

Δ-121

4 - 10601

ДАМБАСУРЕН

Дашнямын

ИССЛЕДОВАНИЕ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР
В РАМКАХ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединённого института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
профессор

В.Г. СОЛОВЬЁВ

кандидат физико-математических наук

А.И. ВДОВИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

С.И. ДРОЗДОВ

кандидат физико-математических наук

С.П. ИВАНОВА

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
- Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

Автореферат разослан "26" мая 1977 года
Защита диссертации состоится "29" июня 1977 года
на заседании Специализированного ученого совета К-56
Лаборатории теоретической физики Объединённого института
ядерных исследований (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Учёный секретарь Совета

В.И. ЖУРАВЛЁВ

В настоящее время в теории ядерной структуры широко используются полумикроскопические модели, в которых ядро представляется в виде системы нуклонов, движущихся в некотором среднем потенциале и взаимодействующих посредством эффективных остаточных сил. Параметры потенциала, описывающего среднее поле, и параметры, характеризующие остаточные взаимодействия, в полумикроскопических моделях определяются из оптимального согласия предсказаний модели с теми или иными экспериментальными данными.

К числу наиболее известных полумикроскопических моделей принадлежит сверхтекучая модель атомного ядра. Основы модели были заложены в работах В.Г. Соловьёва^{1/} и С.Т. Беляева^{2/}, где впервые была решена задача о парных корреляциях сверхпроводящего типа в атомных ядрах. Решающую роль в возникновении полумикроскопического подхода сыграло применение в теории ядра математических методов, созданных в квантовой статистике Н.Н. Боголюбовым^{3/}, а также физических идей, высказанных впервые при решении проблемы сверхпроводимости Дж. Бардином, Л. Купером, Дж. Шриффером^{4/}. Уже тогда Н.Н. Боголюбовым было обращено внимание на важность парных корреляций для понимания структуры ядерной материи^{5/}, а О. Бор, Б. Моттelson и Д. Пайнс обсуждали этот вопрос применительно к конечным ядрам^{6/}.

За прошедшее время сверхтекучая модель атомного ядра интенсивно развивалась, расширялась область её применения. Если первоначально модель использовалась исключительно для описания низколежащих ядерных возбуждений, где были объяснены такие факты, как щель в энергетическом спектре чётно-чётных атомных ядер, моменты инерции деформированных ядер, природа и свойства vibra-

ционных ядерных возбуждений^{/7/}, то в последние годы она всё чаще применяется для описания высоколежащих состояний. В рамках этой модели изучались такие вопросы, как плотность ядерных уровней при энергии связи нейтрона^{/8/}, нейтронные силовые функции^{/9/}, гигантские мультипольные резонансы^{/10/}. При этом был получен целый ряд новых и интересных результатов.

Настоящая диссертация посвящена исследованию в рамках сверхтекучей модели сферических атомных ядер. В первых двух главах исследуется влияние новых компонент остаточных сил — мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица — на свойства низколежащих возбуждений чётно-чётных сферических ядер. При этом первая глава посвящена изучению 2^+ и 3^- состояний этих ядер в гармоническом приближении и анализу результатов, получаемых при разном выборе констант новых сил. Во второй главе исследуется влияние новых сил на взаимодействие квазичастиц с фононами, или, другими словами, на ангармоничность ядерных колебаний. Здесь же изучается влияние взаимодействия различных мод ядерных возбуждений на 0^+ -состояния. В третьей главе исследуются высоковозбуждённые состояния нечётных сферических ядер и рассчитаны силовые функции S - и ρ -нейтронов для нечётных изотопов S_n и Te .

Первая глава диссертации начинается с краткого изложения математических и физических приближений, используемых в сверхтекучей модели. В § I рассмотрено описание низколежащих возбуждённых состояний чётно-чётных сферических ядер в гармоническом приближении. Введены основные обозначения и получены уравнения, лежащие в основе всей модели. При этом гамильто-

ниан сферического ядра в сверхтекучей модели записывается в виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll}. \quad (1)$$

Здесь H_{av} — среднее поле, H_{pair} — взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, H_{coll} — мультиполь-мультипольное взаимодействие в канале частица-дырка. В § 2 рассматриваются возбуждённые 0^+ -состояния сферических ядер, так называемые парные вибрации. Материалы, изложенные в §§ I и 2, лежат в основе дальнейших исследований, проведённых в диссертации.

Далее в § 3 изучена роль новых компонент остаточных сил — мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица в формировании 2_1^+ и 3_1^- возбуждений сферических ядер. Была использована факторизованная мультиполь-мультипольная форма новых компонент остаточных сил, т.е. новая часть гамильтониана имеет вид:

$$H' = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \left\{ G_\lambda(n) \cdot P_{\lambda\mu}^+(n) \cdot P_{\lambda\mu}(n) + G_\lambda(p) \cdot P_{\lambda\mu}^+(p) \cdot P_{\lambda\mu}(p) + G_\lambda(np) \cdot [P_{\lambda\mu}^+(n) \cdot P_{\lambda\mu}(p) + P_{\lambda\mu}^+(p) \cdot P_{\lambda\mu}(n)] \right\}, \quad (2)$$

где $P_{\lambda\mu}^+(\tau) = \sum_{j j'} \langle j\mu | z^\lambda Y_{\lambda\mu} i^\lambda | j'\mu' \rangle a_{j\mu}^+ a_{j'\mu'}$, $\tau = n, p$.

$G_\lambda(n)$, $G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)$ — константы взаимодействия (соответственно, $n-n$, $p-p$ и $n-p$). $a_{j\mu}^+$ и $a_{j\mu}$ — операторы рож-

дения и уничтожения нуклона с моментом j и проекцией m . Низколежащее возбуждённое состояние определяется как однофононное состояние, т.е. $Q_{\lambda\mu}^+ \psi_0$, где $Q_{\lambda\mu}^+$ — оператор рождения фонона, ψ_0 — основное состояние чётно-чётного сферического ядра (фононный вакуум).

В приближении хаотических фаз получены уравнения для энергии низколежащих возбуждённых состояний и выражения для двухквазичастичных амплитуд, входящих в волновую функцию. При этом полагалось, что константы мультиполь-мультипольных сил в канале частица-дырка подчиняются условию $\alpha_{\lambda}^{nn} = \alpha_{\lambda}^{pp} = \alpha_{\lambda}^{np}$, для констант $G_{\lambda}(\tau)$ специальных предположений не делалось. В общем случае уравнение, определяющее энергию возбуждённых состояний, содержит четыре константы, т.е.

α_{λ} , $G_{\lambda}(n)$, $G_{\lambda}(p)$, $G_{\lambda}(np)$. Вклад того или другого канала в характеристики возбуждённых состояний определяется относительной величиной констант. В частных случаях, когда те или иные константы равны нулю или равны между собой, выведены соответствующие уравнения и другие выражения, определяющие характеристики возбуждённых состояний /II, I2/.

Проведены численные расчёты энергий 2_1^+ и 3_1^- состояний и $B(E2)$, $B(E3)$ величин в чётно-чётных изотопах $^{124-130}\text{Te}$ и $^{110-116}\text{Cd}$. Исследована зависимость результатов от выбора констант G_{λ} . Рассмотрены следующие случаи:

I. $G_{\lambda}(n) = G_{\lambda}(p) = G_{\lambda}(np)$ /II/

II. $G_{\lambda}(n) \neq G_{\lambda}(p)$, $G_{\lambda}(np) = 0$ /I2/

Они выбираются по константам обычного спаривательного взаимодействия из принципа градиентной инвариантности гамильтониана.

В случае I отправной точкой при определении констант G_{λ} и α_{λ} является правильное описание экспериментальной энергии 2_1^+ (или 3_1^-) уровня. В первую очередь исследован вид функции $\omega_{2_1^+}(\alpha_2, G_2) = E(2_1^+)_{\text{эксп}}$. Для Te и Cd вид этих функций практически одинаков и они отличаются лишь по абсолютной величине. На рис. I изображены кривые $\omega_{2_1^+}(\alpha_2, G_2) = E(2_1^+)_{\text{эксп}}$ для изотопов Te .

Выбрав одни и те же α_2 и G_2 из области перегиба кривой $\omega_{2_1^+}(\alpha_2, G_2) = E(2_1^+)_{\text{эксп}}$ (см. рис. I), для разных изотопов одного элемента можно описать с удовлетворительной точностью энергии 2_1^+ и 3_1^- уровней в изучаемых ядрах. В то же время расчёт с постоянной α_2 показывает очень сильное отклонение $\omega_{2_1^+}$ от эксперимента по мере удаления от изотопа, по которому константа была выбрана.

При изменении констант вдоль кривых $\omega_{2_1^+}(\alpha_2, G_2) = E(2_1^+)_{\text{эксп}}$ (т.е. по мере увеличения G_2) величина вероятности E2-перехода довольно быстро уменьшается. Это продемонстрировано на рис. 2. (на примере ядра ^{126}Te). Поэтому, чтобы получить

$B(E2)$ близкой к эксперименту, приходится использовать завышенные значения эффективного заряда e^* . Такая величина e^* , однако, обеспечивает лучшее согласие с экспериментом, чем $e^* = 0$ при $\alpha_2 = \text{const.}$ и $G_2 = 0$, хотя в обоих случаях ход $B(E2)$ от изотопа к изотопу передаётся правильно. Усиление квадрупольного спаривания нарушает когерентность в выражении для $B(E2)$ и ослабляет коллективность 2_1^+ состояния. Основную роль в уменьшении $B(E2)$ играет $n-p$ силы в канале частица-частица.

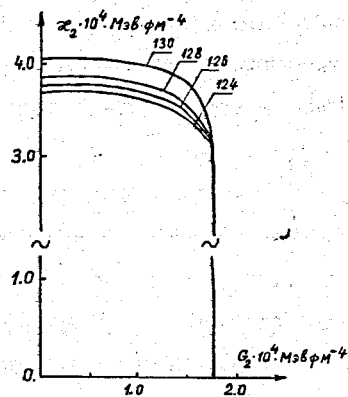


Рис. 1. Кривые $\omega_{2_1^+}(\alpha_2, G_2) = E(2_1^+)$ эксп. в изотопах $^{124-130}\text{Te}$.

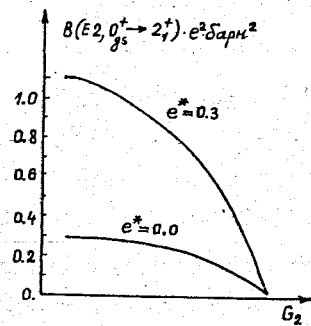


Рис. 2. Кривые $B(E2)_{теор.}$ при $e^* = 0.0, 0.3$ в ^{126}Te , когда G_2 меняется вдоль соответствующей кривой на рис. 1. (Вправо по оси абсцисс G_2 растёт, α_2 уменьшается).

Результаты для состояний 3^- в целом аналогичны результатам для состояний 2^+ . Величина $B(E3)$ проявляет меньшую чувствительность к включению взаимодействия в канале частица-частица, чем $B(E2)$.

В случае II получены существенно большие значения $G_\lambda(n)$ и $G_\lambda(\rho)$, чем G_λ в случае I. Выключение $n-\rho$ взаимодействия в канале частица-частица даёт возможность удовлетворительно описать $B(E\lambda)$ с обычными значениями эффективного заряда. Но не удастся стабилизировать константу α_λ , и её приходится выбирать в каждом ядре заново, чтобы правильно описать энергии 2_1^+ и 3_1^- уровней.

Глава II посвящена исследованию влияния введенных в главе I мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица на взаимодействие квазичастиц с фононами. В § I, основанном на результатах работы /13/, рассмотрено взаимодействие парных вибраций, которые генерируются монопольным взаимодействием в канале частица-частица, с двухфононными 0^+ -состояниями, в первую очередь с 0_2^+ - уровнем двухфононного триплетта. Получены уравнения, определяющие энергии состояний, структуру их волновых функций, выражения для спектроскопического фактора реакции (ρ, t) . Показано, что смешивание различных мод ядерных возбуждений в структуре 0^+ - состояний может заметно изменить спектроскопические факторы (ρ, t) и (t, ρ) реакций.

В § 2 получены уравнения, позволяющие рассчитать величину ангармонических поправок с учётом новых сил. Конкретные расчёты проведены в изотопах Te и Cd , с константами $G_{\lambda}^{(a)} = G_{\lambda}^{(p)} = G_{\lambda}^{(np)}/14,15/$. В этом случае квадрупольное спаривание ослабляет взаимодействие квазичастиц с фононами, уменьшает ангармонические поправки для квадрупольных колебаний. В таблице I приведены некоторые теоретические и экспериментальные характеристики состояний $I_i^{\pi} = 2_1^+$ в изотопах Te и Cd . По сравнению со случаем $G_{\lambda} = 0$ увеличивается примесь двух-фононной компоненты в состоянии $|2_2^+\rangle$, что позволяет улучшить описание энергий 2_2^+ - уровней в Te и Cd , в частности, удовлетворительно описать нижайшие возбуждённые состояния в $^{112,112}Cd$. Но и здесь требуется увеличение эффективного заряда e^* для правильного описания вероятностей электромагнитных переходов и квадрупольных моментов $Q_2(2^+)$. Увеличение e^* является следствием того факта, что уже в гармоническом приближении включение новых сил в канале частица-частица приводит к значительному уменьшению $B(E\lambda)$.

В третьей главе в рамках сверхтекучей модели атомного ядра изучены высоковозбуждённые состояния нечётных сферических ядер, так как последняя может быть модифицирована таким образом, чтобы описывать состояния с промежуточной и большой энергией возбуждения. В § I обсуждается модельная волновая функция высоковозбуждённого состояния и способы решения системы нелинейных уравнений, которые определяют энергии состояний и структуру их волновых функций.

Таблица I
Некоторые теоретические и экспериментальные характеристики $I_i^{\pi} = 2_1^+$ состояний в изотопах Te и Cd

| Ядро | l | $E(2_1^+)$ кэВ | | $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ $e^2 \text{ дарн}^2$ | | $Q_2(2_1^+)$ $e \text{ дарн}$ | | $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ $e^2 \text{ дарн}^2$ | | | | |
|------------|---|----------------|-------|------------------------------------------------------------|-------------------|-------------------------------|------------------|-------------------------------------------------------|-------|------|------|---|
| | | эксп. | теор. | эксп. | теор. | эксп. | теор. | эксп. | теор. | | | |
| ^{124}Te | 1 | 602 | 617 | 0.527 | 0.31 | 0.58 | 0.06 | 0.08 | - | - | - | - |
| | 2 | 1325 | 1248 | 0.016 | $9 \cdot 10^{-4}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | -0.08 ± 0.11 | 0.08 | 0.34 | 0.12 | 0.23 | |
| ^{126}Te | 1 | 666 | 667 | 0.47 | 0.27 | 0.49 | -0.16 ± 0.16 | -0.03 | - | - | - | - |
| | 2 | 1420 | 1386 | 0.004 | $6 \cdot 10^{-4}$ | $6 \cdot 4 \cdot 10^{-4}$ | - | 0.04 | 0.17 | 0.10 | 0.19 | |
| ^{114}Cd | 1 | 558 | 590 | 0.515 | 0.19 | 0.37 | -0.40 ± 0.15 | -0.35 | - | - | - | - |
| | 2 | 1209 | 1537 | 0.009 | 0.02 | 0.04 | - | 0.31 | 0.40 | 0.48 | 0.10 | |
| ^{116}Cd | 1 | 514 | 512 | 0.63 | 0.36 | 0.68 | -0.90 ± 0.25 | -0.33 | - | - | - | - |
| | 2 | 1214 | 1264 | 0.019 | 0.011 | 0.027 | - | 0.27 | 0.36 | 0.12 | 0.22 | |

Непосредственное решение такой системы представляет значительные трудности, так как необходимо использовать большой одночастичный базис и большое пространство однофоновых состояний. Поэтому предлагается метод прямого расчёта усреднённых характеристик возбуждённых состояний, не требующий предварительного решения секулярного уравнения. Так, вместо решения секулярного уравнения и нахождения величины одноквазичастичной компоненты C_J^ν для каждого состояния, можно рассчитать функцию $S_J(\gamma)$:

$$S_J(\gamma) = \sum_\nu (C_J^\nu)^2 \frac{\Delta}{2\pi[(\gamma - \gamma_\nu)^2 + \frac{\Delta^2}{4}]} = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1 + \tilde{\Gamma}(\gamma)}{[\epsilon_J - \gamma(\gamma) - \gamma]^2 + \frac{\Delta^2}{4} [1 + \tilde{\Gamma}(\gamma)]^2}, \quad (3)$$

где ϵ_J — энергия квазичастицы, Δ — параметр усреднения, $\gamma(\gamma)$ и $\tilde{\Gamma}(\gamma)$ — известные функции одноквазичастичных энергий и параметров гамильтониана. Такая формула получается для волновой функции, содержащей только компоненты α^+ и $\alpha^+ Q^+$.

В § 2 на базе предложенной модели изучена фрагментация состояний $3s_{1/2}$, $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$ в нечётных изотопах Sn и Te. На рис. 3 в качестве примера приведена фрагментация подболочки $3s_{1/2}$ в ^{129}Te . В виде вертикальных линий даны величины $(C_J^\nu)^2 > 0.05$. Форма распределения сил одночастичного состояния по спектру ядерных возбуждений резко отличается от Брейт-Вигнеровской. Состояние $3p_{3/2}$ оказывается фрагментированным в большей степени, чем $3s_{1/2}$ и $3p_{1/2}$.

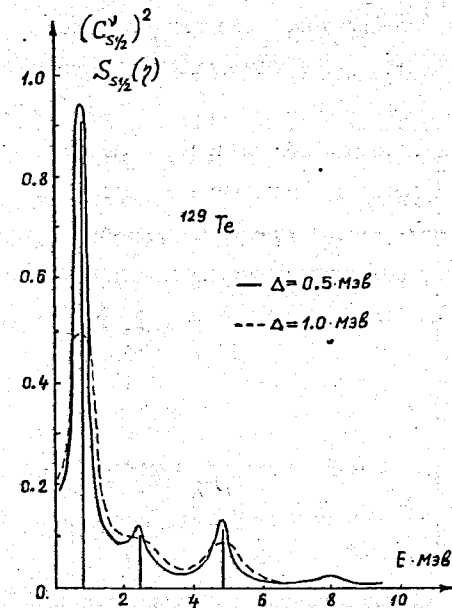


Рис. 3. Фрагментация подболочки $3s_{1/2}$ в ^{129}Te .

С довольно простой волновой функцией (включающей только компоненты α^+ и $\alpha^+ Q^+$) можно удовлетворительно описать фрагментацию одноквазичастичных компонент в сферических ядрах.

На основе рассчитанных таким образом величин $(C_J^\nu)^2$ (или $S_J(\gamma)$) были вычислены силовые функции S - и p -нейтронов в тех же ядрах. В этой области массовых чисел ($A \sim 120$) силовая функция S — нейтронов достигает минимума и оптическая модель не в состоянии правильно описать её величину. В таблице 2 приведены рассчитанные значения силовых функций

Таблица 2.

Рассчитанные значения S - волновых нейтронных силовых функций

| Компаунд-ядро | $S_0 \cdot 10^4$ | $S_0 \cdot 10^4$ | |
|---------------|------------------|------------------|--|
| | опыт | расчёт | |
| ^{117}Sn | 0.37 ± 0.15 | 0.2 | |
| ^{119}Sn | 0.35 ± 0.20 | 0.2 | |
| ^{121}Sn | 0.09 ± 0.05 | 0.1 | |
| ^{123}Sn | 0.40 ± 0.25 | 0.1 | |
| ^{125}Te | 0.7 ± 0.2 | 0.1 | |
| ^{127}Te | 0.3 ± 0.1 | 0.1 | |
| ^{129}Te | 0.25 ± 0.10 | 0.1 | |
| ^{131}Te | 0.50 ± 0.25 | 0.1 | |

S -нейтронов S_0 . Модель правильно описывает величину силовой функции S - нейтронов в нечётных изотопах Sn и Te . Одновременно получено удовлетворительное согласие с экспериментом для силовой функции ρ - нейтронов, которая в этих изотопах достигает максимума. § 2 основан на результатах работ /16,17/.

В целом полученные результаты свидетельствуют о больших возможностях сверхтекучей модели атомного ядра. Разработанный в рамках модели аппарат позволяет изучать роль новых компонент остаточных сил и тем самым анализировать всё более и более тонкие эффекты в ядерных спектрах. Первоначально приспособленная для описания слабозвозбуждённых ядерных уровней модель оказалась пригодной и для изучения состояний промежуточной и высокой энергии возбуждения.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /II-I7/. Они докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований, XXVI совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Баку, 1976 год), на IX Международной летней школе по ядерной физике (Миколайки, ПНР, 1976 год) и на Международном симпозиуме по высоковозбуждённым состояниям в ядрах (Юлих, ФРГ, 1975 год).

Литература:

1. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
2. S.T. Belyaev. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.31, N.11 (1959).
3. Н.Н. Боголюбов. Лекции по квантовой статистике, Киев, Изд-во "Радянська школа", 1947; Избранные труды в 3-х томах, т. 2, изд. "Наукова думка", Киев, 1970.
4. J.Bardeen, L.Cooper, I.Schrieffer. Phys.Rev., 108, 1175 (1957).
5. Н.Н. Боголюбов. ДАН СССР, 119, 52 (1958).
6. A.Behr, B.Mottelson, D.Pines. Phys.Rev., 110, 936 (1958).
7. В.Г. Соловьев. Теория сложных ядер, М., Наука, 1971.
8. А.И. Вдовин, В.В. Воронов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, Ч. Стоянов. ЭЧАЯ, 7, 952 (1976).
9. V.G.Soloviev. JINR, E4-8847, Dubna, 1975.
Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. ЯФ, 23, 53 (1976).
10. S.Krewald, J.Speth. Phys.Lett., 52B, 295 (1974).
И.Н. Борзов, С.П. Камерджиев. Препринт ФЭИ-580, Обнинск, 1975.
Г. Кырчев, Л.А. Малов, В.О. Нестеренко, В.Г. Соловьев. ОИЯИ, P4-9697, Дубна, 1976.

- Л.А. Малов, В.О. Нестеренко, В.Г. Соловьёв
Phys.Letters, 64B, 247 (1976).
 V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin, JINR, E4-10397,
 Dubna, 1977.
- II. А.И. Вдовин, Д. Дамбасурен, В.Г. Соловьёв, Ч. Стоянов.
 Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 2183 (1976).
12. Д. Дамбасурен. ОИЯИ, P4-10358, Дубна, 1977.
13. Д. Дамбасурен, А.И. Вдовин, Ч. Стоянов.
 Сообщение ОИЯИ, P4-8778, Дубна, 1975.
14. А.И. Вдовин, Д. Дамбасурен, Ч. Стоянов, В.Г.Соловьёв
 Тезисы докладов XXVII Совещания по ядерной спектро-
 скопии и структуре атомного ядра. Ташкент. Л.,
 Наука, 1977, стр. 408.
15. А.И. Вдовин, Д. Дамбасурен, Ч. Стоянов.
 ОИЯИ, P4-10546, Дубна, 1977.
16. V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, D.Dambasuren, A.I.Vdovin.
 Inter.Symp.on Highly Excited States in Nuclei.
 Proc. vol.1, Julich, 1975, p.109.
17. D.Dambasuren, V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin.
 J.Phys.G: Nucl.Phys., 2, 25 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел

18 апреля 1977 года