

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗУ1.16

Б-176

1420/2-73

М.И.Базнат, Н.И.Пятов

16/11-73

P4 - 6980

ВЛИЯНИЕ СИЛ КОРИОЛИСА НА E1-ПЕРЕХОДЫ  
МЕЖДУ РОТАЦИОННЫМИ ПОЛОСАМИ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Влияние сил Кориолиса на  $E1$ -переходы между  
ротационными полосами

В рамках неадиабатической вращательной модели рассмотрено влияние кориолисова смешивания одночастичных состояний на вероятности  $E1$ -переходов. Проведены численные расчеты для некоторых ядер редкоземельной области. Проведен анализ  $E1$ -переходов с  $\Delta K=1$  и  $\Delta K=0$ .

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1973

Baznat M.I., Pyatov N.I.

P4 - 6980

Effect of the Coriolis Force on  $E1$ -Transitions  
between Rotational Bands

The effect of the Coriolis force on  $E1$ -transitions with  $\Delta K=0$  and 1 is considered within the framework of the non-adiabatic rotational model. Numerical calculations are performed for a number of odd-mass rare earth nuclei.

P4 - 6980

М.И.Базнат\*, Н.И.Пятов

ВЛИЯНИЕ СИЛ КОРИОЛИСА НА  $E1$ -ПЕРЕХОДЫ  
МЕЖДУ РОТАЦИОННЫМИ ПОЛОСАМИ

Направлено в ЯФ

\* Институт прикладной физики АН МССР (Кишинев).

## I. Введение

Электромагнитные переходы являются важным источником информации о структуре ядерных состояний и хорошим критерием проверки правильности используемых теоретических моделей. В данной работе рассматриваются  $E1$ -переходы между уровнями вращательных полос в нечетных атомных ядрах. Как известно,  $E1$ -переходы в деформированных ядрах являются очень замедленными по сравнению с одночастичными оценками Вайскопфа <sup>/1/</sup> /соответствующие факторы запрета достигают величины  $10^5 - 10^6$ /. Расчеты в одночастичной модели Нильсона <sup>/2/</sup> с учетом и без учета парных корреляций <sup>/3/</sup> приводят к некоторому улучшению согласия с экспериментальными данными для переходов с  $\Delta K=0/K$  - проекция углового момента на ось симметрии ядра/. Для переходов с  $\Delta K=1$  согласие с экспериментом довольно грубое /факторы запрета порядка  $10^2 - 10^3$ /, и результаты сильно зависят от выбора параметров из-за больших флуктуаций фактора задержки, обусловленного парными корреляциями,  $R_\gamma = (u_1 u_2 - v_1 v_2) / u$  и  $v$  - амплитуды канонического преобразования Боголюбова/. Такие же результаты дают расчеты с волновыми функциями реалистического потенциала Саксона-Вудса <sup>/4/</sup>.

Поскольку величины матричных элементов оператора  $E1$ -перехода между состояниями с  $\Delta K=1$  почти на порядок меньше соответствующих величин для переходов с  $\Delta K=0$ , очень важно учитывать для переходов с  $\Delta K \geq 1$  смешивание состояний с различными  $K$ . Особенно сильно эти эффекты проявляются в нарушении правил интенсивностей <sup>/5/</sup> /правил Алага/.

Исследования вращательных спектров в деформированных ядрах показали, что смешивание состояний по  $K$  обусловлено, в основном, взаимодействием между одночастичным и вращательным движениями в ядре /взаимодействием Корнелиса/.

В работах Гриня и Павличенкова <sup>/6/</sup> и Михайлова <sup>/7/</sup> смешивание конфигураций учитывалось по теории возмущения. Следуя этим работам, приведенную вероятность  $E1$ -перехода между состояниями  $|IK\rangle$  и  $|IK-1\rangle (K \neq 1/2)$  можно записать в простом виде <sup>/7/</sup>

$$B(E1, K \rightarrow K-1) = [M_0 \langle K | -1 \rangle + M_1 \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \times \\ \times \langle K-1 | 0 | K-1 \rangle + M_2 \sqrt{I'(I'+1) - K(K+1)} \langle K | 10 | K \rangle]^2 / 1/$$

С помощью формулы /1/ можно рассматривать абсолютные значения и отношения интенсивностей переходов, используя величины  $M_0, M_1, M_2$  как параметры. Эта формула хорошо работает для  $E1$ -переходов между вращательными полосами, для которых  $K$  является хорошим квантовым числом /т.е. примеси невелики/.

Во многих ядрах наблюдаются сильно смешанные вращательные полосы, которым трудно приписать определенное квантовое число  $K \sim 16^1 E_T, 16^3 E_T / 8 //$ . В рамках теории возмущений невозможно описать энергетический спектр таких аномальных полос, а для расчета вероятностей  $E1$ -переходов необходимо увеличивать число параметров в формуле /1/.

В данной работе проведены расчеты вероятностей  $E1$ -переходов в рамках неадиабатической модели, в которой можно учитывать примеси с любым  $\Delta K$  в волновой функции, не вводя при этом никаких дополнительных параметров.

## II. Неадиабатическая вращательная модель

Для описания вращательных спектров, статических моментов и вероятностей электромагнитных переходов между состояниями ротационных полос была разработана неадиабатическая модель /9/, являющаяся обобщением модели Бора /10/ на случай сильного взаимодействия между внутренним и вращательным движениями. В этой модели гамильтониан кинетической энергии вращения ядра записывается в виде /10/ /ядро предполагается аксиально-симметричным/

$$H_{rot} = \frac{1}{2J} [\vec{I} - \vec{j}]^2 \quad (I_3 - j_3 = 0), \quad /2/$$

где оператор полного углового момента  $\vec{I}$  действует в пространстве коллективных переменных /углы Эйлера/, а оператор внутреннего момента  $\vec{j}$  - в ограниченном конфигурационном пространстве одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми. Формулу /2/ можно переписать в виде:

$$H_{rot} = H_{rot}^0 + H_{cor} + H_j \\ H_{rot}^0 = \frac{1}{2J} (\vec{I}^2 - I_3^2) \\ H_{cor} = -\frac{1}{2J} 2[I_1 j_1 + I_2 j_2] \quad /3/ \\ H_j = \frac{1}{2J} (j_1^2 + j_2^2)$$

$H_{rot}^0$  описывает вращение ядра как целого,  $H_{cor}$  - взаимодействие Кориолиса,  $H_j$  представляет центробежное взаимодействие нуклонов, заполняющих пространство состояний, в котором определен оператор  $\vec{j}$ . Это взаимодействие может быть включено во внутреннее движение.

Полный гамильтониан ядра можно записать в виде

$$H = H_{intr} + H_{rot}^0 + H_{cor} \quad /4/$$

Внутренний гамильтониан  $H_{intr}$  рассматривается в рамках современных микроскопических моделей и включает в себя среднее поле, спаривание и остаточные спин-спиновое и центробежное взаимодействия, учитывающие связь нечетной частицы с коллективными  $I^+$  возбуждениями четно-четного остова. Полное описание этих эффектов можно найти в работах /9/.

Волновая функция гамильтониана /4/ выбирается в виде разложения по адиабатическим функциям

$$|IM\rangle = \sum_{K\alpha} C_{K\alpha}^I |IMK\alpha\rangle \quad /5/$$

$$|IMK\alpha\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{ \phi_{K\alpha} D_{MK}^I + (-1)^{I+\ell+K} \phi_{\bar{K}\alpha} D_{M-K}^I \},$$

где  $C_{K\alpha}^I$  - коэффициенты корнолисова смешивания состояний,  $\phi_{K\alpha}$  - внутренние волновые функции ( $\phi_{\bar{K}\alpha}$  сопряжено по времени по отношению к  $\phi_{K\alpha}$ ), которые находятся из решения уравнения Шредингера

$$H_{intr} \phi_{K\alpha} = \epsilon_{K\alpha} \phi_{K\alpha} \quad /6/$$

Собственные функции и энергии гамильтониана /4/ находятся путем диагонализации его в пространстве состояний /5/. Получаем

$$\xi(l) = \sum_{K\alpha} (C_{K\alpha}^l)^2 \xi_{K\alpha} + \frac{1}{2J} g(l) \quad /7/$$

$$g(l) \equiv l(l+1) - \sum_{K\alpha} (C_{K\alpha}^l)^2 K^2 + (-1)^{l+1/2} (l+1/2) a(l).$$

Обобщенный параметр развязывания  $a(l)$  определяется выражением

$$a(l) \equiv (-1)^{l+1/2} (l+1/2)^{-1} 2J \langle IM | H_{cor} | IM \rangle.$$

Для вычисления волновых функций и энергетического спектра вращательной полосы используются два параметра: щель и инерциальный параметр  $1/2J$ , причем величина щели варьируется в очень ограниченных пределах, согласующихся с данными по парным энергиям. Приведенная вероятность  $E1$ -перехода в неадиабатической модели имеет вид

$$B(E1, I \rightarrow I') = \left| \sum_{\alpha K} \sum_{\alpha' K'} C_{K\alpha}^I C_{K'\alpha'}^{I'} R_{\gamma}^{aa'} \times \langle \alpha' K' | \mathbb{M}_{K'-K}^I | \alpha K \rangle \times \right.$$

$$\left. \times \langle IK | K' - K | I' K' \rangle + (-1)^{l+l'+K} \delta_{K, 1/2} \delta_{K', 1/2} \right| \quad /8/$$

$$\times \langle \alpha' K' | \mathbb{M}_{K'+K}^I | \alpha K \rangle \langle l-1/2 \ 1 \ 1 | l' 1/2 \rangle \Big|^2,$$

где  $\mathbb{M}_{\mu}^I = \ell_{eff} \ r Y_{\mu}$

$$\ell_{eff} = \ell \begin{cases} 1 - Z/A & \text{для протона} \\ Z/A & \text{для нейтрона.} \end{cases}$$

С учетом эффекта блокировки фактор задержки  $R_{\gamma}^{aa'}$  имеет вид /11/

$$(R_{\gamma}^{aa'})^2 = \{ u_{\alpha}^{(\alpha')} u_{\alpha'}^{(\alpha)} - v_{\alpha}^{(\alpha')} v_{\alpha'}^{(\alpha)} \}^2 \prod_{s \neq \alpha, \alpha'} (u_s^{(\alpha')} u_s^{(\alpha)} + v_s^{(\alpha')} v_s^{(\alpha)}), /9/$$

где

$$u_{\alpha}^{(\alpha')} = \{ 1/2 [1 + (\xi_{\alpha} - \lambda_{\alpha'}) (\Delta_{\alpha}^2 + (\xi_{\alpha} - \lambda_{\alpha'})^2)^{-1/2}] \}^{1/2}$$

$$v_{\alpha}^{(\alpha')} = \{ 1 - [u_{\alpha}^{(\alpha')}]^2 \}^{1/2}.$$

Амплитуды смешивания  $C_{K\alpha}^l$  получаются из расчета энергетического спектра, следовательно, формула/8/ не содержит никаких параметров.

### III. Расчеты и обсуждение результатов

В рамках неадиабатической модели были вычислены абсолютные значения  $B(E1)$  и отношения интенсивностей  $E1$ -переходов в ядрах редкоземельной области. Для иллюстрации в таблицах 1,2 и на рис. 1 приведены результаты расчетов для ядер  $^{153}Eu$ ,  $^{161}Ho$  и  $^{177}Hf$ , в которых известны  $E1$ -переходы между вращательными состояниями до больших значений спина. Все расчеты проведены с одночастичной схемой уровней в потенциале Саксона-Вудса /12/. Необходимо отметить, что для каждой рассматриваемой ротационной полосы вычисляются все ее экспериментальные характеристики: спектр, вероятности  $E2$  и  $M1$ -переходов, магнитные моменты. Полученные в результате расчетов волновые функции используются для рассмотрения  $E1$ -переходов. Ниже обсуждаются результаты, полученные для ряда ядер.

$^{153}Eu$ . В этом ядре вычислены абсолютные значения приведенных вероятностей переходов между уровнями вращательных полос, построенных на одночастичных состояниях \*  $3/2^+[411]$  и  $5/2^+[532]$ . Расчеты проведены при деформации  $\beta_{20} = 0,28$  с учетом смешивания следующих конфигураций:  $5/2^+[402]$ ,  $5/2^+[413]$ ,  $3/2^+[411]$ ,  $3/2^+[422]$ ,  $1/2^+[411]$  и  $1/2^+[420]$  для полосы положительной четности и состояний из подболочки  $h_{11/2}$  для полосы отрицательной четности. В таблице 1 приведены рассчитанные и экспериментальные абсолютные значения  $B(E1)^{1/3}$ . Экспериментально измерялось отношение интенсивностей  $W_{\gamma}(E2)/W_{\gamma}(E1)$ . Вычисляя  $B(E2)$  во вращательной полосе по формуле обобщенной модели

$$B(E2, I \rightarrow I') = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle IK 20 | I' K \rangle^2,$$

можно обработать полученные данные и определить значения  $B(E1)$ . Точность полученных таким образом значений  $B(E1)$ , по-видимому, невелика, однако метод позволяет получить сведения о поведении  $B(E1)$  вплоть до высоких спинов.

\* Состояния характеризуются набором асимптотических квантовых чисел  $[N \pi_{\pm} \Lambda]$ .

Сравнение приведенных в таблице данных показывает, что согласие вычисленных и экспериментальных значений  $B(E1)$  является удовлетворительным. Фактор запрета не превышает значения 4. Для беспараметрического анализа абсолютных значений вероятностей переходов с  $\Delta K = 1$  такое согласие можно назвать вполне хорошим.

$^{161}\text{Ho}$ . В таблице 1 приведены результаты расчетов для  $^{161}\text{Ho}$ , где рассматриваются переходы с  $\Delta K = 0$  между состояниями вращательных полос на состояниях  $7/2^+$  [404] и  $7/2^-$  [523]. В вычислениях, проведенных при деформации  $\beta_{20} = 0,28$ , учитываются состояния из подболочек  $h_{11/2}$  для полосы  $7/2^-$  [523] и  $7/2^+$  [404],  $5/2^+$  [413],  $5/2^+$  [402],  $3/2^+$  [422] - для полосы положительной четности. Основной вклад в  $B(E1)$  дает компонента в формуле /8/, пропорциональная матричному элементу  $\langle 404 | \mathcal{M}(E1) | 523 \rangle$ , вклад всех остальных компонент не превышает 15%.

$^{177}\text{Hf}$ . Наиболее исследованным ядром редкоземельной области является  $^{177}\text{Hf}$ , для которого рассматриваются  $E1$ -переходы между вращательными полосами  $9/2^+$  [624] и  $7/2^-$  [514]. Полный анализ спектроскопических характеристик этих двух полос был проведен нами в работе /14/. Расчет вероятностей  $E1$ -переходов проведен при деформации  $\beta_{20} = 0,24$  с учетом смешивания состояний из подболочек  $i_{13/2}$  и  $h_{9/2}$  для полос положительной и отрицательной четности, соответственно. В таблице 2 и на рис. 1 приведены результаты расчета, экспериментальные данные /15/ и отношения интенсивностей в адиабатическом приближении /правила Алага/. Для отношений вероятностей в этом ядре получено хорошее согласие с экспериментом. Однако абсолютные значения  $B(E1)$  описываются значительно хуже, чем в  $^{153}\text{Eu}$  и  $^{161}\text{Ho}$ .

#### IV. Заключение

На основе проведенных расчетов и сравнения теоретических и экспериментальных данных по абсолютным значениям и отношениям интенсивностей можно сделать вывод о том, что в рамках неадиабатической модели возможно получить хорошее количественное и качественное описание  $E1$ -переходов между вращательными состояниями. Из сравнения с адиабатикой можно определить вклад кориолисова смешивания в вероятность перехода. Для переходов с  $\Delta K = 0$  этот вклад оказывается

порядка 15-20% для переходов с  $\Delta K = 1$  вклад от примесей может достигать 80%. Естественно, что для получения лучшего согласия с экспериментом необходимо учитывать еще много эффектов, однако можно сказать, что для переходов с  $\Delta K = 1$  в первую очередь надо правильно учитывать кориолисово смешивание состояний.

Для описания абсолютных значений вероятностей  $E1$ -переходов в некоторых работах учитывалось взаимодействие квазичастиц с октупольными фононами /16/. Такой анализ был проведен для ядра  $^{177}\text{Hf}$  Расмуссеном /15/. Согласно с экспериментом получено хорошее, однако в таких расчетах возникает вопрос о выборе фаз компонент, связанных с коллективными примесями в волновой функции. В работе /15/ фазы выбирались из лучшего согласия с экспериментом.

Другие попытки вычисления интенсивностей  $E1$ -переходов связаны с учетом изменения деформации ядра в основном и возбужденном состояниях /17/. В этом случае появляется трудность, связанная с вычислением равновесных деформаций для различных состояний. Как правило, деформации низколежащих состояний в нечетных ядрах слабо различаются /18/. Отметим также, что в случае сильной зависимости значений  $B(E1)$  от различия деформации в начальном и конечном состояниях все теоретические расчеты становятся весьма неустойчивыми.

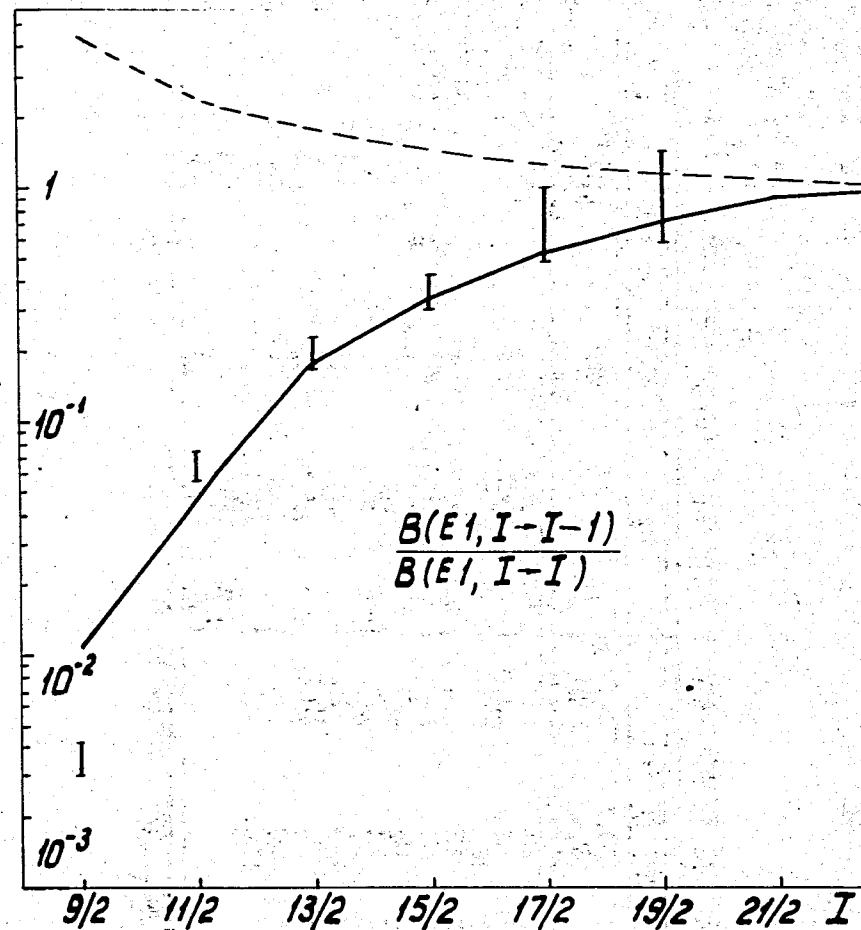
Авторы выражают благодарность М.И.Черней, Г.Винтеру, В.Андрейчеву за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Д.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. ИЛ. М., 1954.
2. S.G.Nilsson. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 29, No. 16 (1955).
3. В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Атомиздат, 1963. N.I.Pyatov. Acta Physica Polonica, 25, 21 (1964). G.Monsonogo, R.Piepenbring. Nucl.Phys., 59, 593 (1964). H.Vergnes, J.Rasmussen. Nucl.Phys., 62, 233 (1965).
4. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, М.И.Черней. ЯФ, 9, 308 /1969/.
5. K.E.Löbner. Phys.Lett., 26B, 369 (1968).
6. Ю.Т.Гринь, И.М.Павличенков. ЖЭТФ, 47, 1847 /1964/; Nucl.Phys., 65, 686 (1965).
7. В.М.Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 308 /1964/; Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 1334 /1966/.
8. M.I.Baznat, M.I.Chernej and N.I.Pyatov. Phys.Lett., 31B, 192 (1970).
9. М.И.Базнат, Н.И.Пятов, М.И.Черней. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 789 /1972/; М.И.Базнат, Н.И.Пятов, М.И.Черней. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4 /1973/. M.I.Baznat, M.I.Chernej and N.I.Pyatov. Physica Scripta (to be published).

10. A.Bohr. *Mat.Fys.Medd.Dan. Vid.Selsk.*, 26 No. 14 (1952).  
О.Бор, Б.Моттельсон. *АЭ*, 14, 41 /1963/.
11. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*. Изд. "Наука", М., 1971. О.Г.Гадецкий, Н.И.Пятов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 29, 830 /1965/.
12. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 1960 /1968/.
13. G.Winter, L.Funke, P.Kemnitz and H.Sodan. *Nucl.Phys.*, A199, 1 (1973).
14. М.И.Базнап, Н.И.Пятов, М.И.Черней. *Сообщение ОИЯИ, Е4-6265, Дубна /1972/*.
15. F.M.Bernthal and J.O.Rasmussen. *Nucl.Phys.*, A101, 513 (1967).
16. G.Monsonogo and R.Piepenbring. *Phys.Lett.*, 21, 180 (1966).  
A.Faessler, T.Udagawa and R.K.Sheline. *Nucl.Phys.*, 85, 670 (1966).
17. W.Andrejtsceff, F.Dubbers, P.Manfrass and K.D.Schilling. *Nucl.Phys.*, A190, 489 (1972).
18. D.A.Arseniev, A.Sobiczewski, V.G.Soloviev. *Nucl.Phys.*, A139, 269 (1969).  
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.В.Пашкевич. *ЯФ* 11, 1200 /1970/.
19. S.G.Malmskog, A.Marelius and S.Wahlborn. *Nucl.Phys.*, A103, 481 (1967).
20. L.Funke, K.H.Kaun, P.Kemnitz, H.Sodan and G.Winter. *Nucl.Phys.*, A190, 576 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 марта 1973 года.



Отношение вероятностей  $E1$ -переходов между вращательными полосами  $9/2^+[624]$  и  $7/2^-[514]$  в ядре  $^{177}\text{Hf}$ . Сплошная кривая соответствует расчету, пунктирная показывает отношение интенсивностей в адиабатическом приближении. Экспериментальные данные /вертикальные прямые/ - из работы /15/.

Таблица 1

Абсолютные значения приведенных вероятностей EI-переходов в ядрах  $^{153}\text{Eu}$  и  $^{161}\text{Ho}$

$^{153}\text{Eu}$		$^{161}\text{Ho}$		$^{161}\text{Ho}$		$7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^- [523]$	
$I^\pi$	$I^\pi$	$B(E1)$ теор. [ $10^{-4} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ]	$B(E1)/13/$ эксп. [ $10^{-4} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ]	$I^\pi$	$I^\pi$	$B(E1)$ теор. [ $10^{-4} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ]	$B(E1)/13/$ эксп. [ $10^{-4} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ]
$3/2^+$	$5/2^-$	6,4		$7/2^+$	$7/2^-$	13,1	$\geq 0$
$5/2^+$	$5/2^-$	1,2	0,32 <sup>a)</sup>	$9/2^+$	$9/2^-$	3,5	
$7/2^+$	$7/2^-$	10,6		$9/2^+$	$7/2^-$	2,8	
	$5/2^-$	2,5	0,9 <sup>a)</sup>	$9/2^+$	$9/2^-$	7,6	
	$7/2^-$	1,1	1,67	$11/2^+$	$11/2^-$	4,6	
$9/2^+$	$9/2^-$	1,4	3,55	$9/2^+$	$9/2^-$	3,7	3,68
	$7/2^-$	5,1	2,66	$11/2^+$	$11/2^-$	4,7	3,90
	$9/2^-$	0,8	1,26	$13/2^+$	$13/2^-$	4,6	
	$11/2^-$	15,4	(3,7 <sup>a)</sup> )	$11/2^+$	$11/2^-$	3,9	4,88
$11/2^+$	$9/2^-$	7,2	4,12	$13/2^+$	$13/2^-$	3,1	2,49
	$11/2^-$	0,6	1,78	$15/2^+$	$15/2^-$	4,1	6,63
	$13/2^-$	16,8	5,25	$17/2^+$	$15/2^-$	3,7	8,70

a) Значение приведенной вероятности взято из работы /19/.

б) См. работу /20/.

Таблица 2

Отношения приведенных вероятностей EI-переходов между временными полосами  $9/2^+ [624]$  и  $7/2^- [514]$  в ядре  $^{133}\text{Nd}$

$I^\pi$	$I^\pi$	$B(E1, I-I')/B(I-I'+1)/B(I-I'+2)$		
		Расчет	Алга	Эксперимент /15/
$9/2^+$	$7/2^-$	1/93/50	1/0,23/0,023	1/271/91
$11/2^+$	$9/2^-$	1/21/19	1/0,41/0,056	1/16
$13/2^+$	$11/2^-$	1/5,6	1/0,56	1/5,0
$15/2^+$	$13/2^-$	1/2,9	1/0,68	1/2,7
$17/2^+$	$15/2^-$	1/1,9	1/0,79	1/1,3
$19/2^+$	$17/2^-$	1/1,4	1/0,88	1/1,0
$21/2^+$	$19/2^-$	1/1,1	1/0,96	-