

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

М 79 11281

P4 - 12490

В.О.Нестеренко

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
ГИГАНТСКОГО M_1 -РЕЗОНАНСА И M_1 -ПЕРЕХОДОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

1979

P4 - 12490

В.О.Нестеренко

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
ГИГАНТСКОГО М1-РЕЗОНАНСА И М1-ПЕРЕХОДОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Некоторые вопросы полумикроскопического описания гигантского $M1$ -резонанса и $M1$ -переходов в деформированных ядрах

В рамках RPA проведены расчеты дипольного гигантского магнитного резонанса /ДГМР/ для ряда ядер редкоземельной и трансурановой областей. Показывается, что возможно значительное расщепление /уширение/ ДГМР, при котором низкоэнергетическая часть ДГМР формируется в основном за счет протонных состояний, а высокоэнергетическая часть - за счет нейтронных. Область локализации ДГМР достигает при этом 5-7 МэВ. Также рассчитываются и сравниваются с экспериментом приведенные ширины k_{M1} и отношения ширин Γ_{E1}/Γ_{M1} в области энергии связи нейтрона B_n .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Some Problems of a Semimicroscopic Description of a Giant $M1$ -Resonance and $M1$ -Transitions in Deformed Nuclei

Within the RPA the calculations of a dipole giant magnetic resonance (DGMR) for a series of nuclei of rare-earth and transuranium regions are presented. It is shown that a considerable splitting (broadening) of DGMR is possible, at which a low energy part of DGMR is formed due mainly to proton states, whereas a high energy part is due to neutron ones. The localization region of DGMR is as high as 5-7 MeV. Reduced widths k_{M1} and width ratio Γ_{E1}/Γ_{M1} at the neutron binding energy B_n are calculated and compared with experiment.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя теоретическое исследование дипольного гигантского магнитного резонанса /ДГМР/ в деформированных ядрах продолжается уже более десяти лет /1-4/, этот вопрос изучен еще далеко не полностью. Возможно, одной из причин тому является отсутствие до недавнего времени экспериментальных данных о ДГМР в деформированных ядрах. Первый и пока единственный эксперимент появился только в 1978 году /5/: в реакции электроделения ^{238}U и ^{238}U в этих ядрах был обнаружен ДГМР с энергией соответственно 5,8 и 6,5 МэВ и шириной 1 и 1,5 МэВ.

Одним из вопросов, ждущих своего решения, является вопрос о ширине ДГМР. В настоящей работе исследуется ряд факторов, которые могут приводить к расщеплению или значительному уширению ДГМР в деформированных ядрах. При этом область локализации ДГМР достигает 5-7 МэВ. Расчеты проводятся для четно-четных ядер редкоземельной и трансурановой областей. Для ^{238}U дается сравнение с экспериментом /5/.

Также вычисляются и сравниваются с экспериментом /6/ средние приведенные радиационные ширины $\bar{\Gamma}_{M1}$ и отношения средних ширин $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ для области энергии связи нейтрона B_n . Поскольку B_n и энергия ДГМР близки, то такие расчеты помогают судить, насколько правильно теория предсказывает положение ДГМР.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Расчеты в данной работе проводились методом RPA на базе полумикроскопической модели /7,8/. В рамках этой модели ранее были исследованы гигантские ЕЛ-резонансы в деформированных ядрах /9-11/.

Рассмотрим основные формулы для общего случая $\lambda \geq 1$. Часть формул //1/-/8// имеется в работах /2,8,12/. Гамильтониан имеет вид:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{\sigma Q} \quad //1/$$

где H_{av} описывает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса; $H_{\sigma Q}^{pair}$ - взаимодействие, приводящее к парным корреляциям; $H_{\sigma Q}$ - спин-мультипольное остаточное взаимодействие, которое записывается в виде

$$H_{\sigma Q} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=0}^{\lambda} \{ (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) [T_{\lambda\mu}^+(n) T_{\lambda\mu}(n) + T_{\lambda\mu}^+(p) T_{\lambda\mu}(p)] + (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) [T_{\lambda\mu}^+(n) T_{\lambda\mu}(p) + T_{\lambda\mu}^+(p) T_{\lambda\mu}(n)] \} \quad /2/$$

Здесь $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ - соответственно изоскалярная и изовекторная константы спин-мультипольных сил, причем $\kappa_{pp}^{(\lambda)} = \kappa_{nn}^{(\lambda)} = \kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}$, $\kappa_{np}^{(\lambda)} = \kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}$. Далее,

$$T_{\lambda\mu}(n) = \sum_{\substack{ss' \\ \sigma\sigma'}} \langle s' \sigma' | f_{\lambda\mu} | s \sigma \rangle a_{s' \sigma'}^+ a_{s \sigma} \quad /3/$$

где

$$f_{\lambda\mu} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} \Gamma^{\lambda-1} \{ \vec{\sigma} \vec{Y}_{\lambda-1} |_{\lambda\mu} + (-1)^\mu | \vec{\sigma} \vec{Y}_{\lambda-1} |_{\lambda-\mu} \}, & \mu \neq 0, \\ \Gamma^{\lambda-1} | \vec{\sigma} \vec{Y}_{\lambda-1} |_{\lambda 0}, & \mu = 0. \end{cases} \quad /4/$$

Выражение для $T_{\lambda\mu}(p)$ имеет аналогичный вид. Здесь $a_{s\sigma}$ - оператор уничтожения одночастичного состояния с квантовыми числами $s, \sigma = \pm 1$,

$$| \vec{\sigma} \vec{Y}_{\lambda-1}(\theta, \phi) |_{\lambda\mu} = \sum_{\rho=0, \pm 1} (1 \rho \lambda - 1 \mu - \rho | \lambda \mu) \sigma_\rho Y_{\lambda-1 \mu-\rho}(\theta, \phi),$$

σ_ρ - матрица Паули. В дальнейшем везде индекс s означает состояния только нейтронной системы, Γ - только протонной системы, q - нейтронной и протонной систем.

В данной работе не проводится восстановление ротационной инвариантности и сохранения ориентации осей системы координат, связанной с ядром. В /3,4/ показано, что эти факторы слабо влияют на свойства ДГМР, генерируемого взаимодействием $| \vec{\sigma} \vec{Y}_0 |_{1\mu}$. Кроме того, как видно из /4/, в расчетах не учитываются силы $\Gamma^{\lambda+1} | \vec{\sigma} \vec{Y}_{\lambda+1} |_{\lambda\mu}$ /спин-квадрупольные для $\lambda=1$ /. Как показали вычисления для ^{154}Sm и ^{168}Er , основная часть силы спин-квадрупольной моды лежит значительно выше энергии ДГМР $E_{M1} = 45 \cdot A^{-1/3}$ МэВ /13/. С другой стороны, радиальная часть оператора магнитного перехода - такая же,

как в операторе $\Gamma^{\lambda-1} \{ \vec{\sigma} \}_{\lambda-1}^{\lambda} \{ \lambda_{\mu} \}$, но отличается от радиальной части оператора $\Gamma^{\lambda+1} \{ \vec{\sigma} \}_{\lambda+1}^{\lambda} \{ \lambda_{\mu} \}$. Поэтому из соображений когерентности можно ожидать, что силы $\Gamma^{\lambda-1} \{ \vec{\sigma} \}_{\lambda-1}^{\lambda} \{ \lambda_{\mu} \}$ будут давать в приведенную вероятность МЛ-переходов доминирующий вклад. По всем этим причинам силы $\Gamma^{\lambda+1} \{ \vec{\sigma} \}_{\lambda+1}^{\lambda} \{ \lambda_{\mu} \}$ не учитываются.

Определим оператор рождения спин-мультипольного фотона:

$$Q_t^+ = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \psi_{qq}^t \cdot U_{qq}^+ - \phi_{qq}^t \cdot U_{qq}^- \}, \quad /5/$$

где $U_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} \alpha_{q\sigma} \alpha_{q-\sigma}$, $\alpha_{q\sigma}$ - оператор поглощения квази-частицы, $t = \lambda \mu i$, i - номер однофотонного состояния с данным λ_{μ} .

Следуя [8] и опуская выкладки, сразу выпишем секулярное уравнение для энергий однофотонных состояний ω_t и выражения для амплитуд $g_{qq}^t = \psi_{qq}^t + \phi_{qq}^t$ и $w_{qq}^t = \psi_{qq}^t - \phi_{qq}^t$.

Секулярное уравнение имеет вид:

$$\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} [S^t(n) - S^t(p)]^2 - (1 - \kappa_0^{(\lambda)}) S^t(n) (1 - \kappa_1^{(\lambda)}) S^t(p) = 0, \quad /6/$$

где

$$S^t = S^t(n) + S^t(p),$$

$$S^t(n) = 2 \sum_{ss'} \frac{(f_{ss'}^t, u_{ss'}^{(-)})^2 \epsilon_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_t^2}. \quad /7/$$

Далее,

$$g_{ss'}^t = \sqrt{\frac{2}{y^t(n)}} \frac{f_{ss'}^t, u_{ss'}^{(-)} \epsilon_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_t^2}, \quad /7a/$$

$$w_{ss'}^t = \sqrt{\frac{2}{y^t(n)}} \frac{f_{ss'}^t, u_{ss'}^{(-)} \omega_t}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_t^2}, \quad /7b/$$

где

$$y^t(n) = Y^t(n) + Y^t(p) \frac{[1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) S^t(n)] S^t(n)}{[1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) S^t(p)] S^t(p)}, \quad /7в/$$

$$y^t(p) = Y^t(p) + Y^t(n) \frac{[1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) S^t(p)] S^t(p)}{[1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) S^t(n)] S^t(n)}, \quad /7г/$$

$$Y^t(n) = \sum_{ss'} \frac{(f_{ss'}^t u_{ss'}^{(-)})^2 \epsilon_{ss'} \omega_t}{(\epsilon_{ss'}^2 - \omega_t^2)^2}. \quad /7д/$$

Здесь $f_{ss'}^t \equiv f_{ss'}^{\lambda\mu}$ - одночастичный матричный элемент от оператора /4/, $u_{ss'}^{(-)} = u_{ss'}^v - u_{ss'}^s$ - комбинация коэффициентов канонического преобразования Боголюбова, $\epsilon_{ss'} = \epsilon_s + \epsilon_{s'}$, ϵ_s - энергия одноквазичастичного состояния s .

Выражения для $S^t(p)$, $g_{rr'}^t$, $w_{rr'}^t$ и $Y^t(p)$ имеют аналогичный вид с заменой в /7а/ и /7б/ $y^t(n)$ на $y^t(p)$.

Приведенная вероятность $M\lambda$ -перехода имеет вид:

$$B(M\lambda, 0^+0 \rightarrow I^{\pi}K) = B(M\lambda, 0 \rightarrow \omega_t) = (00\lambda\mu | IK) M_t^2, \quad /8/$$

где

$$M_t^2 = \frac{1}{2} \left| \sum_{qq'} \tilde{f}_{qq}^t u_{qq}^{(-)} g_{qq}^t \right|^2. \quad /8а/$$

Здесь $\tilde{f}_{qq}^t \equiv \tilde{f}_{qq}^{\lambda\mu}$ - одночастичный матричный элемент от оператора $M\lambda$ -перехода, имеющего вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(M\lambda, \mu) &= \frac{\hbar}{2Mc} [g_s(\tau) \vec{s} + \frac{2g_f(\tau)}{\lambda + 1} \vec{f} \cdot \vec{V}] [r^\lambda Y_{\lambda\mu}(0, \phi)] = \\ &= \frac{\hbar}{2Mc} [\lambda(2\lambda + 1)]^{1/2} r^{\lambda-1} [g_s(\tau) \vec{s} \cdot \vec{Y}_{\lambda-1}^{\lambda\mu} + \frac{2g_f(\tau)}{\lambda + 1} \vec{f} \cdot \vec{Y}_{\lambda-1}^{\lambda\mu}]. \end{aligned} \quad /9/$$

В /9/ использованы обозначения: $\tau = \{n, p\}$, \vec{s} и \vec{f} - операторы спина и орбитального момента нуклона, $g_s(\tau)$ и $g_f(\tau)$ спиновый и орбитальный гиромагнитные факторы нуклона.

В данной работе вычисляется силовая функция приведенной вероятности $M\lambda$ -переходов, имеющая вид /8/:

$$b(M\lambda, \omega) = \sum B(M\lambda, 0 \rightarrow \omega_t) \rho(\omega - \omega_t),$$

где функция усреднения $\rho(\omega - \omega_t)$ выбирается в виде

$$\rho(\omega - \omega_t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\omega - \omega_t)^2 + (\Delta/2)^2}.$$

Для того, чтобы результаты расчетов не зависели от параметра усреднения Δ , его значение бралось много меньшим

величины энергетической области локализации рассматриваемых структур.

Используя метод усредненных характеристик ^{8/}, получаем для силовой функции следующее выражение:

$$b(M\lambda, \omega) =$$

$$= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left[\frac{(\tilde{S}^t(n))^2 (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} S^t(p) + (\tilde{S}^t(p))^2 (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} S^t(n) + 2\tilde{S}^t(n) \tilde{S}^t(p) (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)})}{(1 - \kappa_0^{(\lambda)} S^t)(1 - \kappa_1^{(\lambda)} S^t) - \kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} (S^t(n) - S^t(p))^2} \right]_{\omega + \omega + i\Lambda/2}$$

$$+ \frac{\Delta}{2} \sum_{qq} (\tilde{f}_{qq}^t, u_{qq}^{(-)})^2 \left[\frac{1}{(\omega - \epsilon_{qq})^2 + (\Lambda/2)^2} - \frac{1}{(\omega + \epsilon_{qq})^2 + (\Lambda/2)^2} \right], \quad /10/$$

где $\tilde{S}^t(n) = 2 \sum_{ss} \frac{\tilde{f}_{ss}^t \cdot f_{ss}^t \cdot (u_{ss}^{(-)})^2 \epsilon_{ss}^2}{\epsilon_{ss}^2 - \omega^2}$ и $\tilde{S}^t(p)$ имеет аналогичный вид.

Изложим детали численных расчетов. Параметры потенциала Саксона-Вудса взяты из работ ^{14/}. Константы парных корреляций подбирались по парным энергиям. Учитывались одночастичные уровни, принадлежащие оболочкам с главным квантовым числом $N=2 \div 9$ для нейтронов и с $N=1 \div 9$ для протонов в интервале энергий от -36 до +40 МэВ. Например, в расчетах для ¹⁶⁶Er использовалось 104 нейтронных и 132 протонных уровня, а для ²³⁸U - 155 нейтронных и 175 протонных уровней.

Изоскалярная и изовекторная константы спин-мультипольных сил вычислялись по формуле

$$\kappa_0^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)} = - \frac{4\pi \cdot 44}{A < r^{2\lambda-2} >} M \text{Д} \cdot \Phi_M^{-(2\lambda-2)}, \quad /11/$$

которая с точностью до численного коэффициента совпадает с формулой для спин-мультипольных констант, использованной в ^{15/} для расчета $M\lambda$ -переходов в сферических ядрах. Выражение для констант в ^{15/}, в свою очередь, получено из предположения аналогии между магнитной и электрической поляризациями четно-четного остова ядра нечетным нуклоном. По виду зависимости от A и λ это выражение совпадает с оценкой для изоскалярной мультиполь-мультипольной константы, полученной из условия эквивалентности вариаций плотности и потенциала ядра ^{16/}.

В ^{2.12/} из расчетов дипольных магнитных моментов для нечетных ядер было найдено, что в среднем для редкоземельной области $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} = 4\pi \cdot 0,26$ МэВ. С помощью этой оценки при

А-166 /середина редкоземельной области/ был вычислен численный коэффициент в /11/.

В соответствии с^{2,12}/ расчеты проводились с вакуумными значениями спинового и орбитального гиромагнитных факторов $g_s(\tau)$ и $g_p(\tau)$.

3. ДИПОЛЬНЫЙ ГИГАНТСКИЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Результаты расчетов представлены на рис. 1-3 и в табл.1. На рисунках изображены силовые функции приведенной вероятности M1-переходов из основного состояния с $I^{\pi}K 0^+0$ на состояния с фиксированной проекцией K и силовые функции, суммарные по K. Константы остаточного взаимодействия высчитались по формуле /11/. Параметр усреднения λ взят равным 0,2 МэВ.

Сразу отметим, что при анализе полученных для деформированных ядер результатов в дальнейшем часто будет проводиться аналогия со сферическими ядрами. Несмотря на специфику деформированных ядер, это позволяет понять основные качественные стороны рассматриваемых явлений.

Рассмотрим ядро ¹⁶⁶Er. Из рис. 1в видно, что силовая функция, учитывающая остаточное взаимодействие, имеет три резонансные области, расположенные при энергиях ~3, ~9 и ~13 МэВ. Положение пиков в первой области фактически не меняется при отключении остаточного взаимодействия, что указывает на их неколлективную, двухквaziчастичную природу. Известно, что сильные резонансы в данной области /для ²³⁸U, например, B(M1) достигает 5-6 спи / возникают за счет больших значений одночастичных матричных элементов между спин-орбитальными партнерами ($j_1 = l + 1/2$, $j_2 = l - 1/2$) с малыми l. Такие резонансы имеют место только для переходов на состояния с K = 1.

Резонансные области при энергиях ~9 и ~13 МэВ составляют ДГМР. В одночастичном приближении ДГМР образуется спин-орбитальными партнерами с большим орбитальным числом l /17/ /g, h, i - подболочки для деформированных ядер/. Остаточное взаимодействие сдвигает ДГМР вверх по энергии, что продемонстрировано на рис. 1в.

Из рис. 1в видно, что ДГМР расщеплен на две группы пиков при энергиях ~9 и ~13 МэВ. Заметное расщепление или уширение ДГМР имеет место при расчетах и других деформированных ядер на всем протяжении редкоземельной и трансурановой областей /см., например, рис. 2в и 3в/. Для объяснения этого факта рассмотрим выражение для энергетического сдвига

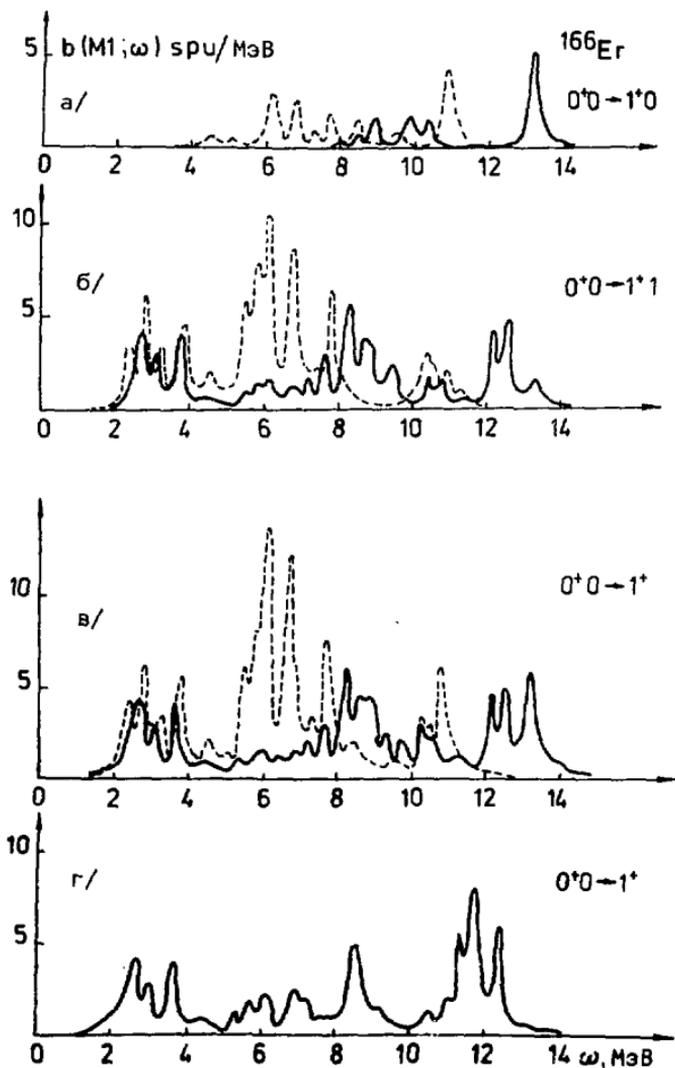


Рис. 1. Силовые функции $b(M1, \omega)$ в ^{166}Er для разных K и суммарные по K . Рис. а, б, в получены при $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} = -3,3$ МэВ /сплошная кривая/ и при $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} = 0$ /пунктирная кривая/. Рис. г получен при $\kappa_0^{(1)} = 0$, $\kappa_1^{(1)} = -3,3$ МэВ.

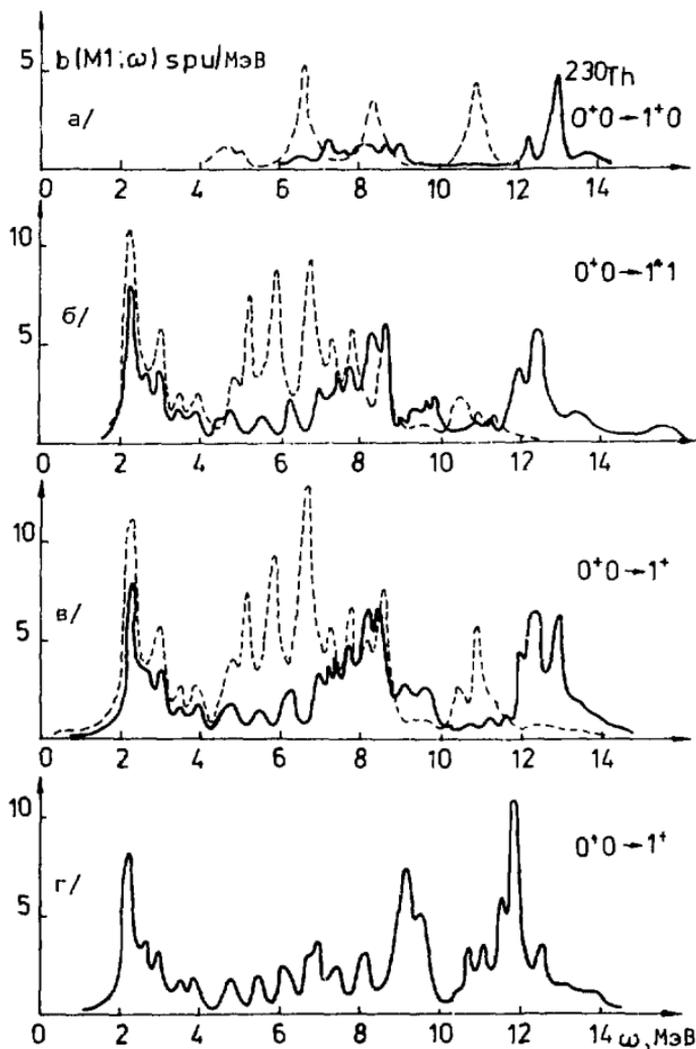


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для ^{230}Th . Сплошная кривая получена на рис. а, б, в при $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} = -2,4$ МэВ, а на рис. г - при $\kappa_0^{(1)} = 0$, $\kappa_1^{(1)} = -2,4$ МэВ.

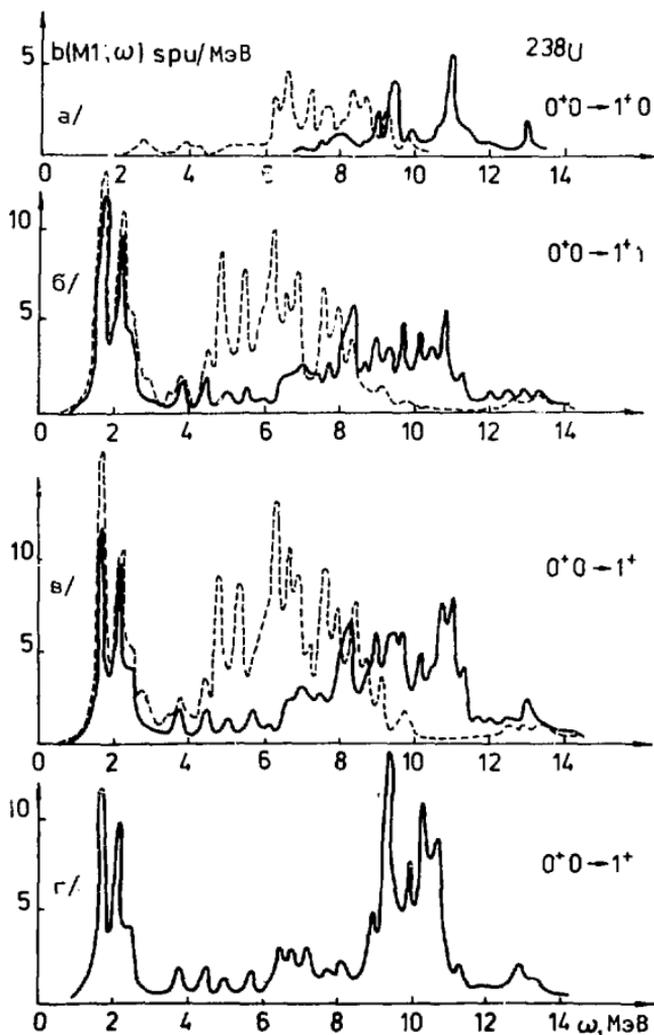


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для ^{238}U . Сплошная кривая получена на рис. а, б, в при $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} = -2,3 \text{ MэВ}$, а на рис. г - при $\kappa_0^{(1)} = 0$, $\kappa_1^{(1)} = -2,3 \text{ MэВ}$.

Вклады S /% / в модельное EWSR для разных проекций
K и энергетических интервалов $\Delta\omega$ /МэВ/

ядро	S		$\Delta\omega$	S	$\Delta\omega$	S	$\Delta\omega$	S	$\Delta\omega$	S
	K=0	K=1								
^{166}Er	27	73	0-4	4	4-8	9	8-14	49	14-30	32
^{230}Th	25	75	0-3,5	5	3,5-6,5	6	6,5-14	68	14-30	20
^{238}U	27	73	0-3	6	3-6,5	6	6,5-12	64	12-30	22

связанных состояний, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием. Для простоты возьмем это выражение в виде /18/

$$\Delta\epsilon_{\ell_s}^{n,p} \approx 1,4 \cdot k_{n,p} (\ell_s) A^{-2/3} \text{ МэВ}, \quad /12/$$

где $k_{n,p}$ - силовой параметр спин-орбитального взаимодействия. По двум причинам для деформированных ядер абсолютная величина $\Delta\epsilon_{\ell_s}$, а следовательно и энергия расщепления спин-орбитальных партнеров, определяющая в одночастичном приближении положение ДГМР, будет для нейтронной системы больше, чем для протонной.

Во-первых, в используемом здесь потенциале Саксона-Вудса для всей области деформированных ядер $k_n > k_p$, причем

$0,1 < \frac{k_n - k_p}{k_n} < 0,24$. Например, для ^{166}Er , ^{230}Th и ^{238}U отношение

$\frac{k_n - k_p}{k_n}$ принимает соответственно значения 0,18, 0,20

и 0,13. Из рис. 1в, 2в и 3в видно, что величины расщепления или уширения ДГМР для этих ядер находятся в качественном соответствии с перечисленными значениями. Для потенциала Нильссона также имеет место неравенство $k_n \geq k_p$ /16/.

Во-вторых, в ядрах с $A > 150$ нейтронные спин-орбитальные партнеры, формирующие ДГМР, будут иметь большее ℓ , чем протонные. Например, в редкоземельных ядрах для нейтронов это будут уровни из подболочек \dot{h} и i , а для протонов - g и h .

Эти две причины будут вызывать расщепление /уширение/ ДГМР, при котором низкоэнергетическая часть ДГМР будет

образована преимущественно за счет протонных состояний, а высокоэнергетическая часть - за счет нейтронных. Расчеты показывают, что это имеет место как при наличии остаточного взаимодействия, так и без него.

Для $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)}$, т.е. при отсутствии (np) - взаимодействия, была исследована структура однофононных состояний с $K^\pi = 1^+$, составляющих ДГМР. Расчеты, проведенные для ряда ядер, показали, что более 90% силы ДГМР, определяемой как $\sum_{i \in \text{ДГМР}} V(M1.0 \cdot \omega_{11})_{\omega_{11}}$, приходится на 25-40 состояний, для которых $V(M1) \cdot 0.5 \text{ спр}$. Из этих состояний можно выделить 10-15 коллективных уровней, в которых вклад максимальной двухквазичастичной компоненты меньше 50%, а $0.5 \text{ спр} < V(M1) < 3 \text{ спр}$. Эти коллективные уровни дают от 70 до 90% силы ДГМР. Наиболее интересен тот факт, что более 80% M1-силы приходится в низкоэнергетической части ДГМР на однофононные состояния с протонной двухквазичастичной структурой, а в высокоэнергетической части - на состояния с нейтронной структурой. Таким образом, исследование структуры состояний подтверждает изложенную выше интерпретацию расщепления /уширения/ ДГМР.

На рис. 1г, 2г и 3г изображена силовая функция для случая $\kappa_0^{(1)} = 0$, $\kappa_1^{(1)} = -(4\pi \cdot 44) / A$. Видно, что выключение изоскалярных сил /включение (np) - взаимодействия/ приводит к существенному сужению области локализации ДГМР, но расщепление ДГМР сохраняется. В данном случае (np) - взаимодействие, смешивая низкоэнергетическую протонную и высокоэнергетическую нейтронную части ДГМР, приводит к их сближению. Следовательно, отсутствие (np) - взаимодействия также является одним из факторов, приводящих к расщеплению /уширению/ ДГМР.

ДГМР в ^{166}Er , ^{230}Th и ^{238}U представлен на рис. 1в, 2в и 3в. Видно, что для ^{166}Er и ^{230}Th имеет место расщепление ДГМР на две группы пиков с энергиями -9, -13 и -8, -12,5 МэВ соответственно, а для ^{238}U - широкий ДГМР, расположенный в интервале от 6,5 до 11,5 МэВ.

Необходимо отметить, что наиболее интересно не то, что от ДГМР отщепляется высоколежащая группа пиков. Как показали расчеты для ^{166}Er и ^{230}Th , такая группа в одночастичном приближении составляет лишь некоторую долю высокоэнергетической нейтронной части ДГМР. Кроме того, на примере ^{238}U видно, что в зависимости от параметров одночастичного потенциала такого отщепления может и не быть. Важно другое - широкая область локализации ДГМР, а также протонный и нейтронный характер соответственно его низкоэнергетической и высокоэнергетической частей. Интересно также то, что в отличие от E_λ - и $M\lambda(\lambda > 1)$ - гигантских резонансов вели-

чина области локализации ДГМР определяется в первую очередь не деформацией ядра, а вышеуказанным протон-нейтронным расщеплением /уширением/.

В принципе по тем же самым причинам, что и в случае деформированных ядер, протон-нейтронное расщепление /уширение/ ДГМР возможно и для достаточно тяжелых сферических ядер. Расщепление такого рода дают, например, расчеты ДГМР для $^{124}\text{Te}^{19}$. Однако для большого числа сферических ядер протон-нейтронное расщепление ДГМР может быть выражено довольно слабо или вообще отсутствовать, если спин-орбитальные партнеры с большим l не составляют частица-дырочных пар одновременно и для протонной и для нейтронной систем.

Оценка для энергии ДГМР в тяжелых ядрах $E_{M1} \approx 45 A^{-1/3}$ МэВ составляет для ^{166}Er , ^{230}Th и ^{238}U соответственно 8,2; 7,4 и 7,3 МэВ. Из рис. 1в, 2в и 3в видно, что низкоэнергетическая часть ДГМР в ^{166}Er и ^{230}Th лежит несколько выше этой оценки. Положение отщепившейся высокоэнергетической части ДГМР приблизительно соответствует оценке $70-80 A^{-1/3}$ МэВ.

Из рис. 3в видно, что центр ДГМР в ^{238}U лежит на $2,5-3/5$ МэВ выше экспериментального значения 6,5 МэВ, а область локализации ДГМР приблизительно в 3 раза больше экспериментальной. Такое расхождение, возможно, объясняется тем, что на эксперименте был выделен не весь ДГМР, а только его низкоэнергетическая часть. Высокоэнергетическая же часть ДГМР, на которую налагается $E2$ -гигантский резонанс, могла остаться незамеченной.

В табл. 1 на примере ^{166}Er , ^{230}Th и ^{238}U приведены характерные вклады $S(\%)$ в модельное энергетически взвешенное правило сумм (EWSR) для разных проекций K и энергетических интервалов $\Delta\omega$. Модельное EWSR бралось в виде

$$\frac{3}{16\pi} \sum_{\mu, q q'} \frac{\lambda_{\mu}^{(-)}}{(\lambda_{q q'}^{(-)})^2} \epsilon_{q q'} = \sum_{\mu, i} B(M1, 0 \rightarrow \omega_{\lambda_{\mu 1}}) \omega_{\lambda_{\mu 1}}$$

Вычисления проводились при $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} - \frac{4\pi \cdot 44}{A}$. Из таблицы видно, что ДГМР исчерпывает от 49% до 68% модельного EWSR. При этом величина S для ДГМР в трансурановых ядрах заметно больше, чем в ^{166}Er . Этот факт, возможно, объясняется зависимостью $\lambda_{q s} \sim A^{-2/3}$, а также тем, что $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} - A^{-1}$. Из табл. 1 также видно, что довольно значительная часть $M1$ -силы приходится на энергетическую область выше ДГМР. Эта часть $M1$ -силы в основном сосредоточена до энергии 30 МэВ, причем распределена она достаточно равномерно.

Представляет интерес еще одно свойство ДГМР. Как известно, в $E1$ -гигантских резонансах компоненты с разными проекциями K расположены тем выше по энергии, чем больше K .

Но, как видно из рис. 1а,б; 2а,б и 3а,б, компонента ДГМР с $K=0$ лежит выше компоненты с $K=1$. Такая ситуация имеет место как при наличии, так и отсутствии остаточного взаимодействия. Эта особенность ДГМР объясняется тем, что в случае спиновых остаточных сил $M1$ -переходы с $K=0$ являются переходами с $\Delta N=2$, например, $1f_{5/2} + 2f_{5/2}$. Энергия таких переходов приблизительно равна $2\hbar\omega = 82 \cdot A^{-1/3}$ МэВ, что больше энергии расщепления спин-орбитальных партнеров с большими l , определяющей в одночастичном приближении положение компоненты ДГМР с $K=1$.

В заключение отметим, что в работе ^{1-4/} не упоминается о протон-нейтронном расщеплении /уширении/ ДГМР. Тем не менее расчеты в ^{4/}, проведенные с такой же одночастичной схемой и с учетом ротационной инвариантности, также дают для ¹⁶⁶Er расщепление ДГМР. Этот результат, однако, в ^{4/} не комментируется. С другой стороны, расчеты в ^{2,3/}, выполненные при других /хуже подобранных, чем настоящие/ параметрах потенциала Саксона-Вудса, не выявили заметного расщепления или уширения ДГМР. Это говорит о существенной зависимости степени проявления данного свойства ДГМР от выбора одночастичной схемы. Поэтому необходимо подчеркнуть, что настоящие расчеты указывают лишь на возможность протон-нейтронного расщепления /уширения/ ДГМР. На вопрос же о том, реализована ли эта возможность в природе, может дать ответ только эксперимент.

4. РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ

Для ряда ядер были вычислены средние приведенные радиационные ширины k_{M1} и отношения средних радиационных ширины $\Gamma_{E1} / \Gamma_{M1}$ в области энергии связи нейтрона B_n . Расчеты проводились для прямых $M1-(E1)$ переходов из состояний с $I^\pi = 1^+$ (1^-), расположенных в интервале Λ_γ с центром при энергии $E_\gamma = B_n$, на основное состояние ядра. При этом использовались следующие формулы:

$$\sum_{i \in \Lambda_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}^{(E1, \omega_{\lambda i})} = 0.35 \int_{E_\gamma - \frac{1}{2}\Lambda_\gamma}^{E_\gamma + \frac{1}{2}\Lambda_\gamma} b(E1, \omega) \omega^3 d\omega \text{ эВ}, \quad /13.1/$$

$$\sum_{i \in \Lambda_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}^{(M1, \omega_{\lambda i})} = 0.39 \cdot 10^{-2} \int_{E_\gamma - \frac{1}{2}\Lambda_\gamma}^{E_\gamma + \frac{1}{2}\Lambda_\gamma} b(M1, \omega) \omega^3 d\omega \text{ эВ}, \quad /13.2/$$

$$\bar{k}_{M1}(1^+ \rightarrow 0^+, E_\gamma) = (\Delta_\gamma E_\gamma^3)^{-1} \sum_{i \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}(M1, \omega_{\lambda i}) \text{ МэВ}^{-3}, \quad /13.3/$$

$$\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1} = \left(\sum_{i \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}(E1, \omega_{\lambda i}) \right) / \left(\sum_{i \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma 0}(M1, \omega_{\lambda i}) \right). \quad /13.4/$$

Здесь силовые функции $b(E1, \omega)^{8/}$ и $b(M1, \omega)$ выражаются соответственно в $e \cdot \text{Фм} \lambda^{1/2} \text{МэВ}^{-1}$ и $(e\hbar/2Mc^2) \text{МэВ}^{-1}$, а энергия перехода E_γ - в МэВ. В данных формулах учтены однофононные состояния со всеми значениями проекции К. Приведенные ширины \bar{k}_{M1} определены в соответствии с одночастичной моделью ^{20/}. Спиновые константы $\kappa_0^{(1)}$ и $\kappa_1^{(1)}$ вычислялись по формуле /11/.

Интервал Δ_γ взят равным 1 МэВ. Как показали расчеты, такой интервал является наиболее подходящим. С одной стороны, он достаточно велик, вследствие чего результаты расчетов не зависят от значений $B(M1, \omega_{\lambda i})$ и $B(E1, \omega_{\lambda i})$ для конкретных высоковозбужденных уровней $\omega_{\lambda i}$, которые в данной модели не могут быть описаны точно. С другой стороны, такой интервал достаточно мал, чтобы вычисленные ширины отражали характерные особенности состояний именно в области данной энергии возбуждения.

Результаты расчетов представлены в табл. 2. Поскольку ДГМР расположен довольно близко к энергии связи нейтрона V_n /как правило, чуть выше V_n /, то величины \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$, вычисленные при $E_\gamma = V_n$, должны существенно зависеть от положения ДГМР. В табл. 2 это видно, например, для ²³⁰Th и ²³⁸U. В ²³⁰Th ДГМР лежит ближе к V_n , чем в ²³⁸U. Поэтому в ²³⁰Th \bar{k}_{M1} больше, а $\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$ меньше, чем в ²³⁸U.

Таблица 2

Средние приведенные радиационные ширины $\bar{k}_{M1} / \text{МэВ}^{-3}$ / и отношения средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$ при энергии связи нейтрона $V_n / \text{МэВ}$

Ядро	¹⁵⁶ Gd	¹⁵⁸ Gd	¹⁶⁶ Er	¹⁷⁸ Hf	²³⁰ Th	²³⁸ U
V_n	8,53	7,93	7,77	7,63	6,74	6,06
$\bar{k}_{M1} \cdot 10^{-9}$	13	7,7	12	29	12	7,0
$\bar{\Gamma}_{E1} / \bar{\Gamma}_{M1}$	22	19	14	4,8	16	19

Аналогичная ситуация имеет место для ^{166}Er и ^{158}Gd , а также для \bar{k}_{M1} в ^{156}Gd и ^{158}Gd . Отношение $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ для ^{156}Gd больше чем для ^{158}Gd из-за того, что при V_n $E1$ -переходы в ^{156}Gd по сравнению с ^{158}Gd сильнее. Большое значение \bar{k}_{M1} и соответственно малое значение $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ в ^{178}Hf объясняется наличием группы сильных $M1$ -пиков, расположенной ниже ДГМР.

Сравнение теоретических значений \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ с экспериментом могло бы дать некоторую информацию о том, насколько правильно вычислено положение ДГМР и подобраны константы остаточного взаимодействия. В настоящее время экспериментальные данные по \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ имеются приблизительно для десяти деформированных ядер 8,21,22 . Но все эти данные относятся к переходам с нейтронных резонансов на низколежащие возбужденные состояния ядра, а не на основное состояние. Рассчитанные же здесь значения \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ относятся к переходам на основное состояние ядра. Соответственно в данных расчетах и эксперименте различаются также и начальные состояния. Однако в обзоре $^{8/}$ путем усреднения известных экспериментальных данных по $M1$ -переходам с энергией от 5 до 8 МэВ для величин \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ выводятся некоторые общие оценки, имеющие вид:

$$\bar{k}_{M1} = (18 \pm 10) \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}^{-3}, \bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1} = 7 \pm 1. \quad /14/$$

Учитывая вышесказанное, сравнивать теоретические значения \bar{k}_{M1} и $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ с этими оценками можно только в самом первом приближении. При проведении такого сравнения видно, что вычисленные ширины \bar{k}_{M1} , как и оценка /14/, значительно больше одночастичного значения k_{M1} , равного $1/2 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}^{-3/8}$. Далее, из табл. 2 видно, что хотя значения \bar{k}_{M1} , как правило, укладываются в интервал разброса для k_{M1} в /14/, эти значения почти систематически меньше оценки /14/. Одновременно с этим вычисленные отношения $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ за исключением случая ^{178}Hf всегда больше оценки /14/.

Указанные различия, возможно, связаны с тем, что формула /11/ дает завышенные значения спиновых констант. О возможном завышении констант говорит также тот факт, что рассчитанные ДГМР лежат систематически выше оценки $E_{M1} \approx 45 \cdot A^{-1/8} \text{ МэВ}$. Необходимо отметить, что качественные выводы и результаты, изложенные в предыдущих разделах, при уменьшении спиновых констант не изменяются.

5. ВЫВОДЫ

В деформированных ядрах возможно значительное расщепление /уширение/ ДГМР, при котором низкоэнергетическая часть ДГМР формируется в основном за счет протонных состояний, а высокоэнергетическая часть - за счет нейтронных. Область локализации ДГМР достигает при этом 5-7 МэВ. Это явление могут вызвать следующие причины: 1/ большие орбитальные числа l у нейтронных спин-орбитальных партнеров, образующих ДГМР, чем у протонных; 2/ разница в значениях нейтронных и протонных силовых параметров спин-орбитального взаимодействия; 3/ отсутствие (np) - взаимодействия.

Компонента ДГМР с $K=0$ расположена по энергии выше компоненты с $K=1$.

Рассчитанные значения приведенной ширины \bar{k}_{M1} существенно выше одночастичных. За единственным исключением полученные значения \bar{k}_{M1} меньше, а $\bar{\Gamma}_{E1}/\bar{\Gamma}_{M1}$ больше усредненных экспериментальных оценок /14/. Возможно, это связано с завышением констант остаточного взаимодействия.

В заключение автор выражает благодарность за советы и интересные обсуждения В.Г.Соловьеву, Л.А.Малову, А.И.Вдовину, В.В.Воронову, Ч.Стоянову, Н.И.Пятову, И.П.Юдину и С.В.Акулиничеву.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shapiro C.S., Emery G.T. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.244.
2. Gabrakov S.I. et al. Nucl.Phys., 1972, A182, p.625.
3. Михайлов В.М., Погосян В.В. ЯФ, 1972, 16, с.289.
4. Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 1974, 20, с.297.
5. Arruda Neto J.D.T. et al. Preprint Instituto de Fisica, IFUSP/P-154, São Paulo, 1978; Arruda Neto J.D.T. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.863.
6. Bollinger L.M. Proc. Int. Conf. Photonul. Reac. Appl., Asilomar, 1973, ed. V.L.Berman, v.2.
7. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
8. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.4, с.580.
9. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. Phys.Lett., 1976, 64B, p.247; J.Phys.G:Nucl.Phys., 1977, 3, p.L219.
10. Кърчев Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.951.
11. Киселев М.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, №9, с.1842.
12. Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 1969, 9, с.313.

13. Happa S. В кн.: Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Дубна, 1976. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, т.2, с.195.
14. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357; Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.450.
15. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
16. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, Benjamin, New York, 1974, v.2.
/Русск. пер. "Мир", М., 1977/.
17. Mottelson B.R. Proc.Int.Conf.Nucl.Str., Kingston, Canada, 1960.Eds. D.A.Bromley, E.W.Vogt, N.-H., Amsterdam, 1960, p.525.
18. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure, Benjamin, New York, 1969, v.1.
/русск. пер. "Мир", М., 1971/.
19. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Юдин И.П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.42, №9, с.2004.
20. Bartholomew G.A. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1961, 11, p.259.
21. Bollinger L.M. Proc. Int. Symp. Nucl. Str., Dubna, 1968. IAEA, Vienna, Austria, 1968, p.317.
22. Stefanon M., Corvi F. Nucl.Phys., 1977, A281, p.240.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1979 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники



Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 26691. Тираж 630. Уч.-изд. листов 1,18.

Редактор Н.Н.Зрелова.

Подписано к печати 27.06.79 г.

Корректор Р.Д.Фомина.