

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

5144/82

25/10-82

P4-82-531

В.Г.Соловьев, В.О.Нестеренко, С.И.Баструков

**О ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЯХ
В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik A" -
Atoms and Nuclei"

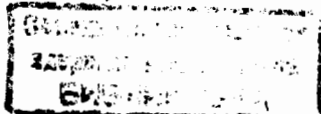
1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно широко распространенной трактовке /см. ^{1,2/} / на каждом одноквазичастичном состоянии можно построить вибрационные полосы. Наини́зшие вибрационные состояния - это квазичастица на уровне Ферми плюс первый коллективный фонон. Имеется много экспериментальных данных по гамма- и окупольно-вибрационным состояниям в нечетных деформированных ядрах /см. ^{3-5/} /. Низколежащие неротационные состояния в нечетных деформированных ядрах описаны в ^{2,6-8/} с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. До сих пор новые экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов 1966-1975 годов /см., например, ^{6,9,10/} /. Анализ экспериментальных результатов и сравнение их с расчетами ^{6-8/} показали ^{4,5/}, что теория в целом удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Имеются указания о более сложной структуре низколежащих состояний. В ^{11/} выполнены расчеты ротационных полос с учетом кориолисова взаимодействия и получено довольно хорошее их описание.

В квазичастично-фононной модели ядра ^{12/} описывается фрагментация одноквазичастичных и квазичастица плюс фонон состояний при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения. В ней учитывается большое фононное пространство. В моделях взаимодействующих бозонов /IBM/ и взаимодействующих бозонов и фермионов /IBFM/^{13/} учитываются многобозонные компоненты волновых функций, но берется очень малое бозонное пространство. Отметим, что основа этих моделей разработана в ^{14/}. Квазичастично-фононная модель ядра и IBM, IBFM предназначены для описания в основном различных ядерных характеристик. В известном смысле эти модели дополняют друг друга. Их можно сопоставить только при описании низколежащих состояний. Параметры квазичастично-фононной модели ядра фиксированы на стадии описания фононного базиса, и поэтому результаты расчетов однозначны. Так, при описании характеристик нечетных деформированных ядер нет ни одного свободного параметра. В IBFM имеется свобода в выборе параметров, и в ее рамках можно получить вибрационные состояния как с большими, так и с малыми вероятностями E_λ-переходов на исходные одноквазичастичные состояния.

Для улучшения описания низколежащих состояний нечетных деформированных ядер по сравнению с ^{6-8,11/} следует провести ряд модификаций, часть из которых приведена в ^{18/}. При изучении вибрационных состояний следует учесть принцип Паули в компонентах квазичастица плюс фонон ^{17/}. Учет принципа Паули оказывает слабое влияние на фрагментацию одноквазичастичных состояний в сферических ядрах ^{18/}. В ^{19,20/} изучено влияние принципа Паули на двухфононные компоненты волновых функций возбужденных состояний деформированных ядер и показано, что оно велико для кол-



лективных фононов. В^{20/} сделан вывод об отсутствии двухфононных состояний в четно-четных деформированных ядрах. Отметим, что для улучшения описания низколежащих состояний деформированных ядер следует учесть корреляции в основных состояниях, которые согласно^{21/} не малы и которые сильно флуктуируют от одного состояния к другому.

В данной работе не ставится задача улучшения описания низколежащих состояний в нечетных деформированных ядрах по сравнению с^{8-8,11/}. Эту задачу еще предстоит решить. Целью данной работы является учет принципа Паули в компонентах квазичастица плюс фонон волновых функций и получение общей картины поведения низколежащих вибрационных состояний в нечетных деформированных ядрах. Предстоит выяснить, на каждом ли одноквазичастичном состоянии могут быть построены коллективные вибрационные состояния.

2. МОДЕЛЬ

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра при учете секулярных уравнений, определяющих энергии ω_g однофононных состояний, запишем в следующем виде:

$$H_M = H_v + H_{vq}, \quad /1/$$

$$H_v = \sum_{q\sigma} \epsilon(q) a_{q\sigma}^+ a_{q\sigma} - \frac{1}{4} \sum_{g=\lambda\mu} \sum_{\sigma'=\lambda\mu'} \frac{1}{\sqrt{Y_g Y_{g'}}} Q_{g\sigma}^+ Q_{g'\sigma'}, \quad /2/$$

$$H_{vq} = -\frac{\sqrt{2}}{4} \sum_{g\sigma} \sum_{q'q''} \frac{v_{qq'}}{\sqrt{Y_g}} \{ (Q_{g\sigma}^+ + Q_{g-\sigma}) (f^g(qq') B(qq'; \mu-\sigma) + \bar{f}^g(qq') \bar{B}(qq'; \mu-\sigma)) + h.c. \}. \quad /3/$$

Мы пользуемся новым определением оператора фонона^{22/}:

$$Q_{g\sigma}^+ = \frac{1}{2} \sum \{ \psi_{qq}^g A^+(qq'; \mu\sigma) - \phi_{qq}^g A(qq'; \mu-\sigma) + \bar{\psi}_{qq}^g \bar{A}^+(qq'; \mu\sigma) - \bar{\phi}_{qq}^g \bar{A}(qq'; \mu-\sigma) \}, \quad /4/$$

который явно зависит от знака проекции углового момента на ось симметрии ядра σ , причем $\sigma = \pm 1$,

$$A^+(qq'; \mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K-K'), \sigma\mu} \sigma' a_{q\sigma'}^+ a_{q'-\sigma'}, \quad /5/$$

$$\bar{A}^+(qq'; \mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K+K'), \sigma\mu} a_{q\sigma'}^+ a_{q'\sigma'},$$

$$B(qq'; \mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K-K'), \sigma\mu} a_{q\sigma'}^+ a_{q'\sigma'},$$

$$\bar{B}(qq'; \mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K+K'), \sigma\mu} \sigma' a_{q\sigma'}^+ a_{q'-\sigma'}. \quad /6/$$

Здесь $a_{q\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы; φ - квантовые числа одночастичных состояний, среди которых имеется проекция K углового момента на ось симметрии ядра; $g = \lambda\mu$; $\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ - константа изоскалярных мультипольных сил; i - номер корня секулярного уравнения для однофононных состояний; всегда $K > 0$, $\mu \geq 0$; $\epsilon(q)$ - квазичастичная энергия; $u_{qq}^{(\pm)} = u_q v_{q'} \pm u_{q'} v_q$, $v_{qq}^{(\pm)} = u_q u_{q'} \pm v_q v_{q'}$; u_q, v_q - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова; $f^g(qq')$ - одночастичный матричный элемент;

$$Y_g = \sum_{qq'} \frac{(f_{qq'}^g u_{qq'}^{(+)})^2 \omega_g (\epsilon(q) + \epsilon(q'))}{\{[\epsilon(q) + \epsilon(q')]^2 - \omega_g^2\}^2}$$

характеризует коллективность однофононного состояния, остальные обозначения даны в^{2,20,22/}.

Волновую функцию состояния с фиксированным значением K_0^π запишем в виде

$$\Psi_n(K_0^\pi \sigma_0) = \{ \sum_{q_0} C^n a_{q_0}^+ + \sum_{g_2 \sigma_2 q_3 \sigma_3} D^n \delta_{g_2 \sigma_2, g_3 \sigma_3} \delta_{K_3 + \sigma_2 \mu_2, \sigma_0 K_0} a_{q_3 \sigma_3}^+ Q_{g_2 \sigma_2}^+ \} \Psi_0, \quad /7/$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, причем $Q_{g\sigma} \Psi_0 = 0$, n - номер состояния с данным K_0^π , $n = 1, 2, 3, \dots$. Учтем принцип Паули в компонентах^{7/} квазичастица плюс фонон. Для этого используем коммутационные соотношения и вычислим

$$\sum_{q_2 \sigma_2 q_3 \sigma_3} \delta_{g_2 \sigma_2, g_3 \sigma_3} \delta_{K_3 + \sigma_2 \mu_2, \sigma_0 K_0} \delta_{g_2 \sigma_2, g_3 \sigma_3} \delta_{K_3 + \sigma_2 \mu_2, \sigma_0 K_0} \langle Q_{g_2 \sigma_2}^+ a_{q_3 \sigma_3}^+ a_{q_3 \sigma_3} a_{q_2 \sigma_2}^+ \rangle = \quad /8/$$

$$= \delta_{g_2 \sigma_2, g_3 \sigma_3} \delta_{q_3 q_3} \{ \delta_{K_3 + \mu_2, K_0} + \delta_{|K_3 - \mu_2|, K_0} \} + S^{K_0}(g_2' q_3' | q_3 g_2) + \bar{S}^{K_0}(g_2' q_3' | q_3 g_2),$$

где

$$S^{K_0}(g' q' | qg) = - \sum_{q_2} \{ \bar{\psi}_{qq_2}^{g'} \bar{\psi}_{q'q_2}^g \delta_{K+\mu, K_0} \delta_{K'+\mu', K_0} + \psi_{qq_2}^{g'} \psi_{q'q_2}^g \sum_{\sigma\sigma'} \delta_{\sigma_3 K+\sigma\mu, \sigma_0 K_0} \delta_{\sigma_3 K'+\sigma'\mu', \sigma_0 K_0} \delta_{\sigma_3 (K_2-K), \sigma'\mu'} \times \quad /9/$$

$$\times \delta_{\sigma_3 (K-K'), \sigma\mu} \},$$

$$\bar{S}^{K_0}(g' q' | qg) = - \sum_{q_2} \{ \psi_{qq_2}^{g'} \bar{\psi}_{q'q_2}^g \sum_{\sigma\sigma'} \delta_{\sigma_3 (K_2-K), \sigma\mu} \delta_{\sigma_3 (K-\mu), \sigma_0 K_0} \times \quad /9'/$$

$$\times \delta_{\sigma\mu'+\sigma_3 K', \sigma_0 K_0} + \bar{\psi}_{qq_2}^{g'} \psi_{q'q_2}^g \sum_{\sigma\sigma'} \delta_{\sigma_3 (K_2-K'), \sigma\mu} \delta_{\sigma\mu+\sigma_3 K, \sigma_0 K_0} \delta_{\sigma_3 (K-\mu'), \sigma_0 K_0} \}. \quad /9'/$$

В квазидиагональном по S^{K_0} приближении имеем

$$-\sum_{\substack{\sigma\sigma_3 \\ \sigma'\sigma_3}} \delta_{\sigma_3 K_3 + \sigma\mu, \sigma_0 K_0} \delta_{\sigma_3' K_3 + \sigma'\mu', \sigma_0 K_0} \langle Q_{\sigma'\sigma'}^+ a_{q_3\sigma_3}^+ a_{q_3\sigma_3'} Q_{\sigma\sigma}^+ \rangle =$$

/10/

$$= \delta_{\lambda\mu, \lambda'\mu'} S^{K_0} (\lambda\mu i' q_3 | q_3 \lambda\mu i),$$

где

$$S^{K_0} (\lambda\mu i' q_3 | q_3 \lambda\mu i) = -\sum_{q_2} \{ \psi_{q_3 q_2}^{-\lambda\mu i'} \psi_{q_3 q_2}^{-\lambda\mu i} \delta_{K_3 + \mu', K_0} + \psi_{q_3 q_2}^{\lambda\mu i'} \psi_{q_3 q_2}^{\lambda\mu i} (\delta_{K_3 - K_2, \mu} \delta_{K_3 + \mu, K_0} + \delta_{K_2 - K_3, \mu} \delta_{|\mu - K_3|, K_0}) \}.$$

/11/

В диагональном по S^{K_0} приближении условие нормировки волновой функции /7/ имеет вид

$$\sum_{q_0} (C_{q_0}^n)^2 + \sum_{g_2 q_3} (D_{g_2 q_3}^n)^2 (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2)) = 1.$$

/12/

Вычислим среднее значение от H_M по волновой функции /7/ и в квазидиагональном по S^{K_0} ($g'q | qg$) приближении получим

$$\langle \Psi_n^*(K_0^{\pi}\sigma_0) H_M \Psi_n(K_0^{\pi}\sigma_0) \rangle = \sum_{q_0} (C_{q_0}^n)^2 \epsilon(q_0) + \sum_{g_2 q_3} (D_{g_2 q_3}^n)^2 (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2)) [\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2)] - \sum_{g_2 q_3 q_0} C_{q_0}^n D_{g_2 q_3}^n \Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2)),$$

/13/

$$\Delta^{K_0} (q_3 g_2) = -\frac{1}{4\kappa_0 (\lambda_2 \mu_2)} \sum_{i_4} \frac{S^{K_0} (\lambda_2 \mu_2 i_4 q_3 | q_3 \lambda_2 \mu_2 i_2)}{\sqrt{Y_{\lambda_2 \mu_2 i_4} Y_{\lambda_2 \mu_2 i_2}}},$$

/14/

$$\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} = \sqrt{2} \frac{v_{q_3 q_0}^{(-)}}{\sqrt{Y_{g_2}}} \{ f^{\lambda_2 \mu_2} (q_0 q_3) + \sigma_0 \bar{f}^{\lambda_2 \mu_2} (q_0 q_3) \}.$$

/15/

Вспользуемся вариационным принципом и так же, как в /2,12/, получим следующие уравнения:

$$\sum_{q_0} C_{q_0}^n \{ (\epsilon(q_0) - \eta_n) \delta_{q_0 q_0'} - \frac{1}{4} \sum_{g_2 q_3} \frac{\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} \Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2} (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2))}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n} \} = 0, /16/$$

$$D_{g_2 q_3}^n = \frac{1}{2} \frac{\sum_{q_0} C_{q_0}^n \Gamma_{q_3 q_0}^{g_2}}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n}.$$

/17/

Из условия существования нетривиального решения системы /16/ получаем секулярное уравнение для определения энергии η_n состояний нечетного ядра

$$\theta(\eta_n) = \det \| (\epsilon(q_0) - \eta_n) \delta_{q_0 q_0'} - \frac{1}{4} \sum_{g_2 q_3} \frac{\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} \Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2} (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2))}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n} \| = 0.$$

/18/

Из уравнений /12/, /16/, /17/ получим выражения для функций $C_{q_0}^n$ и $D_{g_2 q_3}^n$. Для этого выделим произвольную функцию $C_{q_0}^n$ и введем обозначения:

$$\tilde{C}_{q_0}^n = C_{q_0}^n / C_{q_0}^n, \quad \tilde{D}_{g_2 q_3}^n = D_{g_2 q_3}^n / C_{q_0}^n,$$

где $q_0' \neq q_0$. Перепишем уравнения /12/, /16/, /17/:

$$(C_{q_0}^n)^2 \{ 1 + \sum_{q_0' \neq q_0} (\tilde{C}_{q_0'}^n)^2 + \sum_{g_2 q_3} (\tilde{D}_{g_2 q_3}^n)^2 (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2)) \} = 1, /19/$$

$$(\epsilon(q_0) - \eta_n) \tilde{C}_{q_0}^n - \sum_{q_0' \neq q_0} V_{q_0' q_0} \tilde{C}_{q_0'}^n = V_{q_0' q_0}, /20/$$

$$\tilde{D}_{g_2 q_3}^n = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} + \sum_{q_0' \neq q_0} \Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2} \tilde{C}_{q_0'}^n}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n}, /21/$$

$$V_{q_0' q_0} = \frac{1}{4} \sum_{g_2 q_3} \frac{\Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2} \Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2))}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n}.$$

/22/

Отсюда после несложных преобразований получаем

$$\tilde{C}_{q_0}^n = \frac{\theta_{q_0}(q_0', \eta_n)}{\theta_{q_0}(\eta_n)}, /23/$$

$$\tilde{D}_{g_2 q_3}^n = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} - \theta_{q_0}^{-1}(\eta_n) \sum_{q_0' \neq q_0} \theta_{q_0}(q_0', \eta_n) \Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2}}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n}, /24/$$

$$(C_{q_0}^n)^{-2} = 1 + \theta_{q_0}^{-2}(\eta_n) \{ \sum_{q_0' \neq q_0} \theta_{q_0}^2(q_0', \eta_n) + \frac{\Gamma_{q_3 q_0}^{g_2} \theta_{q_0}(\eta_n) + \sum_{q_0' \neq q_0} \theta_{q_0}(q_0', \eta_n) \Gamma_{q_3 q_0'}^{g_2}}{\epsilon(q_3) + \omega_{g_2} + \Delta^{K_0} (q_3 g_2) - \eta_n} \}^2 (1 + S^{K_0} (g_2 q_3 | q_3 g_2)), /25/$$

$$\theta_{q_0}(\eta_n) = \det \| (\epsilon(q_0') - \eta_n) \delta_{q_0' q_0''} - V_{q_0' q_0''} \|.$$

/26/

$\theta_{q_0}(q_0', \eta_n)$ получается из /26/ заменой столбца q_0' на $V_{q_0' q_0}$. Если положить функции $S^{K_0} (gq' | qg)$ равными нулю, то уравнения /18/-/26/ сведутся к уравнениям, полученным в /18/ без учета принципа Паули в компонентах квазичастица плюс фонон.

3. ВЛИЯНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ НА СОСТОЯНИЯ КВАЗИЧАСТИЦА ПЛЮС ФОНОН

Учет принципа Паули в компонентах квазичастица плюс фонон волновых функций приводит, во-первых, к множителю $(1 + S^{K_0}(gq|qg))$ в условиях нормировки /12/ или /19/ и в секулярном уравнении /18/ и, во-вторых, к сдвигу полюса $\epsilon(q) + \omega_g$ на величину $\Delta^{K_0}(qg)$ в уравнении /18/. Если принцип Паули нарушен максимально, например в состоянии g_2q_2 , то $S^{K_0}(g_2q_2|q_2g_2) = -1$, и соответствующий член исключается из сумм в /12/ и /18/. Сдвиги полюсов $\Delta^{K_0}(q_3g_2)$, определенные формулой /14/, зависят от значений $|S^{K_0}(\lambda_2\mu_2i_4q_3|q_3\lambda_2\mu_2i_2)|$ и $Y_{\lambda_2\mu_2i_2}$, $Y_{\lambda_2\mu_2i_4}$. Сдвиг велик, если $|S^{K_0}(\lambda_2\mu_2i_2q_3|q_3\lambda_2\mu_2i_2)|$ не мало, и фонон $\lambda_2\mu_2i_2$ является коллективным. В этом случае диагональный $i_2=i_4$ член в /14/ является доминирующим, и в дальнейшем приводятся только значения $S^{K_0}(g_2q_3|q_3g_2)$. Обе вышеуказанные причины могут привести к сдвигу корней $\Delta\eta_n$ уравнения /18/ и к изменению структуры состояний.

Численные решения уравнения /18/ и нахождение значений $C_{q_0}^n$, $D_{g_2q_3}^n$ проведем так же, как в /20/. Одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса рассчитаны с использованием параметров, данных в /23/. Константы спаривания и мультиполь-мультипольных сил выбраны такими же, как в /20/. Для каждой мультипольности $\lambda\mu = 20, 22, 30, 31, 32$ использовано по пять корней RPA-уравнений.

Проанализируем, в каких случаях и как сильно нарушается принцип Паули в состояниях квазичастица плюс фонон. Рассмотрим состояния с такими доминирующими компонентами в ^{159}Gd и ^{159}Tb . Энергии, Y_g -величины и наибольшие двухквазичастичные компоненты волновых функций однофононных $\lambda\mu_i = 221, 301$ состояний в ^{158}Gd даны в табл.1. Рассчитанные значения $S^{K_0}(gq|qg)$ и сдвиги $\Delta^{K_0}(qg)$ для ^{159}Gd и ^{159}Tb даны в табл.2. Рассмотрим в ^{159}Gd состояния с $K_0 = 7/2$ и $1/2$, образуемые квазичастицей на уровне $521\uparrow$ и гамма-вибрационным фононом. Квазичастица $521\uparrow$ также входит в нейтронную двухквазичастичную компоненту $521\uparrow 521\downarrow$ фонона $\lambda\mu_i = 221$. В результате сложения проекций имеем

$$K_0 = K_{n521\uparrow} + \mu = K_{n521\uparrow} + (K_{n521\uparrow} + K_{n521\downarrow}) = 7/2.$$

$$K_0 = K_{n521\uparrow} - \mu = K_{n521\uparrow} - (K_{n521\uparrow} + K_{n521\downarrow}) = 1/2.$$

Видно, что в первом случае проекции $K_{n521\uparrow}$ нечетной квазичастицы и квазичастицы в фоне входят с одинаковыми знаками, что запрещено принципом Паули, а во втором случае - с разными знаками, то есть не нарушая принципа Паули. Поэтому для $K_0 = 1/2$ поправки $S^{K_0} = 1/2$ ($g=221, q=521\uparrow|qg$) и $\Delta^{K_0} = 1/2$ ($q=521\uparrow, g=221$) малы. Поправки не равны нулю из-за

Таблица 1

$g = \lambda\mu_i$	$\omega_g, \text{МэВ}$	Y_g	Структура фонона
22I	1,18	15	nn 52I↑ 52I↓ 29% nn 523↓ 52I↓ II% pp 4II↑ 4II↓ 7%
222	2,54	$2 \cdot 10^4$	nn 642↑ 660↑ 72% nn 52I↑ 52I↓ 27%
30I	1,26	590	nn 642↑ 523↓ 39% pp 4I3↓ 532↑ 4% nn 65I↑ 52I↑ 20% pp 4II↑ 54I↑ 3%

Таблица 2

Ядро	K_0^π	$[Nn_z\Lambda] \otimes \lambda\mu_i$	$S^{K_0}(gq qg)$	$\Delta^{K_0}(qg), \text{МэВ}$
^{159}Gd	$7/2^-$	$52I\uparrow \otimes 22I$	-0,34	1,8
	$1/2^-$	$52I\uparrow \otimes 22I$	-0,01	0,07
	$7/2^-$	$52I\uparrow \otimes 222$	-0,27	0,1
	$1/2^-$	$52I\uparrow \otimes 222$	-10^{-5}	$7 \cdot 10^{-5}$
	$9/2^+$	$642\uparrow \otimes 22I$	-0,2	1,0
	$1/2^+$	$642\uparrow \otimes 22I$	0	0
	$9/2^+$	$642\uparrow \otimes 222$	-0,72	0,07
	$1/2^+$	$642\uparrow \otimes 222$	0	0
	$3/2^+$	$52I\uparrow \otimes 30I$	-0,22	1,3
^{159}Tb	$7/2^+$	$4II\uparrow \otimes 22I$	-0,1	0,12
	$1/2^+$	$4II\uparrow \otimes 22I$	-0,01	0,01
	$3/2^-$	$4II\uparrow \otimes 30I$	$-0,6 \cdot 10^{-3}$	0,08

нарушения принципа Паули за счет некоторых более слабых компонент фонона $\lambda\mu_i = 221$, не указанных в табл.1. Для $K_0 = 7/2$ $S^{K_0} = 7/2$ ($g=221, q=521\uparrow|qg$) = -0,34, а полюс $\epsilon(521\uparrow) + \omega_{221}$ сдвинут на величину $\Delta^{K_0} = 7/2$ ($q=521\uparrow, g=221$) = 1,8 МэВ. Большой сдвиг полюса объясняется высокой коллективностью состояния $\lambda\mu_i = 221$, то есть малой величиной Y_g .

Для неколлективного фонона $\lambda\mu_i = 222$ Y_{222} в 10^8 больше Y_{221} . Поэтому для состояния $K_0^\pi = 7/2^- 521\uparrow \otimes 222$ сдвиг полюса равен 0,1 МэВ, хотя нарушение принципа Паули примерно такое же, как для состояния $K_0^\pi = 7/2^-, 521\uparrow \otimes 221$. Сходная ситуация имеет место для состояния $K_0^\pi = 9/2^+ 642\uparrow \otimes 222$. Для состояния $K_0^\pi = 3/2^+, 521\uparrow \otimes 301$ наблюдается заметное нарушение принципа Паули и большой сдвиг полюса. Для приведенных в табл.2 состояний $411\uparrow \otimes 221$

и $411\uparrow \oplus 301$ в ^{159}Tb поправки $S^{K_0}(gq|qg)$ и сдвиги $\Delta^{K_0}(qg)$ невелики. Это связано с тем, что протонное состояние $411\uparrow$ входит в те компоненты фононов 221 и 301 ^{158}Gd , которые имеют малый вес.

На этих примерах продемонстрировано, что сдвиг полюса секулярного уравнения /18/ велик, если принцип Паули в компоненте квазичастица плюс фонон волновой функции /7/ нарушен сильно, и соответствующий фонон является коллективным. Сдвиг полюса в сторону больших энергий возбуждения ведет к сдвигу корня $\Delta\eta_n$ секулярного уравнения /18/. При больших сдвигах $\Delta\eta_n$ состояние квазичастица плюс фонон может быть фрагментировано по многим ядерным уровням. При небольшом нарушении принципа Паули сдвиг невелик, он может быть, например, ответственен за расщепление γ -вибрационных состояний типа K_0+2 .

4. АНАЛИЗ ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Проанализируем имеющиеся экспериментальные данные по вибрационным состояниям в нечетных деформируемых ядрах и сравним их с результатами наших расчетов. Ограничимся рассмотрением гамма-вибрационных и октупольных состояний в нечетных ядрах. Положение с бета-вибрационными состояниями в деформированных ядрах требует дополнительного изучения. Чтобы не концентрировать внимания на энергиях вибрационных состояний, мы не будем их приводить, а дадим сдвиги корней $\Delta\eta_n$. Если принцип Паули в компонентах квазичастица плюс фонон не нарушен или нарушен слабо, то действительны результаты расчетов /7,8/.

Ряд наиболее достоверных экспериментальных данных по вибрационным состояниям в нечетных деформированных ядрах приведен в табл.3 и 4. Мы приводим ту основную компоненту квазичастица плюс фонон, которая определена на основе эксперимента. Приведены сдвиги центроида энергии $\Delta\eta_n$ и в ряде случаев значения центроида указанных компонент. В последних столбцах этих таблиц сделаны выводы о влиянии принципа Паули. Оно определено, во-первых, как очень слабое, когда принцип Паули можно не учитывать, во-вторых, как небольшое, когда вибрационное состояние может существовать и, в третьих, как сильное, когда сдвиг велик, и состояние квазичастица плюс фонон может быть фрагментировано по нескольким ядерным уровням.

Обсудим вибрационные состояния в ядрах, представленных в табл.3. Состояние $K_0^\pi=3/2^+$ с энергией 1,107 МэВ в ^{155}Sm трактуется в /24/ как имеющее большую компоненту $521\uparrow \oplus 301$. Согласно нашим расчетам в этом случае принцип Паули нарушен сильно, и при энергии 1,1 МэВ может находиться небольшая компонента состояния $521\uparrow \oplus 301$. Поскольку нет прямых экспериментальных доказательств большой компоненты $521\uparrow \oplus 301$, то нет и явного противоречия с теорией. Состояние $K_0^\pi=1/2^+$ с энергией 0,517 МэВ в ^{161}Tb может иметь большую компоненту $411\uparrow \oplus 221$.

Таблица 3

Ядро	Эксперимент			Конфигур.	Расчет		Влияние принципа Паули
	K_0^π	Энергия, МэВ	осышка		Вклад конф. %	$\Delta\eta_n$, МэВ	
^{155}Sm	$3/2^+$	1,107	24	$521\uparrow \oplus 301$		2	сильное
^{161}Tb	$1/2^+$	0,517	25	$411\uparrow \oplus 221$	33	0,02	небольшое
^{159}Ho	$3/2^-$	0,312	26	$523\uparrow \oplus 221$	97	0,001	очень слабое
^{165}Ho	$3/2^-$	0,514	27	$523\uparrow \oplus 221$	98	0,001	очень слабое
	$11/2^-$	0,689	27	$523\uparrow \oplus 221$	99	0,01	очень слабое
^{167}Er	$5/2^+$	0,995	27	$411\uparrow \oplus 221$		0,2	небольшое
	$3/2^+$	0,532	30,31	$633\uparrow \oplus 221$	12	0,01	очень слабое
^{169}Yb	$11/2^+$	0,711	30,31	$633\uparrow \oplus 221$	98	0,4	небольшое
	$3/2^+$	0,720	32	$633\uparrow \oplus 221$		0,01	очень слабое
^{179}Hf	$3/2^-$	0,660	32	$521\uparrow \oplus 221$		1,5	сильное
	$5/2^+$	1,004	33	$624\uparrow \oplus 221$		0,002	очень слабое

В $^{159,165,167}\text{Ho}$ наблюдаются /26-28/ гамма-вибрационные состояния, построенные на протонном одноквазичастичном состоянии $523\uparrow$. Принцип Паули оказывает слабое влияние на состояние $K_0^\pi=3/2^-$ и $11/2^-$ $523\uparrow \oplus 221$, такие вибрационные состояния должны существовать, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными. На состоянии $K_0^\pi=5/2^+$ $411\uparrow \oplus 221$ учет принципа Паули оказывает небольшое влияние. Состояние $K_0^\pi=5/2^+$ с энергией 0,995 МэВ в ^{165}Ho должно содержать также большую компоненту $413\downarrow$. Поскольку матричный элемент $\langle 413\downarrow | E2 | 411\uparrow \rangle = 3,6 \text{ Фм}^2$ велик, то этим можно объяснить большую вероятность E2-перехода с этого состояния на состояние $411\uparrow$.

Имеются экспериментальные указания /29/ на большую примесь компоненты $523\downarrow \oplus 221$ в состоянии $K_0^\pi=1/2^-$ с энергией 0,920 МэВ в ^{165}Er . На эту компоненту учет принципа Паули не оказывает влияния, поэтому действительны результаты расчетов /7/. В ^{167}Er имеются гамма-вибрационные состояния $633\uparrow \oplus 221$ с $K_0^\pi=3/2^+$ и энергией 0,532 МэВ и с $K_0^\pi=11/2^+$ и энергией 0,711 МэВ. Согласно расчетам в состоянии $3/2^+$ $633\uparrow \oplus 221$ нарушение принципа Паули невелико. Первое $K_0^\pi=3/2^+$ состояние имеет следующую структуру: $651\uparrow - 76\%$, $633\uparrow \oplus 221 - 12\%$, $660\uparrow \oplus 221 - 5\%$. Большая часть силы состояния $633\uparrow \oplus 221$ сконцентрирована на следующем уровне с $K_0^\pi=3/2^+$. Согласно /30/ состояние $K_0^\pi=3/2^+$ с энергией 0,532 МэВ сильно возбуждается в (d, d') -реакции. Если учесть примесь ком-

энергии около 1 МэВ, и должны существовать как гамма-вибрационные состояния. В состоянии $K_0^\pi = 3/2^+ 631 \downarrow \otimes 221$ принцип Паули нарушен сильно, $S(221, 631 \downarrow | 631 \downarrow, 221) = -0,71$, центроид энергии лежит выше 2 МэВ, и это состояние должно быть фрагментировано по нескольким уровням.

На состояние $K_0^\pi = 1/2^+ 622 \uparrow \otimes 221$ в ^{237}U принцип Паули влияния не оказывает, энергия этого состояния составляет ~1 МэВ. Имеются экспериментальные указания¹⁸⁷ на существование состояния $K_0^\pi = 5/2^- 642 \uparrow \otimes 301$ в ^{287}Np . Принцип Паули на него не влияет. Согласно расчетам первое $K_0^\pi = 5/2^-$ состояние имеет структуру: $523 \downarrow - 85\%$, $642 \uparrow \otimes 301 \uparrow - 14\%$, во втором $K_0^\pi = 5/2^-$ состоянии компонента $642 \uparrow \otimes 301$ составляет 80%.

На состояние $K_0^\pi = 1/2^+ 622 \uparrow \otimes 221$ в ^{289}U принцип Паули влияния не оказывает. Такое гамма-вибрационное состояние наблюдается экспериментально. Влияние учета принципа Паули на состояние $K_0^\pi = 3/2^+ 631 \downarrow \otimes 221$ велико, $S^{3/2}(221, 631 \downarrow | 631 \downarrow, 221) = -0,8$. Это приводит к сдвигу на 0,4 МэВ, и его рассчитанная энергия превышает 1,5 МэВ. Для состояния $K_0^\pi = 1/2^- 631 \downarrow \otimes 301$ в ^{289}U $S^{1/2}(301, 631 \downarrow | 631 \downarrow, 301) = -0,03$, но сдвиг заметен. На состояние $K_0^\pi = 1/2^- 631 \downarrow \otimes 301$ в ^{289}Pu учет принципа Паули оказывает слабое влияние, $S^{1/2}(301, 631 \downarrow | 631 \downarrow, 301) = -0,06$. Такие окупольные состояния должны существовать.

Таблица 5

Ядро	K_0^π	Конфигурация	$S^{K_0^\pi}(99199)$	ΔE , МэВ
^{155}Gd	$3/2^-$	$651 \uparrow \otimes 301$	-0,45	2
^{159}Gd	$5/2^-$	$642 \uparrow \otimes 301$	-0,43	1,5
^{161}Gd	$5/2^-$	$521 \downarrow \otimes 221$	-0,41	1,6
	$7/2^-$	$521 \uparrow \otimes 221$	-0,40	1,7
^{169}Er	$3/2^-$	$521 \downarrow \otimes 221$	-0,48	2
^{179}Hf	$3/2^-$	$510 \uparrow \otimes 221$	-0,54	2
^{233}U	$5/2^+$	$752 \uparrow \otimes 301$	-0,90	3
^{237}U	$9/2^+$	$633 \downarrow \otimes 221$	-0,54	1,2
^{239}U	$7/2^+$	$743 \uparrow \otimes 301$	-0,58	2
^{239}Pu	$3/2^+$	$631 \downarrow \otimes 221$	-0,57	1,3

Состояния квазичастица плюс фонон, в которых имеет место сильное нарушение принципа Паули, приведены в табл.5. Эти предсказания было бы интересно проверить экспериментально.

Таким образом, анализ экспериментальных данных по вибрационным состояниям в А-нечетных деформированных ядрах не противоречит расчетам, в которых учтен принцип Паули в компонентах квазичастица плюс фонон волновой функции /7/.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование нижайших вибрационных состояний выполнено с волновой функцией /7/, содержащей одноквазичастичные и квазичастица плюс фонон компоненты. Для вычисления фрагментации состояний квазичастица плюс фонон волновую функцию /7/ необходимо дополнить компонентами квазичастица плюс два фонов. Влияние на низколежащие состояния добавления таких компонент к волновой функции /7/ исследовано в⁴¹. Показано, что вклад компонент квазичастица плюс два фонов в нормировку волновой функции не превышает 1% для состояний с энергией меньше 0,5 МэВ и 3% для состояний с энергией меньше 1 МэВ. Учет этих компонент приводит к уменьшению на (1-5)% доминирующей компоненты волновой функции и к небольшому энергетическому сдвигу. Роль компонент квазичастица плюс два фонов увеличивается с ростом энергии возбуждения, она значительна в ядрах переходных областей. Вклад компонент квазичастица плюс два фонов следует учитывать при вычислении неротационных состояний в А-нечетных деформированных ядрах с энергией выше (1,0-1,5) МэВ. Учет этих компонент не приводит к существенному изменению полученных нами результатов.

Изучение низколежащих вибрационных состояний в А-нечетных деформированных ядрах в рамках квазичастично-фононной модели ядра позволяет сделать следующие выводы. На основании учета принципа Паули состояния квазичастица плюс фонон разобьем на три группы. К первой отнесем такие, в которых принцип Паули не нарушен или нарушен слабо. Для них верны ранее проведенные расчеты. Ко второй группе отнесем состояния, в которых имеется заметное нарушение принципа Паули. Соответствующий энергетический сдвиг можно наблюдать экспериментально. В обеих этих группах должны существовать соответствующие вибрационные состояния. К третьей группе отнесем состояния, в которых принцип Паули нарушен сильно. В результате их центроиды энергии сдвигаются на (1-2) МэВ в сторону высоких энергий. Такие состояния, как правило, должны быть фрагментированы по нескольким уровням.

Для выяснения особенностей вибрационных состояний в А-нечетных деформированных ядрах необходимо проведение дальнейших экспериментальных исследований различными методами, в том числе с помощью рассеяния тяжелых ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, Benjamin, Reading Mass, 1975, v. 2.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; (Transl. Pergamon Press, 1976).
3. Гнатович В., Громов К.Я. ЯФ, 1966, т.3, с. 8; Andrejtscheff W., Manfrass P. Phys.Lett., 1975, 55B, p. 159.
4. Bunker M.E., Reich C.W. Rev.Mod.Phys., 1971, vol. 43, p. 348; Chasman R.R et al. Rev.Mod.Phys., 1977, 49, p. 833.
5. Hoff R.W. et al. Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topic 1981; von Egidy T. Inst.Phys.Conf.Ser., 1982, No.62, p. 250; von Egidy T. et al. Phys.Lett., 1979, 81B, p. 281.
6. Soloviev V.G. Phys.Lett., 1965, vol.16, p. 308; Soloviev V.G., Vogel P. Nucl.Phys., 1967, A92, p. 449; Соловьев В.Г., Фогель П., Юнклауссен Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, т.31, с. 518; Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1967, т.5, с. 566.
7. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с. 357.
8. Gareev F.A. et al. Nucl.Phys., 1971, A171, p. 134; Иванов С.П. и др. Изв. АН СССР, 1973, т.37, с.911; 1975, т.39, с. 1632.
9. Hoff R.W. et al. Phys.Rev., 1982, C25, p. 2232.
10. Lovhoiden G. et al. Nucl.Phys., 1979, A315, p. 90.
11. Kvasil J. et al. Chech. J.Phys., 1978, B28, p. 843; Бегжанов Р.Б. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, т.43, с.1026.
12. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с. 580; Soloviev V.G. Nucleonica, 1978, vol.23, p. 1149; Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl.Phys., 1972, A196, p. 443.
13. Iachello F. Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei, New York, Plenum Press 1981.
14. Janssen D., Jolos R.V., Dönaу F. Nucl.Phys., 1974, A224, p.93.
15. Iachello F. In: Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics 1981, Inst. Phys.Conf., ser. 62, 1981, p. 15.
16. Immele J.D., Struble G.L. Phys.Rev., 1977, C15, p. 1085, 1103.
17. Соловьев В.Г. В сб.: Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики. ОИЯИ, Д-12831, Дубна, 1979, с.424; Bastrukov S.I., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. JINR, E-82-167, Dubna, 1982.
18. Chan Zuy Khuong, Soloviev V.G., Voronov V.V. J.Phys.G: Nucl. Phys., 1981, vol.7, p. 151.
19. Джолос Р.В., Молина Х.Л., Соловьев В.Г. ТМФ, 1979, т.40, с. 245; Jolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. Z.Phys.A, 1980, vol.295, p. 147.
20. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z.Phys.A., 1981, vol.301, p. 263; JINR, E4-82-300, Dubna, 1982.
21. Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Халкин А.В. ЯФ, 1980, т. 38, с. 1209.
22. Soloviev V.G. JINR, E4-81-829, Dubna, 1981.
23. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с. 302.
24. Schreckenbach K. et al. Nucl.Phys., 1982, A376, p. 149.
25. Gasser M., Kern J., Huber O. Nucl.Phys., 1975, A250, p. 106.
26. Boutet J. Z.Phys.A, 1977, A283, p. 369.
27. Wagner L.K. et al. Nucl.Phys., 1975, A246, p. 43; Кувача И.Л., Бондаренко В.А., Прокофьев П.Т. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, т.45, с. 752.
28. Tuurnala T., Katajanheimo R., Hammaren E. Z. Phys.A, 1977, A280, p. 309.
29. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, 6-81-462, Дубна, 1981.
30. Strerba F. Czech. J.Phys., 1981, B31, p. 578.
31. Бондаренко В.А., Прокофьев П.Т. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, т. 43, с. 2131.
32. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с. 2271.
33. Beitins M.R. et al. Nucl.Phys., 1976, A262, p. 273.
34. Sharma H.L., Hintz N.M. Phys.Rev., 1976, C13, p. 2288.
35. Jench P. et al. Nucl.Phys., 1979, A317, p. 369.
36. Jonson M.W., Thompson R.C., Huizenga J.R. Phys.Rev., 1978, C17, p. 927
37. Thompson R.C., Huizenga J.R., Elze Th.W. Phys.Rev., 1976, C13, p. 638.
38. Almeida J. et al. Nucl.Phys., 1979, A315, p. 71.
39. von Egidy T. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p. 944.
40. Erskine J.R. Phys.Rev., 1978, C17, p. 934.
41. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с. 1605.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Соловьев В.Г., Нестеренко В.О., Баструков С.И. P4-82-531
O vibrational states in deformed odd-A nuclei

В рамках квазичастично-фононной модели получены уравнения для описания вибрационных состояний нечетных деформированных ядер, в которых учтен принцип Паули в компонентах квазичастица плюс фонон волновой функции. Показано, что если в этих компонентах принцип Паули не нарушен или нарушен слабо, то могут существовать соответствующие вибрационные состояния в нечетных ядрах. Если же в состоянии квазичастица плюс фонон принцип Паули нарушен сильно, то центр энергии этого состояния сдвигается в сторону высоких энергий, и состояние может быть фрагментировано по нескольким уровням. Показано, что экспериментальные данные не противоречат результатам расчетов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Soloviev V.G., Nesterenko V.O., Bastrukov S.I. P4-82-531
On Vibrational States in Deformed odd-A Nuclei

The equations for the description of vibrational states in deformed odd-A nuclei are obtained within the quasiparticle-phonon nuclear model. In these equations the Pauli principle is taken into account in the quasiparticle plus phonon components of the wave functions. It is shown that if in these components the Pauli principle is not violated or is slightly violated, the corresponding vibrational states may exist in deformed odd-A nuclei. If the Pauli principle is strongly violated in the quasiparticle plus phonon state, its centroid energy is shifted towards higher energies, and it can be fragmented over several levels. The analysis of the available experimental data on the low-lying vibrational states in deformed odd-A nuclei has shown that the experimental data do not contradict the results of these calculations.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.