^-)$, рассчитанные с подобранными по эксперименту α_2 и α_3 , хорошо согласуются с экспериментальными данными, правильно передавая не только их абсолютную величину, но и характер их изменения в зависимости от A .

Глава II посвящена исследованию взаимодействия вибрационных и двухквазичастичных возбуждений в четно-четных сферических ядрах /I4, I6/. В § I дано максимально краткое изложение метода бозонного представления пар фермионных операторов /I7/. В § 2, используя этот метод, а также вариационный принцип, мы получили уравнения для энергий и коэффициентов в волновых функциях некоторых состояний сферических четно-четных ядер /I4/. При этом в гамильтониане учитывались ангармонические члены не выше третьего порядка по числу фононов. Волновая функция состояний с $J \neq 0^+, 2^+, 3^-$ разыскивалась в виде:

$$\psi(JM) = \left\{ \sum_{\mu_1 \mu_2} R_{\mu_1 \mu_2} A_{(j_1 j_2 JM)}^+ + \sum_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2} P_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{j_1 j_2} \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle A_{(s_1 s_2 L \mu)}^+ Q_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^+ \right\} 10^{\frac{1}{2} \sum_{\lambda} \nu_{\lambda}} \quad (I)$$

В формуле (I)

$$A^{\dagger}(s_1 s_2 L_1 \mu_1) = \sum_{m_1 m_2} \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | L_1 \mu_1 \rangle a_{s_1 m_1}^{\dagger} a_{s_2 m_2}^{\dagger}$$

$$Q_{\lambda \mu c}^{\dagger} = \frac{1}{2} \sum_{s_1 s_2} \psi_{s_1 s_2}^{\lambda c} A^{\dagger}(s_1 s_2 \lambda \mu) - (-1)^{\lambda + \mu} \psi_{s_1 s_2}^{\lambda c} A(s_1 s_2 \lambda -\mu)$$

В свою очередь:

$a_{s_1 m_1}^{\dagger}, a_{s_2 m_2}^{\dagger}$ - операторы рождения и уничтожения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами $s m$.

$Q_{\lambda \mu c}^{\dagger}, Q_{\lambda \mu c}$ - операторы рождения и уничтожения фона с моментом и проекцией $\lambda \mu$, c - номер корня в секулярном уравнении для энергии фона ($\lambda = 2, 3$).

$\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | J M \rangle$ - коэффициент Клебша-Гордона.

Секулярное уравнение для энергии (ϱ_{sv}) состояния (I) получено следующее:

$$\det \left\{ (\epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2}) \delta_{j_1 j_1'} \delta_{j_2 j_2'} - K \left(\begin{matrix} j_1 & j_2 \\ j_1' & j_2' \end{matrix} \right) \right\} = 0 \quad (2)$$

$$K \left(\begin{matrix} j_1 & j_2 \\ j_1' & j_2' \end{matrix} \right) = \frac{1}{2(1 + \delta_{j_1 j_1'} \delta_{j_2 j_2'})} \left\{ \sum_{s_1 s_2} \frac{U_{s_1 s_2}^{\lambda c_1} (j_1 j_2 J) U_{s_1 s_2}^{\lambda c_2} (j_1' j_2' J)}{\epsilon_{s_1} + \epsilon_{s_2} + \omega_{\lambda c_1 c_2} - \varrho_{sv}} + \sum_{\lambda_1 c_1 \lambda_2 c_2} \frac{U_{\lambda_1 c_1}^{\lambda c_1} (j_1 j_2 J) U_{\lambda_2 c_2}^{\lambda c_2} (j_1' j_2' J)}{\omega_{\lambda_1 c_1} + \omega_{\lambda_2 c_2} - \varrho_{sv}} \right\} \quad (3)$$

$U_{s_1 s_2}^{\lambda c}$ и $U_{\lambda_1 c_1}^{\lambda c_2}$ представляют собой некоторые суммы произведений ρ, ψ и матричных элементов мультипольного оператора.

ϵ_j - энергия одноквазичастичного состояния $j m$, $\omega_{\lambda c}$ - энергия фона с квантовыми числами $\lambda \mu c$. Недиagonalные элементы

K в (2) мало влияют на величину ϱ_{sv} , но обеспечивают правильное распределение коэффициентов R, P, S по волновым функциям состояний, являющихся решениями (2). В некоторых ядрах этими недиаго-

нальными элементами можно пренебречь - тогда решение (2) сильно упрощается. В таком приближении были рассчитаны энергии и волновые функции 4^+ и 5^- состояний в изотопах Sn , а также $4^+, 5^-$ и 6^+ состояний в изотонах $N = 82/15, 16/$. Обсуждению результатов этих расчетов посвящен § 3. Оказалось, что в Sn структура волновых функций 4^+ уровней сложная. Присутствует заметный вклад как двухквазичастичных, так и двухфононных компонент. Состояния 5^- в изотопах Sn в основном двухквазичастичные. Согласие экспериментальных и теоретических значений энергий 4^+ и 5^- уровней хорошее. В изотонах с числом нейтронов $N = 82$ примеси коллективных компонент в структуре изучавшихся состояний меньше, чем в Sn . В качестве примера мы приводим в таблице I часть результатов, относящихся к 4^+ уровням в этих ядрах. Только в ^{134}Te , ^{136}Xe и ^{146}Gd в волновой функции 4^+ состояния примесь двухфононной компоненты достигает 20-30%. В других же ядрах она значительно меньше. В результате в ядрах $^{134}Ba, ^{136}Ce, ^{146}Nd$ происходит сильное уменьшение вероятности E2-перехода $4^+ \rightarrow 2^+$. Несмотря на это, наши значения $B(E2)$ оказываются выше экспериментальных. Структура состояний 5^- и 6^+ содержит незначительную примесь двухфононной и более сложных компонент, - для них $R^2 \approx 0.9$.

В третьей главе сформулирована модель для описания состояний с промежуточной энергией возбуждения и состояний высоковозбужденных в нечетных сферических ядрах/18/. Получены основные уравнения модели. Т.к. волновая функция состояния с большой энергией возбуждения содержит значительное число многоквазичастичных компонент, мы должны учесть этот факт при построении модельной волновой функции. Предлагается записывать многоквазичастичную компоненту волновой функции как многофононную, исходя из замены

Таблица I.

Состояния с $J^\pi = 4^+$ в изотопах $N = 82$

Ядро	Энерг. эксл.	$J(4^+)$ кэВ	Структура волновой функции	$\beta(E2; 4^+)$ эксп.	с.р.ч. теор.
^{94}Te	1576	1575	61.2% [$1\pi_{1/2}^+$] + 28.5% $Q_1^+ Q_1^+$		11
		1750	85% [$1\pi_{1/2}^+$ 2d _{5/2}] + 4.3% $Q_1^+ Q_1^+$ + 3.1% [$2d_{5/2}$ 1p _{3/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$		1.9
		2100	72% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 11.3% $Q_1^+ Q_1^+$ + 5.7% [$1h_{11/2}$ 2d _{5/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$		4.0
^{136}Xe	1695	1805	74% [$1g_{7/2}^+$] + 23.7% $Q_1^+ Q_1^+$		11.1
		1970	85% [$1g_{7/2}^+$ 2d _{5/2}] + 9.8% $Q_1^+ Q_1^+$		4.7
		2216	56.3% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 37% $Q_1^+ Q_1^+$ + 3.2% [$3s_{1/2}$ 2d _{5/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$	0.29	17.0
^{138}Ba	1899	1974	92.7% [$2d_{5/2}$ 1p _{3/2}] + 2.2% $Q_1^+ Q_1^+$		1.26
		2064	78.3% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 8.4% $Q_1^+ Q_1^+$ + 4.8% [$2d_{5/2}$ 1h _{11/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$		4.67
		2415	94.3% [$1g_{7/2}^+$ 1p _{3/2}] + 2.8% $Q_1^+ Q_1^+$		1.46
^{140}Ce	2084	2166	88.4% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 14% $Q_1^+ Q_1^+$ + 3.4% [$2d_{5/2}$ 1h _{11/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$	0.14	1.12
		2481	96% [$2d_{5/2}$ 1p _{3/2}] + 0.2% $Q_1^+ Q_1^+$		0.15
		2516	98% [$1g_{7/2}^+$ 1p _{3/2}] + 0.7% $Q_1^+ Q_1^+$		0.43
^{142}Nd	2101?	2231	88.4% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 0.1% $Q_1^+ Q_1^+$ + 3.5% [$1h_{11/2}$ 2d _{5/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$		0.08
		2337	96% [$2d_{5/2}$ 1p _{3/2}] + 0.03% $Q_1^+ Q_1^+$		0.02
		2550	94% [$1g_{7/2}^+$ 1p _{3/2}] + 4.8% $Q_1^+ Q_1^+$		3.02
^{144}Sm	2190	2338	88% [$2d_{5/2}$ 2d _{5/2}] + 1.7% $Q_1^+ Q_1^+$ + 2.4% [$2d_{5/2}$ 1h _{11/2}] + $Q_1^+ Q_1^+$		
		2550	92% [$2d_{5/2}$ 1p _{3/2}] + 0.9% $Q_1^+ Q_1^+$		
		2816	81% [$1g_{7/2}^+$ 1p _{3/2}] + 17.6% $Q_1^+ Q_1^+$		

двухквaziчастичного состояния с моментом λ на фoнон с моментом λ . Для этого в гамильтониан сверхтекучей модели формально вводятся новые силы - мультиполь-мультипольные (с мультипольностью больше 3) и спин-мультиполь-спин-мультипольные. Обсуждение этого вопроса и посвящен § I. В § 2 для волновой функции высоковозбужденного состояния нечетного сферического ядра, взятой в виде:

$$\Psi(JM) = \sum_{\nu} \left\{ \alpha_{JM}^{\nu} + \sum_j D_j^{\lambda_i} (J\nu) \langle \lambda_i \mu_i j m | JM \rangle \alpha_{jm}^{\nu} Q_{\lambda_i \mu_i}^{\nu} + \right. \\ \left. + \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{\lambda_1 \lambda_2} (J\nu) \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | I, M \rangle \langle I_1 M_1 j_1 m | JM \rangle \alpha_{j_1 m}^{\nu} Q_{\lambda_1 \mu_1}^{\nu} Q_{\lambda_2 \mu_2}^{\nu} + \right. \\ \left. + \sum_{j_1 j_2 j_3} R_{j_1 j_2 j_3}^{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} (J\nu) \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 \lambda_3 \mu_3 | I, M \rangle \langle I_1 M_1 \lambda_1 \mu_1 | I_1 M_1 \rangle \langle I_2 M_2 j_2 m | JM \rangle \alpha_{j_1 m}^{\nu} Q_{\lambda_1 \mu_1}^{\nu} Q_{\lambda_2 \mu_2}^{\nu} \right. \\ \left. \times Q_{\lambda_3 \mu_3}^{\nu} \right\} \psi_0$$

с помощью вариационного принципа получена система нелинейных уравнений, связывающих коэффициенты $F_{j_1 j_2}^{\lambda_1 \lambda_2} (J\nu)$ и энергию состояния $\mathcal{E}_{J\nu}$. При получении уравнений мы пренебрегали ангармоническими эффектами в описании фононов. Изучен также более простой случай, когда в волновой функции (4) оставляют компоненты с числом фононов не более двух. Проведен анализ некоторых способов решения полученных уравнений.

Четвертая глава диссертации посвящена расчету плотности возбужденных состояний сферических атомных ядер /19-21/. В § I на основе анализа уравнений главы III предложен метод вычисления плотности возбужденных состояний сферических атомных ядер. Вычислять плотность уровней при энергии возбуждения \mathcal{E} в нечетных ядрах можно путем пересчета в интервале энергии $(\mathcal{E}, \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E})$ числа состояний типа \mathcal{E}_j , $\mathcal{E}_j + \omega_{\lambda_1}$, $\mathcal{E}_j + \omega_{\lambda_1} + \omega_{\lambda_2}$ и т.д. с заданными моментом и четностью. В четно-четных ядрах пересчитываются сос-

тояния типа ω_{λ_1} , $\omega_{\lambda_1} + \omega_{\lambda_2}$ и т.д. Предлагаемый метод позволяет прямо связать характеристики среднего поля и остаточных взаимодействий с плотностью возбужденных состояний, а следовательно, и учесть роль коллективных эффектов.

В § 2 проанализировано влияние вариаций параметров сверхтекучей модели ядра на теоретическую величину плотности состояний при энергии связи нейтрона, а также роль коллективных состояний в описании плотности и некоторые другие вопросы. Метод позволяет описывать плотность уровней с точностью до множителя 1,5+2, за счет неточного знания параметров потенциала Вудса-Саксона и констант G_1, G_2 . Роль коллективных эффектов значительна, особенно в ядрах с $A < 100$. При выключении квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного остаточных взаимодействий плотность состояний при энергии связи нейтрона B_n уменьшается в 2+10 раз в разных ядрах.

§ 3 целиком посвящен сравнению теоретических результатов и экспериментальных данных о плотности ядерных уровней при энергии связи нейтрона. Проведены расчеты для 90 сферических ядер. Общее согласие теории и эксперимента удовлетворительное. Для ядер с $A < 100$ теоретические результаты лучше, чем для ядер более тяжелых. Теория правильно передает возрастание плотности уровней при $\mathcal{E} = B_n$ в четно-четных ядрах по сравнению с соседними нечетными. Для более ясного выявления зависимости среднего расстояния между уровнями (D) от массового числа проведен расчет D для состояний с $J = \frac{1}{2}^+$ при $\mathcal{E} = 6,5$ Мэв по нашему методу для некоторых сферических и деформированных ядер из области $140 < A < 210$. Эти результаты сравниваются с результатами пересчета по формулам статистической модели к $\mathcal{E} = 6,5$ Мэв экспериментальных данных при

энергии связи нейтрона. Сравнение показывает хорошее качественное согласие. Однако количественное совпадение результатов наблюдается только в ядрах деформированных.

В § 4 изучается зависимость плотности состояний от энергии возбуждения \mathcal{E} и флуктуации плотности. На рис. 1 мы привели в логарифмическом масштабе гистограмму числа состояний $1/2^+$ на интервале 100 кэв при энергиях возбуждения от 3 до 7 Мэв в ядре ^{143}Nd . Легко видеть, что флуктуации плотности сохраняют заметную величину и при энергии связи нейтрона. Аналогичное явление наблюдается в ядрах с $A=50+70$, где плотность состояний также мала. В ядрах с сильно коллективизированными 2^+ и 3^- состояниями при тех же энергиях возбуждения плотность уровней больше, а флуктуации ее меньше. Это подтверждается, в частности, рис. 2, где гистограмма числа уровней $1/2^+$ на интервале 100 кэв построена для ядра ^{123}Te . На этом же рисунке изображена прямая, которая показывает рост плотности, следующий из статистической модели. Параметры прямой подбирались по экспериментальной плотности состояний $1/2^+$ при B_n в ядре ^{123}Te . Зависимости плотности уровней от \mathcal{E} , предсказываемые статистической моделью и нашими расчетами, в целом согласуются друг с другом.

В § 5 исследуется зависимость плотности уровней от их спина и четности. Проведенные здесь расчеты указывают на сильную зависимость плотности состояний от их четности (рис. 3 и 4). Например, в ядре ^{57}Fe $\rho(\pi^+)/\rho(\pi^-) = 4/5$. По-видимому, преобладание в спектре высоких возбуждений нечетного сферического ядра состояний с определенной четностью связано с четностью одночастичных уровней (в данном случае нейтронных) вблизи поверхности Ферми, т.к. в ^{123}Te $\rho(\pi^+) > \rho(\pi^-)$. В четно-четных ядрах $\rho(\pi^+) > \rho(\pi^-)$, что следует из результатов расчетов в ^{54}Fe и ^{124}Te . Кроме того, из срав-

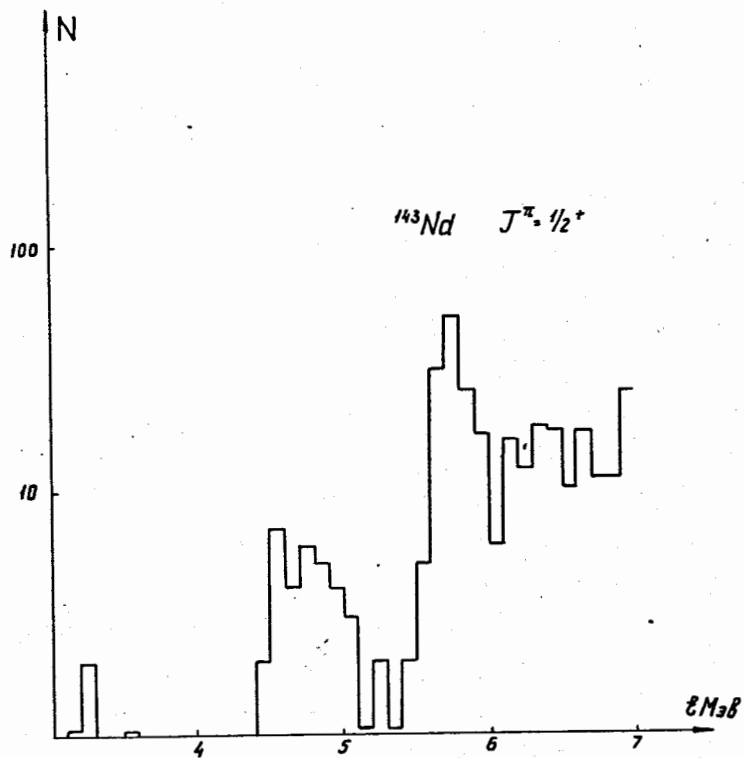


Рис. 1.

Гистограмма числа состояний N с $J^{\pi} = 1/2^{+}$ на интервале 100 кэВ для ^{143}Nd в зависимости от энергии возбуждения ϵ .

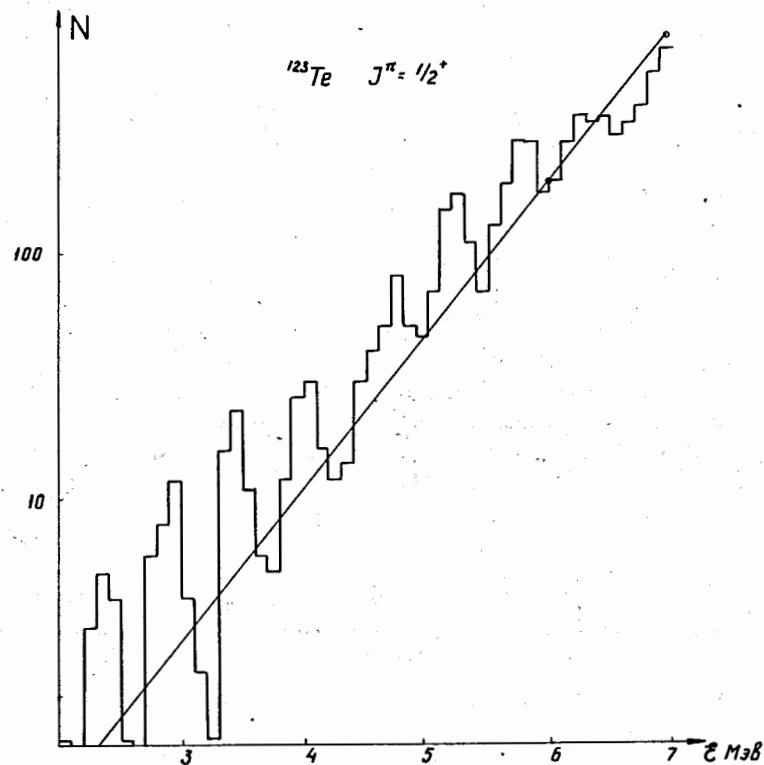


Рис. 2.

Гистограмма числа состояний N с $J^{\pi} = 1/2^{+}$ на интервале 100 кэВ для ^{123}Te в зависимости от энергии возбуждения ϵ . Прямая — расчет по статистической модели.

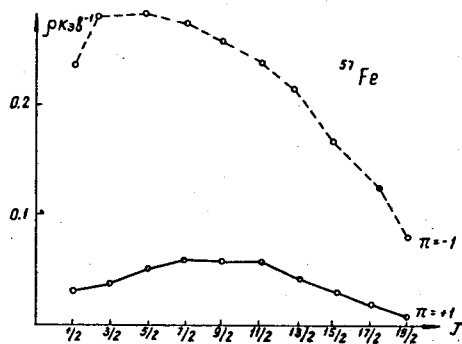


Рис. 3.

Зависимость плотности состояний ρ при $\mathcal{E} = B_n$ от спина J в ядре ^{57}Fe . Сплошная линия - состояния положительной четности, штриховая линия - состояния отрицательной четности.

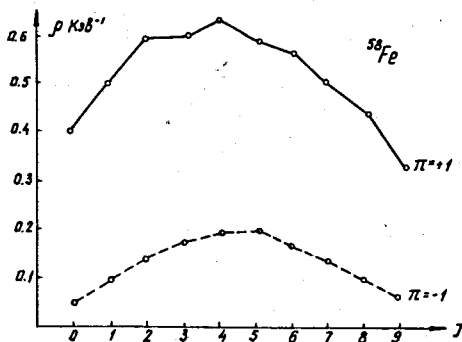


Рис. 4.

Зависимость плотности состояний ρ при $\mathcal{E} = B_n$ от спина J в ядре ^{58}Fe . Сплошная линия - состояния положительной четности, штриховая линия - состояния отрицательной четности.

нения кривых $\rho(J^\pi)$ в разных ядрах следует, что с ростом массового числа A разница в плотностях состояний с разной четностью уменьшается. Вторым важным результатом, полученным в настоящем параграфе, является существование максимума у кривой $\rho(J^\pi)$. В нечетных ядрах максимум достигается при $J = 5/2 + 9/2$, в четно-четных при $J = 3 + 5$. По сравнению с кривой $\rho(J^\pi)$, получающейся в рамках статистической модели, наши результаты показывают менее ярко выраженный максимум у этой функции и больший вклад состояний с $J \geq 13/2$.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах /II, I2, I4, I5, I9-2I/ и докладывались на XXIII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, XIII совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра, а также на UI летней школе по ядерной физике в Миколайках (Польша, 1973 г.).

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 73 (1958).
Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. "Новый метод в теории сверхпроводимости". М., Изд-во АН СССР, 1958.
Н.Н.Боголюбов. Избранные труды в 3-х томах, т.2
Изд-во "Наукова Думка", Киев, 1970.
2. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys.Rev. 108, 1175 (1957).
3. Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР 119, 52 (1958).
4. A.Bohr, B.Mottelson, D.Pines. Phys.Rev. 110, 936 (1958).
5. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
6. S.T.Belyaev, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 31, No 11 (1959).
7. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
8. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ 3, 832 (1972).
J.R.Huizenga and L.G.Moretto. Ann.Rev.Nucl.Science 427 (1972).
А.В.Мальшев. Плотность уровней и структура атомных ядер.
М., Атомиздат, 1969.
9. M.Sano, S.Yamazaki. Prog.Theor.Phys. 29, 397 (1963).
D.W.Lang. Nucl.Phys. 42, 353 (1963).
Ю.Г.Гринь, В.М.Струтинский. ЯФ 1, 420 (1965).
А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин. ЯФ 8, 1135 (1968).
10. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 616 (1971).
В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ 3, 770 (1972).
11. А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
12. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, Н.Ю.Ширикова. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1543 (1973).
13. В.А.Чепурнов, ЯФ 6, 955 (1967).
K.Takeuchi, P.A.Moldauer. Phys.Lett.28B, 384 (1969).
14. А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стоянов. ОИЯИ, Р4-7374, Дубна, 1973.
15. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1750(1973).
16. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. XIII совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра, Дб-7094, Дубна, 1973 г.

17. S.T.Belyaev, V.G.Zelevinsky. Nucl.Phys. 39, 582 (1962).
Р.В.Джолос, В.Рыбарска. ЭЧАЯ 3, 739 (1972).
18. A.I.Vdovin, V.G.Soloviev. JINR, E4-7054, Dubna, 1973.
19. L.A.Malov, V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin, V.V.Voronov, Proc. of Conf. of Nucl.Phys. v1, 245, München, 1973.
20. L.A.Malov, V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin, V.V.Voronov. JINR, E4-7294, Dubna, 1973.
21. В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов, А.И.Вдовин. ОИЯИ, Р4-7499, Дубна; 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
II декабря 1973 года.