

P4 - 10182

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, С.И.Федотов, В.П.Шпаков,  
Р.А.Эрамжян

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОТОНАМИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Направлено в "Nuclear Physics"*



Вдовин А.И. и др.

P4 - 10182

Возбуждение коллективных состояний в сферических ядрах при взаимодействии с протонами высоких энергий

Для сферических ядер  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{120}\text{Sn}$  рассчитаны интегральные и дифференциальные сечения возбуждения ряда коллективных состояний, включая изоскалярные и изовекторные гигантские резонансы. Показано, что интенсивности изовекторных переходов значительно подавлены по сравнению с изоскалярными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1976

Vdovin A.I.

P4 - 10182

Excitation of Collective States in Spherical Nuclei at High Energy Proton Interaction

Integral and differential excitation cross sections for some collective states including isoscalar and isovector giant resonances are calculated for spherical nuclei  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{120}\text{Sn}$ . The intensities of vector transitions are shown to be strongly suppressed in contrast with isoscalar ones.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1976

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

### Введение

В последние годы резко повысился интерес к изучению гигантских резонансов - коллективных состояний в ядрах при большой энергии возбуждения<sup>1</sup>. Гигантские резонансы различной мультипольности изоскалярного и изовекторного типов наблюдаются в последнее время практически в ядрах с любым атомным весом. Это стало возможным благодаря прогрессу в экспериментальной технике и наличию "спектроскопических" пучков частиц различной энергии.

Для изучения мультипольных гигантских резонансов используется широкий набор различных ядерных реакций - от поглощения  $\gamma$ -квантов и рассеяния электронов до неупругих взаимодействий адронов вплоть до энергии 1 ГэВ. В фотоядерных реакциях с наибольшей интенсивностью возбуждается дипольный резонанс, с меньшей - квадрупольный. При рассеянии электронов и адронов могут возбуждаться резонансы любой мультипольности. Вероятность их возбуждения существенно зависит от величины передаваемого импульса. В той или иной мере при изучении гигантских резонансов в разных реакциях возникает необходимость выделения различных типов гигантских резонансов. Поэтому особый интерес представляют такие реакции, в которых в силу их специфики сильно возбуждается определенный вид коллективных состояний.

Опыт, накопленный при изучении рассеяния протонов высоких энергий на ядрах, говорит о том, что при взаимодействии с частицами высоких энергий в ядрах воз-

буждаются лишь определенные группы уровней, соответствующие переходам с правилами отбора  $\Delta\pi = (-1)^{\Delta J}$  и  $\Delta T = 0$ . Причем среди такого рода переходов наиболее интенсивны те, в которых возбуждаются коллективные состояния ядер [2,3]. Такие особенности механизма реакции позволяют надеяться выделить изоскалярные ветви мультипольных резонансов, отделив, например, изоскалярный квадрупольный резонанс от дипольного и т.п. Это было проиллюстрировано на примере ядра  $^{58}\text{Ni}$  в рамках подхода, основанного на правилах сумм [2,3].

В данной работе исследуется весь спектр возбужденных состояний дипольного и квадрупольного типа в рамках полумикроскопического подхода. Концентрация силы перехода на коллективных состояниях, если она имеет место, в данном случае должна произойти автоматически.

Для описания неупругого взаимодействия протонов большой энергии с ядрами используем в рамках теории Глаубера приближение одного неупругого соударения /ОНС/, часто применяемое в последнее время [4,5]. Оточности приближения ОНС можно судить, сравнивая расчеты дифференциальных сечений возбуждения нижайших коллективных состояний в рамках прямого глауберовского подхода и ОНС. Такие расчеты были проведены в работе [6] для ядра  $^{12}\text{C}$ . Они показали, что в области первого дифракционного максимума оба подхода отличаются не больше чем на 10%. Приближение ОНС применяется в расчетах неупругого рассеяния для разных ядер как в рамках формализма переходной плотности [3,5,6], так и с использованием полумикроскопических волновых функций нижайших ядерных состояний [4]. Лучшее согласие с экспериментом достигается в формализме переходной плотности. Приближение хорошо работает в случае легких ядер в области первого максимума, а в области второго - дает заниженные значения сечения. В случае тяжелых ядер эксперимент описывается гораздо лучше во всем интервале измеренных углов. Расчеты с полумикроскопическими волновыми функциями дают в несколько раз заниженную величину сечения в первом максимуме по сравнению с экспериментом.

В данной работе для трех сферических ядер /  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{120}\text{Sn}$  / получены интегральные и дифференциальные сечения возбуждения наиболее коллективных состояний типа  $J^\pi = 2^+$  в широком интервале энергий, включая изоскалярный и изовекторный квадрупольный резонансы. Для ядра  $^{90}\text{Zr}$  было рассчитано дифференциальное сечение возбуждения дипольного резонанса. Расчеты были проведены с использованием полумикроскопических волновых функций для коллективных состояний квадрупольного и дипольного типа.

Проделанные теоретические расчеты носят предсказательный характер, так как в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные для всех рассчитанных коллективных состояний за исключением нижайшего состояния  $J^\pi = 2^+$  в  $^{58}\text{Ni}$ . Полученные результаты могут стимулировать дальнейшее экспериментальное исследование неупругого взаимодействия нуклонов большой энергии с ядрами и способствовать пониманию механизма возбуждения ядер в широком диапазоне энергий при этом взаимодействии.

### Теория и метод расчета

1. В модели Глаубера в приближении одного неупругого соударения [4] амплитуда неупругого рассеяния нуклона на ядре выражается через матричный элемент от профильной функции  $\Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j)$  с некоторым искажающим фактором  $f_j$ :

$$\Gamma_{fi}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f | \sum_{j=1}^A \Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j) S(\vec{b}) | i \rangle =$$

$$= \frac{k}{p} \langle f | \sum_{j=1}^A S(\vec{s}_j) e^{i\vec{q}\vec{s}_j} f_j(\vec{q}) | i \rangle, \quad /1/$$

$$\Gamma_j(\vec{b} - \vec{s}_j) = \frac{1}{2\pi i p} \int f_j(\vec{q}) e^{-i\vec{q}(\vec{b} - \vec{s}_j)} d^2q, \quad /2/$$

$$S(\vec{b}) = [1 - \int \Gamma_0(\vec{b} - \vec{s}) \rho_0(\vec{r}) d^3r]^{A-1} \quad /3/$$

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



          
B-253

752/2-77

28/11-77  
P4 - 10182

А.И.Вдовин, Ч.Стойанов, С.И.Федотов, В.П.Шпаков,  
Р.А.Эрамжян

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОТОНАМИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**1976**

Здесь  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  - волновые функции начального и конечного состояния системы,  $b^{\vec{s}}$  - прицельный параметр,  $s_j$  - проекция радиус-вектора  $j$ -го ядра на плоскость вектора  $b^{\vec{s}}$ ;  $k^{\vec{s}}$  и  $\vec{p}$  - волновые вектора нуклона соответственно в системе центра масс нуклон-ядро и нуклон-нуклон,  $\hbar\vec{q} = \hbar(k_f^{\vec{s}} - k_i^{\vec{s}})$  - передаваемый импульс.

Функция  $S(b^{\vec{s}})$ , учитывающая эффекты упругого перераспределения, выражается через одночастичную плотность нуклонов  $\rho_0(\vec{r})$  и скалярную часть нуклонной профильной функции  $\Gamma_0(b^{\vec{s}} - \vec{s})$ . Нуклон-нуклонная амплитуда  $f_j$  имеет стандартный вид:

$$f_j(\vec{q}) = A + B(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{n}) \cdot (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{n}) + C(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{n} + E(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{m}) \cdot (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{m}) + F(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{\ell}), \quad /4/$$

где

$$A = A_0 + A_1(\vec{r}_i \vec{r}_j); \quad B = B_0 + B_1(\vec{r}_i \vec{r}_j) \text{ и т.д.,}$$

$$\vec{n} = \frac{[\vec{p} \times \vec{p}']}{|\vec{p} \times \vec{p}'|}; \quad \vec{m} = \frac{\vec{p}' - \vec{p}}{|\vec{p}' - \vec{p}|}; \quad \vec{\ell} = [\vec{m} \times \vec{n}].$$

Здесь  $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$  - импульсы налетающего нуклона до и после рассеяния в системе центра масс двух нуклонов;  $\vec{\sigma}_i$  и  $\vec{\sigma}_j$  /  $\vec{r}_i$  и  $\vec{r}_j$  / - спиновые /изоспиновые/ операторы, соответствующие налетающему нуклону и  $j$ -му нуклону ядра.

Начальное и конечное состояния системы можно записать в виде

$$|i\rangle = \Phi_{ni} \Phi_{яi}; \quad |f\rangle = \Phi_{nf} \Phi_{яf}, \quad /5/$$

где  $\Phi_{ni}$  и  $\Phi_{nf}$  - начальные и конечные спин-изоспиновые волновые функции налетающего нуклона с учетом спина и изоспина, а  $\Phi_{яi}$  и  $\Phi_{яf}$  - начальные и конечные

волновые функции ядра-мишени.  $\Phi_{яi}$  описывает основное состояние четно-четного ядра, волновая функция которого трактуется как фононный вакуум /7/.

$$Q(\lambda\mu)\Phi_{яi} = 0, \quad /6/$$

а  $\Phi_{яf}$  - однофононное возбужденное состояние:

$$\Phi_{яf} = Q^+(\lambda\mu)\Phi_{яi}, \quad /7/$$

где оператор рождения фонана мультипольности  $\lambda\mu$  /обозначения аналогичны приведенным в /7/ /:

$$Q^+(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^\lambda A(jj'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^\lambda A^+(jj'; \lambda-\mu) \}. \quad /8/$$

Используя тензорную запись для нуклон-нуклонной амплитуды и разлагая "искаженную волну"  $S(s_j^{\vec{s}}) e^{i\vec{q}\vec{s}_j}$  по сферическим функциям, можно представить нуклон-ядерную амплитуду в виде следующего выражения, где выделены матричные элементы, связанные с ядром и налетающим нуклоном:

$$F_{fi}(\vec{q}) = \frac{k}{p} \sum_{t,\alpha} \langle \Phi_{nf} | \hat{K}_{s,u}^{t,\alpha} | \Phi_{ni} \rangle \langle \Phi_{яf} | \hat{M}_{яs,u}^{t,\alpha} | \Phi_{яi} \rangle. \quad /9/$$

Здесь  $s = 0, 1$  и  $t = 0, 1$  - ранг спинового и изоспинового операторов,  $\hat{K}_{s,u}^{t,\alpha}$  - спин-изоспиновый оператор, соответствующий налетающему нуклону, а  $\hat{M}_{яs,u}^{t,\alpha}$  - оператор, соответствующий нуклонам ядра. В представлении вторичного квантования

$$\hat{M}_{я} = \sum_{j,j'} \langle j | \hat{M}_{яОДН} | j' \rangle a_j^+ a_{j'}, \quad /10/$$

здесь суммирование по  $j, j'$  подразумевает суммирование по всем, в том числе и по изоспиновым, квантовым числам, а

$$\hat{M}_{\text{ядн}} = r^{t,\alpha} \sum_{\ell m} R_{\ell m}(r) \sum_{kq} \langle \ell m s u | k q \rangle [Y^{\ell} \times \sigma^s]_q^k.$$

Отметим, что в зависимости от вида частицы во входном и выходном канале оператор  $\hat{M}_{\text{яд}}$  будет иметь разную структуру. Для рассматриваемого нами случая неупругого взаимодействия протонов с ядром оператор  $\hat{M}_{\text{яд}}$  после проведения суммирования по изоспиновым квантовым числам запишется в виде

$$\hat{M}_{\text{яд}} = (-1)^t \sum_{i_p j_p} \sum_{\ell m} \langle \ell m s u | k q \rangle \langle j_p | R_{\ell m}(r) \times [Y^{\ell} \times \sigma^s]_q^k | j_p' \rangle a_{i_p}^+ a_{j_p'} + \sum_{i_n j_n} \dots, \quad /11/$$

где первая сумма относится к протонам, вторая - к нейтронам.

Выражая операторы рождения и уничтожения частиц через операторы фононов и используя их правила коммутации [7], путем длительных преобразований можно получить выражение для нуклон-ядерной амплитуды, а затем и для дифференциального сечения. Причем последнее, как обычно, получается усреднением квадрата нуклон-ядерной амплитуды по начальным спиновым состояниям и суммированием по конечным состояниям. Окончательное выражение дифференциального сечения для сферических ядер имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{0 \rightarrow \lambda}}{d\Omega} = \frac{k k'}{p^2} e^{\frac{q^2 r_0^2}{2A}} \sum_{t, t'} \left[ (A_t A_t^* + C_t C_t^*) \times \sum_{\mu} \begin{pmatrix} s=0 \\ \ell=\lambda \\ m=\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'=0 \\ \ell'=\lambda \\ m'=\mu \end{pmatrix}^* + \dots \right]$$

$$+ \frac{1}{2} (C_t C_t^* + B_t B_t^* + F_t F_t^*) \sum_{\ell m} \frac{2\lambda+1}{2\ell+1} \begin{pmatrix} s=1 \\ \ell=\ell \\ m=m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'=1 \\ \ell'=\ell \\ m'=\ell \end{pmatrix}^* +$$

$$+ \sum_{\mu, \ell, \ell'} [E_t E_t^* - \frac{1}{2} (C_t C_t^* + B_t B_t^* + F_t F_t^*)] \times$$

$$\times \langle \ell \mu 1 0 | \lambda \mu \rangle \langle \ell' \mu 1 0 | \lambda \mu \rangle \times \begin{pmatrix} s=1 \\ m=\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'=1 \\ m'=\mu \end{pmatrix}^* -$$

$$- \frac{1}{2} (C_t C_t^* + B_t B_t^* - F_t F_t^*) \times$$

$$\times \sum_{\mu, \ell, \ell'} \left[ \langle \ell \mu -1 1 | \lambda \mu \rangle \langle \ell' \mu +1 1 -1 | \lambda \mu \rangle \begin{pmatrix} s=1 \\ m=\mu-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'=1 \\ m'=\mu+1 \end{pmatrix}^* + \right.$$

$$\left. + \langle \ell \mu +1 1 -1 | \lambda \mu \rangle \langle \ell' \mu -1 1 1 | \lambda \mu \rangle \begin{pmatrix} s=1 \\ m=\mu+1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'=1 \\ m'=\mu-1 \end{pmatrix}^* \right],$$

где

$$\begin{pmatrix} s \\ \ell \\ m \end{pmatrix} = (-1)^t \sum_{i_n j_n} I_{\ell m(n)}^{n L j, n' L' j'} i^{L'-L} \frac{1}{\sqrt{(2j+1)(2j'+1)}} \times \begin{pmatrix} L & 1/2 & j \\ L' & 1/2 & j' \\ \ell & s & \lambda \end{pmatrix} \times \sqrt{\frac{(2L'+1)(2\ell'+1)}{4\pi}} \langle L' 0 \ell 0 | L 0 \rangle \times$$

$$\times \sqrt{2(2s+1)} [1/2(\delta_{s,0} u_{j_n j'_n}^+ + \delta_{s,1} u_{j_n j'_n}^-) \psi_{j_n j'_n}^\lambda + \\ + 1/2(\delta_{s,0} u_{j_n j'_n}^+ - \delta_{s,1} u_{j_n j'_n}^-) \phi_{j_n j'_n}^\lambda] + \sum_{j_p j'_p} \dots$$

Здесь  $I_{l_m(n,p)}^{n l_j, n' l_j'}$  - радиальные интегралы, числа  $u_{j j'}$  представляют собой комбинации коэффициентов канонического преобразования Н.Н. Боголюбова от частиц к квазичастицам.

2. Теоретический и экспериментальный анализ нуклон-нуклонной амплитуды при больших энергиях и малых передаваемых моментах приводит к выводу, что основной вклад в амплитуду дают члены А и С<sup>/8/</sup>. Поэтому в расчетах принимались во внимание только эти члены. Мы аппроксимировали нуклон-нуклонную амплитуду функциями вида

$$f_j(\vec{q}) = \frac{\rho \sigma_j (\alpha_j + i)}{4\pi} e^{-1/2 q^2 \beta^2}$$

Значения параметров  $\sigma_j$  /полное сечение/,  $\alpha_j$  /отношение вещественной и мнимой амплитуд/ и  $\beta$  /эффективный радиус взаимодействия/ подбираются на основе экспериментальных данных по рассеянию на свободных нуклонах. Значения этих параметров были взяты из работы<sup>/9/</sup>

3. Структура волновой функции возбужденного состояния ядра рассматривалась в рамках полумикроскопической сверхтекучей модели атомного ядра, в которой, как известно, учитываются спаривательные и мультиполь-мультипольные остаточные межнуклонные силы. Традиционно сверхтекучая модель применялась при описании свойств низколежащих ядерных уровней. Ее аппарат, однако, можно с успехом использовать и для описания высоколежащих состояний, в частности, состояний типа гигантских резонансов. Это было показано в рабо-

тах<sup>/10,11/</sup>. В настоящих расчетах волновые функции взяты из работ<sup>/11/</sup>. Коллективные состояния с  $J^\pi = 2^+$  генерировались изонвариантными квадруполь-квадрупольными силами, а  $1^-$ -резонанс - изовекторными диполь-дипольными. Необходимо отметить, что т.к. мы использовали различные параметры протонного и нейтронного средних полей и изонвариантные силы спаривания, полученным возбужденным состояниям, строго говоря, нельзя приписать определенное значение изоспина. В этом смысле используемые нами названия "изоскалярный" и "изовекторный" по отношению к резонансам несколько условны.

4. Необходимая в расчетах ядерная плотность бралась в виде традиционной ферми-плотности. Параметры плотности были взяты из работ<sup>/12/</sup>.

### Результаты

1. На нижней части рис. 1-3 для сферических ядер <sup>58</sup>Ni, <sup>90</sup>Zr и <sup>120</sup>Sn представлены интегральные сечения неупругого рассеяния протонов с возбуждением ряда коллективных состояний типа  $J^\pi = 2^+$ , T = 0, 1, а также состояний с  $J^\pi = 1^-$ , T = 1 для ядра <sup>90</sup>Zr. В интервале энергий от 0 до 30 МэВ были отобраны наиболее коллективные состояния. Мерой коллективности служили величины приведенных вероятностей Eλ-переходов на эти состояния. Эти величины /измеренные в одночастичных единицах/ - V(Eλ)<sub>s.p.u.</sub> изображены в верхней части рис. 1-3. Были отобраны состояния, для которых V(Eλ)<sub>s.p.u.</sub> ≥ 1. Так как мы использовали достаточно большой базис одночастичных состояний /стационарные и квазистационарные состояния с энергией от дна потенциальной ямы до ~ +25 МэВ/, то V(Eλ) рассчитывались с нулевым эффективным зарядом. Константы изоскалярных и изовекторных сил выбирались из условия описания экспериментальных энергий первых коллективных состояний и изовекторных гигантских резонансов. Как видно из таблицы, наблюдается достаточно хорошее согласие

Рис. 1. Приведенные вероятности E2-переходов из основного состояния в возбужденное в одночастичных единицах для ядра  $^{58}\text{Ni}$ . Отложены уровни ( $J^\pi = 2^+$ ) с  $B(E2)_{\text{с.р.у.}} \geq 1$  /верхняя часть рисунка/. Интегральные сечения возбуждения тех же уровней протонами с энергией 1 ГэВ /нижняя часть рисунка/.

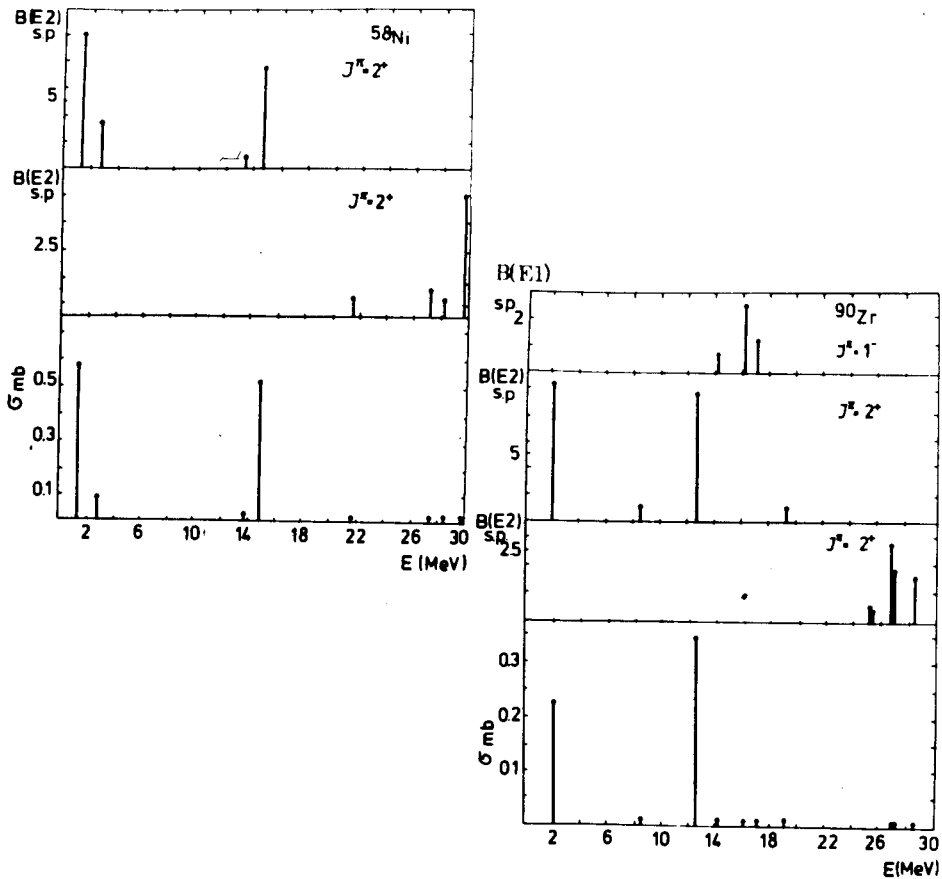


Рис. 2. Приведенные вероятности E1- и E2-переходов из основного состояния в возбужденное в одночастичных единицах для ядра  $^{90}\text{Zr}$ . Отложены уровни ( $J^\pi = 1^-$  и  $J^\pi = 2^+$ ) с  $B(E2)_{\text{с.р.у.}} \geq 1$  /верхняя часть рисунка/. Интегральные сечения возбуждения тех же уровней протонами с энергией 1 ГэВ /нижняя часть рисунка/.

Таблица

Ядро	$J^\pi$	T	Энергия (МэВ)		$B(E\lambda)_{\text{с.р.у.}}$		Ссылки на эксперимент
			Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	
$^{58}\text{Ni}$	$2^+$	0	1,45	1,45	9,6	II	I3
	$2^+$	0	14,9	16	7,2	-	I
	$2^+$	I	29,6	27,2	5	-	I4
$^{90}\text{Zr}$	$2^+$	0	2,186	2,186	9,4	6,0	I5
						$6,2 \pm 0,70$	
						$5,1 \pm 0,29$	
						3,1	
	$2^+$	0	12,6	14	9,1	$8,3 \pm 2,5$	I6
	$2^+$	I	27	28	2,8	-	
	$1^-$	I	16	16	2,5	$4,3 \pm 1,3$	
$^{120}\text{Sn}$	$2^+$	0	1,175	1,175	22	II,78	I3
	$2^+$	0	13	13	9	-	I
	$2^+$	I	24,3	-	2,4	-	

теоретических значений  $B(E\lambda)_{\text{с.р.у.}}$  с имеющимися экспериментальными значениями. На рисунках четко видно, что интенсивности E2-переходов сосредоточены в трех областях. Первая область включает хорошо изученные нижайшие коллективные состояния. Ко второй /12-15 МэВ/ относятся состояния, образующие гигантский квадрупольный изоскалярный резонанс, положение которого обычно описывается феноменологической формулой:  $E_s = 60 A^{-1/3} \text{ МэВ}$  /в таблице состояния с  $J^\pi = 2^+$ ,  $T=0$ /. К третьей /24-30 МэВ/ - относятся состояния, образующие гигантский квадрупольный изовекторный резонанс, которому приписывается положение около  $120 A^{-1/3} \text{ МэВ}$  /в таблице состояния с  $J^\pi = 2^+$ ,  $T=1$ /.



Рис. 3. Приведенные вероятности E2 - переходов из основного состояния в возбужденное в одночастичных единицах для ядра  $^{120}\text{Sn}$ . Отложены уровни ( $J^\pi = 2^+$ ) с  $B(E2)_{\text{s.p.u.}} \approx 1$  /верхняя часть рисунка/. Интегральные сечения возбуждения тех же уровней протонами с энергией 1 ГэВ /нижняя часть рисунка/.

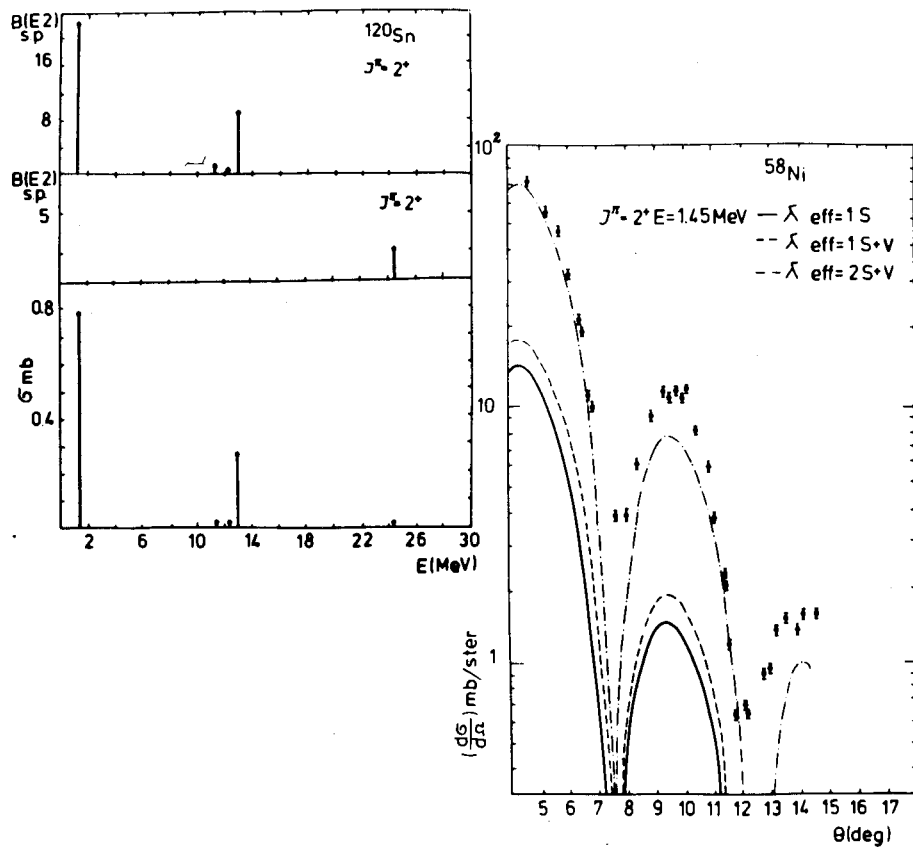


Рис. 4. Дифференциальные сечения возбуждения нижайшего коллективного состояния ( $J^\pi = 2^+$ ) в ядре  $^{58}\text{Ni}$  протонами с энергией 1 ГэВ.  $s$  - расчеты с учетом изоскалярных остаточных мультиполь-мультипольных сил;  $s+v$  - расчеты с учетом изоскалярных и изовекторных остаточных мультиполь-мультипольных сил;  $\lambda_{\text{эф}}^2 = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{экс}} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{теор}}$  - экспериментальные данные из работы /17/.

точных мультиполь-мультипольных сил;  $\lambda_{\text{эф}}^2 = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{экс}} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{теор}}$  - экспериментальные данные из работы /17/.

Величины  $B(E2)_{\text{s.p.u.}}$  для состояний изоскалярного и изовекторного типа на рисунках изображены отдельно.

Такая структура гигантских резонансов получается в гармоническом подходе, когда гигантский резонанс рассматривается как коллективное однофононное состояние. Естественно, что с учетом ангармоничности следует ожидать усложнения структуры гигантских резонансов.

Из анализа рис. 1-3 можно сделать следующие очевидные выводы.

1/ Наибольшие значения интегральных сечений получены для нижайшего коллективного квадрупольного состояния и гигантского квадрупольного изоскалярного резонанса.

2/ Интегральные сечения для состояний изовекторного типа /включая гигантский дипольный резонанс в  $^{90}\text{Zr}$ ,  $J^\pi = 1^-$ ,  $T=1$  / имеют очень малые величины.

2. На рис. 4-7 изображены для тех же сферических ядер / $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{120}\text{Sn}$  / дифференциальные сечения возбуждения нижайших коллективных состояний с  $J^\pi = 2^+$ , квадрупольных гигантских изоскалярных и изовекторных резонансов и дипольного гигантского резонанса /для ядра  $^{90}\text{Zr}$  /.

В средних ядрах имеется только одно экспериментальное дифференциальное сечение возбуждения коллективного состояния  $2^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  /17/. Поэтому на рис. 4 проведено сравнение этого экспериментального сечения с теоретическим. Теоретическое сечение рассчитывалось с двумя видами волновых функций. В случае, когда принимались во внимание только изоскалярные мультиполь-мультипольные силы /на рисунке он обозначен через  $s$  / , результат получается несколько хуже, чем в случае с использованием изоскалярных и изовекторных мультиполь-мультипольных сил /обозначение на рисунке  $s+v$  / . Но и в случае  $s+v$  теория дает заниженное значение сечения по сравнению с экспериментом. Если ввести оценку теоретических расчетов сечения по сравнению с экспериментом в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{экс}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{теор}} = \lambda_{\text{эф}}^2, \text{ то будет видно,}$$

Рис. 5. Дифференциальные сечения возбуждения изоскалярного ( $J^\pi = 2^+_S, T=0$ ) и изовекторного ( $J^\pi = 2^+_V, T=1$ ) квадрупольных гигантских резонансов в ядре  $^{58}\text{Ni}$  протонами с энергией 1 ГэВ.

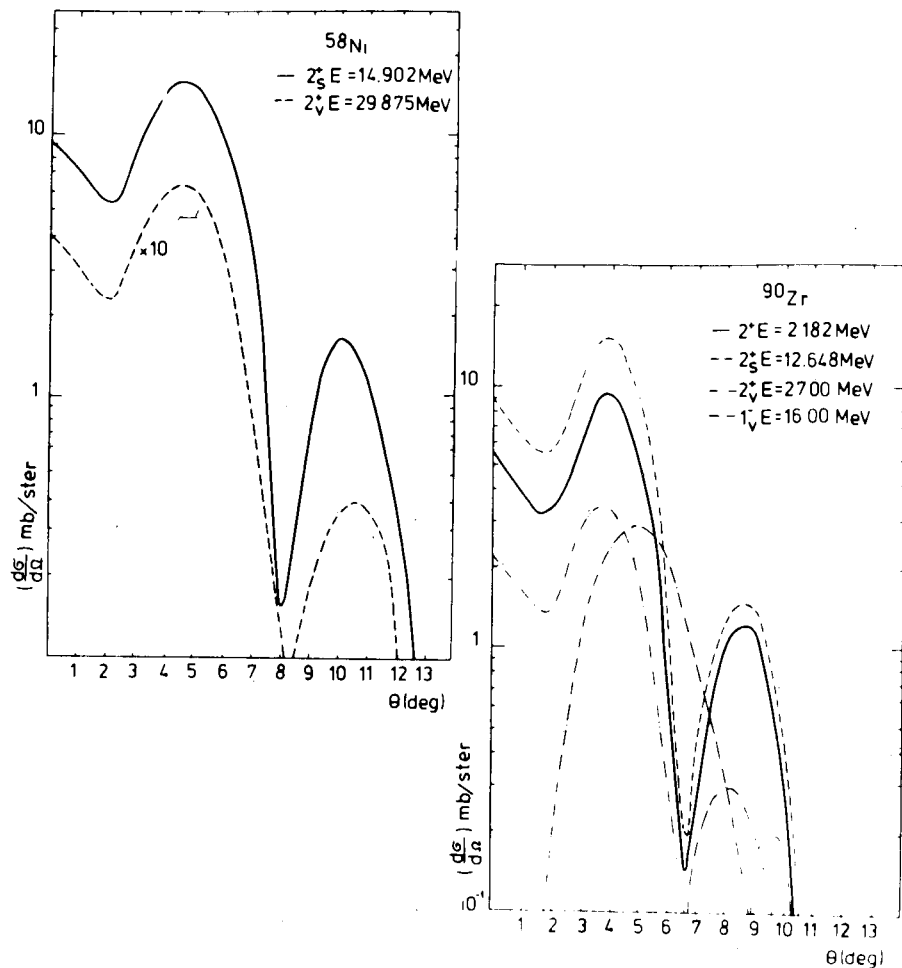


Рис. 6. Дифференциальные сечения возбуждения нижайшего коллективного состояния ( $J^\pi = 2^+$ ), изоскалярного ( $J^\pi = 2^+_S, T=0$ ) и изовекторного ( $J^\pi = 2^+_V, T=1$ ) квадрупольных гигантских резонансов и дипольного ( $J^\pi = 1^-_V, T=1$ ) гигантского резонанса в ядре  $^{90}\text{Zr}$  протонами с энергией 1 ГэВ.

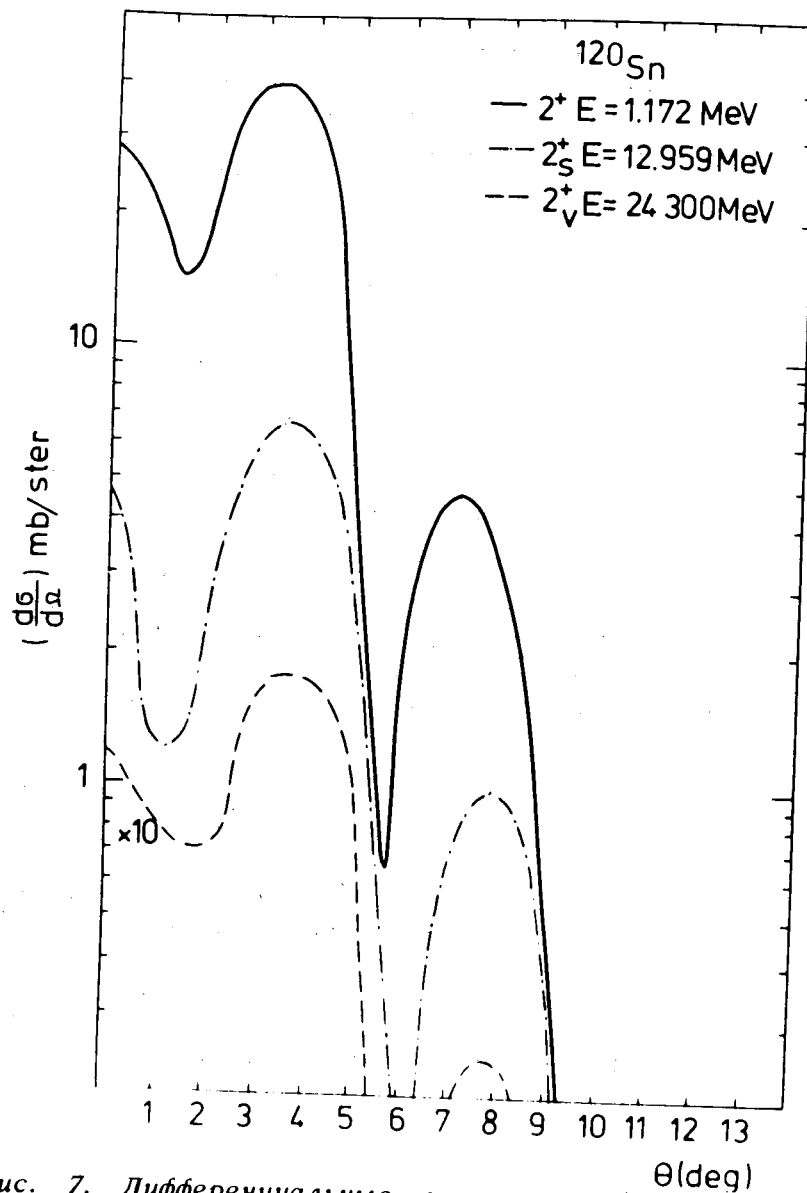


Рис. 7. Дифференциальные сечения возбуждения нижайшего коллективного состояния ( $J^\pi = 2^+$ ), изоскалярного ( $J^\pi = 2^+_S, T=0$ ) и изовекторного ( $J^\pi = 2^+_V, T=1$ ) квадрупольных гигантских резонансов в ядре  $^{120}\text{Sn}$  протонами с энергией 1 ГэВ.

что при  $\lambda_{эфф}=2$  теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментом в районе первого максимума и дают заниженные значения сечения в области второго максимума. Эти данные также не противоречат предыдущим расчетам дифференциального сечения возбуждения нижайшего  $2^+$ -состояния  $^{58}\text{Ni}$ , выполненным в аналогичном подходе в работе /18/. Наши результаты согласуются даже несколько лучше с экспериментом, чем данные /18/.

На рис. 5 для ядра  $^{58}\text{Ni}$  показаны для сравнения дифференциальные сечения возбуждения гигантских изоскалярных и изовекторных квадрупольных резонансов. Из рисунка хорошо видно, как сильно подавлено возбуждение гигантского изовекторного резонанса по сравнению с изоскалярным. Такая же картина наблюдается на рис. 7 для ядра  $^{120}\text{Sn}$ .

На рис. 6 для ядра  $^{90}\text{Zr}$ , кроме дифференциальных сечений возбуждения квадрупольных резонансов, приведено сечение возбуждения дипольного резонанса. И этот рисунок хорошо демонстрирует, что в рассматриваемом случае изовекторные моды колебаний сильно подавлены.

#### Заключение

Результаты данной работы подтверждают, что неупругое рассеяние протонов с энергией около 1 ГэВ может быть использовано для возбуждения гигантских резонансов изоскалярного типа. Действительно, например в ядре  $^{58}\text{Ni}$ , теоретическое дифференциальное сечение возбуждения квадрупольного гигантского резонанса того же порядка, что и сечение возбуждения нижайшего коллективного состояния с  $J^\pi=2^+$ . С другой стороны, результаты расчетов показывают, что изовекторные моды колебаний сильно подавлены по сравнению с изоскалярными. И по этой причине процессы неупругого рассеяния протонов большой энергии очень удобны для выделения, скажем, гигантского квадрупольного изоскалярного резонанса, т.к. обычно маскирующий квад-

рупольные переходы в реакциях  $(e, e')$  и с протонами невысоких энергий дипольный гигантский резонанс в этом случае будет сильно подавлен.

#### Литература

1. G.R.Satchler. *Phys.Rev.*, 14, 97 /1974/.
2. В.В.Балашов. Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами. Вып. II, М., Атомиздат, 1974, стр.48.
3. В.В.Балашов. Материалы VIII зимней школы ЛИЯФ, часть II, Ленинград, 255 /1973/.
4. V.V.Karapetyan et al. *Nucl.Phys.*, A203, 561 /1973/.
5. V.N.Mileev, T.V.Mishchenko. *Phys.Lett.*, 47B, 197 /1973/.
6. С.И.Манаенков. *ЯФ*, т. 21, вып. 1, 101/1975/.
7. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
8. D.H.Sharp, W.G.Wagner. *Phys.Rev.*, 131, 2226 /1963/; R.R.Johnston. *Nucl.Phys.*, 36, 368 /1962/.
9. E.Kujawsky et al. *Phys.Rev.*, C12, 1271 /1975/.
10. D.R.Bes, R.A.Broglia, B.S.Nilsson. *Phys.Rep.*, 16, No. 1, 1-56 /1975/.
11. R.A.Eramzhyan, S.I.Fedotov, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin. *Proceedings of International Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Julich 1975, v. 1, p. 21*; S.I.Fedotov, V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin. *Proceedings of International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure, Dubna, 1976, v. 1, p. 120*.
12. В.М.Хвастунов и др. *ЯФ*, т. 10, вып. 2, 217 /1969/; А.С.Литвиненко и др. *ЯФ*, т.14, вып. 3, 479 /1971/; L.A.Fajardo et al. *Phys.Lett.*, 37B, 363 /1971/.
13. С.К.Росс, Р.К.Бхадари. *Nucl.Phys.*, A196, 369 /1972/.
14. И.С.Гулькаргов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, т. 38, 2642 /1974/.
15. E.R.Metzger. *Phys.Rev.*, C9, 1525 /1974/.
16. S.Fukuda, Y.Torizuka. *Phys.Rev.Lett.*, 29, 1109 /1972/.
17. R.Bertini, R.Beutrey et al. *Phys.Lett.*, 45B, 119 /1973/.
18. L.Brissaud et al. *Phys.Lett.*, 48B, 319 /1974/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 октября 1976 года.