

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



A-441

25/11-77

P4 - 10602

2795/2-77

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНАМИ  
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

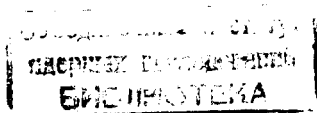
**1977**

P4 - 10602

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНАМИ  
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

*Направлено в ЯФ*



Акулиничев С.В., Шилов В.М.

P4 - 10602

Возбуждение электронами гигантских резонансов  
в деформированных ядрах

В рамках DWBA рассчитаны сечения неупругого рассеяния электронов с энергией 60–105 МэВ на ядре  $^{152}\text{Sm}$  с возбуждением гигантских мультипольных резонансов.

Для описания резонансов используются полумикроскопические волновые функции. Проводится сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

Akulinichev S.V., Shilov V.M.

P4 - 10602

Electroexcitation of Giant Resonances in  
Deformed Nuclei

Within the frames of DWBA there were calculated the cross sections of inelastic 60–150 MeV electron scattering by the  $^{152}\text{Sm}$  nucleus with the giant multipole resonance excitation. Semimicroscopic wave functions were used to describe the resonances. The comparison with the experimental data was performed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

1. Гигантский дипольный резонанс достаточно хорошо изучен с помощью фотоядерных реакций <sup>/1/</sup>. Однако в последнее время наибольший интерес вызывают резонансы, отличные от E1-резонанса. Их исследование с помощью фотоядерных реакций затруднено в силу преобладания в этих реакциях E1-резонанса. Одним из инструментов для изучения “новых” гигантских резонансов служит неупругое рассеяние электронов на ядрах, подробно рассмотренное в работе <sup>/2/</sup>. К настоящему времени уже имеется ряд экспериментальных работ по рассеянию электронов с возбуждением гигантских резонансов в сложных ядрах /см., напр., работы <sup>/3–5/</sup>/. Однако теоретическое описание этого процесса практически во всех работах проводится на основе простейших феноменологических моделей для переходных плотностей, например, с использованием модели Тасси. Грубость подобных моделей не позволяет проводить достаточно строгого теоретического описания неупругого рассеяния электронов, особенно при значительных переданных импульсах.

В данной работе в рамках DWBA проводится расчет дифференциальных сечений неупругого рассеяния электронов с энергией 60–105 МэВ для случая деформированного ядра  $^{152}\text{Sm}$ . Рассматривается возбуждение E1-, E2- и E3-резонансов. Волновые функции и переходные плотности, описывающие возбуждение резонансных состояний, рассчитывались в рамках полумикроскопического подхода <sup>/6/</sup>. Ранее такой подход для деформированных ядер позволил хорошо описать фотопоглощение с возбуждением E1-резонанса <sup>/7/</sup> и некоторые интегральные свойства E2- и E3-резонансов <sup>/8/</sup>.

В работе, в частности, показано, что с ростом переданного импульса подавляется E1-резонанс по сравнению с E2- и E3-резонансами.

2. Дифференциальные сечения в рамках метода искаженных волн<sup>/9/</sup> рассчитывались с учетом потери энергии электрона в выходном канале на возбуждение ядра-мишени. Искажение электронных волн учитывалось сферически-симметричной частью плотности распределения заряда в основном состоянии, параметры которой определены из работ по упругому рассеянию электронов<sup>/10/</sup>. Мы не рассматривали поперечной части взаимодействия электрона с ядром, вклад которой в дифференциальное сечение рассеяния становится значительным при углах, превышающих 150°. Таким образом, вся информация о структуре возбужденных состояний содержится в зарядовой переходной плотности, которая получена "сверткой" переходной плотности, отвечающей распределению точечных протонов, с гауссовской функцией, учитывающей распределение заряда в протоне.

С учетом движения центра масс имеем для зарядовой переходной плотности:

$$\rho_{L=1}^e(\mathbf{r}) = \frac{N}{A} \rho_L^p(\mathbf{r}) - \frac{Z}{A} \rho_L^n(\mathbf{r}), \quad \rho_{L \neq 1}^e(\mathbf{r}) = \rho_L^p(\mathbf{r}),$$

где

$$\rho_L^{p(n)}(\mathbf{r}) = \langle f | | M_{L\mu}^{p(n)}(\mathbf{r}) | | i \rangle,$$

$$M_{L\mu}^{p(n)}(\mathbf{r}) = \sum_a \frac{Z(N) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)}{r_a^2} Y_{L\mu}^*(\hat{\mathbf{r}}_a),$$

$|i\rangle$  и  $|f\rangle$  - волновые функции начального и конечного состояний четно-четного ядра,  $\mu$  - проекция момента на ось симметрии ядра. Возбужденные состояния четно-четных ядер в используемом подходе описываются однофононными волновыми функциями, основное состояние является вакуумом фононов. Однофононные состояния рассчитывались в рамках RPA, в качестве остаточного

взаимодействия использовались факторизованные изоскалярные и изовекторные мультиполь-мультипольные силы и парные корреляции. Конкретный вид уравнений, описывающих однофононные состояния, приводится в работах<sup>/6,11/</sup>. В работе<sup>/6/</sup> с. 458/ получено выражение для матричного элемента электрического перехода с возбуждением однофононного уровня. Проводя аналогичные выкладки, получаем для переходной плотности:

$$\rho_L^{p(n)}(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha, \beta} \langle \beta | M_{L\mu}^{p(n)}(\mathbf{r}) | \alpha \rangle \frac{u_{\alpha\beta}^2 \langle \beta | f^{L\mu} | \alpha \rangle E_{\alpha\beta}}{\sqrt{N} (E_{\alpha\beta}^2 - \omega^2)},$$

где  $u_{\alpha\beta} = u_{\alpha} v_{\beta} + u_{\beta} v_{\alpha}$ ,  $u_{\alpha}$  и  $v_{\alpha}$  - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова,  $E_{\alpha\beta}$  - двухквантовая энергия,  $N$  и  $\omega$  - нормировочный множитель и энергия для рассматриваемого фонона,

$$f^{L\mu} = \frac{r^L}{\sqrt{2}} (Y_{L\mu} + (-1)^{\mu} Y_{L-\mu}).$$

Как известно, приведенная вероятность перехода связана с зарядовой переходной плотностью соотношением:

$$B(EL) = |c \int_0^{\infty} \rho_L^c(\mathbf{r}) r^{L+2} dr|^2.$$

3. Для расчетов было выбрано деформированное ядро  $^{152}\text{Sm}$ , структура которого ранее неоднократно исследовалась в рамках используемого полумикроскопического подхода /см., напр., работы<sup>/6-8/</sup>. К тому же, имеются экспериментальные данные по неупругому рассеянию электронов на близком ядре  $^{150}\text{Nd}$ , гигантские резонансы в котором мало отличаются от резонансов в  $^{152}\text{Sm}$ . Одночастичный спектр рассчитывался в потенциале Саксона-Вудса с параметрами из работы<sup>/12/</sup>. Константы изоскалярного мультиполь-мультипольного взаимодействия  $\kappa_0^L$  определялись по нижайшим уровням. Константа  $\kappa_0^{L=1}$  определялась из условия выделения "духового" состояния с нулевой энергией<sup>/7/</sup>, а константы изовекторного взаимодействия  $\kappa_1^L$ , как и в работах<sup>/7,8/</sup>, задавались соотношениями:  $\kappa_1^1 / \kappa_0^1 = -1,2$ ;  $\kappa_1^2 / \kappa_0^2 = \kappa_1^3 / \kappa_0^3 = -1,5$ . Эти соотношения выбирались из требования правильного описания положения изовекторных

резонансов. Отметим, что мы не используем при описании рассеяния электронов никаких новых параметров, по сравнению, например, с фотопоглощением <sup>7/</sup> /за исключением упоминавшихся параметров распределения плотности заряда в основном состоянии, которые извлекаются из независимых экспериментов/.

На рис. 1 показаны переходные зарядовые плотности для возбуждения некоторых уровней различной мультипольности. Все переходные плотности имеют максимум на границе ядра, но ведут себя по-разному внутри него. При значительных переданных импульсах внутренняя часть переходной плотности играет существенную роль.

На рис. 2 показаны квадраты формфакторов  $F^2(q) = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{\text{МОТТ}}}{d\Omega}$  для возбуждения некоторых уровней.

Формфакторы дают дополнительную возможность идентификации мультипольности состояний, так как для всех близких по энергии уровней одной мультипольности совпадают углы, соответствующие максимуму формфакторов.

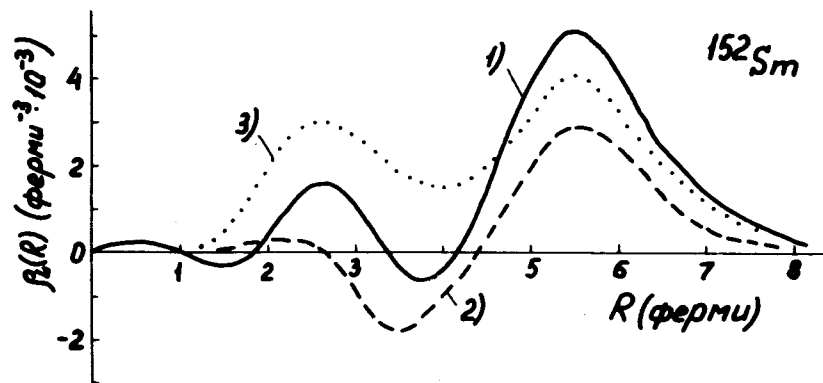


Рис. 1. Переходные зарядовые плотности для возбуждения однофоновных состояний: 1/ $L\mu=11$ ,  $T=1$ ,  $E=15,7$  МэВ; 2/ $L\mu=22$ ,  $T=1$ ,  $E=26,1$  МэВ; 3/ $L\mu=31$ ,  $T=0$ ,  $E=6,8$  МэВ.

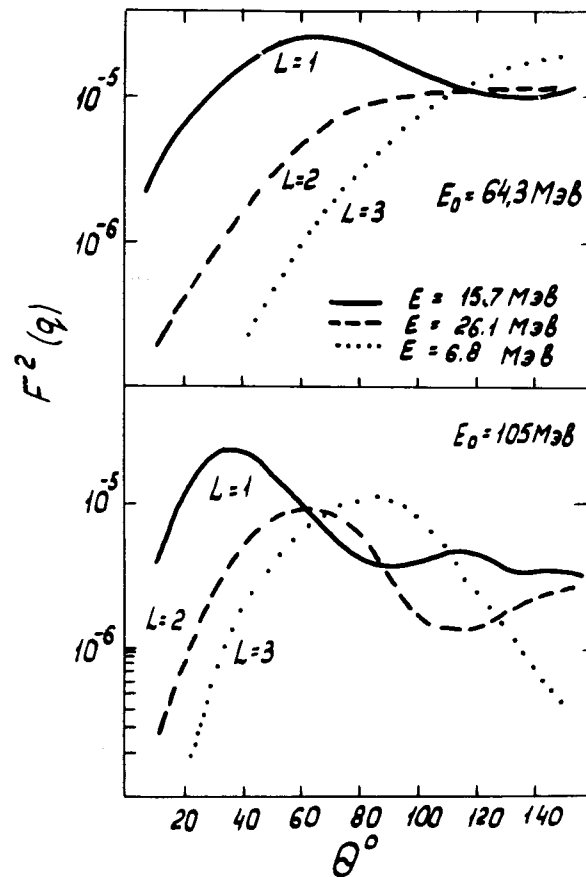


Рис. 2. Квадраты формфакторов для возбуждения электронами отдельных уровней в <sup>152</sup>Sm.

Наглядное представление о распределении силы гигантских резонансов дает приведенная вероятность возбуждения резонансных уровней. На рис. 3 показаны усредненные по энергии возбуждения приведенные вероятности для E1-, E2- и E3-резонансов в ядре <sup>152</sup>Sm. Усреднение приведенных вероятностей для отдельных уровней проводилось, как и в работах <sup>7,8/</sup>, с помощью весовых функций Лоренца, параметр усреднения равен

1 МэВ. Отметим, что этот свободный параметр не связан с ширинами резонансов, которые составляют 5-7 МэВ, и определяются разбросом из-за деформации ядра нескольких сотен резонансных состояний /в данном случае - однофононных/. Указанное значение параметра усреднения использовалось для того, чтобы получить достаточно плавные кривые, не искажая истинной ширины резонансов.

Окончательные результаты представлены на рис. 4, где показаны усредненные, как и на рис. 3, дифференциальные сечения возбуждения гигантских резонансов в  $^{152}\text{Sm}$  электронами с энергиями 63,4; 75 и 105 МэВ. Сопоставление результатов расчетов в случае  $E_0 = 64,3$  МэВ,  $\theta = 93^\circ$  с экспериментальными данными

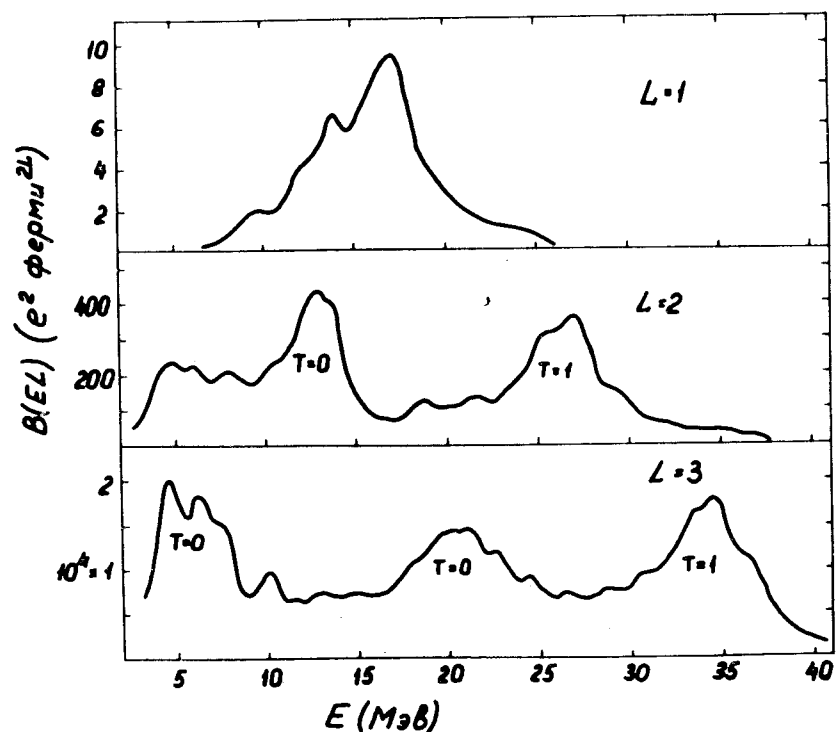


Рис. 3. Усредненные по энергии приведенные вероятности для возбуждения резонансных уровней в ядре  $^{152}\text{Sm}$ .

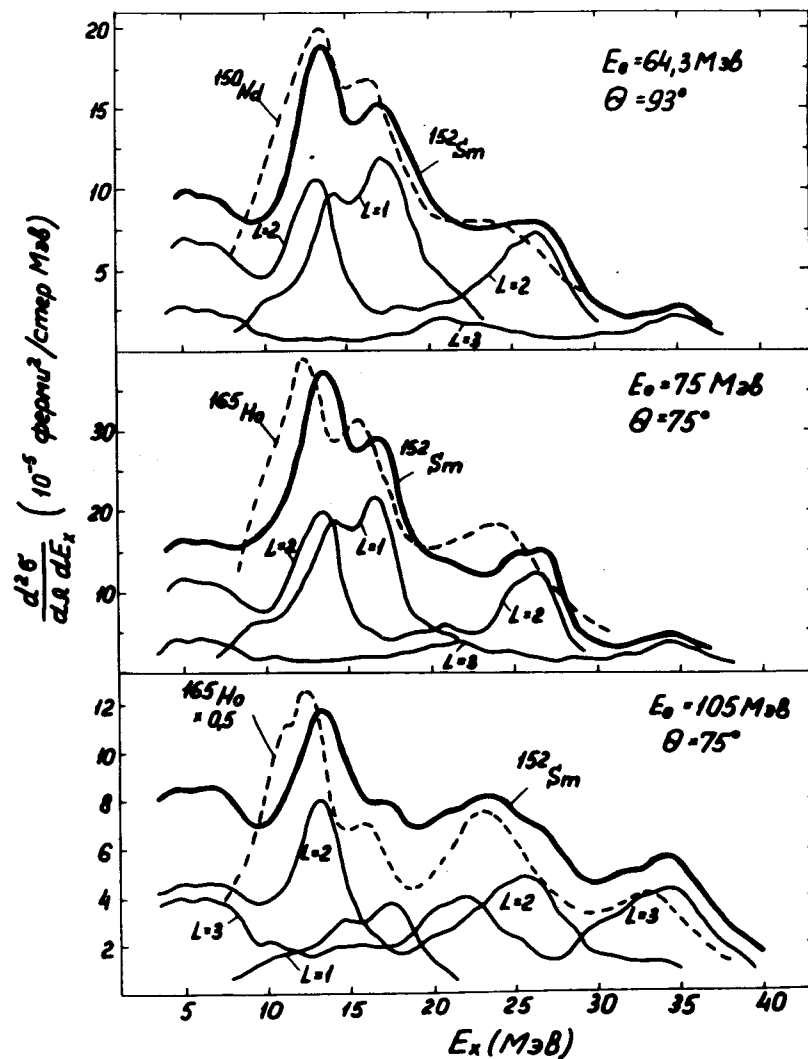


Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния электронов с возбуждением гигантских резонансов в  $^{152}\text{Sm}$  /сплошные линии/. Экспериментальные данные /показаны пунктиром/ взяты из работы /3/ для  $^{150}\text{Nd}$  и работы /4/ - для  $^{165}\text{Ho}$ .

для ближайшего четно-четного ядра  $^{150}\text{Nd}$  позволяет сделать вывод о том, что используемое модельное описание резонансов дает правильное соотношение между E1- и изоскалярным E2-резонансами /абсолютные значения сечений для  $^{150}\text{Nd}$  не были определены экспериментально /3/ /. Достаточно ярко проявляется в данном случае и изовекторный E2-резонанс.

Положение и другие характеристики гигантских резонансов монотонно изменяются при переходе от ядра к ядру /1,7,8/. Поэтому исследование свойств резонансов в одном ядре, как это сделано в настоящей работе, позволяет предсказывать некоторые свойства резонансов в других ядрах той же области. Из сопоставления результатов расчетов для  $^{152}\text{Sm}$  с экспериментальными данными для  $^{165}\text{Ho}$  в случае  $E_0 = 75 \text{ МэВ}$ ,  $\theta = 75^\circ$  видно, что при данном переданном импульсе имеется неплохое согласие в абсолютных значениях сечений, несмотря на некоторое различие атомного веса ядер. В этом случае также наблюдается правильное соотношение между E1- и E2-резонансами.

Из сопоставления результатов расчетов для  $E_0 = 105 \text{ МэВ}$ ,  $\theta = 75^\circ$  с данными работы /4/ для  $^{165}\text{Ho}$  можно сделать вывод о том, что и в этом случае неплохо описывается соотношение между E1- и E2-резонансами /хотя абсолютные значения сечений для  $^{165}\text{Ho}$  при таких переданных импульсах существенно отличаются от полученных в данной работе/. Важно, что в последнем случае сильно подавлен E1-резонанс по сравнению с E2- и E3-резонансами. Изовекторный E3-резонанс сильно выделяется как отдельный пик в районе  $35 \text{ МэВ}$ . Во всех описанных процессах четко выделяются и низколежащие ветви E2- и E3-резонансов, что наблюдалось, например, в работе /5/ для ядра  $^{181}\text{Ta}$ . Предварительные расчеты показали, что при еще больших переданных импульсах, например, для  $E_0 = 160 \text{ МэВ}$  и  $\theta = 75^\circ$ , E3-резонанс существенно преобладает над E2-и, тем более, E1-резонансами. Однако в этом случае, по видимому, надо включить в рассмотрение и возбужденные состояния, соответствующие E4-резонансу.

Таким образом, важным преимуществом рассеяния электронов является возможность анализировать вклад в сечение реакции при разных переданных импульсах от различных мультипольных резонансов. Это особенно важно для экспериментального исследования резонансов высших мультипольностей. В работе было показано, что полумикроскопический подход позволяет правильно описывать возбуждение E1- и E2-резонансов. Была также показана возможность исследования E3-резонанса. В дальнейшем рассеяние электронов может быть эффективно использовано для теоретического исследования индивидуальных особенностей резонансов в различных ядрах. Развитием использованного теоретического описания реакции может быть учет ангармоничности при расчете резонансных состояний.

В заключение хотим поблагодарить В.Г.Соловьева, Л.А.Малова и Г.Н.Афанасьева за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Berman B.L., Fultz S.C. *Rev.Mod.Phys.*, 1975, 47, p.713.
2. Überall H. *Electron Scattering from Complex Nuclei* (Academic Press, New York, 1971).
3. Schwierczinski A. e.a. *Phys. Lett.*, 1975, 55B, p.171.
4. Moore G.L. e.a. *Naval Postgraduate School, California* (1975).
5. Hicks R.S. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A278, p.261.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
7. Акулиничев С.В., Малов Л.А. ОИЯИ, P4-9873, Дубна, 1976.
8. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. *Phys. Lett.*, 1976, 64B, p.247. Кырчев Г. и др. ОИЯИ, E4-9962, Дубна, 1976.
9. Tuan S.T., Wright L.E., Onley P.S. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1968, 60, p.70.
10. De Jager C.W., De Vries H., De Vries C. *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 1974, 14, p.479.
11. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ОИЯИ, E4-10165, Дубна, 1976.
12. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 апреля 1977 года.