



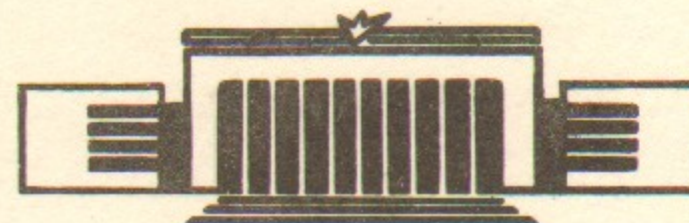
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

26

В.В.Мазепус

ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ ЧАСТИЦА-РОТОР,
УЧИТЫВАЮЩЕЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ
ЭФФЕКТЫ

ПРЕПРИНТ 83-138



НОВОСИБИРСК

ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ ЧАСТИЦА-РОТОР,
УЧИТЫВАЮЩЕЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

В.В.Мазепус

Аннотация

Рассмотрено обобщение модели частица-ротор, учитывающее наиболее существенные неадиабатические эффекты. Проведены численные расчеты для $I_{67,169} \gamma_{\beta}$ и $I_{57,159,161} \gamma_{\beta}$, показывающие, что учет этих эффектов значительно улучшает согласие теории с экспериментом без введения факторов ослабления кориолисовых сил.

I. Как показывают многочисленные расчеты [1], модель частица-ротатор (МЧР) [2] не воспроизводит экспериментальные спектры деформированных нечетных ядер. Обычный способ согласования теории и эксперимента состоит во введении искусственных коэффициентов, ослабляющих кориолисово взаимодействие и рассматриваемых как подгоночные параметры [1]. Качественное согласие наблюдаемых и вычисленных спектров отмечалось при увеличении параметров деформации [3,4]. Близкие к наблюдаемым спектры, полученные в рамках *cranking*-модели (СМ) [5], по-видимому, не показательны, так как СМ для нечетных ядер неудовлетворительна с теоретической точки зрения [6]. Кроме того, делались попытки учета многочастичных эффектов [7], взаимодействия с коллективными [8] и неколлеktивными [9] решениями приближения хаотических фаз и т.д.

Следует заметить, однако, что МЧР основана на адиабатическом рассмотрении вращения четно-четного остова, тогда как в типичном случае полос положительной четности, построенных на состояниях подболочки $\nu i_{13/2}$, в редкоземельных ядрах угловой момент остова может достигать значений 10-12, если даже полный момент нечетного ядра относительно мал. При таких моментах адиабатическое описание остова, вообще говоря, некорректно, и необходим учет неадиабатических эффектов. В настоящей работе показано, каким образом основные неадиабатические эффекты могут быть включены в схему МЧР, и численными расчетами продемонстрировано их влияние на спектры нечетных ядер. При этом согласие теории и эксперимента существенно улучшается без введения коэффициентов, ослабляющих кориолисово взаимодействие.

2. *Cranking*-модельные расчеты [10,11] показывают, что деформация почти не зависит от угловой частоты. Поэтому наиболее важными неадиабатическими эффектами оказываются:

- 1) неквадратичная зависимость остова от углового момента,
- 2) изменение спаривательной щели с ростом момента,
- 3) "виртуальное" выстраивание, аналогичное эффекту выстраивания в четных ядрах.

Первый из этих эффектов хорошо известен и учитывается в современных вариантах МЧР посредством включения в энергию остова членов четвертого порядка по моменту или в рамках модели

переменного момента инерции [1]. Однако, исходя из идеологии МЧР, согласно которой параметры четного остова считаются заданными и определяются как соответствующие параметры соседних четных ядер, представляется более последовательным выбрать в качестве энергий остова экспериментальные энергии основных полос четно-четных соседей.

Второй эффект изучался в рамках СМ (см., например, [10-13]), однако в стандартной МЧР не был учтен. Третий эффект, по-видимому, ранее не рассматривался.

3. Обычно гамильтониан МЧР не выводится из микроскопического (фермионного) гамильтониана, а постулируется на основании некоторых общих соображений [2]. Гамильтониан, учитывающий перечисленные неадиабатические эффекты, также может быть постулирован, однако для прояснения физических предпосылок, лежащих в его основе, представляется полезным дать его микроскопический вывод. Именно, можно указать вариационный принцип, приводящий, при выполнении некоторых условий, как к гамильтониану МЧР, так и к его неадиабатическому обобщению. При этом удобно не конкретизировать природу состояний нечетного ядра и рассматривать общий случай нечетной частицы, взаимодействующей с некоторой полосой коллективных состояний остова. Дальнейшее рассмотрение близко к подходу Кермана и Клейма [14] и методу обобщенной матрицы плотности Беляева и Зелевинского [15].

Пусть задан микроскопический гамильтониан

$$H = \sum_{ik} t_{ik} a_i^+ a_k + \frac{1}{2} \sum_{iklm} \langle ik|v|lm \rangle a_i^+ a_k^+ a_l a_m, \quad (1)$$

где a_i^+ , a_i - фермионные операторы, индексы i, k, \dots нумеруют одночастичные состояния, и пусть собственные состояния $|n\rangle$ гамильтониана (1) образуют коллективную полосу четной системы. Определим "спинор" Ψ_i с компонентами $\Psi_{i\alpha}$, $\alpha=1,2$ [16]:

$$\Psi_{i1} = a_i, \quad \Psi_{i2} = a_i^+, \quad (2)$$

где знак \sim обозначает Т-сопряжение. Будем искать состояние нечетной системы в виде

$$|1\rangle = \sum_{ni\alpha} C(ni\alpha) \Psi_{i\alpha}^+ |n\rangle. \quad (3)$$

Нормировка состояния (3) приводит к условию

$$\begin{aligned} \langle 1 | 1 \rangle &= \sum_{ni\alpha} \sum_{mk\beta} C^*(ni\alpha) C(mk\beta) \langle n | \Psi_{i\alpha} \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle \\ &= \sum_{ni\alpha} \sum_{mk\beta} C^*(ni\alpha) C(mk\beta) \langle ni\alpha | \Gamma | mk\beta \rangle = 1. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введена обобщенная матрица плотности Γ , определенная в объединенном пространстве состояний [16]

$$|ni\alpha\rangle = |n\rangle \times |i\alpha\rangle.$$

Матричные элементы

$$\langle n | \Psi_{i\alpha} H \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle,$$

входящие в среднее значение энергии по состоянию (3), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle n | \Psi_{i\alpha} H \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle &= \langle n | H \Psi_{i\alpha} \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle \\ &+ \langle n | [\Psi_{i\alpha} H] \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle \\ &= H_n \langle ni\alpha | \Gamma | mk\beta \rangle + \langle n | (\hat{S} \Psi)_{i\alpha} \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где H_n - собственное значение H в состоянии $|n\rangle$, а \hat{S} - некоторая операторная матрица [14,16], определенная в прямом произведении одночастичного и фермионного пространства. Предположим, что выполнено приближение метода обобщенной матрицы плотности, состоящее в том, что матричные элементы парных операторов, входящих в \hat{S} , между коллективными состояниями $|n\rangle$ и $|n'\rangle$ существенно превышают переходы из $|n\rangle$ в какие-либо другие состояния четной системы. Тогда

$$\begin{aligned} \langle n | \Psi_{i\alpha} H \Psi_{k\beta}^+ | m \rangle &\approx H_n \langle ni\alpha | \Gamma | mk\beta \rangle \\ &+ \langle ni\alpha | \hat{S} | n'i'\alpha \rangle \langle n'i'\alpha | \Gamma | mk\beta \rangle \\ &= \langle ni\alpha | (\hat{H} + \hat{S}) \Gamma | mk\beta \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь \hat{S} - "коллективная часть" матрицы \hat{S} - имеет смысл динамического самосогласованного поля, зависящего от коллективных переменных; \hat{H} представляет собой коллективный гамильтониан:

$$\hat{H}_{nm} = H_n \delta_{nm}. \quad (7)$$

Операторы \dot{H} , S и Γ относятся к четной системе и считаются известными. Матрица Γ коммутирует с $\dot{H}+S$ [15,16].

Таким образом, среднее значение энергии по состоянию (3) можно записать в виде

$$\langle |H| \rangle \approx \sum_{\substack{nid \\ mk\beta}} C^*(nid) C(mk\beta) \langle nid | (\dot{H}+S) \Gamma | mk\beta \rangle. \quad (8)$$

Варьируя (8) по $C^*(nid)$ с дополнительным условием (4), получаем уравнение для $C(nid)$

$$\sum_{mk\beta} \langle nid | (\dot{H}+S - \mathcal{E}) \Gamma | mk\beta \rangle C(mk\beta) = 0, \quad (9)$$

где \mathcal{E} - множитель Лагранжа. Пусть $\langle nid | \lambda \rangle$ - собственные функции оператора

$$\mathcal{H} = \dot{H} + S, \quad (10)$$

диагонализующие одновременно Γ , и пусть \mathcal{H}_λ и Γ_λ - соответствующие собственные значения операторов \mathcal{H} и Γ . Тогда в λ -представлении уравнение (9) и нормировочное условие (4) принимают форму

$$(\mathcal{H}_\lambda - \mathcal{E}) \Gamma_\lambda C_\lambda = 0, \quad (11)$$

$$\sum_\lambda |C_\lambda|^2 \Gamma_\lambda = 1, \quad (12)$$

где

$$C_\lambda = \sum_{nid} C(nid) \langle \lambda | nid \rangle, \quad (13)$$

$$C(nid) = \sum_\lambda C_\lambda \langle nid | \lambda \rangle. \quad (14)$$

Из определения матрицы плотности Γ ясно, что ее среднее значение по любому состоянию неотрицательно, что означает неотрицательность собственных значений Γ_λ .

В первоначальной формулировке метода обобщенной матрицы плотности [15,16] предполагалось, что ненулевые Γ_λ равны 1, однако для общности мы не будем требовать выполнения этого условия.

Из уравнений (11) и (12) следует, что \mathcal{E} может быть равным любому \mathcal{H}_μ , если $\Gamma_\mu \neq 0$. При этом

$$C_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_\lambda}} \delta_{\lambda\mu}, \quad (15)$$

если $\Gamma_\lambda \neq 0$. Величины C_λ при $\Gamma_\lambda = 0$ остаются неопределенными.

Возвращаясь с помощью (14) к представлению $|nid\rangle$, находим волновую функцию нечетной системы (3):

$$|1\rangle = \sum_{nid} \frac{1}{\sqrt{\Gamma_\mu}} \langle nid | \mu \rangle \Psi_{id}^+ |n\rangle + |X\rangle, \quad (16)$$

$$|X\rangle = \sum_{\substack{nid \\ \lambda, \Gamma_\lambda=0}} C_\lambda \langle nid | \lambda \rangle \Psi_{id}^+ |n\rangle.$$

Покажем, что вектор $|X\rangle$ тождественно равен нулю при любых C_λ . Действительно,

$$\begin{aligned} \langle X | X \rangle &= \sum_{\substack{nid \\ \lambda, \Gamma_\lambda=0}} \sum_{\substack{mk\beta \\ \lambda', \Gamma_{\lambda'}=0}} C_\lambda C_{\lambda'}^* \langle \lambda | nid \rangle \langle nid | \Gamma | mk\beta \rangle \langle mk\beta | \lambda' \rangle \\ &= \sum_{\lambda, \Gamma_\lambda=0} |C_\lambda|^2 \Gamma_\lambda \equiv 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя найденное решение в (8), убеждаемся, что \mathcal{H}_μ при $\Gamma_\mu \neq 0$ представляют собой энергии нечетной системы:

$$\begin{aligned} \langle |H| \rangle &= \sum_{nid} \sum_{\substack{mk\beta \\ \lambda \\ \lambda'}} C_\lambda^* C_{\lambda'} \langle \lambda | nid \rangle \langle nid | \mathcal{H} \Gamma | mk\beta \rangle \langle mk\beta | \lambda' \rangle \\ &= \sum_\lambda |C_\lambda|^2 \Gamma_\lambda \mathcal{H}_\lambda = \mathcal{H}_\mu. \end{aligned} \quad (18)$$

Итак, мы получили, что оператор (10) дает энергии нечетной системы и может быть назван коллективным гамильтонианом нечетного ядра. Принцип отбора "физических" состояний заключается в том, что соответствующее собственное значение обобщенной матрицы плотности четного остова отлично от нуля; другими словами, для нечетной частицы доступны лишь те одетые взаимодействием с коллективной модой одночастичные состояния, которые свободны от частиц остова. Это условие, очевидно, является следствием принципа Паули.

Собственный вектор $\langle n|\alpha|\lambda\rangle$ гамильтониана (10), соответствующий собственному значению \mathcal{K}_λ , однозначно связан с волновой функцией нечетной системы $|\lambda\rangle$:

$$|\lambda\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_\lambda}} \sum_{n|\alpha} \langle n|\alpha|\lambda\rangle \psi_{i\alpha}^+ |n\rangle. \quad (19)$$

Нетрудно проверить, что

$$\langle \lambda|\mu\rangle = \delta_{\lambda\mu}. \quad (20)$$

4. Матричные элементы некоторого одночастичного оператора Q по состояниям (19) проще всего найти в предположении, что векторы $Q|n\rangle$ точно или приближенно лежат в пространстве состояний $|n\rangle$. Пусть

$$Q = \frac{-1}{2} \text{Tr} \hat{q} \psi \psi^+, \quad (21)$$

где \hat{q} — спинорная форма одночастичной матрицы, соответствующей Q [16]. Тогда

$$\langle \lambda|Q|\lambda'\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_\lambda \Gamma_{\lambda'}}} \sum_{n|\alpha} \langle \lambda|n|\alpha\rangle \langle n|\psi_{i\alpha} Q \psi_{k\beta}^+ |m\rangle \langle mk\beta|\lambda'\rangle, \quad (22)$$

и

$$\begin{aligned} \langle n|\psi_{i\alpha} Q \psi_{k\beta}^+ |m\rangle &= \langle n|Q \psi_{i\alpha} \psi_{k\beta}^+ |m\rangle + \langle n|[\psi_{i\alpha} Q] \psi_{k\beta}^+ |m\rangle \\ &= \sum_{n'} Q_{nn'} \langle n'|\psi_{i\alpha} \psi_{k\beta}^+ |m\rangle + \langle n|(\hat{q} \psi)_{i\alpha} \psi_{k\beta}^+ |m\rangle \\ &= \langle n|\alpha|(\hat{Q} + \hat{q})\Gamma|mk\beta\rangle, \end{aligned} \quad (23)$$

где \hat{Q} представляет собой коллективную часть Q и относится к четному остову:

$$\hat{Q}|n\rangle = \sum_{n'} \langle n'|Q|n\rangle |n'\rangle. \quad (24)$$

Из (22) и (23) следует, что

$$\langle \lambda|Q|\lambda'\rangle = \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda'}}{\Gamma_\lambda}} \langle \lambda|\hat{Q} + \hat{q}|\lambda'\rangle. \quad (25)$$

Если в (23) коммутировать Q не с ψ , а с ψ^+ , то вместо (25) получим

$$\langle \lambda|Q|\lambda'\rangle = \sqrt{\frac{\Gamma_\lambda}{\Gamma_{\lambda'}}} \langle \lambda|\hat{Q} + \hat{q}|\lambda'\rangle, \quad (26)$$

откуда следует правило отбора (вообще говоря, приближенное):

$$\langle \lambda|Q|\lambda'\rangle \neq 0 \quad \text{только если} \quad \Gamma_\lambda = \Gamma_{\lambda'}. \quad (27)$$

Таким образом, без ограничения общности

$$\langle \lambda|Q|\lambda'\rangle = \langle \lambda|\hat{Q} + \hat{q}|\lambda'\rangle. \quad (28)$$

Оператор

$$\hat{Q} = \hat{Q} + \hat{q} \quad (29)$$

определен в том же пространстве, что и гамильтониан (10), и является коллективной частью Q в пространстве состояний нечетной системы.

5. В случае, когда коллективная полоса $|n\rangle$ является основной вращательной полосой деформированного четного остова,

$$\hat{H} = \hat{H}(N, R_\nu),$$

и

$$S = \begin{pmatrix} \varepsilon & -\hat{\Delta} \\ -\hat{\Delta}^+ & -\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (30)$$

где N — оператор числа частиц остова, R_ν — компоненты момента остова в подвижных осях, ε — одночастичная энергия (нильссоновское поле). Спаривательный оператор $\hat{\Delta}$, уничтожающий пару частиц, может быть представлен в виде [16]

$$\hat{\Delta} = \Delta(R_\nu) e^{-2i\varphi}, \quad (31)$$

где φ — фаза, сопряженная с N , а параметр щели Δ считается слабо зависящим от N . Если остов аксиально-симметричен, то $R_0 \equiv 0$, и \hat{H} и Δ зависят только от \vec{R}^2 .

Компоненты полного момента нечетного ядра в подвижной системе определяются соотношениями

$$I_\nu = R_\nu + j_\nu, \quad (32)$$

где j_ν - компоненты одночастичного момента. Ротационная структура \mathcal{H} такова, что

$$[\mathcal{H}, \vec{I}^2] = [\mathcal{H}, I_0 - j_0] = 0, \quad (33)$$

причем из-за аксиальности остова осмыслены лишь те состояния, для которых

$$I_0 - j_0 = 0. \quad (34)$$

Кроме того, \mathcal{H} коммутирует с оператором числа частиц нечетного ядра, который, согласно (29), имеет вид

$$\mathcal{N} = N + \tau^3 \quad (35)$$

(τ^3 - матрица Паули).

Зависимость собственных функций гамильтониана \mathcal{H} от фазы φ дается множителем

$$e^{i(N - \tau^3)\varphi}$$

определяющимся сохранением \mathcal{N} . После отделения зависимости от φ эффективный гамильтониан принимает форму

$$\mathcal{H}' = \dot{H}(N - \tau^3, R) + \begin{pmatrix} \varepsilon & -\Delta(R) \\ -\Delta(R) & -\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Все величины, входящие в \mathcal{H}' , относятся к соседним четным ядрам; величины $\Delta(R)$ определены согласно

$$\Delta(R) = \langle N-1, R | \sum_i a_i a_i | N+1, R \rangle. \quad (37)$$

6. В силу спинорной структуры оператора \mathcal{H}' число его собственных состояний удвоено по сравнению с МЧР, тогда как только половина из них имеет физический смысл. Это легко видно в случае $\Delta = \text{const}$, $\dot{H}(N, R) = H_0(N) + AR(R+1)$, $A(\vec{I}\vec{j}) \ll \Delta$, характерном для МЧР. Действительно, унитарное преобразование

$$U_K = \begin{pmatrix} u_K & v_K \\ v_K & -u_K \end{pmatrix},$$

где u_K, v_K суть коэффициенты Боголюбова, $K = I_0 = j_0$, приводит \mathcal{H}' к виду

$$\mathcal{H}''_{KK'} = (U^+ \mathcal{H}' U)_{KK'} =$$

$$= A \langle IMK | (\vec{I} - \vec{j})^2 | IMK' \rangle \begin{pmatrix} \xi_{KK'}^{(+)} & \eta_{KK'}^{(+)} \\ -\eta_{KK'}^{(-)} & \xi_{KK'}^{(-)} \end{pmatrix} + \delta_{KK'} \begin{pmatrix} E_K & 0 \\ 0 & -E_K \end{pmatrix}, \quad (38)$$

где $\xi_{KK'}^{(\pm)} = u_K u_{K'} + v_K v_{K'}$, $\eta_{KK'}^{(\pm)} = u_K v_{K'} - v_K u_{K'}$, $E_K = \sqrt{\varepsilon_K^2 + \Delta^2}$; химический потенциал $\lambda = 1/2 [H_0(N+1) - H_0(N-1)]$ включен в ε . Если кориолисово взаимодействие мало по сравнению с $E_K \sim \Delta$, можно пренебречь членами, содержащими $\eta_{KK'}^{(\pm)}$ и расщепить \mathcal{H}'' на две не взаимодействующие части $\mathcal{H}^{(+)}$ и $\mathcal{H}^{(-)}$,

$$\mathcal{H}''_{KK'}^{(\pm)} = A \langle IMK | (\vec{I} - \vec{j})^2 | IMK' \rangle \xi_{KK'}^{(\pm)} \pm \delta_{KK'} E_K, \quad (39)$$

причем собственные значения $\mathcal{H}^{(+)}$ и $\mathcal{H}^{(-)}$ соответственно положительны и отрицательны ввиду малости ротационного члена. Поскольку состояния с отрицательной энергией заняты частицами остова, только $\mathcal{H}^{(+)}$ описывает состояния нечетного ядра. Вычисляя $\langle IMK | (\vec{I} - \vec{j})^2 | IMK' \rangle$ в $\mathcal{H}^{(+)}$ по базисным волновым функциям нечетной системы [2], легко получить стандартную форму гамильтониана МЧР.

Если вращательный член в (39) не мал, то при некотором I максимальное собственное значение $\mathcal{H}^{(-)}$ может стать больше, чем минимальное собственное значение $\mathcal{H}^{(+)}$. Естественно предположить в этом случае, что соответствующий собственный вектор $\mathcal{H}^{(-)}$ описывает ирраст-состояние ядра, тогда как минимальное собственное значение $\mathcal{H}^{(+)}$ нефизично. Этот эффект аналогичен пересечению полос или выстраиванию в четных ядрах в области бэкбендинга и может быть назван эффектом виртуального выстраивания.

В общем случае собственные состояния гамильтониана (36) могут быть расположены в порядке возрастания собственных значений. Высказанное предположение означает, что только вторая половина этого упорядоченного множества состояний имеет физический смысл, тогда как состояния с меньшими энергиями запрещены принципом Паули, в согласии с правилом отбора "физических" состояний, сформулированным выше.

7. Матричные элементы операторов $\dot{H}(R)$ и $\Delta(R)$ по состояниям $|IMK\rangle$ легко вычисляются посредством перехода к волновым функциям с определенным R [2]: для любой $F(R)$

$$\langle IMK | F(R) | IMK' \rangle = 2 \sum_J \sum_{R \text{ четн}} \langle jK | K \rangle \langle jK' | K' \rangle \frac{2R+1}{2I+1} \times \quad (40)$$

$$\times \langle i_k | j_k r_0 \rangle \langle i_k' | j_k' r_0 \rangle F(R),$$

где $\langle j_k | k \rangle$ - амплитуда внутреннего состояния $|k\rangle$ в сферическом базисе $|j_k\rangle$. Энергии четных соседей можно аппроксимировать квадратичной (или более сложной) функцией R или взять из эксперимента. Величина

$$\lambda = \frac{1}{2} [\dot{H}(N+1, 0) - \dot{H}(N-1, 0)], \quad (41)$$

имеющая смысл химпотенциала, может быть определена в модели БКШ. Функция $\Delta(R)$ не известна экспериментально, и единственным источником информации о ней являются расчеты в рамках СМ.

8. Перейдем теперь к обсуждению приложения гамильтониана (36) к конкретному случаю полос положительной четности, построенных на состояниях подболочки $\nu i_{13/2}$ в $^{167}, ^{169} \text{Yb}$ и $^{157}, ^{159}, ^{161} \text{Zr}$.

Для изотопов Yb параметры потенциала Нильссона и деформации взяты из [17]. Учитывались все одночастичные состояния, порождаемые сферическим состоянием $i_{13/2}$. Вычислялись энергии состояний с $I \leq 21/2$, что соответствует $R = 0, 2, \dots, 16$. Экспериментальные энергии вращательных полос четных соседей взяты из [18-20]. Величины $\Delta(R)$ выбирались так, чтобы приближенно воспроизводилась зависимость щели от угловой частоты, полученная в [10] для $^{168} \text{Yb}$. Затем $\Delta(R)$ умножались на масштабный фактор ≤ 1 , имитирующий блокинг-эффект в нечетных ядрах.

Некоторые варианты вычисленных спектров, отличающиеся выбором $\dot{H}(R)$ и $\Delta(R)$, показаны на Рис.1 для $^{167} \text{Yb}$ и Рис.2 для $^{169} \text{Yb}$ в сравнении с экспериментом и результатами МЧР. Экспериментальные энергии взяты из [21, 22].

Для $^{167} \text{Yb}$ вычисления проводились в шести различных вариантах. Первый из них (обозначенный МЧР на Рис.1) представляет собой стандартные вычисления по МЧР; инерциальный параметр остова взят как среднее по четным соседям, $\Delta = 600$ кэВ. Вариант А относится к предложенной модели; в этом случае $\Delta = 600$ кэВ для всех R , и $\dot{H}(N \pm 1, R)$ суть линейные функции аргумента $R(R+1)$ с экспериментальными моментами инерции. Сравнение этого варианта с МЧР показывает роль эффекта виртуального

выстраивания. Варианты В, С, D, E представляют результаты модели с экспериментальными $\dot{H}(N \pm 1, R)$: В - $\Delta = 600$ кэВ; С - $\Delta(R)$ по формуле

$$\Delta = \Delta_0 [1 + \zeta_2 R(R+1) + \zeta_4 (R(R+1))^2] \quad (42)$$

с $\zeta_2 = -5,8 \cdot 10^{-3}$, $\zeta_4 = 8,4 \cdot 10^{-6}$, $\Delta_0 = 600$ кэВ; D - значения $\Delta(R)$ при $R = 0, 2, 4, 6$ равны 600, 581, 536, 466 кэВ соответственно, и $\Delta(R) = 371$ кэВ при $R \geq 8$; E - значения $\Delta(R)$ при $R = 0, \dots, 16$ равны 770, 770, 695, 575, 410, 330, 270, 130, 70 кэВ соответственно.

Для $^{169} \text{Yb}$ вычисления производились в тех же вариантах, что и для $^{167} \text{Yb}$, за исключением случаев D и E: в случае D значения $\Delta(R)$ при $R = 0, 2, 4$ равны 600, 581, 536 кэВ, и $\Delta = 466$ кэВ при $R \geq 6$; в случае E $\Delta = 500$ кэВ для всех R .

Энергии полос положительной четности в изотопах Zr рассчитывались аналогично. Для всех трех ядер величина квадрупольной деформации принималась равной $\epsilon_2 = 0,26$; значения гексадекапольной деформации совпадают с найденными в [17]. Экспериментальные энергии четных соседей взяты из [3-26]. Почти во всех вариантах $\Delta(0) = 660$ кэВ, что соответствует расчетам в рамках метода Хартри-Фока-Боголюбова, учитывающим эффект блокировки [5] (см. также [3]). Для $^{159}, ^{161} \text{Zr}$ форма зависимости $\Delta(R)$ выбиралась с учетом вычислений в СМ для $^{162} \text{Er}$ [10, 13].

На Рис.3 показаны результаты для $^{157} \text{Zr}$. В вычислениях по МЧР принято $\Delta = 660$ кэВ, момент инерции остова определен по энергиям 2^+ -состояний в четных соседях. Варианты А, В, С представляют результаты предложенной модели: А - $\Delta = 600$ кэВ для всех R , энергии соседних ядер квадратичны по R с экспериментальными моментами инерции; В - отличается от А только тем, что энергии соседей при всех R взяты из эксперимента; С - отличается от В значением $\Delta = 800$ кэВ при всех R .

Рис.4 и 5 представляют результаты вычислений для $^{159} \text{Zr}$ и $^{161} \text{Zr}$. Варианты расчетов в обоих случаях идентичны. Варианты МЧР, А и В совпадают с одноименными для $^{157} \text{Zr}$. В вариантах С, D, E приняты экспериментальные энергии четных со-

седей; в случае *C* $\Delta(R)$ вычислялись по формуле (42) с параметрами $\xi_2 = -5,11 \cdot 10^{-3}$, $\xi_1 = 1,05 \cdot 10^{-5}$; в случае *D* значения $\Delta(R)$ при $R = 0, 2, 4, 6, 8$ равны 660, 642, 599, 532, 441 кэВ соответственно, при $R \geq 10$ $\Delta = 326$ кэВ; в случае *E* значения $\Delta(R)$ при $R = 0, 2, 4, 6$ такие же, как в варианте *D*, и $\Delta = 441$ кэВ при $R \geq 8$.

Экспериментальные энергии полос положительной четности в изотопах Zu взяты из [27-29].

9. Функции $\Delta(R)$, найденные в СМ, довольно существенно варьируют в зависимости от принятой процедуры вычисления (ср. например, [10] и [12]). Это обстоятельство, а также тот факт, что $\Delta(R)$ должны быть каким-либо образом редуцированы вследствие эффекта блокировки, делает невозможным их однозначный выбор в настоящее время. С другой стороны, из-за слишком большого количества величин $\Delta(R)$ бессмысленно рассматривать их как подгоночные параметры. Поэтому хорошее согласие с экспериментом, полученное в некоторых вариантах расчетов, следует рассматривать как предварительный результат. Тем не менее, Рис. I-5 показывают, что учет неадиабатических эффектов, перечисленных в разделе 2, необходим при описании ротационных полос в нечетных ядрах.

Автор благодарен В.Ф.Дмитриеву, В.Г.Зелевинскому и В.Б.Телицыну за стимулирующие обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. S.A.Hjorth, W.Klamra, Z.Phys. A283(1977)287 and references therein.
2. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра, т.2 - М.: Мир, 1977.
3. A.J.Kreiner, Phys.Rev.Lett. 42(1979)829.
4. В.В.Мазепус. Изв.АН СССР (сер.физ.) 47(1983)109.
5. P.Ring, H.J.Mang, Nucl.Phys. A225(1974)141.
6. В.В.Мазепус. ЯФ 34(1981)928.
7. T.Engeland, Phys.scr. 25(1982)467.
8. L.Kvasil et al., Czech.J.Phys. 28B(1978)843.
9. N.I.Pyatov, M.I.Chernej, M.I.Baznat, Joint Institute for Nuclear Research Report No. E-4 5468, 1970. K.Hara, Nukleonika 20(1975)103.
10. B.Banerjee, H.J.Mang, P.Ring, Nucl.Phys. A215(1973)366.
11. M.Diebel, A.N.Mantri and U.Mosel, Nucl.Phys. A345(1980)72.
12. A.L.Goodman, Nucl.Phys. A265(1976)113.
13. A.Faessler et al., Nucl.Phys. A256(1976)106.
14. A.K.Kerman, A.Klein, Phys.Lett. 1(1962)136; Phys.Rev. 132(1963)1326.
15. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ 16(1972)1195.
16. S.T.Belyaev, in: Developments and borderlines of nuclear physics (Academic Press, New York, 1972), p. 60.
17. I.-L.Lamm, Nucl.Phys. A125(1969)504.
18. N.Roy et al., Nucl.Phys. A382(1982)125.
19. A.Johnson, H.Ryde, S.A.Hjorth, Nucl.Phys. A179(1972)753.
20. A.J.Hartley et al., J.Phys. A6(1973)L60.
21. Th.Lindblad, Nucl.Phys. A238(1975)287.
22. E.Selin, S.A.Hjorth, H.Ryde, Phys.scr. 2(1970)181.
23. D.Ward et al., Nucl.Phys. A332(1979)433.

24. P.Thieberger et al., Phys.Rev.Lett., 28(1972)972.
25. A.Johnson, H.Ryde, J.Sztarkier, Phys.Lett. 34B(1971)605.
26. M.W.Guidry et al., Phys.Rev. 20C(1979)1814.
27. W.Klamra et al., Nucl.Phys. A199(1973)81.
28. J.Boutet, J.P.Torres, Nucl.Phys. A175(1971)167.
29. S.A.Hjorth, A.Johnson, G.Ehrling, Nucl.Phys. A184(1972)113.

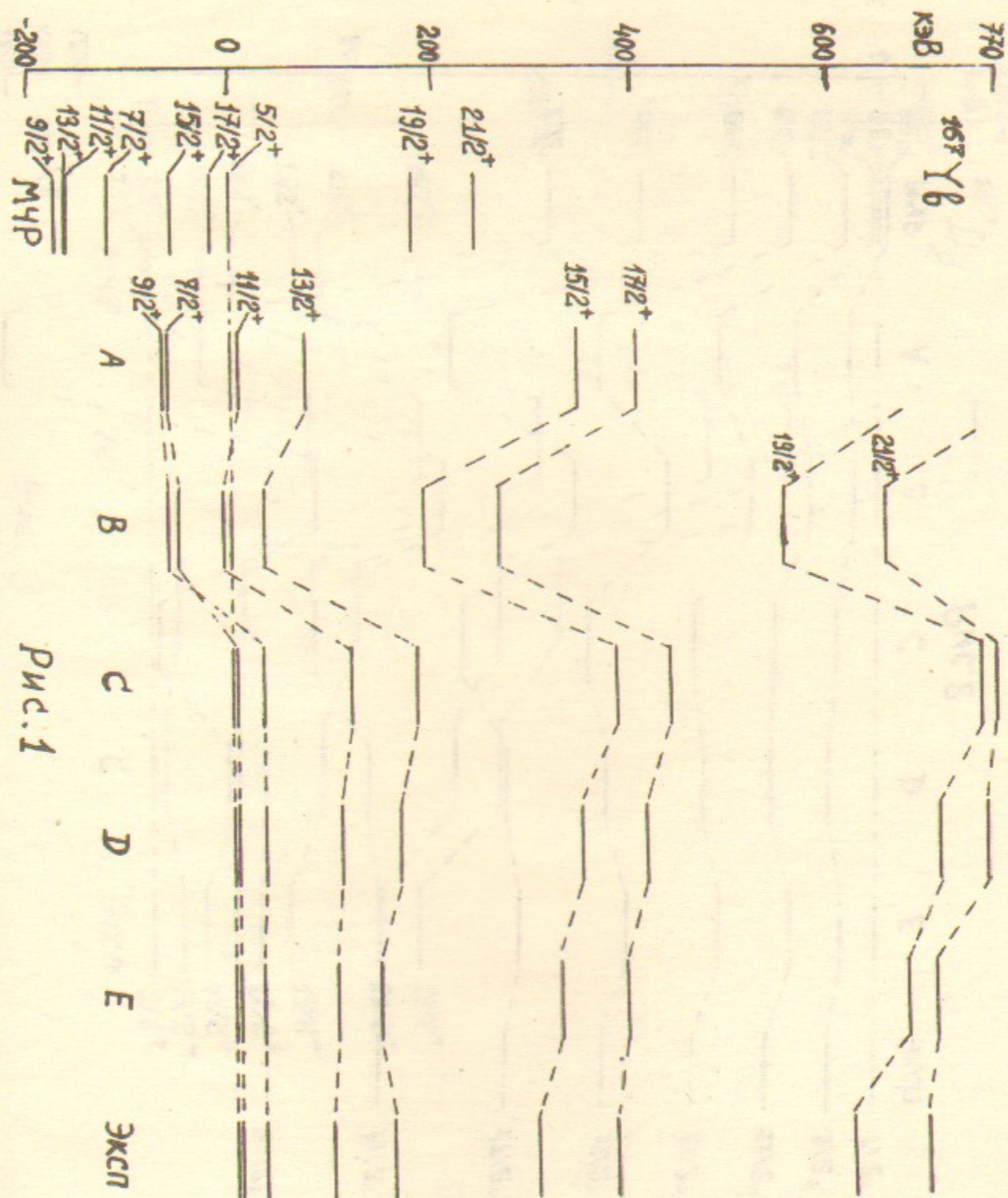
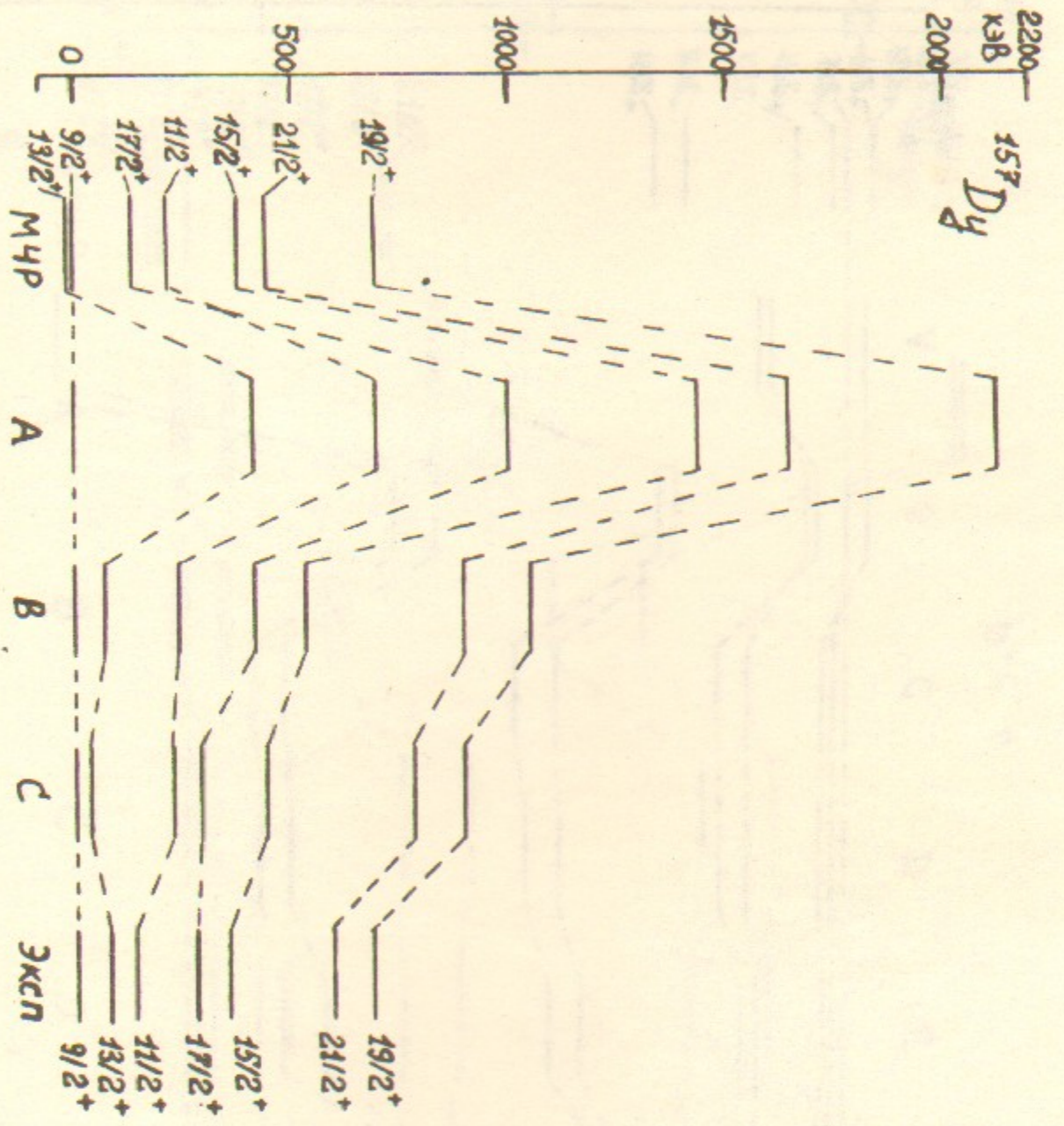
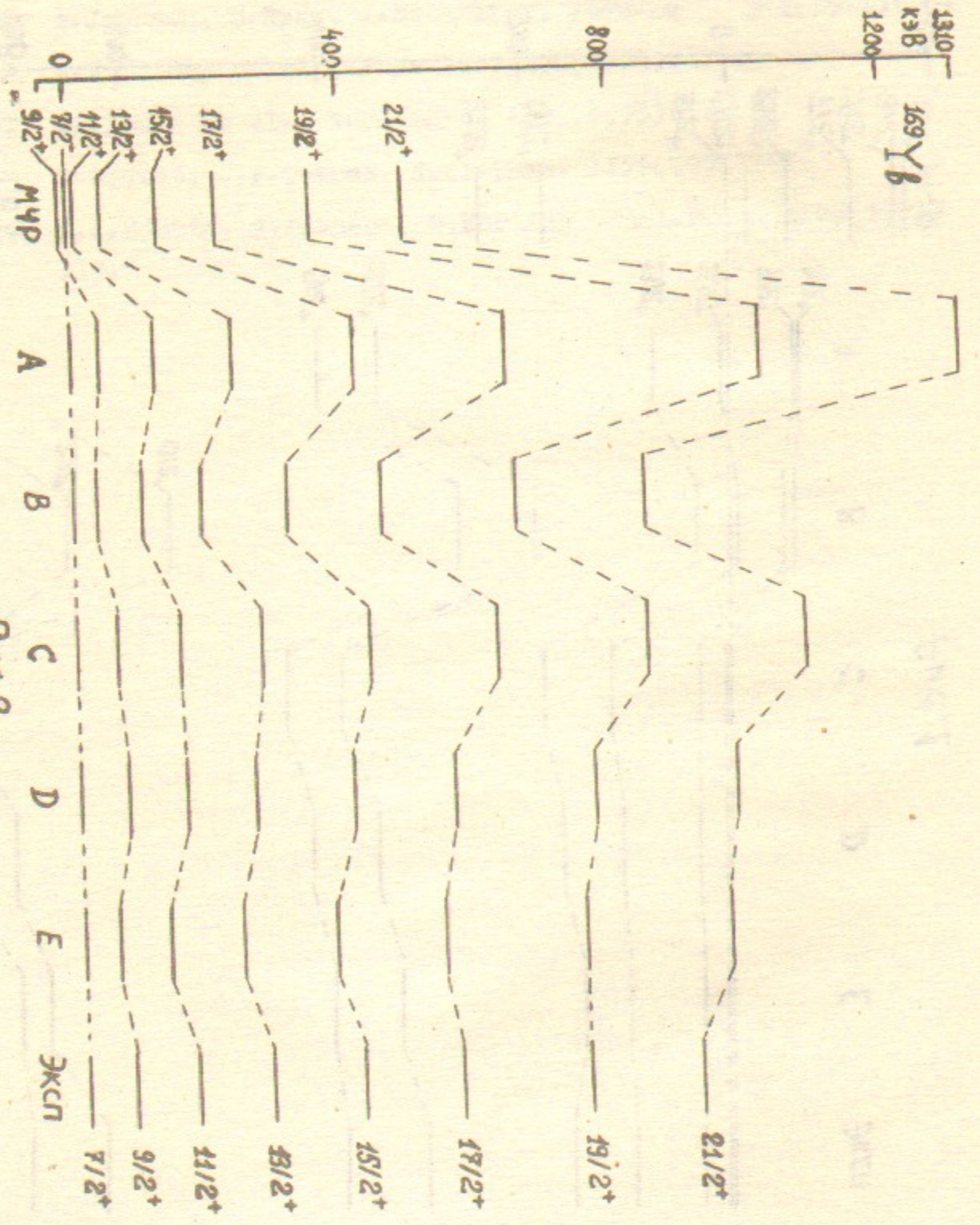


Рис. 1



Puc. 3



Puc. 2

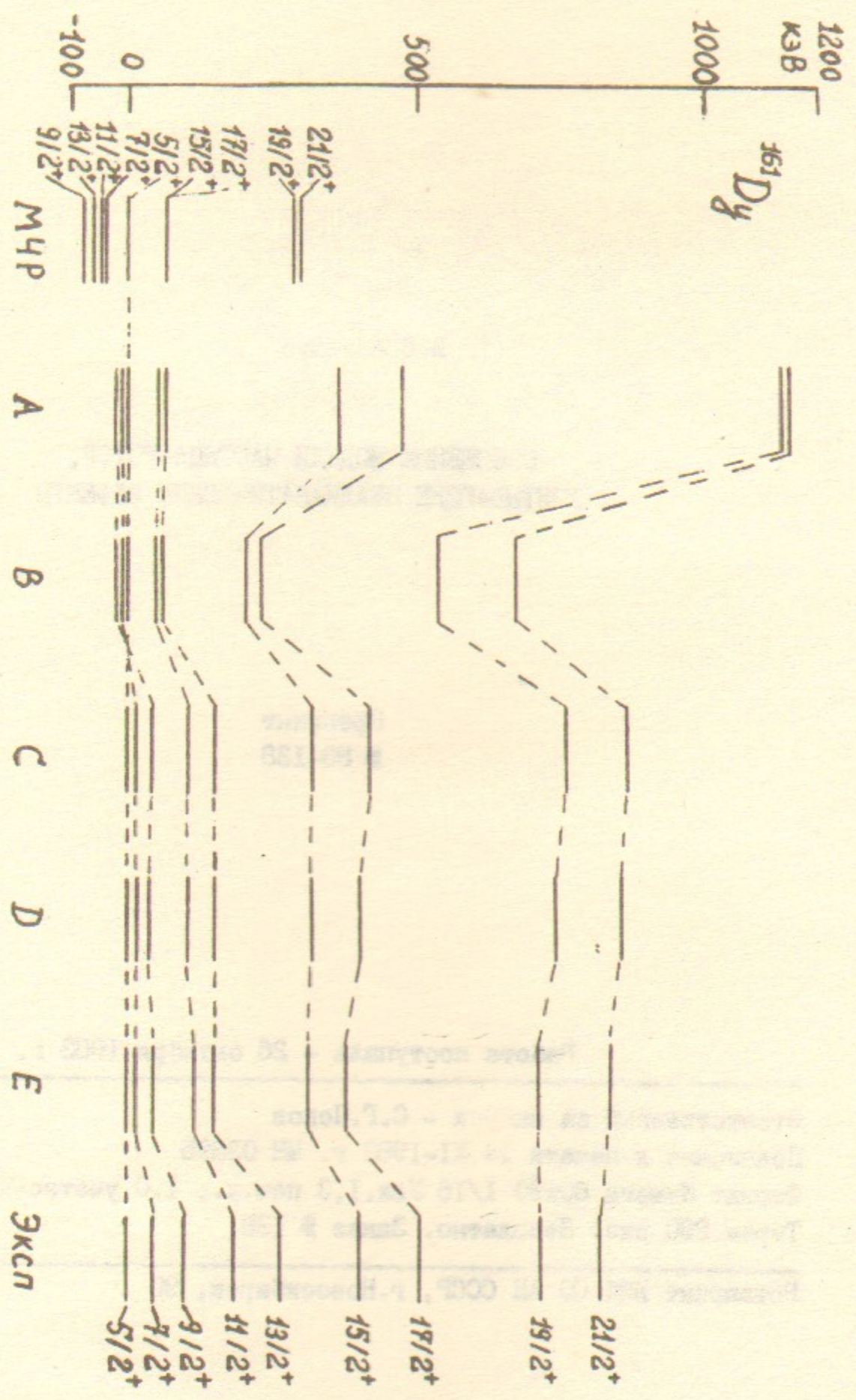


Рис. 5

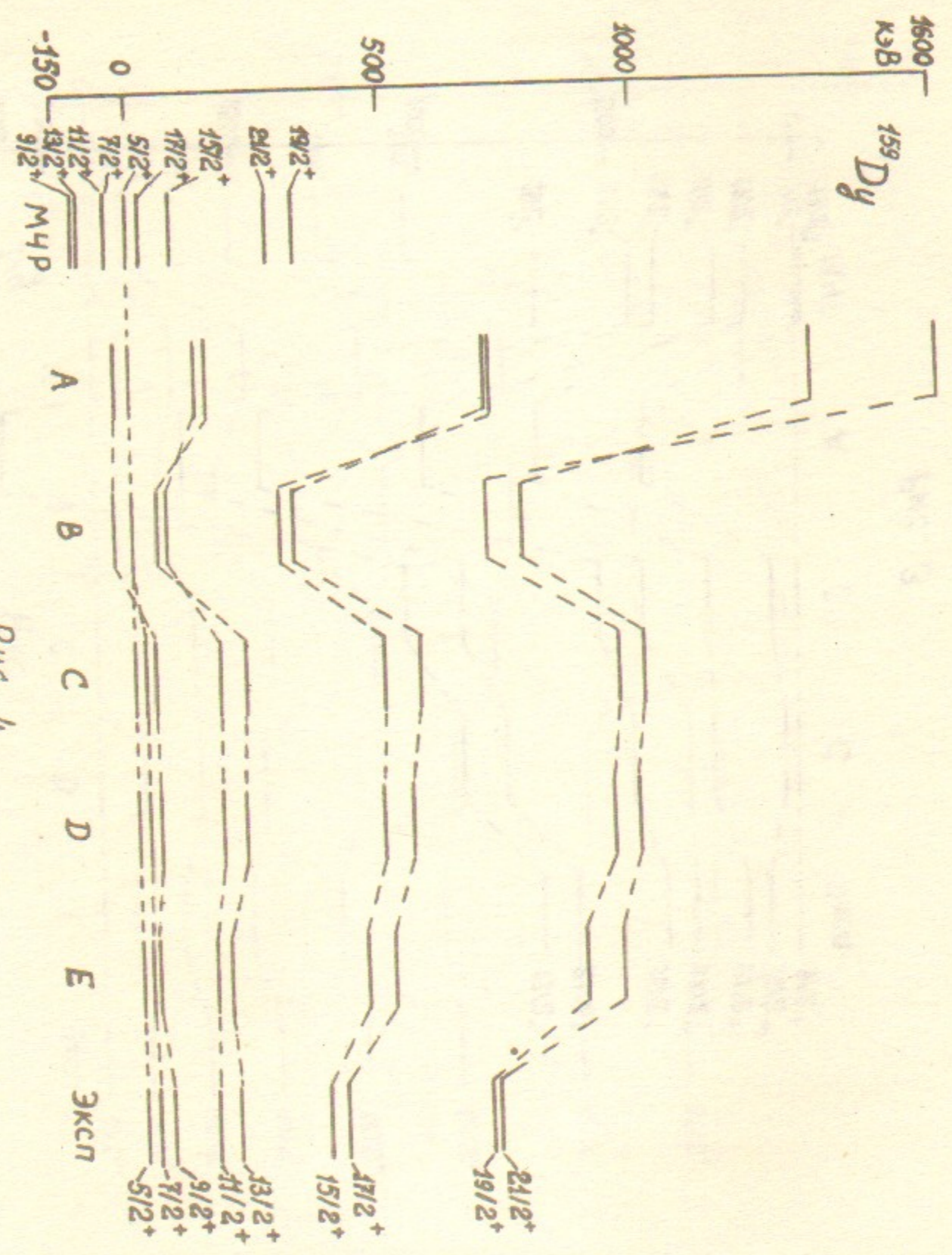


Рис. 4

В.В.Мазепус

ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛИ ЧАСТИЦА-РОТОР,
УЧИТЫВАЮЩЕЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Препринт
№ 83-138

Работа поступила - 26 октября 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 14.XI-1983 г. МН 03395
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,3 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 138.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90